

1.5 μm 光通信波段明亮压缩态光场的产生及其 Wigner 函数的重构

孙志妮 冯晋霞 万振菊 张宽收

Generation of bright squeezed light at 1.5 μm telecommunication band and its Wigner function reconstruction

Sun Zhi-Ni Feng Jin-Xia Wan Zhen-Ju Zhang Kuan-Shou

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 044203 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.044203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I4>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

Ge-Se 基硫系玻璃在通信波段的三阶非线性与光谱特性研究

Third-order optical nonlinearity at communication wavelength and spectral characteristics of Ge-Se based chalcogenide glasses

物理学报.2015, 64(15): 154216 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154216>

原子系统中远失谐脉冲光束对的群速度操控

Group velocity manipulation of far off-resonant pulse-pair in atomic system

物理学报.2015, 64(9): 094208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094208>

KTP 倍频器件温度适应性扩展研究

Study on temperature adaptability extension of KTP frequency-doubling device

物理学报.2015, 64(9): 094205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094205>

KDP 晶体相位匹配角理论预测模型及其验证分析

Theoretical model of phase-matching angles for KDP crystals and its verification analysis

物理学报.2015, 64(2): 024213 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024213>

循环跃迁的 Δ 型三能级系统中的无反转激光

Laser without inversion in a Δ -configuration three-level system with cyclic transition

物理学报.2012, 61(14): 144205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.144205>

1.5 μm 光通信波段明亮压缩态光场的产生及其 Wigner 函数的重构*

孙志妮 冯晋霞[†] 万振菊 张宽收

(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)

(2015年9月15日收到; 2015年10月26日收到修改稿)

1.5 μm 光通信波段非经典光场在光纤中有着极低的传输损耗, 因而是基于光纤的实用化连续变量量子信息研究的重要资源. 本文利用周期极化磷酸氧钛晶体构成的半整块结构简并光学参量放大器, 实验获得了连续变量 1.5 μm 光通信波段的明亮压缩态光场. 光学参量放大器的阈值功率为 230 mW. 当 780 nm 抽运光场功率为 110 mW, 1.5 μm 注入信号光场功率为 3 mW 时, 连续变量 1.5 μm 明亮正交位相压缩态光场的压缩度达 4.7 dB. 进而利用时域零拍探测系统测量压缩态, 采用量子层析技术重构了该明亮正交位相压缩态光场的 Wigner 准概率分布函数.

关键词: 非线性光学, 明亮压缩态光场, 光学参量放大器, Wigner 准概率分布函数

PACS: 42.50.Ct

DOI: 10.7498/aps.65.044203

1 引言

压缩态光场作为连续变量量子信息科学研究中的重要资源之一, 不仅可用于实现突破散粒噪声极限的精密测量^[1-3]、与原子相互作用的量子存储、操控等^[4,5]研究, 还可以通过分束器耦合获得连续变量纠缠源, 用于实现量子离物传态^[6,7]、量子密集编码^[8,9]和量子保密通信^[10,11]等研究.

利用光学参量振荡器(OPO)和光学参量放大器(OPA)是目前产生连续变量压缩态光场的有效手段之一^[12-18]. 1987年, 美国加州理工学院的Kimble小组^[12,13]首次采用OPO技术获得4.6 dB的连续变量压缩态光场, 随后, 国内山西大学光电研究所^[14]、德国Constanz大学的Mlynek小组^[15]以及澳大利亚国立大学的Bachor小组^[16]采用OPO或OPA技术也相继获得连续变量压缩态光场. 2007年, 日本东京大学Furusawa小组^[17]

获得9 dB的真空压缩; 2008年, 德国汉诺威大学Schnabel小组^[18]获得了9.9 dB真空压缩. 有注入信号场的简并光学参量放大器(DOPA)可以获得输出平均场不为零的非经典光场, 并且更容易实现光学参量振荡腔腔长的锁定以及对相对位相的控制, 从而获得输出更稳定的非经典光场. 1995年, 德国Constanz大学Schiller小组首先从理论上讨论了注入平均场不为零的DOPA, 其表现出许多与OPO不同的性质^[19]; 并采用DOPA实验获得了稳定运转长达36 h的4.3 dB的1.06 μm 明亮振幅压缩光^[20]. 2005年, 山西大学利用DOPA技术光学参量缩小过程获得了2.23 dB的1.06 μm 明亮振幅压缩光^[21].

上述压缩态光场的波长均位于1 μm 左右, 为实现实用化的长距离量子保密通信, 将压缩态光场波段拓展到1.5 μm 光通信波段是必然的趋势. 1.5 μm 波段非经典光场在光纤中可以实现最低损

* 国家自然科学基金(批准号: 61227015, 11204167, 61405109)和山西省回国留学人员科研资助项目(批准号: 2012-003)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: fengjx@sxu.edu.cn

耗(0.2 dB/km)传输,最大程度地使其量子态特性不受破坏. 因而近年来光通信波段1.5 μm压缩态光场的实验产生也成为研究热点^[22-25],可为实用化长距离量子信息研究提供有效的量子资源. 2008年,山西大学利用基于周期极化铌酸锂晶体OPO技术首次获得了2.4 dB的1.5 μm连续变量压缩真空并对实验系统做了优化^[22,23]. 随后,德国汉诺威大学Schnabel小组^[24]利用半整块OPO技术将1.5 μm连续变量压缩真空的压缩度提高至12.3 dB,为目前最高压缩度. 2013年,山西大学利用DOPA技术获得连续变量1.3 μm近通信波段3 dB正交振幅压缩态光场^[25]. 迄今为止,连续变量光纤通信波段1.5 μm的明亮压缩态光场的实验产生还未见报道. 为使非经典光场能以最低损耗在光纤中传输,实现实用化的量子通信系统,我们开展了光通信波段1.5 μm的明亮压缩态光场产生的实验研究.

本文利用基于周期极化磷酸氧钛(PPKTP)晶体的半整块结构DOPA,当780 nm光场为抽运场、1.5 μm光场为注入信号场、DOPA运转在参量放大状态下,实验获得了连续变量1.5 μm的明亮正交位相压缩态光场,实测压缩度为4.7 dB. 同时为进一步研究压缩态光场在光纤中传输过程中的演化特性,利用时域平衡零拍探测系统和量子层析技术对该明亮正交位相压缩态光场进行了Wigner函数重构,重现其在相空间的全部信息.

2 1.5 μm明亮压缩态光场的产生与测量

1.5 μm光通信波段明亮压缩态光场产生的实验装置如图1所示. 激光光源为NP Photonics公司生产的中心波长为1.5 μm的连续单频光纤激光器,最大输出功率为2.2 W. 光隔离器(OI)用于抑制由光学元件反射的激光,保证激光器稳定运转. 由于光纤激光器输出的激光存在远高于散粒噪声基准(SNL)的额外噪声,首先把1.5 μm激光注入模式清洁器(MC)用于降低其额外噪声至SNL. 经过MC1透射的1.5 μm光场,在分析频率为9 MHz处达到SNL. 该光场分成两束,功率较小的一部分光经MC2再次过滤其额外噪声,使连续单频1.5 μm激光的强度噪声在分析频率为4 MHz处达到SNL. 该光场用于DOPA的注入信号光场和平衡零拍探测系统中的本底振荡光场. MC1和MC2模式清洁器均是腔长为1.1 m的无源三镜环形谐振腔,谐振腔精细度为500. 利用Pound-Drever-Hall (PDH)锁腔技术^[26]将模式清洁器的腔长锁定在1.5 μm注入光的共振频率处,透射率均为80%. 电光调制器(EOM)为激光加载高频调制信号,用于锁腔系统. 功率较大的另一部分光注入倍频腔,通过高效外腔谐振倍频获得输出功率约1 W的连续单频780 nm激光^[27]. 经过780 nm模式清洁器(MC3)过滤,780 nm激光的强度噪声在分析频率为4 MHz

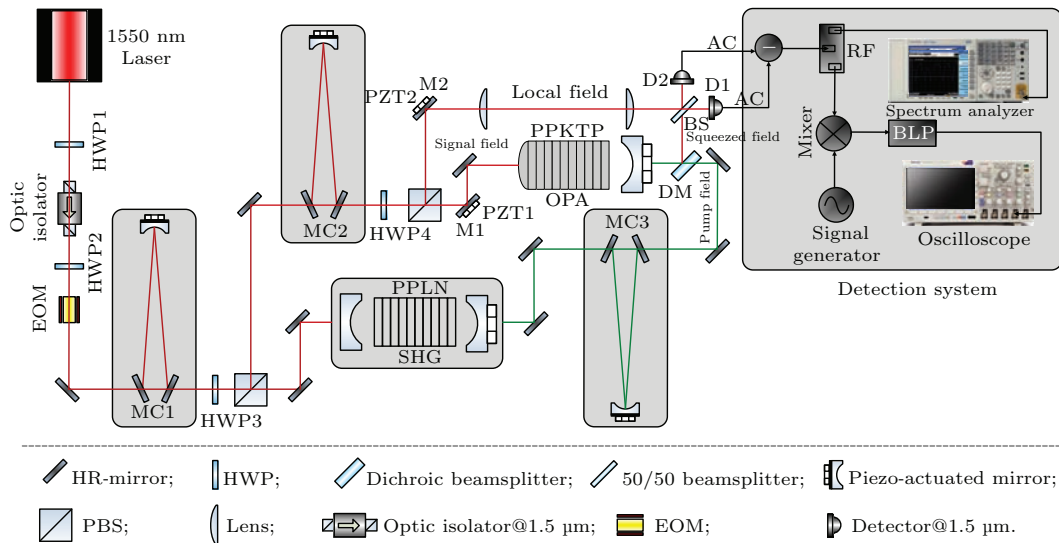


图1 1.5 μm明亮压缩态光场产生实验装置图

Fig. 1. Experimental setup schematic of generation of 1.5 μm bright squeezed light.

处达到SNL. 该780 nm光场被作为DOPA的抽运光场.

本文中, DOPA腔采用半整块两镜法布里-珀罗腔结构, 由PPKTP晶体和曲率半径为30 mm的凹镜组成. PPKTP晶体的尺寸为1 mm × 2 mm × 10 mm, 一个端面是曲率半径为12 mm的凸面, 镀抽运光和信号光高反膜 ($R_{1.5 \mu\text{m}} \& 780 \text{ nm} > 99.9\%$); 另一端面镀抽运光和信号光减反膜 ($R_{1.5 \mu\text{m}} \& 780 \text{ nm} < 0.01\%$). 凹面镜作为下转换光场的输出耦合端, 其凹面镀抽运光和信号光半反膜 ($T_{1.5 \mu\text{m}} = 13\%$, $R_{780 \text{ nm}} = 20\%$), 抽运光由此腔镜耦合进入DOPA腔, 其背面镀抽运光和信号光减反膜 ($R_{1.5 \mu\text{m}} \& 780 \text{ nm} < 0.02\%$). 因此DOPA处于双共振状态, 抽运光在DOPA腔内两次穿过晶体, 简并的信号光与闲置光在腔内共振. PPKTP晶体放置在导热性能良好的紫铜炉中, 通过半导体制冷元件和温度控制仪实现晶体温度的高精度控制, 晶体工作温度为36.8 °C. DOPA腔的光学腔长为32 mm, 当注入信号光时, 实测的1.5 μm的精细度为46.

实验测量的DOPA的阈值功率为230 mW. 当抽运光功率为200 mW (接近阈值功率)时, 信号光由PPKTP晶体的凸面注入DOPA, 实测的DOPA的经典增益约为200. 同样采用PDH锁腔技术, 将DOPA锁定在信号光的共振频率处, DOPA可连续稳定运转1 h. 实验光路中的平面镜M1固定在压电陶瓷(PZT1)上, 通过高压放大器输出的电压推动PZT1来精确控制抽运光与注入信号光的相对相位 θ_1 . 当 $\theta_1 = 0$ 时, DOPA运转于参量放大状态; 当 $\theta_1 = \pi$ 时, DOPA运转于参量反放大状态. 利用平衡零拍探测系统测量由DOPA输出的下转换光场的噪声功率谱. 下转换光场与1.5 μm本底振荡光通过50/50分束器(BS)后, 通过调节光路使其达到空间模式匹配, 实测的两束光的干涉度为98.6%. 由分束器输出的光场由一对自制的低噪声宽带高增益光电探测器(D1, D2)探测, 输出的光电流经过减法器相减后由频谱分析仪分析记录. 铟砷化镓光电探测器的量子效率为92%, 探测系统的共模抑制比达30 dB. 当挡住输出下转换光场、只有本底振荡光输入探测器时, 光电流相减测量的结果为SNL.

当抽运光功率为110 mW, 注入信号光功率为3 mW时, 我们分别测量了DOPA运转于参量放大和反放大状态的输出光场. 为避免探测器饱和, 实

验中调节本底振荡光的功率为10 mW, 同时用固定在平面镜M2上的PZT2精确控制本底振荡光与下转换光场的相对位相 θ_2 . 当 $\theta_2 = 0$ 时, 平衡零拍探测测量到的是下转换光场的正交位相分量的噪声方差; 当 $\theta_2 = \pi/2$ 时, 测量到的是下转换光场的正交振幅分量的噪声方差. 实验中, 把平衡零拍探测器提取的部分光电流分量输入锁相放大器后产生误差信号, 经过低噪声直流放大器反馈至PZT1和PZT2, 将两个相对位相(θ_1, θ_2)分别锁定在(0, 0)或者($\pi, \pi/2$)上. 此时, 测量到的下转换光场的噪声谱分别对应于正交位相分量和正交振幅分量的噪声谱.

当控制PZT1和PZT2上的反馈电压, 把相对位相 θ_1 和 θ_2 均锁定在0时, DOPA运转于参量放大状态, 下转换光场的功率约为120 μW, 利用平衡零拍探测系统测量的下转换光场的噪声功率谱如图2所示. 在实验测量中, 频谱分析仪的分析频率为4.5 MHz, 分辨率带宽为30 kHz, 视频带宽30 Hz, 扫描时间为250 ms. 图2中, 曲线a为SNL, 曲线b为压缩谱, 曲线c为反压缩谱, 曲线d为扫描相对位相 θ_2 时获得的扫描状态压缩与反压缩谱, 曲线e为电子学噪声. 从图2可以看出, 1.5 μm下转换光场的正交位相噪声低于SNL 4.7 dB. 实验中, 当把相对位相 θ_1 和 θ_2 分别锁定在 π 和 $\pi/2$ 时, DOPA运转于参量反放大状态, 实验测量了明亮正交振幅分量的噪声谱, 观察到低于SNL 2.3 dB的1.5 μm光场的正交振幅压缩. 由于DOPA运转于反放大状态时, 相对位相 θ_1 锁定波动较大, 未能获得好的测量结果, 具体原因还在进一步分析.

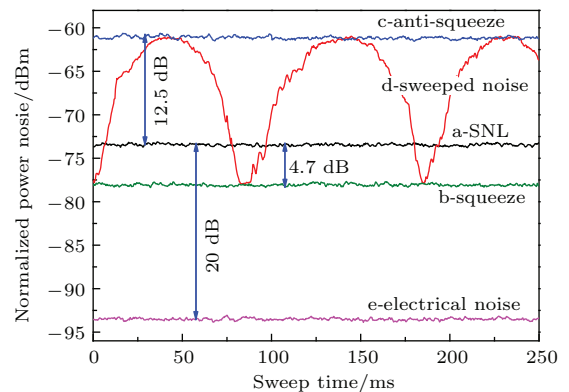


图2 1.5 μm下转换光场的噪声谱

Fig. 2. Noise spectra of 1.5 μm down-conversion field.

实验测量过程中的探测效率(η_{det})包括探测光路的传输效率、本底光与待测光干涉度引入的测量

效率、光电探测器的量子效率以及探测器电子学噪声引入的等效测量效率等, 实验中总的探测效率为 86.6%. DOPA 腔实际输出的压缩度可表示为^[20]

$$V_{\text{sq}} = \frac{V_{\text{sq,det}} - 1 + \eta_{\text{det}}}{\eta_{\text{det}}}, \quad (1)$$

其中 $V_{\text{sq,det}}$ 为实际探测到的正交位相压缩光的噪声. 由(1)式计算可知, 由 DOPA 输出的 $1.5 \mu\text{m}$ 下转换光场的明亮正交位相压缩光的压缩度达 6.3 dB.

3 $1.5 \mu\text{m}$ 明亮压缩态光场的 Wigner 准概率分布函数的重构

量子态的 Wigner 准概率分布函数是相空间的实函数, 能完备地描述一个量子态, 但作为一种准概率分布函数并不能被直接测量. Wigner 准概率分布函数是 1932 年由 Wigner 首次引入一个函数对应于相空间中的准概率分布, 反映了量子态在整个相空间演化过程中的重要信息^[28], 量子态的演化可以用其对应的 Wigner 函数来描述, 因而 Wigner 函数的重构对于研究量子体系的演化过程是非常有意义的. 国内外相关研究小组在理论和实验方面开展了一系列的工作^[29–33]. 理论研究表明, 采用基于时域平衡零拍探测的量子层析技术是对于量子态的 Wigner 函数重构的重要方法之一^[29]. 1989 年, 德国乌尔姆大学 Vogel 小组第一次利用时域的平衡零拍探测(量子层析)技术在实验上重构出第一个量子态的 Wigner 函数^[30]; 1996 年, 德国康斯坦茨大学 Schiller 小组首次实现了对于连续变量压缩态 Wigner 函数的重构^[31], 2001 年该小组又率先完成了单光子态 Wigner 函数的重构^[32]; 2008 年, 山西大学采用时域平衡零拍探测的量子层析技术实现了对于连续变量真空压缩态的 Wigner 函数的重构^[33]. 量子层析技术的具体过程是首先通过采集该量子态噪声起伏在不同位相角 θ_2 下的分布, 这对应于该量子态的不同位相角 θ_2 下的噪声边缘分布. 然后通过对边缘分布的 Fourier 变换做双重 Fourier 积分即可得到该量子态的密度矩阵和相空间的 Wigner 函数, 重现量子态的全部信息, 利用它可以很方便地求出一个可观测量的概率分布.

为进一步研究压缩态光场在光纤中传输过程中的演化特性, 需要重现其在相空间的全部信息. 我们利用时域平衡零拍探测系统和量子层析技术

对实验获得的 $1.5 \mu\text{m}$ 明亮正交位相压缩态光场进行了 Wigner 函数重构. 实验中, 通过扫描本底振荡光与待测量子态的相对位相, 并用频谱分析仪测量了不同位相角 θ_2 下的明亮压缩态的噪声幅度, 然后将平衡零拍探测系统输出的减信号在某一个频率处展开, 就可以用示波器采集到该压缩态在不同位相角 θ_2 下的噪声边缘分布. 测量系统如图 1 所示, 平衡零拍探测器输出的减信号与 1 MHz 的射频信号混频后经过低通滤波器, 将 1 MHz 处的噪声信号解调到零频, 即可以通过示波器采集高频处的噪声信号. 解调后的噪声信号比较弱, 实验中采用一个低噪声放大器放大信号, 通过选择其频宽以及放大倍数将低频干扰过滤并使得信号得到有效放大, 再由采样频率为 1 Gb/s 的数字示波器采集数据, 采集所得数据如图 3 所示.

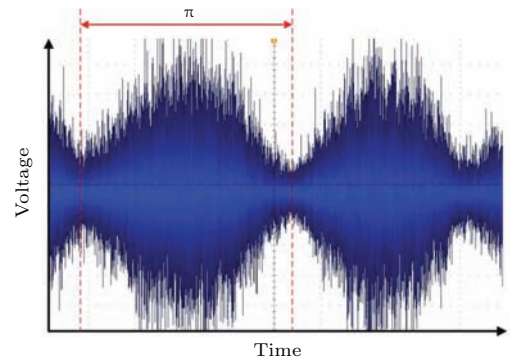


图 3 存储示波器采集到的数据点(两条虚线间的部分为 π 位相周期内的数据)

Fig. 3. Collected data of digital storage oscilloscope (the portion between the two dashed lines is datagram a period of π phase).

取一个 π 位相周期的数据并等分为 100 份, 则每一份为一个 $\pi/100$ 位相区间. 然后再将每一个区间的电压值等分为 100 个区间, 并对所有数据做统计, 统计的结果即为该位相角下的量子态噪声边缘分布. 这样就得到了量子态在不同位相角下的 100 个边缘分布. 然后对这一系列边缘分布通过 Labview 程序做逆 Randon 变换, 重构出该明亮压缩态光场的 Wigner 准概率分布函数. 计算结果如图 4 所示, 图 4(a) 为重构出的 Wigner 准概率分布函数的三维图, 图 4(b) 为该函数的俯视图. 从图中可以看出, 实验产生的明亮位相压缩光并不是一个理想的最小不确定态, 放大方向存在额外的噪声. 此外, 相对位相的随机起伏以及探测器的量子效率都是影响 Wigner 函数真实重构的因素.

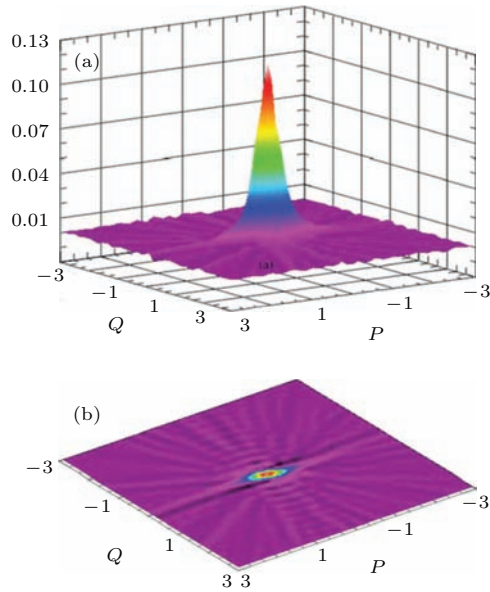


图4 (网刊彩色) 重构的Wigner准概率分布函数 (a) 三维图; (b) 俯视图

Fig. 4. (color online) Reconstructed Wigner quasi-probability distribution function: (a) Three-dimensional of the function; (b) top view of the function.

4 结 论

本文利用PPKTP晶体构成的半整块简并光学参量放大器实验产生了光通信波段 $1.5\ \mu\text{m}$ 正交位相明亮压缩态光场. 当抽运光功率为 $110\ \text{mW}$ 、注入信号光功率为 $3\ \text{mW}$, DOPA运转于放大状态时, $1.5\ \mu\text{m}$ 正交位相明亮压缩态光场的实测压缩度为 $4.7\ \text{dB}$. 考虑到探测效率, DOPA实际输出光场的压缩度为 $6.3\ \text{dB}$. 通过改善腔镜的镀膜质量、光电管器件量子效率以及提高相对位相锁定的信噪比等, 有望得到更高的压缩度输出. 实验上采用量子层析技术重构出了该量子态的Wigner准概率分布函数, 重现其在相空间演化的全部信息, 为进一步研究压缩态光场在光纤中的传输演化特性提供了有力的手段. 由于明亮压缩态光场是在有注入信号光场的情况下获得的, DOPA腔腔长的锁定会更加稳定, 有利于获得长时间稳定的明亮压缩态光场, 可为基于光纤的实用化长距离量子信息研究提供理想的量子光源.

参考文献

[1] Goda K, Miyakawa O, Mikhailov E E, Saraf S, Adhikari R, McKenzie K, Ward R, Vass S, Weinstein A J, Mavalvala N 2008 *Nat. Phys.* **4** 472

[2] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L 2004 *Science* **306** 1300

[3] Xiao M, Wu L A, Kimble H J 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 278

[4] Appel J, Figueroa E, Korystov D, Lobino M, Lvovsky A I 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 093602

[5] Dantan A, Pinard M 2004 *Phys. Rev. A* **69** 043810

[6] Furusawa A, Serensen J L, Braunstein S L, Fuchs C A, Kimble H J, Polzik E S 1998 *Science* **282** 706

[7] Zhai Z H, Li Y M, Wang S K, Guo J, Zhang T C, Gao J R 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2710 (in Chinese) [翟泽辉, 李永明, 王少凯, 郭娟, 张天才, 郇江瑞 2005 物理学报 **54** 2710]

[8] Jing J T, Zhang J, Yan Y, Zhao F G, Xie C D, Peng K C 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 167903

[9] Lee H, Ahn D, Hwang S W 2002 *Phys. Rev. A* **66** 024304

[10] Moskal S, Bednarek S, Adamowski J 2007 *Phys. Rev. A* **76** 032302

[11] Schmitt-Manderbach T, Weier H, Furst M, Ursin R, Tiefenbacher F, Scheidl T, Perdigues J, Sodnik Z, Kurtsiefer C, Rarity J G, Zeilinger A, Weinfurter H 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 010504

[12] Wu L A, Kimble H J, Hall J H, Wu H F 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 2520

[13] Wu L A, Xiao M, Kimble H J 1987 *J. Opt. Soc. Am. B* **4** 1465

[14] Peng K C, Pan Q, Wang H, Zhang Y, Su H, Xie C D 1998 *Appl. Phys. B* **66** 755

[15] Breitenbach G, Muler T, Pereira S F, Poizat J P, Schiller S, Mlynek J 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 2304

[16] Lam P K, Ralph T C, Buchler B C, McClelland D E, Bachor H A, Gao J 1999 *J. Opt. B: Quan. Semiclass. Opt.* **1** 469

[17] Takeno Y, Yukawa M, Yonezawa H, Furusawa A 2007 *Opt. Express* **15** 4321

[18] Eberle T, Händchen V, Duhme J, Franz T, Werner R F, Schnabel R 2011 *Phys. Rev. A* **83** 052329

[19] Schiller S, Breitenbach G, Pereira S F, Paschotta R, White A G, Mlynek J 1995 *Proc. SPIE* **2378** 91

[20] Schneider K, Bruchmeier R, Hansen H, Schiller S, Mlynek J 1996 *Opt. Lett.* **21** 1396

[21] Ma H L, Wei D, Ye C G, Zhang J, Peng K C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3637 (in Chinese) [马红亮, 卫栋, 叶晨光, 张靖, 彭堃堃 2005 物理学报 **54** 3637]

[22] Feng J X, Tian X T, Li Y M, Zhang K S 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 221102

[23] Liu Q, Feng J X, Li H, Jiao Y C, Zhang K S 2012 *Chin. Phys. B* **21** 104204

[24] Mehmet M, Ast S, Eberle T, Steinlechner S, Vahlbruch H, Schnabel R 2011 *Opt. Express* **19** 25763

[25] Wu Z Q, Zhou H J, Wang Y J, Zheng Y H 2013 *Acta Sin. Quan. Opt.* **19** 1 (in Chinese) [邬志强, 周海军, 王雅君, 郑耀辉 2013 量子光学学报 **19** 1]

[26] Black E D 2001 *Am. J. Phys.* **69** 79

[27] Li H, Feng J X, Wan Z J, Zhang K S 2014 *Chin. J. Lasers* **41** 0502003 (in Chinese) [李宏, 冯晋霞, 万振菊, 张宽收 2014 中国激光 **41** 0502003]

[28] Wigner E 1932 *Phys. Rev.* **40** 749

- [29] Fano U 1957 *Rev. Mod. Phys.* **29** 74
 [30] Vogel K, Risken H 1989 *Phys. Rev. A* **40** 2847
 [31] Schiller S, Breitenbach G, Pereira S F, Muller T, Mlynek J 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 2933
 [32] Lvovsky A I, Hansen H, Aichele T, Benson O, Mlynek J, Schiller S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 050402
 [33] Ye C G, Zhang J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6962 (in Chinese) [叶晨光, 张靖 2008 物理学报 **57** 6962]

Generation of bright squeezed light at 1.5 μm telecommunication band and its Wigner function reconstruction*

Sun Zhi-Ni Feng Jin-Xia[†] Wan Zhen-Ju Zhang Kuan-Shou

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

(Received 15 September 2015; revised manuscript received 26 October 2015)

Abstract

The squeezed light at 1.5 μm telecommunication band has been considered as an important resource of continuous variable (CV) practical fiber-based quantum information research because it is the lowest loss in fiber. A bright phase quadrature squeezed light for continuous variable at 1.5 μm is demonstrated from a semi-monolithic degenerate optical parametric amplifier (DOPA) based on a periodically poled KTiOPO_4 (PPKTP) crystal. The laser source is a continuous wave (CW) single-frequency fiber laser at 1.5 μm , which is sent through a ring mode cleaner (MC) as a preliminary spatial and noise filter. And then the main portion of the output from the MC is used for external-enhanced second harmonic generation to obtain a CW single-frequency low noise laser at 780 nm that acts as the pump of the DOPA. The residual light of the output from the MC at 1.5 μm is used as the injected signal light of the DOPA and the local oscillator (LO) of a balanced homodyne detector (BHD) system. The DOPA is built by using a type-I PPKTP crystal and a piezo-actuated output coupler and works in double-resonance case with a threshold power of 230 mW. When the DOPA is operating in the state of amplification, the output down-conversion field should be a bright phase quadrature squeezed light, where the relative phase between the pump and the injected signal is locked to 0. A 4.7 dB bright phase quadrature squeezed light is measured by the BHD system with the pump light of 110 mW and the injected signal of 3 mW, where the relative phase between the down-conversion field and the LO is locked to 0. Our measurement is limited by the optical losses and the detection efficiency. We have taken into account the detection efficiency of 86.6%, and the actual squeezing of the squeezed light being 6.3 dB. Moreover, because it is so crucial a process for CV quantum information system that the transmission and evolution of the CV squeezed states in the fiber may reappear in all information of the quantum states in the phase space, then the bright squeezed light is detected by a BHD system in the time domain, and its Wigner quasi-probability distribution function can be reconstructed by using a quantum tomographic technique. Furthermore, the bright squeezed state at 1.5 μm is an ideal source for fiber-based long-distance quantum information because of its stability and bright mean field.

Keywords: nonlinear optics, bright squeezed light, optical parametric amplifier, Wigner quasi-probability distribution function

PACS: 42.50.Ct

DOI: 10.7498/aps.65.044203

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61227015, 11204167, 61405109) and the Shanxi Scholarship Council, China (Grant No. 2012-003).

[†] Corresponding author. E-mail: fengjx@sxu.edu.cn