

9.1 dB HG₁₀ 模压缩态光场的实验制备*

李治^{1)2)†} 白建东¹⁾²⁾ 刘奎³⁾ 唐军¹⁾²⁾

1) (中北大学半导体与物理学院, 太原 030051)

2) (中北大学, 宽禁带半导体超越照明材料与技术国家重点实验室, 太原 030051)

3) (山西大学光电研究所, 光量子技术与器件国家重点实验室, 太原 030006)

(2025年8月17日收到; 2025年9月17日收到修改稿)

高阶厄米高斯 (HG) 模压缩态光场作为一种量子光源, 在量子精密测量、量子成像等领域有重要的应用价值. HG 模式量子态增强空间测量精度很大程度上取决于其压缩度. 然而, 利用光学参量振荡器产生高阶 HG 模压缩光的压缩度主要受泵浦功率限制. 本文理论分析并实验验证利用楔角非线性晶体构成的双共振光学参量振荡器, 在低泵浦功率条件下实现 HG₁₀ 模压缩态光场的实验制备. 通过调节光场经历楔角非线性晶体的长度和工作温度, 从而补偿 HG₂₀ 与 HG₁₀ 模式在腔内的 Gouy 相位差和非线性晶体中不同频率光场引起的像散, 同时实现双共振条件和相位匹配要求. 实验结果表明仅需 51 mW 的 HG₂₀ 模式泵浦光操控光学参量振荡器产生 9.1 dB 的 HG₁₀ 模压缩态光场. 该量子技术解决了光学参量振荡器产生高阶横模量子态受泵浦功率限制的问题, 可用于制备高压缩度的高阶 HG 模压缩态光场, 为提高空间测量精度提供有效手段.

关键词: 高阶厄米高斯模式, 压缩态, 光学参量振荡器, 双共振**PACS:** 42.50.-p, 42.65.Yj, 42.65.Ky**DOI:** 10.7498/aps.74.20251109**CSTR:** 32037.14.aps.74.20251109

1 引言

压缩态光场在量子精密测量^[1-5]、量子成像^[6]和量子网络^[7-9]等领域已成为重要的量子光源. 光学参量振荡器 (OPO) 被证明是产生高水平压缩态的主要方式之一^[10-12], 自 Wu 等^[13]首次利用 OPO 制备基模压缩光以来, 国内外研究人员在理论和实验方面开展了一系列研究并取得突破性进展^[14-17]. 近年来, 许多研究也集中在利用光学参量振荡器产生高阶厄米高斯 (HG) 模式量子态光场^[18-20]. 与基模 HG₀₀ 模式相比, 高阶 HG 模式压缩光作为一种重要的量子态空间结构光场, 具有更高的空间自由度, 从而在光学应用中能够实现更强的信息处理能

力^[21,22]. 在笛卡尔坐标系中, 高阶厄米高斯模式 (HG_{mn}) 为矩形对称分布, 其中 m 和 n 分别对应于 x 轴和 y 轴, 该模式在自由空间传播过程中保持稳定的强度分布.

对于一阶 ($m + n = 1$) HG₁₀ 模式压缩光已被应用于提高光束横向位移和偏转测量精度^[23,24]. 同时, HG₁₀ 模式压缩光引入量子干涉仪中允许减少模式匹配损耗, 从而提高引力波探测精度^[25]. 有研究表明 HG₁₀ 模式真空压缩态应用于弱值测量技术, 实现量子态增强空间测量^[26]. 上述性能的提升很大程度上取决于 HG₁₀ 模式压缩光的压缩水平.

实验制备高阶厄米高斯模式压缩光主要有两种方式, 其中一种是利用模式转换方式, 将 HG₀₀ 模式压缩光转换为 HG_{mn} 模式压缩光, 但这种方式

* 国家自然科学基金 (批准号: 62471443, 12104417)、山西省基础研究计划 (批准号: 202403021212023) 和山西省高等学校科技创新项目 (批准号: 2024L198) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhili@nuc.edu.cn

受到模式转换器件参数限制,例如光场的衍射损耗以及模式纯度低等问题^[27],目前该方式所获得的HG₁₀模式压缩水平均低于4.0 dB^[26,28];另一种方式是通过OPO直接产生HG_{*mn*}模式压缩光.Lassen等^[29]首次使用光学参量过程产生2.6 dB HG₁₀模式压缩光,对应的泵浦功率为300 mW.Guo等^[30]使用670 mW的最佳泵浦模式产生3.28 dB HG₁₀模式的纠缠态.Steinlechner等^[25]利用光学参量过程产生4.8 dB的HG₀₁模式压缩态光场.然而,上述报道均利用单共振OPO产生HG₁₀模式压缩光,其压缩水平最终受限于泵浦功率.另外,随着压缩光模式阶数的增加,有限的泵浦功率产生高压压缩水平的高阶横模压缩光存在巨大的挑战^[19].

众所周知,利用双共振的光学参量振荡器产生HG₀₀模式压缩光,可以有效地降低腔外泵浦功率需求^[17,31].与产生HG₀₀模式压缩光不同,制备HG₁₀模式压缩光,需要同时实现不同模式阶数的泵浦光和下转换光在OPO内双共振以及相位匹配条件.HG₂₀模式泵浦光和HG₁₀模式下转换光场的Gouy相位存在显著区别,将引入额外的相位差.在我们之前的工作中,利用双共振OPA直接产生5.5 dB的HG₁₀模式压缩光^[32].这里,仅通过调节周期极化磷酸氧钛钾(PPKTP)晶体的温度,难以同时完美满足HG₂₀模式与HG₁₀模式在OPA内双共振和相位匹配要求,这是影响HG₁₀模式压缩度的主要原因之一.基于这一结果,可以预见:引入另外一个可调节维度来补偿HG₁₀模式和HG₂₀模式在OPO腔内的Gouy相位差,将有望使HG₂₀模式泵浦光和HG₁₀模式下转换光在腔内同时实现双共振和相位匹配条件,从而既降低腔外泵浦功率又提高压缩水平.

本文理论分析并实验验证利用楔角PPKTP晶体构成的双共振光学参量振荡器,可以同时引入两个调节维度,包括光场经历楔角晶体的长度和工作温度,来补偿HG₂₀与HG₁₀模式在OPO腔内的Gouy相位差和非线性晶体中不同频率光场引入的像散,在双共振和相位匹配条件下实现HG₁₀模式压缩态的实验制备.实验利用模式转换腔产生高纯度的HG₂₀模式和HG₁₀模式光场分别作为泵浦光和本地光,仅用51 mW的HG₂₀模式泵浦光操控OPO产生9.10 dB的HG₁₀模式压缩光.在不考虑探测效率条件下,光学参量振荡器实际输出的HG₁₀

与HG₀₀模式压缩态光场的压缩水平一致,均达到12.15 dB.该技术可以有效解决高阶HG模式量子态制备中压缩度受泵浦功率限制的问题,为制备高压压缩水平的空间结构量子态光场提供了关键技术基础,可用于提高空间测量和引力波探测精度^[25,32].

2 理论分析

利用光学参量振荡器产生HG₁₀模式压缩光,首先需要选取与HG₁₀模式压缩光空间匹配的泵浦模式,即对应最小阈值的泵浦模式.阈值功率与泵浦光场和下转换光场的横向分布关系表示为

$$P_{\text{th}} \propto \left| \int_{-\infty}^{\infty} [u_{\text{squ}}^*(\mathbf{r})]^2 u_{\text{pu}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^{-2},$$

其中 $u_{\text{squ}}(\mathbf{r})$ 和 $u_{\text{pu}}(\mathbf{r})$ 分别为下转换光场和泵浦光场的横向分布^[29,30].分析可得产生HG₁₀模式压缩光对应的泵浦光为HG₂₀模式.为了实现有效增强OPO腔内泵浦光功率密度,进而降低所需的腔外泵浦功率,必须使泵浦光在OPO腔内共振.那么,HG₂₀模式泵浦光的共振条件为:当泵浦光场在行波腔内环绕一周,其腔长对应的相位等于 2π 的整数倍.若腔长偏离该共振条件,OPO腔内的泵浦光功率密度趋近于零.因此,产生HG₁₀模式压缩光,OPO腔内HG₂₀模式和HG₁₀模式须满足条件:

$$-\frac{2\pi}{\lambda_s} \cdot [d \cdot n_1(T) + (L - d)] + \phi_{\text{Gouy}}^{\text{HG}_{10}} = A(2\pi), \quad (1)$$

$$-\frac{2\pi}{\lambda_p} \cdot [d \cdot n_2(T) + (L - d)] + \phi_{\text{Gouy}}^{\text{HG}_{20}} = B(2\pi). \quad (2)$$

由(1)式和(2)式可得,HG₁₀模式和HG₂₀模式在OPO内共振,不仅要补偿不同频率的泵浦光和下转换光经历非线性PPKTP晶体的像散,还需要补偿不同阶数的模式在OPO腔内的Gouy相位差.此处利用1 mm × 5 mm × 12 mm的楔角PPKTP晶体代替普通晶体,引入一个新的可调节维度 d .在满足相位匹配温度条件时, $n_1(T)$ 和 $n_2(T)$ 分别为下转换光和泵浦光在PPKTP晶体介质中的折射率.如图1所示, d 为光场经历楔角PPKTP晶体的长度(最大长度为12 mm),OPO腔的几何长度 L 表示为 $L = l_1 + 2l_2 + l_3$, $\lambda_s = 1080$ nm为下转换光的波长, $\lambda_p = 540$ nm为泵浦光的波长.制备高阶HG模式压缩光,泵浦光的模式阶数是下转换光场模式阶数的2倍.下转换光和泵浦光的Gouy相位分别对应于等式(1)和(2)中的 $\phi_{\text{Gouy}}^{\text{HG}_{10}}$

和 $\phi_{\text{Gouy}}^{\text{HG}_{20}}$. HG_{mn} 模式在腔内的 Gouy 相位可以表示为^[33,34]

$$\phi_{\text{Gouy}}^{\text{HG}_{mn}} = (m + 1/2) \arctan(z/Z_R^x) + (n + 1/2) \arctan(z/Z_R^y), \quad (3)$$

其中, $Z_R^x = \pi\omega_x^2/\lambda$ 和 $Z_R^y = \pi\omega_y^2/\lambda$ 分别表示光场在 X - Z 平面和 Y - Z 平面 (与 X - Z 平面垂直) 的瑞利长度, 其中 Z 为光束的传播方向, λ 为光场波长, ω_x 和 ω_y 分别表示光场在 X 方向和 Y 方向的腰斑大小, z 为高阶横模光场的传输距离.

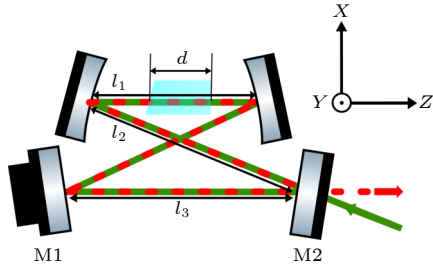


图 1 双共振 OPO 结构示意图

Fig. 1. Schematic diagram of doubly-resonant OPO structure.

为了实现 HG_{20} 模式泵浦光和 HG_{10} 模式下转换光在 OPO 腔内同时共振, A 和 B 的取值必须为整数, 此时它们之间的相互作用最强. 在光学参量振荡器 OPO 中, 平凹镜之间长度 l_1 为 (5.8 ± 0.2) cm, 腔的几何长度 L 为 (36.6 ± 0.5) cm, 楔角 PPKTP 晶体的工作温度为 59 °C. 理论分析表明, 楔角 PPKTP 晶体在 OPO 腔内的有效长度每改变 9.7 μm , 可实现泵浦光与下转换光的同时共振. 因此, 要实现 HG_{20} 模式泵浦光和 HG_{10} 模式下转换光的同时共振, 需要满足楔角晶体长度调节范围 Δd 大于 9.7 μm . 与光场传播方向垂直的非线性晶体表面高和宽分别为 1 mm 和 5 mm, 沿晶体的 5 mm 方向切 1° 角, 通过水平平移楔角 PPKTP 晶体, 使光场通过晶体不同位置时, 经历的腔长不同. 根据楔角 PPKTP 晶体的尺寸参数分析, 其长度变化的最大范围为 $\Delta d = 87$ μm . 非线性晶体放置于平移台 (Thorlabs PY005), 平移台行程范围为 3 mm. 那么, 通过改变光场经历楔角 PPKTP 晶体的长度和工作温度, 找到不同模式阶数的泵浦光和下转换光同时共振和相位匹配的位置, 产生高阶 HG 模式压缩态光场. HG 模式压缩光的压缩正交分量方差 V_s 与反压缩正交分量方差 V_a 分别表示为^[35]

$$V_s = 1 - \eta_{\text{tot}} \frac{4\sqrt{P_{\text{pump}}/P_{\text{th}}}}{(1 + \sqrt{P_{\text{pump}}/P_{\text{th}}})^2 + 4(2\pi f/\gamma)^2}, \quad (4)$$

$$V_a = 1 + \eta_{\text{tot}} \frac{4\sqrt{P_{\text{pump}}/P_{\text{th}}}}{(1 - \sqrt{P_{\text{pump}}/P_{\text{th}}})^2 + 4(2\pi f/\gamma)^2}, \quad (5)$$

其中, 总效率 $\eta_{\text{tot}} = \eta_{\text{det}} \cdot \eta_{\text{tr}} \cdot \eta_{\text{esc}} \cdot \eta_{\text{hd}}^2$, η_{det} 为量子效率, η_{tr} 为传输效率, η_{esc} 为逃逸效率, η_{hd} 为本地场和压缩光的干涉可见度. P_{pump} 为腔外泵浦功率 (注入泵浦功率), P_{th} 为阈值功率, γ 是 OPO 在 1080 nm 处的衰减率, f 是分析频率. 在双共振 OPO 腔内, 泵浦光场的腔内循环功率表示为^[35,36]

$$P_c = P_{\text{pump}} \cdot \frac{(1 - R_1)}{[1 - \sqrt{R_1 R_r (1 - L_1)}]^2}, \quad (6)$$

式中, P_c 表示腔内循环功率, $R_1 = (95.0 \pm 0.5)\%$ 是输入耦合镜的反射率, $R_r = R_2 \cdot R_3 \cdot R_4$, 其中 $R_2 = R_3 = R_4 > 99.95\%$ 是另外 3 个腔镜的反射率, L_1 表示泵浦光场穿过 PPKTP 晶体的传输损耗. 提高输入耦合镜对泵浦光场的反射率 R_1 , 可以增强腔内循环功率, 进而降低对腔外泵浦功率的需求.

3 实验装置

光学参量振荡器采用四镜环形结构, 包括两个平凹镜 (每个平凹镜的曲率半径为 50 mm) 和两个平面镜 (M1 和 M2), 如图 1 所示. 平面镜 M1 固定在压电陶瓷 (PZT) 上. PZT 用于扫描和锁定 OPO 腔长. 两个平凹镜和一个平面镜 M1 都是双高反镜 ($R > 99.95\%$). 输入耦合镜 M2 的透射率为 $T = (5.0 \pm 0.5)\%$ (在 540 nm 处) 和 $T = (15.0 \pm 0.5)\%$ (在 1080 nm 处). 楔角 PPKTP 晶体位于两个平凹镜之间的中心位置, 其表面镀有波长为 1080 nm 和 540 nm 的减反膜. 将楔角 PPKTP 晶体放置在导热性良好的铜炉中, 并使用帕尔贴元件进行精确的温度控制. 铜炉放置在平移台 (Thorlabs PY005) 上, 通过粗调楔角晶体的横向位置 (垂直于光束的传播方向), 细调晶体温度, 在光学参量振荡器内, 实现 HG_{20} 模式和 HG_{10} 模式双共振和相位匹配.

制备 HG_{00} 模式和 HG_{10} 模式压缩光实验装置如图 2 所示, 激光器输出 1080 nm 的基模 HG_{00} 模式光场. 红外光场经历 QWP 和 HWP 入射 PBS1

一分为二. 其中, 主要的一部分红外光场通过电光调制器 (EOM), 其由任意波形发生器生成的正弦信号驱动, 调制频率为 20 MHz. HG_{00} 模式的红外光场经历倍频腔发生参量上转换过程产生 540 nm 的 HG_{00} 模式. 这里, 利用 PDH (Pound-Drever-Hall) 方案^[37] 实现倍频腔 (SHG)、模式转换腔 (MC) 和光学参量振荡器 (OPO) 的腔长锁定. 540 nm 的 HG_{00} 模式光场完全对准并且模式匹配到模式转换腔 MC1, 将输出高纯度的 HG_{00} 模式; HG_{00} 模式光场与模式转换腔 MC1 失配, 激发产生 HG_{20} 模式, 并将腔长锁定在 HG_{20} 模式的腔长位置, 将输出 HG_{20} 模式. 产生的 HG_{00} 模式和 HG_{20} 模式分别作为泵浦光用于操控 OPO 腔产生 HG_{00} 模式和 HG_{10} 模式压缩光. 产生的 HG_{00} 模式和 HG_{10} 模式压缩光分别通过双色镜反射, 传输至平衡零拍探测系统. 部分泵浦光透过双色镜并入射锁腔探测器用于获取误差信号, 实现 OPO 腔长锁定. 经过 PBS1 的另一部分光场通过模式转换腔 MC2, 将产生 HG_{00} 模式和 HG_{10} 模式, HG_{00} 模式和 HG_{10} 模式分别作为校准光用于准直输出的压缩光和平衡零拍探测系统 (BHD) 的本地光. 本地光经历压电陶瓷 (PZT1) 用于实现与压缩光的相位扫描. 在测量 HG_{10} 模式的压缩水平时, 校准光将不再注入 OPO 腔.

4 实验结果与分析

利用模式转换腔 MC 产生泵浦光 HG_{20} 模式, 光束质量分析仪观测到的 HG_{20} 模式的强度分布如图 3(a) 所示. 图 3(b) 表示 HG_{20} 模式的纯度拟合结果, 其中红色曲线为 HG_{20} 模式的强度分布 (光斑的横向红色虚线位置处), 蓝色虚线为理论拟合曲线. 理论拟合曲线与实验数据吻合较好. 拟合结果表明 HG_{20} 模式的纯度达到 $(98.0 \pm 0.2)\%$. 利用模式转换腔的腔模失配方式产生高纯度的 HG_{20} 模式, 对于提高在双共振 OPO 中 HG_{20} 泵浦模式的腔模耦合效率至关重要. HG_{20} 模式泵浦光入射 OPO 腔, 透射光强随 OPO 腔长的变化结果如图 3(c) 所示. 在一个自由光谱区内观测, HG_{20} 泵浦模式在 OPO 中的实际耦合效率为 $(93.0 \pm 0.5)\%$.

如图 4(a) 所示, 27 mW 的 HG_{00} 模式泵浦光操控 OPO, 产生 HG_{00} 模式压缩态光场的噪声功率谱. 横轴对应于扫描时间, 纵轴表示归一化的噪声功率. 曲线 i 为散粒噪声基准 (SNL). 曲线 ii 为基模压缩态光场的量子噪声水平随本地光相位扫描的变化结果, 直接测量 HG_{00} 模式的最大压缩度为 (-9.20 ± 0.12) dB, 对应的反压缩度为 (15.50 ± 0.34) dB. OPO 实际输出的 HG_{00} 模式压缩水平为

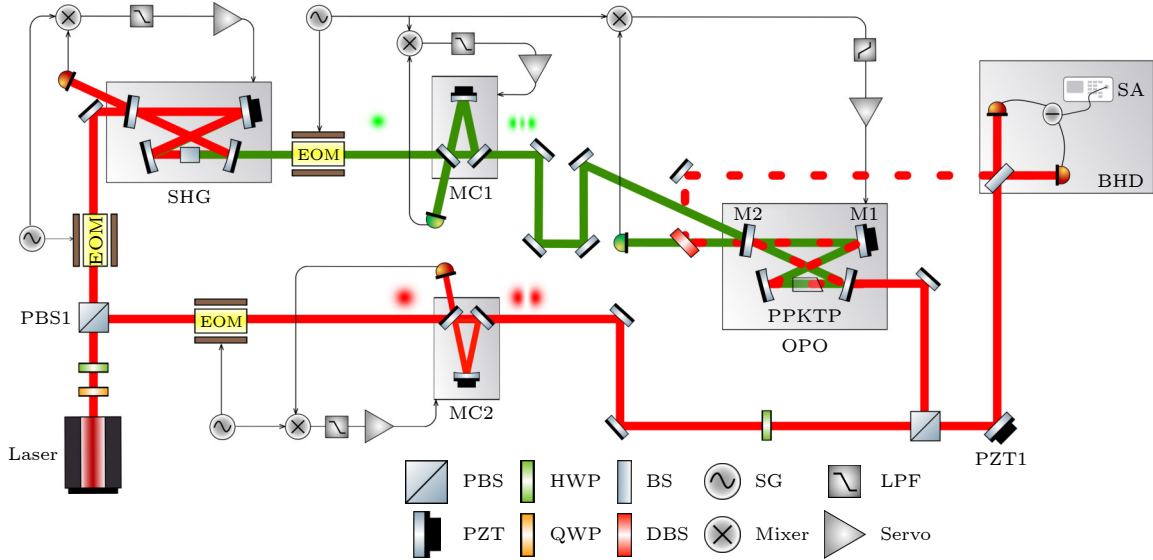


图 2 生成 HG_{00} 和 HG_{10} 模式压缩光的实验装置图 (QWP, 1/4 波片; HWP, 半波片; PBS, 偏振分光棱镜; SG, 信号发生器; LPF, 低通滤波器; PZT, 压电陶瓷; DBS, 双色镜; BS, 50/50 分束镜; SHG, 倍频腔; MC, 模式转换腔; OPO, 光学参量振荡器; SA, 频谱分析仪; BHD, 平衡零拍探测系统)

Fig. 2. Experimental setup for the production of both HG_{00} and HG_{10} mode squeezed light. QWP, quarter-wave plate; HWP, half-wave plate; PBS, polarizing beam splitter; SG, signal generator; LPF, low-pass filter; PZT, piezo-electric transducer; DBS, dichroic beam splitter; BS, beam splitter; SHG, second harmonic generation; MC, mode converter; OPO, optical parametric oscillator; SA, spectrum analyzer; BHD, balance homodyne detection.

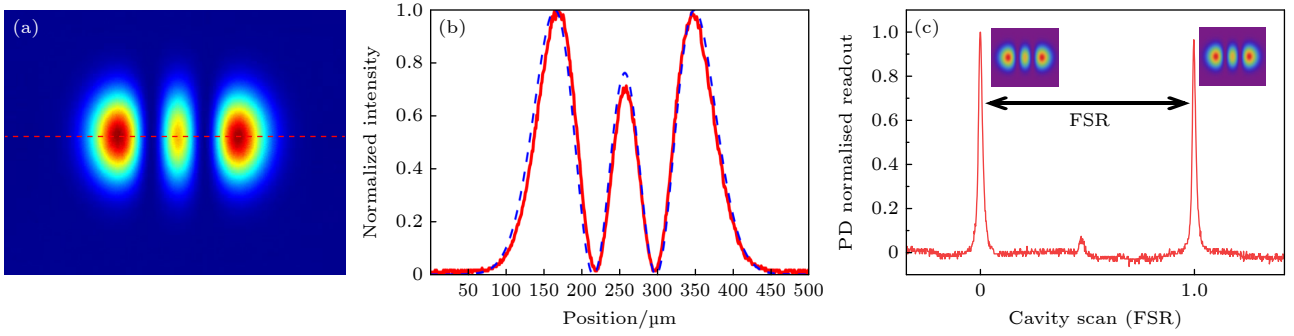


图 3 (a) HG_{20} 模式强度分布; (b) HG_{20} 模式的纯度拟合结果; (c) HG_{20} 模式的透射光强随 OPO 腔长的变化结果, 0 和 1 (FSR) 对应于 HG_{20} 模式的透射峰

Fig. 3. (a) The intensity profile of HG_{20} mode; (b) the purity fitting result of HG_{20} mode; (c) the transmitted light intensity of HG_{20} mode varies with the OPO cavity length, the transmission peaks of 0 and 1 free spectral range (FSR) correspond to the HG_{20} mode.

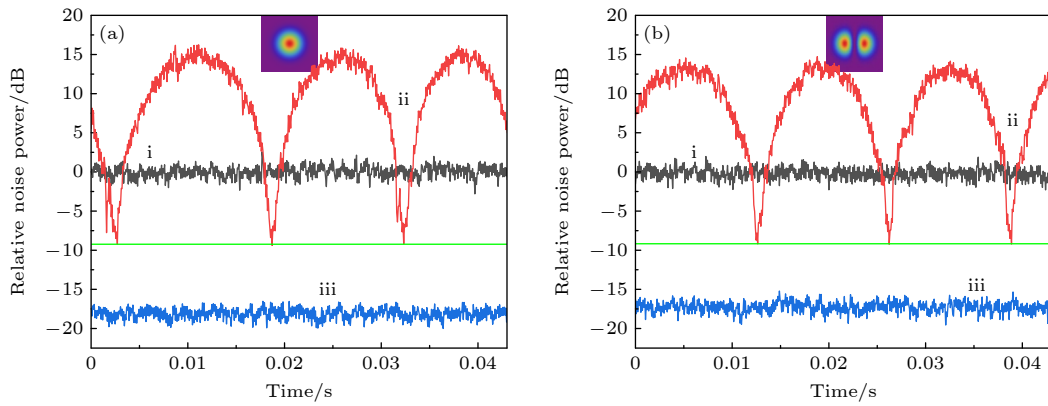


图 4 HG_{00} 模式和 HG_{10} 模式压缩态光场的噪声功率谱 (a) HG_{00} 模式的最大压缩度及其对应的反压缩度; (b) HG_{10} 模式的最大压缩度及其对应的反压缩度; 曲线 i 为散粒噪声基准 (SNL); 曲线 ii 为压缩态光场的量子噪声水平随本地光相位扫描的变化结果; 曲线 iii 为电子学噪声; 频谱分析仪的分辨率带宽 (RBW) 为 300 kHz, 视频带宽 (VBW) 为 2 kHz, 分析频率为 3 MHz

Fig. 4. The noise power spectra of squeezed states for the HG_{00} and HG_{10} modes: (a) The measured squeezing level of the HG_{00} mode, along with the respective anti-squeezing level; (b) the measured squeezing level of the HG_{10} mode, along with the respective anti-squeezing level; curve i represents the shot noise limit (SNL); curve ii shows the quantum noise level of the squeezed light versus the phase scan of the local oscillator; curve iii indicates the electronic noise; the spectrum analyzer was set with a resolution bandwidth (RBW) of 300 kHz, video bandwidth (VBW) of 2 kHz, and the analysis frequency of 3 MHz.

(-12.15 ± 0.12) dB (不考虑探测效率). 曲线 iii 为电子学噪声, 低于散粒噪声基准 (18.10 ± 0.10) dB. HG_{00} 模式的泵浦阈值为 43 mW.

51 mW 的 HG_{20} 模式泵浦光操控 OPO, 产生 HG_{10} 模式压缩态光场噪声功率谱如图 4(b) 所示. 曲线 (i) 为 SNL. 曲线 ii 为一阶 HG 模式压缩态光场的量子噪声水平随本地光相位扫描的变化结果, 直接测量 HG_{10} 模式的最大压缩度为 (-9.10 ± 0.24) dB, 对应的反压缩度为 (13.70 ± 0.25) dB. OPO 实际输出的 HG_{10} 模式压缩水平为 (-12.15 ± 0.24) dB (不考虑探测效率). 曲线 iii 为电子学噪声, 低于散粒噪声基准 (17.20 ± 0.10) dB. 实验结果表明, 该量子技术可以有效降低泵浦功率需求,

在不考虑探测效率条件下, 光学参量振荡器实际输出的 HG_{10} 模式压缩光的压缩水平与 HG_{00} 模式压缩光一致, 均达到 (-12.15 ± 0.24) dB. HG_{00} 模式和 HG_{10} 模式压缩态的探测效率表示为 $\eta_{\text{mea}} = \eta_{\text{det}} \cdot \eta_{\text{tr}} \cdot \eta_{\text{hd}}^2$. 对于 HG_{00} 模式, 量子效率 η_{det} 、传输效率 η_{tr} 和干涉可见度 η_{hd} 分别为 $(98.0 \pm 0.2)\%$, $(99.0 \pm 0.1)\%$ 和 $(98.3 \pm 0.2)\%$. 对于 HG_{10} 模式, 量子效率 η_{det} 、传输效率 η_{tr} 和干涉可见度 η_{hd} 分别为 $(98.0 \pm 0.2)\%$, $(99.0 \pm 0.1)\%$ 和 $(98.1 \pm 0.2)\%$. 测得的本地光 HG_{10} 模式和信号光 HG_{10} 模式之间的干涉可见度为 $(98.1 \pm 0.2)\%$, 这说明该方式产生的高阶 HG_{10} 模式压缩态光场接近理想的模式纯度. 频谱分析仪的测量参数如下: 分辨率带宽 (RBW) 为 300 kHz,

视频带宽 (VBW) 为 2 kHz, 分析频率为 3 MHz.

HG₁₀ 模式压缩光的压缩和反压缩水平随 HG₂₀ 模式泵浦功率的变化结果如图 5 所示, 纵坐标为归一化的噪声功率, 横坐标为腔外泵浦功率. 泵浦功率变化从 0 到 51.0 mW, 其中 6.2 mW, 15.1 mW, 24.0 mW, 32.6 mW, 42.0 mW, 51.0 mW 对应的压缩和反压缩分别为 (-4.10 ± 0.26) dB 和 (4.20 ± 0.31) dB, (-6.05 ± 0.19) dB 和 (7.00 ± 0.19) dB, (-7.34 ± 0.25) dB 和 (8.70 ± 0.27) dB, (-8.25 ± 0.32) dB 和 (10.30 ± 0.32) dB, (-8.80 ± 0.17) dB 和 (12.38 ± 0.23) dB, (-9.10 ± 0.24) dB 和 (13.70 ± 0.25) dB. HG₁₀ 模式的泵浦阈值为 81.0 mW. 黑点表示不同泵浦功率对应压缩和反压缩度的实验结果, 曲线 i 和曲线 ii 分别表示反压缩和压缩噪声起伏的理论曲线. 对于 HG₁₀ 模式, OPO 腔的逃逸效率为 98.0%. 在 OPO 腔内 1080 nm 处的传输损耗 $L_2 = (0.30 \pm 0.02)\%$, 包括 PPKTP 晶体的吸收和散射损耗. OPO 腔的 M2 反射镜为 $T = (15.0 \pm 0.5)\%$ (在 1080 nm 处). 在考虑探测效率和逃逸效率的条件下, 理论与实验基本符合.

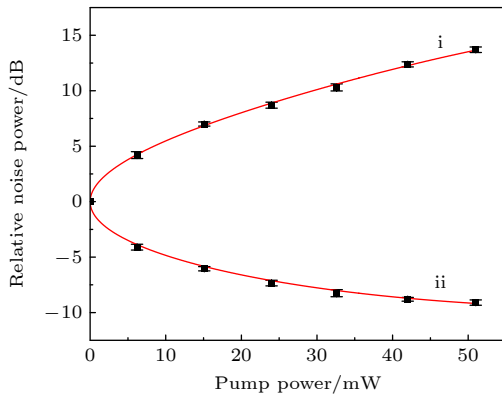


图 5 HG₁₀ 模式的压缩和反压缩度随泵浦功率的变化结果, 实验结果归一化到真空压缩态

Fig. 5. The pump power dependence of squeezed and anti-squeezed levels for HG₁₀ mode, the experimental result is normalized to the vacuum state.

5 结 论

本文利用楔角 PPKTP 晶体构成的双共振光学参量振荡器, 实现低泵浦功率下高阶横模 HG₁₀ 模压缩光的制备. 这里, 引入一个新的可调节维度, 光场经历楔角 PPKTP 晶体的长度, 来补偿 OPO 中 HG₂₀ 模式和 HG₁₀ 模式之间的 Gouy 相位差. 通过调节光场经历楔角 PPKTP 晶体的长度和工作

温度, 可以实现 OPO 内不同模式阶数的泵浦光和压缩光双共振条件和相位匹配要求. 在实验装置中, 我们仅使用 51 mW HG₂₀ 模的腔外泵浦功率产生 9.1 dB 的 HG₁₀ 模压缩光. 在不考虑探测效率条件下, 光学参量振荡器实际输出的 HG₁₀ 模式压缩光的压缩水平与 HG₀₀ 模式压缩光一致. 该方法可以有效解决高阶 HG 模量子态压缩水平受泵浦功率限制的问题. Heinze 等^[19] 利用 1 W 的 HG₆₆ 模式泵浦光操控单共振 OPA, 产生了 4.5 dB 的 HG₃₃ 模式压缩光, 其压缩水平受泵浦功率限制. 那么, 我们设计的光学参量振荡器将成为提升高阶 HG 模式压缩水平的关键技术方案. 下一步工作, 将通过提高光学参量振荡器的输入耦合镜 M2 对泵浦光的反射率, 提升泵浦光场在 OPO 腔内的循环功率^[35], 从而进一步降低腔外泵浦功率需求. 这将有望实现更紧凑型的压缩源装置, 对于高效产生高阶 HG 模式量子态光场及其实用化具有重要意义. 此外, 我们的实验方案可进一步扩展到利用最佳泵浦模式来操控光学参量振荡器, 产生高纯度和高压缩水平的量子态空间结构光场, 并将其应用于引力波探测、转动测量及量子通信等领域^[38,39].

参考文献

- [1] Heinze J, Danzmann K, Willke B, Vahlbruch H 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 031101
- [2] Acernese F, Agathos M, Aiello L, Ain A, Allocca A, Amato A, Ansoldi S, Antier S, Arène M, et al. 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 131101
- [3] Pooser R C, Lawrie B 2015 *Optica* **2** 393
- [4] Degen C L, Reinhard F, Cappelaro P 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 035002
- [5] Sun H X, Liu K, Zhang J X, Gao J R 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 234210 (in Chinese) [孙恒信, 刘奎, 张俊香, 郜江瑞 2015 *物理学报* **64** 234210]
- [6] Defienne H, Bowen W P, Chekhova M, Lemos G B, Oron D, Ramelow S, Treps N, Faccio D 2024 *Nat. Photonics* **18** 1024
- [7] Roman R V, Fainsin D, Zanin G L, Treps N, Diamanti E, Parigi V 2024 *Phys. Rev. Res.* **6** 043113
- [8] Shi S P, Tian L, Wang Y J, Zheng Y H, Xie C D, Peng K H 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 070502
- [9] Liu X, Shi S P, Wu Y M, Wang X, Tian L, Li W, Wang Y J, Zheng Y H 2025 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **68** 124211
- [10] Shi S P, Wang Y J, Tian L, Li W, Wu Y M, Wang Q W, Zheng Y H, Peng K H 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2200508
- [11] Mehmet M, Ast S, Eberle T, Steinlechner S, Vahlbruch H, Schnabel R 2011 *Opt. Express* **19** 25763
- [12] Wang J P, Zhang W H, Li R X, Tian L, Wang Y J, Zheng Y H 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 234204 (in Chinese) [王俊萍, 张文慧, 李瑞鑫, 田龙, 王雅君, 郑耀辉 2020 *物理学报* **69** 234204]
- [13] Wu L A, Kimble H J, Hall J H, Wu H F 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 2520

- [14] Gao L, Zheng L A, Lu B, Shi S P, Tian L, Zheng Y H 2024 *Light Sci. Appl.* **13** 294
- [15] Serikawa T, Yoshikawa J I, Makino K, Frusawa A 2016 *Opt. Express* **24** 28383
- [16] Wu Y M, Shi S P, Liu X, Tian L, Li W, Wang Y J, Zheng Y H 2025 *Phys. Rev. Applied* **23** 044021
- [17] Vahlbruch H, Mehmet M, Danzmann K, Schnabel R 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 110801
- [18] Li Z, Guo X L, Sun H X, Liu K, Gao J R 2023 *Opt. Express* **31** 3651
- [19] Heinze J, Willke B, Vahlbruch H 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 083606
- [20] Li J, Li J M, Cai C X, Sun H X, Liu K, Gao J R 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 034204 (in Chinese) [李娟, 李佳明, 蔡春晓, 孙恒信, 刘奎, 郜江瑞 2019 物理学报 **68** 034204]
- [21] Yesharim O, Tshuva G, Arie A 2024 *APL Photonics* **9** 106116
- [22] Goodwin-Jones A W, Cabrita R, Korobko M, Beuzekom M V, Brown D D, Fafone V, Heijningen J V, Rocchi A, Schiaworski M G, Tacca M 2024 *Optica* **11** 273
- [23] Treps N, Grosse N, Bowen W P, Fabre C, Bachor H A, Lam P K 2003 *Science* **301** 940
- [24] Taylor M A, Janousek J, Daria V, Knittel J, Hage B, Bachor H A, Bowen W P 2013 *Nat. Photonics* **7** 229
- [25] Steinlechner S, Rohweder N O, Korobko M, Töyrä D, Freise A, Schnabel R 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 263602
- [26] Zhang C X, Chen Y C, Chen G, Sun H X, Zhang J, Liu K, Yang R G, Gao J R 2024 *Phys. Rev. Applied* **22** 054068
- [27] Semmler M, Berg-Johansen S, Chille V, Gabriel C, Banzer P, Aiello A, Marquardt C, Leuchs G 2016 *Opt. Express* **24** 7633
- [28] Ma L, Guo H, Sun H X, Liu K, Su B D, Gao J R 2020 *Photon. Res.* **8** 1422
- [29] Lassen M, Delaubert V, Harb C C, Lam P K, Treps N, Bachor H A 2006 *J. Eur. Opt. Soc. Rapid Publ.* **1** 06003
- [30] Guo J, Cai C X, Ma L, Liu K, Sun H X, Gao J R 2017 *Opt. Express* **25** 4985
- [31] Stefszky M S, Mow-Lowry C M, Chua S S Y, Shaddock D A, Buchler B C, Vahlbruch H, Khalaidovski A, Schnabel R, Lam P K, McClelland D E 2012 *Class. Quantum Grav.* **29** 145015
- [32] Li Z, Guo H, Liu H B, Li J M, Sun H X, Yang R G, Liu K, Gao J R 2022 *Adv. Quantum Technol.* **5** 2200055
- [33] Courtois J, Mohamed A, Romanini D 2013 *Phys. Rev. A* **88** 043844
- [34] Liu P, Li J, Li X H, Xiang X, Wang S F, Liu T, Cao M T, Zhang S G, Cai Y, Dong R F 2024 *Opt. Express* **32** 42784
- [35] Schönbeck A, Thies F, Schnabel R 2018 *Opt. Lett.* **43** 110
- [36] Kozlovsky W J, Nabors C D, Byer R 1988 *IEEE J. Quantum Electron.* **24** 913
- [37] Aoki T, Takahashi G, Furusawa A 2006 *Opt. Express* **14** 6930
- [38] Zhou Z Y, Liu S L, Li Y, Ding D S, Zhang W, Shi S, Dong M X, Shi B S, Guo G C 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 103601
- [39] Liu S S, Lü Y H, Wang X T, Wang J B, Lou Y B, Jing J T 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 100801

Experimental generation of 9.1 dB HG₁₀ mode squeezed light*

LI Zhi^{1)2)†} BAI Jiandong¹⁾²⁾ LIU Kui³⁾ TANG Jun¹⁾²⁾

1) (*School of Semiconductor and Physics, North University of China, Taiyuan 030051, China*)

2) (*State Key Laboratory of Widegap Semiconductor Optoelectronic Materials and Technologies, North University of China, Taiyuan 030051, China*)

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

(Received 17 August 2025; revised manuscript received 17 September 2025)

Abstract

The high-order Hermite-Gaussian (HG) mode squeezed light, as one of the important quantum sources, has significant application in quantum precision measurement and quantum imaging. The enhancement of spatial measurement precision largely depends on the squeezing level of high-order HG-mode quantum states. However, the squeezing level of high-order HG modes is primarily limited by the external pump power in the optical parametric oscillator (OPO) cavity. As is well known, the OPO with dual resonance for both squeezed light and pump light can lower external pump power. The generation of HG₁₀ mode squeezed light differs from that of HG₀₀ mode squeezed light, with an additional Gouy phase shift introduced between the HG₂₀ pump mode and HG₁₀ down-conversion mode within the OPO cavity. In this work, we conduct theoretical analysis and experimental generation of HG₁₀ mode squeezed light at lower external pump power by using a doubly-resonant OPO based on a wedged periodically poled KTiOPO₄ (PPKTP) crystal. By precisely controlling both the propagation length of the optical field and temperature in the wedged PPKTP crystal, we simultaneously compensate for the Gouy phase shift between the HG₂₀ and HG₁₀ modes and the astigmatism induced by the frequency-dependent refractive index. This configuration allows for dual resonance of the HG₂₀ pump mode and the HG₁₀ squeezed mode, while operating under the condition close to optimal phase matching. Increasing the reflectivity of the input coupler of OPO cavity enhances the intra-cavity circulating power of the pump light, thereby reducing the required external pump power. Here, the bow-tie-shaped OPO cavity consists of two plane mirrors and two concave mirrors with a curvature radius of 50 mm. The wedged PPKTP is placed in the smallest beam waist of the cavity. The mode converter is employed to generate high-purity HG₂₀ pump mode with a measured purity of 98.0%. The mode-matching efficiency of 93.0% is achieved between the high-purity HG₂₀ pump mode and the OPO cavity. The homodyne visibility of the HG₁₀ mode is 98.1%. We experimentally demonstrate the generation of 9.10 dB HG₁₀ mode squeezed light by using a doubly-resonant OPO with only 51 mW of HG₂₀ pump mode, and simultaneously achieve 9.20 dB of squeezing in the HG₀₀ mode with 27 mW of HG₀₀ pump mode. The inferred squeezing levels of both HG₁₀ mode and HG₀₀ mode squeezed light both reach up to 12.15 dB. The quantum technology has solved the pump power limitations in optical parametric oscillators, generating high-order HG mode states with high squeezing level and providing an effective method for enhancing spatial measurement precision.

Keywords: high-order Hermite-Gaussian mode, squeezed state, optical parametric oscillator, double resonance

PACS: 42.50.-p, 42.65.Yj, 42.65.Ky

DOI: 10.7498/aps.74.20251109

CSTR: 32037.14.aps.74.20251109

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62471443, 12104417), the Fundamental Research Program of Shanxi Province, China (Grant No. 202403021212023), and the Scientific and Technological Innovation Programs of Higher Education Institutions in Shanxi Province, China (Grant No. 2024L198).

† Corresponding author. E-mail: zhili@nuc.edu.cn

9.1 dB HG_{10} 模压缩态光场的实验制备

李治 白建东 刘奎 唐军

Experimental generation of 9.1 dB HG_{10} mode squeezed light

LI Zhi BAI Jiandong LIU Kui TANG Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 224202 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20251109

CSTR: 32037.14.aps.74.20251109

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251109>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

双模压缩态量子相干性演化的实验研究

Experimental demonstration on quantum coherence evolution of two-mode squeezed state

物理学报. 2023, 72(3): 034202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221923>

大模场一维高阶厄米-高斯激光束产生

Generation of one-dimensional high-order Hermite-Gaussian laser beams with large mode volume

物理学报. 2023, 72(1): 014204 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221422>

压缩增强的强度噪声抑制机理

Mechanism of suppressing noise intensity of squeezed state enhancement

物理学报. 2025, 74(11): 114205 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241674>

基于1/4波片的腔增强自发参量下转换过程中双折射效应的补偿

Birefringence compensation utilizing quarter-wave plates in cavity-enhanced spontaneous parametric down-conversion process

物理学报. 2023, 72(12): 124203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230422>

基于压缩态光场的量子增强型光学相位追踪

Quantum-enhanced optical phase tracking via squeezed state

物理学报. 2024, 73(5): 054203 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231835>

二维旋转谐振子势中单粒子的跳频压缩及演化

Squeezing and evolution of single particle by frequency jumping in two-dimensional rotating harmonic

物理学报. 2024, 73(7): 074202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231929>