

高压压缩度压缩态光场制备中的模式匹配

张文慧^{1,2}, 杨文海^{1,2}, 史少平^{1,2}, 郑耀辉^{1,2}, 王雅君^{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, 山西 太原 030006;

²山西大学极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006

摘要 研究了高压压缩度压缩态光场制备中高斯光束的空间模式匹配问题。研究表明,对于较小的目标腰斑,注入光的腰斑位置和大小允许偏移范围较小,且模式匹配效率受腰斑位置偏离度的影响大,而对于大腰斑,情况则相反。此外,激光光斑的椭圆率和像散、非线性晶体的热效应均会导致模式匹配效率下降。非对称结构的腔型可以扩大与光学参量腔匹配的激光束腰斑位置所允许的偏移范围,更易实现高的模式匹配效率。

关键词 量子光学; 压缩态光场; 光学参量放大器; 模式清洁剂; 模式匹配

中图分类号 TN241

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.1112001

Mode Matching in Preparation of Squeezed Field with High Compressibility

Zhang Wenhui^{1,2}, Yang Wenhai^{1,2}, Shi Shaoping^{1,2}, Zheng Yaohui^{1,2}, Wang Yajun^{1,2}

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

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

Abstract The spatial mode-matching problem of Gaussian beams in the preparation of squeezed field with a high compressibility is studied. The study results show that, for a small target spot, the allowed deviation ranges of the waist position and size of the injected beam are small, and the mode-matching efficiency is more sensitive to the deviation of the waist position, while for a large target spot, the situation just reverses. In addition, the ellipticity and astigmatism of the laser spot and the thermal effect of the nonlinear crystal can lead to the decrease of the mode-matching efficiency. An asymmetric cavity can expand the allowed deviation range of the waist position which matches with optical parametric oscillators, which is easier to obtain a higher mode-matching efficiency.

Key words quantum optics; squeezed field; optical parametric amplifier; mode cleaner; mode matching

OCIS codes 270.6570; 190.4970

1 引言

压缩态光场是将某个正交分量的量子噪声压缩到经典散粒噪声极限以下的一种非经典光场^[1-2],具有突破量子噪声限制的特点,被广泛应用于精密光学测量^[3-4]和微弱引力波信号探测^[5-7]等领域。此外,两束单模压缩光或者一束双模压缩光可以用来产生纠缠态光场^[8-11],进而应用于量子计算、量子信息和量子通信等领域^[12-16]。1985年,Slusher等^[17]采用四波混频的方法,第一次在实验上观察到了压缩态。随后,光学参量放大(OPA)技术被提出,成为产生压缩态的重要技术之一。2010年,Vahlbruch等^[18-19]获得了12.7 dB的压缩

收稿日期: 2017-05-03; 收到修改稿日期: 2017-07-22

基金项目: 国家自然科学基金(11504220, 11654002, 61575114, 61574087)、国家重点基础研究计划(2016YFA0301401)、山西省基础研究计划(2015021022)、山西省“1331工程”重点学科建设计划

作者简介: 张文慧(1993—),女,硕士研究生,主要从事光量子器件与全固态激光技术方面的研究。

E-mail: zhangwh0620@163.com

导师简介: 王雅君(1983—),男,博士,副教授,主要从事光量子器件与全固态激光技术方面的研究。

E-mail: wangyajun_166@163.com(通信联系人)

态输出,后来通过进一步降低光学损耗和减小位相抖动,将 1064 nm 压缩态光场的压缩度提高到了 15 dB^[20]。在国内,1998 年,Peng 等^[21]完成了 3.7 dB 的正交位相压缩和 7 dB 的强度差压缩;2010 年,Wang 等^[22]通过提高锁定稳定性,并在光路中插入模式清洁器,得到了 6 dB 的 EPR(Einstein-Podolsky-Rosen)纠缠态光场;2015 年,Zhou 等^[23]通过使用切角周期极化 PPKTP(周期极化磷酸氧钛钾),将纠缠度提高到了 8.4 dB。王雅君课题组从 2012 年开始,展开了小型化非经典光源样机的研制工作^[24-27],完成了 5 dB 的 1080 nm 的 EPR 纠缠态样机^[6]、7.7 dB 的 1064 nm 压缩光源样机和 3.1 dB 的 795 nm 压缩光源样机,且保证了非经典光源可连续稳定运转 1 h 以上。

为了获得高于 10 dB 的非经典光场的输出,必须进一步降低系统损耗、提高位相锁定稳定性。通过提高 OPA 逃逸效率和平衡零拍探测效率^[28-32]、减小吸收损耗^[33]和 OPA 内腔损耗^[34]等方法,可减小系统损耗;通过楔形晶体减小剩余振幅调制^[35]、采用共振型光电探测器^[36]和相干相位锁定技术^[37],可提高 OPA 抽运光与信号光之间反位相锁定的稳定性,实验上已获得 12.7 dB 的 1064 nm 压缩态光场。在高压压缩态光场装置中,存在多处模式匹配的环节,比如基频光与模式清洁器(MC)基模腰斑、倍频腔(SHG)^[38-41]基模腰斑,种子光和抽运光与 OPA 基模腰斑,信号光与本底光之间的模式匹配等,这也是高质量压缩光源制备的重要影响因素之一。因此,为了能够精确、高效地实现模式匹配,有必要分析影响模式匹配效率的因素。

本文探讨了高压压缩度压缩态光场构建过程中遇到的模式匹配问题,主要分析了激光器输出的基频光椭圆率、腰斑大小与位置偏移对光学谐振腔基模模式匹配效率的影响。结果表明,可以依据不同的腔型结构,分别考虑注入光腰斑的位置和大小等因素对模式匹配的影响,快速、准确地完成光路中模式匹配的调试工作。

2 理论分析

图 1 所示为压缩光制备实验装置简图,其中 OI 为光学隔离器,EOM 为电光调制器,HWP 为半波片,DM 为双色镜,PBS 为偏振分束器,OPA 为光学参量腔,PZT 为压电陶瓷,PD 为探测器,BHD 为平衡零拍探测器。将激光器输出的 1064 nm 基频光通过 1064 nm 的 MC1,以改善基频光光束质量和空间模式分布,同时滤除高频噪声,改善激光的指向稳定性,为高压压缩度的制备与测量提供优质的低噪声光源。MC1 输出光经过分束器分为三路,一路(绝大部分输出光)注入 SHG 用作倍频光的产生,一路(少许输出光)作为注入 OPA 的种子光,一路(约 20 mW 基频光)注入 1064 nm MC2,经过进一步降噪处理后作为平衡零拍探测的本底光。SHG 输出倍频光经过 532 nm 的 MC3,以改善倍频光的指向稳定性,并作为注入 OPA 的抽运光以实现参量的下转换。本底光与 1064 nm 压缩光在 50/50 分束器上发生耦合干涉,进行平衡零拍的探测。其中,SHG 和 OPA 两镜驻波腔的参数为:PPKTP 晶体前端面充当输入镜,曲率半径 $R_1=12$ mm;凹面镜作为输出镜,曲率半径 $R_2=30$ mm;腔长为 37 mm,基模腰斑半径为 $30 \mu\text{m}$,基模腰斑位置到输入镜的距离为 2.8 mm。MC 三镜环形腔由两个平面镜(透射率均为 1%)和一个曲率半径 $R=1$ m 的凹面镜构成,其参数为腔长

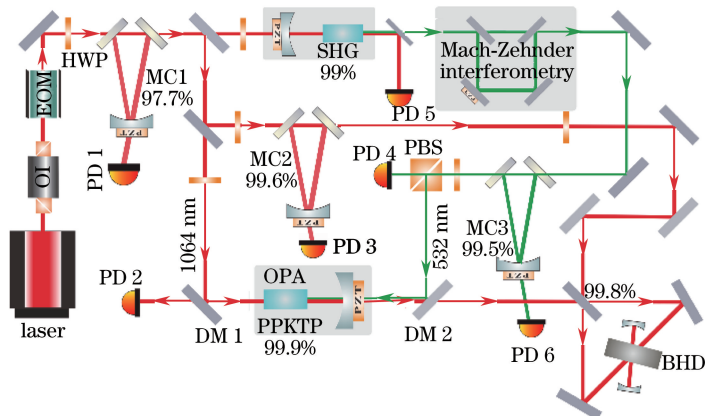


图 1 高质量压缩光源装置简图

Fig. 1 Simplified diagram of high quality squeezed light source

420 mm,基模腰斑半径 371 μm ,基模腰斑位置到输入镜的距离 210 mm。

如图 1 所示,在连续变量量子压缩态光场的产生与探测过程,实际可探测到的压缩光的压缩度,主要受压缩光的产生与探测光路中的光学损耗影响。当只考虑损耗时,实际可探测到的压缩光的压缩度的量子噪声方差^[42]可简单表示为

$$V_{\text{sqz-m}} = \eta V_{\text{sqz-in}} + (1 - \eta), \quad (1)$$

式中 $V_{\text{sqz-in}}$ 为实际产生的压缩光噪声方差; η 为总的损耗,其值由 OPA 腔的逃逸效率、信号光的传输效率、平衡零拍探测器中光电二极管的量子效率以及本底光与信号光的干涉效率决定。当压缩态光场产生装置的所有参数确定时,前三个效率值即固定,可探测到的实际压缩度与本底光、信号光之间的干涉效率相关,而本底光与信号光在 50/50 分束器上的空间模式匹配效率决定了两束光的干涉效率。例如,当逃逸效率为 88%、传输效率为 99%、量子效率为 95%、实际产生的压缩度为 10 dB 时,随着干涉效率的减小,可探测到的压缩光的压缩度逐渐减小;当干涉效率为 99.8% 时,实际探测到的压缩度为 9.3 dB;当干涉效率为 95% 时,实际探测到的压缩度为 8.9 dB。

实际可探测到的压缩光的压缩度还与测量正交分量的相位抖动相关^[42],即

$$V_{\text{sqz-m}'} = V_{\text{sqz-in}} \cos^2 \theta + V_{\text{asqz-in}} \sin^2 \theta, \quad (2)$$

式中 $V_{\text{sqz-m}'}$ 为实际测量到的压缩光噪声方差; $V_{\text{asqz-in}}$ 为产生的反压缩噪声方差; θ 为相位抖动,它会导致压缩角的旋转,使得压缩光转换到反压缩上,从而降低压缩度。 θ 容易受到空间噪声、气流扰动、温度变化等的影响,尤其是当 OPA 阈值较高时,注入较高功率的抽运光对晶体会有加热效应,导致晶体内产生较大的温度梯度,从而增加相位抖动。而抽运光与 OPA 腔的模式匹配效率越低,OPA 阈值越高,产生相同的经典增益,就需要注入越高的抽运功率。因此,为了避免额外的相位抖动,实际调节中需要尽量保证抽运光与 OPA 基模的模式匹配效率接近 100%。由此可见,空间模式匹配是限制高压压缩度光场制备的一个比较重要的因素,有必要分析如何获得较高的模式匹配效率。

空间模式匹配效率是指一束激光与光学谐振腔的本征模之间的空间模式重叠度,当入射光的腰斑大小与目标腔的腰斑大小相同且位置完全重合时,模式匹配效率为 100%。然而,在实际操作中,模式匹配效率会受多种因素的影响:1)激光束与光线传输的中心轴有夹角;2)激光束与光线传输的中心轴有平移;3)腰斑位置不重合;4)腰斑大小不相等;5)激光束为椭圆光斑;6)晶体的热效应。前两种情况通过仔细校准激光束即可将其避免,而后面四种则需要重点分析。

一般而言,高斯光束的本征横模按照光强分布的不同可以表示为各种阶次的模式,即 TEM_{mn} 模,其中下标 m 和 n 表示光场的节点数。对于入射到光学谐振腔内的一束激光而言,可以将其以腔的本征模为基矢展开为一系列阶次模式的叠加,各阶次模式间均存在模式匹配。这里以输入镜的端面为坐标原点,并且只考虑理想的基横模(即 $m=n=0, \text{TEM}_{00}$)之间的模式匹配,对应的匹配效率^[43]可以表示为

$$\kappa_{00} = 16 \left\{ \frac{\left[\int_0^{L_c} \frac{1}{\omega^2(z) + \omega_e^2(z)} dz \right]^2}{\left[\int_0^{L_c} \frac{1}{\omega^2(z)} dz \right] \left[\int_0^{L_c} \frac{1}{\omega_e^2(z)} dz \right]} \right\}^2, \quad (3)$$

式中 L_c 为谐振腔腔长, $\omega(z)$ 为入射光在 z 处的光斑大小, $\omega_e(z)$ 为腔内距原点 z 处的光斑大小。对高斯光束而言, $\omega(z)$ 和 $\omega_e(z)$ 可表示为

$$\omega(z) = \omega_0(z) \times \sqrt{1 + \left[\frac{(z - z_0) \times \lambda}{\pi \times \omega_0^2(z)} \right]^2}, \quad (4)$$

$$\omega_e(z) = \omega_{e0}(z) \times \sqrt{1 + \left[\frac{(z - L_c/2) \times \lambda}{\pi \times \omega_{e0}^2(z)} \right]^2}, \quad (5)$$

式中 ω_0 为入射光的腰斑大小, ω_{e0} 为腔的基模腰斑大小, z_0 为入射光的腰斑位置, z_{e0} 为腔的腰斑位置, z 为腰斑与腔的输入镜端面间的距离, λ 为光的波长(这里取 1064 nm)。

2.1 注入光的腰斑位置与大小的偏离

入射光的腰斑位置与腔的腰斑位置存在偏离,定义偏离度为 α ,则 z_0 可表示为

$$z_0 = (\alpha + 1) \times z_{e0} = (\alpha + 1) \times \frac{L_c}{2}. \quad (6)$$

入射光的腰斑大小与腔的腰斑大小的偏离度为 β , 则 ω_0 可表示为

$$\omega_0(z) = (\beta + 1) \times \omega_{e0}(z). \quad (7)$$

在压缩光产生装置中, 通常会遇到两类光学谐振腔的模式匹配: 两镜驻波腔构成的 OPA 或 SHG、三镜环形腔构成的 MC。前者为了获得较高的非线性转换效率, 采用曲率半径较小的凹面镜作为腔镜, 可获得较小的基模腰斑, 其腰斑大小一般小于 $100 \mu\text{m}$; 后者为了实现较好的空间模式匹配和噪声过滤, 利用较长的腔型结构来压窄线宽, 通常会采用曲率半径为 1 m 的凹面镜作为腔镜, 其腰斑大小一般为 $300 \sim 500 \mu\text{m}$ 。

2.1.1 两镜驻波腔

通常所使用的 OPA 或 SHG 是由两个凹面腔镜和一块非线性晶体构成的驻波腔, 通过各种曲率半径的选取可以构造出对称和非对称结构腔。对于对称结构腔型, 选取两个曲率半径相同的凹面镜作为腔镜, 例如, 曲率半径为 30 mm , 腔长为 59.5 mm , 腰斑大小为 $30 \mu\text{m}$, 腰斑在两凹面镜中心处。选取输入镜凹面中心为坐标原点, 计算模式匹配效率大于 90% 时腰斑大小和位置的偏移度, 如图 2 所示。可以看出, 对于相同的模式匹配效率, 对称结构 OPA 腰斑大小偏移度 β 比腰斑位置允许的偏移度 α 大 7 倍左右。因此, 此腔型要求模式匹配时腰斑位置允许的误差范围小于腰斑大小的, 则需要更加精确地校准腰斑的位置。

选取曲率半径不相同的凹面镜来构造非对称结构 OPA, 如图 1 所示, PPKTP 晶体曲率半径为 12 mm 的端面 and 基频光透射率为 12% 的输出耦合镜构成非对称结构腔体。与对称结构腔型相比, 非对称结构腔腔镜数量减少, 结构更加紧凑、稳定, 且具有更小的内腔损耗。 1064 nm 的种子光由晶体前端面入射至腔内, 其种子光在不同模式匹配效率下的腰斑位置和大小偏离度如图 3 所示。可以看出, 对于相同的模式匹配效率, 入射光腰斑大小的偏离度 β 反而小于位置的偏离度 α 。因此, 该腔型模式匹配时的位置偏移量大于腰斑大小的偏移量, 在实际调节时位置的偏移度比对称腔型的大一个数量级, 从而弱化了位置的校准要求, 更容易实现高的匹配效率。

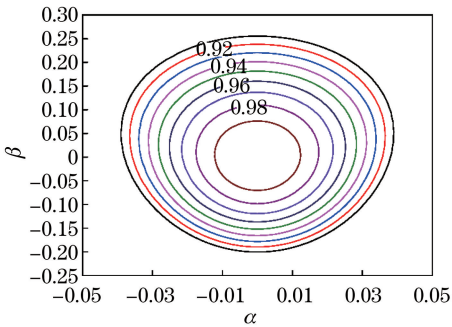


图 2 在不同模式匹配效率下, 对称结构 OPA 的腰斑大小偏离度 β 和腰斑位置偏离度 α 间的关系

Fig. 2 Waist radius deviation β versus waist position deviation α in symmetrical OPA under different mode-matching efficiencies

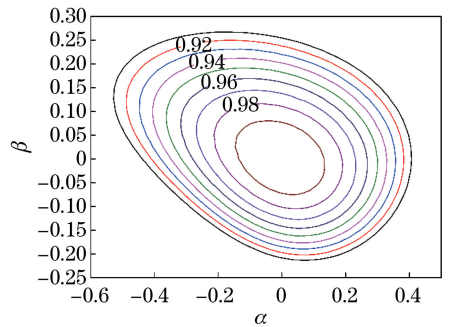


图 3 在不同模式匹配效率下, 非对称结构 OPA 的腰斑大小偏离度 β 和腰斑位置偏离度 α 间的关系

Fig. 3 Waist radius deviation β versus waist position deviation α in asymmetrical OPA under different mode-matching efficiencies

2.1.2 三镜环形腔

MC 是由一面凹面镜和两面平面镜构成的三镜环形腔, 其中两个平面镜对 1064 nm 入射光的透射率均为 1% , 从而实现阻抗匹配。在不同模式匹配效率下, 入射光腰斑位置和大小偏移如图 4 所示。可以看出, 对于腰斑较大的 MC, 入射光腰斑大小的偏离度 β 对模式匹配效率的影响大于腰斑位置的偏离度 α 对其的影响。因此, 对于相同的模式匹配效率, 此腔型对注入光腰斑大小允许的误差范围小于腰斑位置的。

对比图 2~4 可知, 对于相同的模式匹配效率, 注入 MC 的激光的腰斑大小和位置的偏离度更大, 即允许更多的偏移量, 在实际的调节中该腔型更容易实现高的模式匹配效率。以图 1 所示腔型为例, 若要达到 99% 的模式匹配效率, OPA 腔对应的 α 和 β 取值范围分别为 $(-0.147, +0.134)$ 和 $(-0.075, +0.080)$, 实际偏移范围分别为 $(-0.4116 \text{ mm}, +0.3752 \text{ mm})$ 和 $(-2.25 \mu\text{m}, +2.4 \mu\text{m})$; 而三镜环形腔对应的 α 和 β 的取

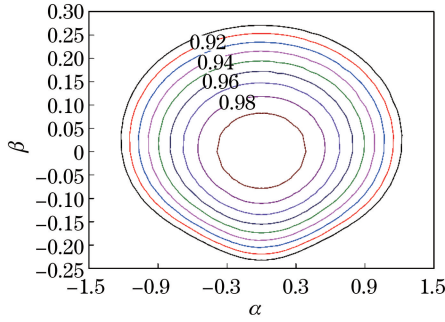


图 4 在不同模式匹配效率下,MC 的腰斑大小偏离度 β 和腰斑位置偏离度 α 间的关系

Fig. 4 Waist radius deviation β versus waist position deviation α in MC under different mode-matching efficiencies

值范围分别为 $(-0.375, +0.375)$ 和 $(-0.079, +0.082)$, 实际偏移范围分别为 $(-78.75 \text{ mm}, +78.75 \text{ mm})$ 和 $(-29.309 \text{ }\mu\text{m}, +30.422 \text{ }\mu\text{m})$ 。由此可见,对于相同的模式匹配效率,注入 OPA 腔的激光腰斑位置和大小允许的误差范围小、调节精度要求高,故 OPA 腔较难实现较高的模式匹配效率。因此,对于自由空间中两束光的干涉,可以将其整形至较大光斑,获得较高的干涉效率。同时也表明,对于理想的高斯光束,只要精确地控制腰斑的大小和位置,就可以实现高于 99% 的模式匹配效率。

2.2 椭圆光斑对模式匹配效率的影响

一般单频激光器谐振腔内的像散元件以及激光晶体的热像散^[44]会引起输出光光斑存在一定的椭圆率,进而对模式匹配效率造成一定的影响。为了方便计算,假设入射光的腰斑位置与腔的腰斑位置完全重合,即 $z_0 = z_{e0} = L_c/2$ 。入射光为椭圆光斑,定义椭圆率为 $\rho = \frac{\omega_{x0}}{\omega_{y0}}$, 其中 x 轴为椭圆短轴, y 轴为长轴。入射光在 y 方向上的光斑大小等于腔的光斑大小,以腔的端点为原点,则(1)式变换为

$$\kappa_{00} = 16 \times \left\{ \frac{\left[\int_0^{L_c} \frac{1}{\omega_x^2(z) + \omega_c^2(z)} dz \right]^2}{\left[\int_0^{L_c} \frac{1}{\omega_x^2(z)} dz \right] \left[\int_0^{L_c} \frac{1}{\omega_c^2(z)} dz \right]} \right\} \times \left\{ \frac{\left[\int_0^{L_c} \frac{1}{\omega_y^2(z) + \omega_c^2(z)} dz \right]^2}{\left[\int_0^{L_c} \frac{1}{\omega_y^2(z)} dz \right] \left[\int_0^{L_c} \frac{1}{\omega_c^2(z)} dz \right]} \right\}, \quad (8)$$

式中 ω_x 和 ω_y 分别为入射光在 z 处 x 方向和 y 方向上的光斑大小,分别表示为

$$\omega_x(z) = \omega_{x0}(z) \times \sqrt{1 + \left[\frac{(z - z_0) \times \lambda}{\pi \times \omega_{x0}^2(z)} \right]^2}, \quad (9)$$

$$\omega_y(z) = \omega_{y0}(z) \times \sqrt{1 + \left[\frac{(z - z_0) \times \lambda}{\pi \times \omega_{y0}^2(z)} \right]^2}. \quad (10)$$

以 MC 为例,计算模式匹配效率随注入光椭圆率的变化趋势,如图 5 所示。可以看出,随着椭圆率的减小,模式匹配效率单调递减。此外,随着椭圆率的增大,要实现相同的模式匹配效率,注入光的腰斑位置和大小允许的误差范围相应减小,如图 6 所示。为了实现 98% 的模式匹配效率,当椭圆率为 0.98 时,MC 对应的 α 和 β 的取值范围分别为 $(-0.55, 0.55)$ 和 $(-0.1, 0.13)$, 实际偏移范围为 $(-115.5 \text{ mm}, 115.5 \text{ mm})$ 和 $(-37.1 \text{ }\mu\text{m}, 48.23 \text{ }\mu\text{m})$; 当椭圆率为 0.85 时,MC 对应的 α 和 β 的取值范围分别为 $(-0.38, 0.38)$ 和 $(-0.01, 0.17)$, 实际偏移范围为 $(-79.8 \text{ mm}, 79.8 \text{ mm})$ 和 $(-3.71 \text{ }\mu\text{m}, 63.07 \text{ }\mu\text{m})$ 。因此,在实际压缩光路中,应该尽量避免椭圆光斑,减小其对模式匹配效率的影响。

3 实验结果与分析

在实验中,为了获得高于 99% 的模式匹配效率,利用高斯光束空间传输理论,并选取合适的透镜组合整形各路激光束,整形前后均采用图像传感器(CCD)精确测量初始光束与目标光束的腰斑位置和大小;同时,通过二维调节架配合前后可调透镜筒,仔细校准整形透镜前后左右位置,使得整形后的激光腰斑与理论计算

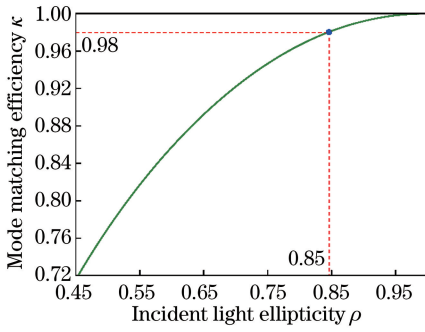


图 5 当入射光为椭圆光时,MC 的模式匹配效率与入射光椭圆率间的关系

Fig. 5 Mode-matching efficiency of MC versus incident light ellipticity when incident light is elliptical one

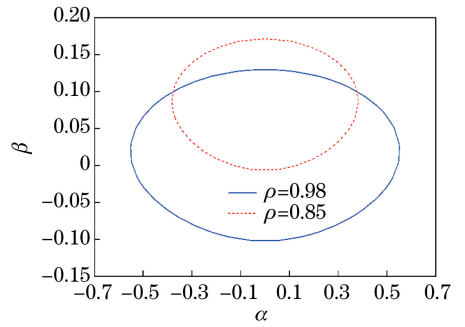


图 6 当 MC 的模式匹配效率为 98% 时,不同入射光椭圆率的腰斑大小偏离度 β 和腰斑位置偏离度 α 间的关系

Fig. 6 Waist radius deviation β versus waist position deviation α under different incident light ellipticities when mode-matching efficiency of MC is 98%

的目标腰斑大小相等、位置重合。经过仔细校准,1064 nm MC1 的模式匹配效率为 97.7% [图 7(a)], SHG 腔的模式匹配效率为 99%, 532 nm MC3 的模式匹配效率为 99.5%, 抽运光与 OPA 的模式匹配效率为 99.9%, 1064 nm MC2 的模式匹配效率达到 99.6% [图 8(a)]、本底光与压缩光的干涉效率为 99.8%。

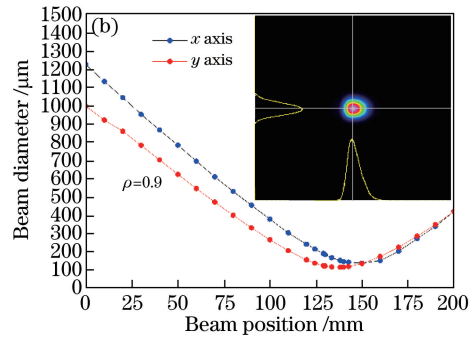
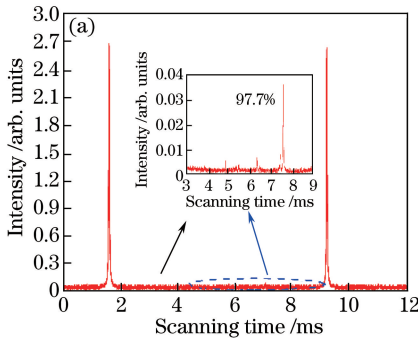


图 7 (a) 1064 nm MC1 的模式匹配效率(插图为虚线部分的放大图);(b)激光器输出基频光的光束质量(插图为输出光斑的强度分布)

Fig. 7 (a) Mode-matching efficiency of 1064 nm MC1 (insert shows enlargement of dotted region); (b) beam quality of fundamental laser output (insert shows intensity distribution of output laser spot)

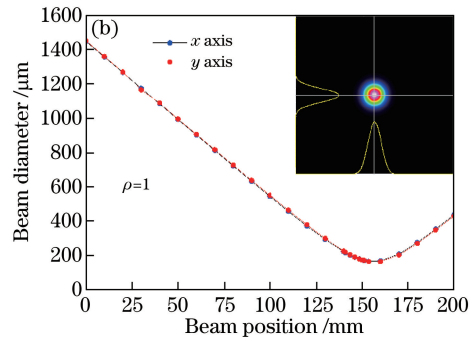
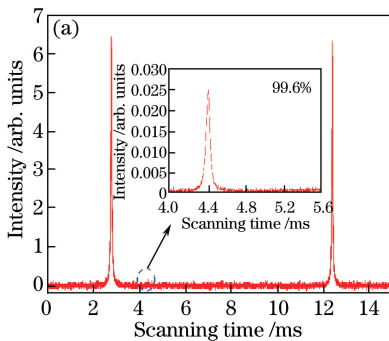


图 8 (a) 1064 nm MC2 的模式匹配效率(插图为虚线部分的放大图);(b) MC1 输出激光的光束质量(插图为输出光斑的强度分布)

Fig. 8 (a) Mode-matching efficiency of 1064 nm MC2 (insert shows enlargement of dotted region); (b) beam quality of MC1 output (insert shows intensity distribution of output laser spot)

实验结果表明,1064 nm MC1 模式匹配效率仅为 97.7%,这是因为激光器输出光为椭圆高斯光束,测量结果如图 7(b)所示,并且实际测得的输出光椭圆率为 0.9,而图 4 结果对应的椭圆率约为 0.85,其主要原因

是自制的单频激光器输出光存在像散,形成了椭圆高斯光束,同时空间传输中 x 和 y 方向的腰斑位置也产生了分离,椭圆率随光束的传播为一个动态值,导致理论与实验结果存在偏差。而 1064 nm MC2 与 OPA 的模式匹配效率以及干涉效率均接近 100%,这主要是因为 1064 nm MC2 改善了激光器的输出模式和光束质量,椭圆率达到 1.0,如图 8(b)所示。

此外,SHG 模式匹配效率偏低的主要原因是输入镜相当于一面平凹透镜,导致注入光的腰斑位置无法与腔的腰斑位置重合。实验中还发现,SHG 的模式匹配效率随注入基频光功率的增加而减小。例如,当注入 1064 nm 激光的功率为 1.2 W 时,模式匹配效率则减小为 95%。这主要是因为注入激光功率较高时,基频光向倍频光转化时的功率增大,导致 PPKTP 晶体内不仅存在绿光、基频光的线性吸收,而且存在红外吸收,并随着绿光功率的增大而增大,三种吸收效应使得非线性晶体内产生剧烈的热效应,形成热透镜,导致 SHG 基模腰斑发生变化,从而模式匹配效率变差^[33, 45]。另外,当沿着注入光传播方向前后移动 SHG 和 OPA 腔时,腰斑位置的偏移对模式匹配的影响较大,小于 1 mm 的位置偏移会导致模式匹配效率低于 99%;而对于 MC,10~20 mm 的腰斑位置偏移量对模式匹配效率基本没有影响,同时前者的模式匹配效率对腰斑大小的变化也比较敏感,后者则允许的变化范围要大一些,这与理论分析结果一致。

4 总 结

分析了影响空间模式匹配效率的三个因素:激光束的腰斑大小、腰斑位置和椭圆率。并结合 12.7 dB 压缩态光场制备系统中的实际条件,分析对比了各种因素对不同光学腔模式匹配效率的影响。结果表明,对于较小的目标腰斑,例如 SHG 和 OPA,允许注入光腰斑位置和大小偏移误差范围较小;而对于大腰斑的 MC,情况则相反。此外,光斑的椭圆率、非线性晶体的热效应和像散均会导致模式匹配效率减小。另外,通过设计非对称结构的 OPA 腔型,可以有效增大注入光腰斑位置的调节范围,更有利于获得高的模式匹配效率。综上所述,为了获得接近 100%的模式匹配效率,针对不同的光学腔,需分别考虑腰斑位置和大小影响,从而为高压压缩度光场的制备提供条件。

参 考 文 献

- [1] Polzik E S, Carri J, Kimble H J. Spectroscopy with squeezed light[J]. Physical review letters, 1992, 68(20): 3020-3023.
- [2] Caves C M. Quantum-mechanical noise in an interferometer[J]. Physical Review D, 1981, 23(8): 1693-1708.
- [3] Wolgramm F, Cere A, Beduini F A, *et al.* Squeezed-light optical magnetometry[J]. Physical Review Letters, 2010, 105(5): 053601.
- [4] Peng Kunchi. Generation and application of squeezed state light sub-shot-noise-limit optical measurement and quantum information[J]. Physics, 2001, 30(5): 300-305.
彭堃堃. 光场压缩态的产生及其在亚散粒噪声光学测量和量子信息中的应用[J]. 物理, 2001, 30(5): 300-305.
- [5] Eberle T, Steinlechner S, Bauchrowitz J, *et al.* Quantum enhancement of the zero-area Sagnac interferometer topology for gravitational wave detection[J]. Physical Review Letters, 2010, 104(25): 251102.
- [6] Biao T, Zhang B C, Zhou L, *et al.* Sensitivity function analysis of gravitational wave detection with single-laser and large-momentum-transfer atomic sensors[J]. Research in Astronomy and Astrophysics, 2015, 15(3): 333-347.
- [7] Vahlbruch H. Squeezed light for gravitational wave astronomy[D]. Hannover: Gottfried Wilhelm Leibniz Universität, 2008.
- [8] Wang Y J, Yang W H, Zheng Y H, *et al.* A compact Einstein-Podolsky-Rosen entangled light source[J]. Chinese Physics B, 2015, 24(7): 070303.
- [9] Bowen W P, Schnabel R, Lam P K, *et al.* Experimental investigation of criteria for continuous variable entanglement [J]. Physical Review Letters, 2003, 90(4): 043601.
- [10] Jia Xiaojun, Duan Zhiyuan, Yan Zhihui. Dependence of continuous variable entanglement enhancement on experimental parameters[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(2): 0227001.
贾晓军, 段志园, 闫智辉. 连续变量纠缠增强对实验参量的依赖关系[J]. 光学学报, 2013, 33(2): 0227001.
- [11] Yan Zhihui, Jia Xiaojun, Su Xiaolong, *et al.* Continuous variable multi-color entangled optical fields[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2013, 50(8): 080007.

- 闫智辉, 贾晓军, 苏晓龙, 等. 连续变量多色纠缠态光场[J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(8): 080007.
- [12] Su Xiaolong. Generation of quadripartite entangled optical field and quantum key distribution with continuous variables [D]. Taiyuan: Shanxi University, 2007: 81-106.
苏晓龙. 连续变量四组份纠缠态光场产生和量子保密通信研究[D]. 太原: 山西大学, 2007: 81-106.
- [13] 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.
- [14] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K, *et al.* Experimental quantum teleportation[J]. Nature, 1997, 390(6660): 575-579.
- [15] Barenco A, Ekert A K. Dense coding based on quantum entanglement[J]. Journal of Modern Optics, 2007, 42(6): 1253-1259.
- [16] Du Pengyan, Bai Zengliang, Wang Xuyang, *et al.* Privacy amplification for quantum key distribution[J]. Acta Sinica Quantum Optica, 2013, 19(2): 129-133.
杜鹏燕, 白增亮, 王旭阳, 等. 量子密钥分发私密放大的实现[J]. 量子光学学报, 2013, 19(2): 129-133.
- [17] Slusher R E, Hollberg L W, Yurke B, *et al.* Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity[J]. Physical Review Letters, 1985, 55(22): 2409-2412.
- [18] Vahlbruch H, Mehmet M, Chelkowski S, *et al.* Observation of squeezed light with 10-dB quantum-noise reduction[J]. Physical Review Letters, 2008, 100(3): 033602.
- [19] Eberle T, Steinlechner S, Bauchrowitz J, *et al.* Quantum enhancement of the zero-area Sagnac interferometer topology for gravitational wave detection[J]. Physical Review Letters, 2010, 104(25): 251102.
- [20] Vahlbruch H, Mehmet M, Danzmann K, *et al.* Detection of 15 dB squeezed states of light and their application for the absolute calibration of photoelectric quantum efficiency[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(11): 110801.
- [21] Peng K C, Pan Q, Wang H, *et al.* Generation of two-mode quadrature-phase squeezing and intensity-difference squeezing from a cw-NOPO[J]. Applied Physics B: Lasers and Optics, 1998, 66(6): 755-758.
- [22] Wang Y, Shen H, Jin X L, *et al.* Experimental generation of 6 dB continuous variable entanglement from a nondegenerate optical parametric amplifier[J]. Optics Express, 2010, 18(6): 6149-6155.
- [23] Zhou Y Y, Jia X J, Li F, *et al.* Experimental generation of 8.4 dB entangled state with an optical cavity involving a wedged type-II nonlinear crystal[J]. Optics Express, 2015, 23(4): 4952-4959.
- [24] Li Huijuan, Zhang Miao, Li Fengqin. High-power single-frequency 461 nm generation from an intracavity doubling of Ti:Sapphire laser with LBO[J]. Chinese J Lasers, 2016, 43(3): 0302003.
李慧娟, 张淼, 李凤琴. 高功率单频 LBO 腔内倍频 461 nm 钛宝石激光器[J]. 中国激光, 2016, 43(3): 0302003.
- [25] Yang Wenhai, Wang Yajun, Li Zhixiu, *et al.* Compacted low-noise intracavity frequency-doubled single-frequency Nd:YAP/KTP laser[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(5): 0502002.
杨文海, 王雅君, 李志秀, 等. 小型化、低噪声内腔倍频 Nd:YAP/KTP 单频激光器[J]. 中国激光, 2014, 41(5): 0502002.
- [26] Wang Yajun, Yang Wenhai, Zheng Yaohui, *et al.* Influence of pump wavelength and Nd³⁺ doped concentration on the performance of intracavity doubling single-frequency lasers[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(6): 0602004.
王雅君, 杨文海, 郑耀辉, 等. 抽运波长及 Nd³⁺ 掺杂浓度对内腔倍频单频激光器性能的影响[J]. 中国激光, 2013, 40(6): 0602004.
- [27] Li Zhixiu, Yang Wenhai, Wang Yajun, *et al.* Optimal design of single-frequency laser system for 795 nm squeezed light source[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(9): 0902002.
李志秀, 杨文海, 王雅君, 等. 用于 795 nm 压缩光源的单频激光系统的优化设计[J]. 中国激光, 2015, 42(9): 0902002.
- [28] Boyd G D, Kleinman D A. Parametric interaction of focused Gaussian light beams[J]. Journal of Applied Physics, 1968, 39(8): 3597-3639.
- [29] Jin X L, Su J, Zheng Y H, *et al.* Balanced homodyne detection with high common mode rejection ratio based on parameter compensation of two arbitrary photodiodes[J]. Optics Express, 2015, 23(18): 23859-23866.
- [30] Zhang Yan, Yu Xudong, Di Ke, *et al.* Locking the phase of balanced homodyne detection system for squeezed light[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(8): 084204.
张岩, 于旭东, 邸克, 等. 压缩态光场平衡零拍探测的位相锁定[J]. 物理学报, 2013, 62(8): 084204.
- [31] Chen Li, Sun Hengxin, Liu Hongyu, *et al.* The influence of phase fluctuations on temporal measurement with homodyne detection[J]. Acta Sinica Quantum Optica, 2013, 19(1): 6-11.

- 陈立, 孙恒信, 刘洪雨, 等. 基于平衡零拍时间测量的位相问题[J]. 量子光学学报, 2013, 19(1): 6-11.
- [32] Jin Xiaoli, Su Jing, Zheng Yaohui. Influence of the non-ideal balanced homodyne detection on the measured squeezing degree[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(10): 1027001.
靳晓丽, 苏静, 郑耀辉. 非理想平衡零拍探测系统对实测压缩度的影响[J]. 光学学报, 2016, 36(10): 1027001.
- [33] Wang Y, Yang W, Li Z, *et al.* Determination of blue-light-induced infrared absorption based on mode-matching efficiency in an optical parametric oscillator[J]. Scientific Reports, 2017, 7: 41405.
- [34] Yang W H, Wang Y J, Zheng Y H, *et al.* Comparative study of the frequency-doubling performance on ring and linear cavity at short wavelength region[J]. Optics Express, 2015, 23(15): 19624-19633.
- [35] Li Z X, Ma W G, Yang W H, *et al.* Reduction of zero baseline drift of the Pound-Drever-Hall error signal with a wedged electro-optical crystal for squeezed state generation[J]. Optics Letters, 2016, 41(14): 3331-3334.
- [36] Chen C Y, Li Z X, Jin X L, *et al.* Resonant photodetector for cavity-and phase-locking of squeezed state generation[J]. Review of Scientific Instruments, 2016, 87(10): 103114.
- [37] Vahlbruch H, Chelkowski S, Hage B, *et al.* Coherent control of vacuum squeezing in the gravitational-wave detection band[J]. Physical Review Letters, 2006, 97(1): 011101.
- [38] Li Hong, Feng Jinxia, Wan Zhenju, *et al.* Low noise continuous-wave single frequency 780 nm laser high-efficiently generated by extra-cavity-enhanced frequency doubling[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(5): 0502003.
李宏, 冯晋霞, 万振菊, 等. 高效率外腔倍频产生低噪声连续单频 780 nm 激光 [J]. 中国激光, 2014, 41(5): 0502003.
- [39] Li Jiahua, Zheng Haiyan, Zhang Ling, *et al.* 397.5 nm laser produced by resonant frequency-doubling with PPKTP crystal[J]. Acta Sinica Quantum Optica, 2011, 17(1): 30-33.
李嘉华, 郑海燕, 张玲, 等. 利用 PPKTP 晶体倍频产生 397.5 nm 激光的实验研究[J]. 量子光学学报, 2011, 17(1): 30-33.
- [40] Han Y H, Wen X, Bai J D, *et al.* Generation of 130 mW of 397.5 nm tunable laser via ring-cavity-enhanced frequency doubling[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2014, 31(8): 1942-1947.
- [41] Zhang Jing, Ma Hongliang, Luo Yu, *et al.* Efficient external resonant frequency doubling green laser in bulk periodically poled KTiOPO_4 [J]. Chinese J Lasers, 2002, 29(12): 1057-1060.
张靖, 马红亮, 罗玉, 等. 准相位匹配的 KTP 晶体获得高效外腔谐振倍频绿光[J]. 中国激光, 2002, 29(12): 1057-1060.
- [42] Chua S S Y, Slagmolen B J J, Shaddock D A, *et al.* Quantum squeezed light in gravitational-wave detectors[J]. Classical and Quantum Gravity, 2014, 31(18): 183001.
- [43] Uehara N, Gustafson E K, Fejer M M, *et al.* Modeling of efficient mode-matching and thermal-lensing effect on a laser-beam coupling into a mode-cleaner cavity[C]. SPIE, 1997, 2989: 57-68.
- [44] Wang Y B, Zheng Y L, Shi Z Y, *et al.* High-power single-frequency $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ green laser by self-compensation of astigmatism[J]. Laser Physics Letters, 2012, 9(7): 506.
- [45] Wang Y J, Li Z X, Zheng Y H, *et al.* Determination of the thermal lens of a PPKTP crystal based on thermally induced mode-mismatching[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2017, 53(1): 1-7.