

基于空间啾啾的宽带激光倍频技术*

陶昱东, 胡东霞, 韩 伟

(中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900)

摘 要: 提出一种新型的宽带倍频方案, 利用时空耦合效应将宽带的时间啾啾光转换成空间啾啾光, 采用多块晶体并联、各晶体独立调谐的技术途径对空间啾啾光进行谐波转换, 因此倍频效率与窄带激光倍频相当。理论研究表明, 采用 KDP 晶体 I 类位相匹配, 对中心波长为 1 053 nm 的宽带基频光实现了带宽约 30 nm、转换效率大于 60% 的高效率宽带二倍频。而且倍频光仍为线性啾啾宽带光, 具备可压缩性。

关键词: 二次谐波转换; 宽带光; 频率域; 空间啾啾; 时间啾啾

中图分类号: O437

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202032.190146

Broadband second harmonic generation of spatially chirped pulses

Tao Yudong, Hu Dongxia, Han Wei

(Research Center of Laser Fusion, CAEP, Mianyang 621900, China)

Abstract: Efficient broadband harmonic conversion has important application value in high power laser. However, it is difficult to achieve broad bandwidth and high efficiency at the same time in the traditional second harmonic generation (SHG). This paper proposes a novel broadband SHG scheme, which uses the space-time coupling effect to transform the temporally chirped pulse into a spatially chirped one, and then several spliced crystals are used to achieve efficient broadband frequency conversion. Simulation results show that for the spliced KDP crystal, the conversion efficiency of the fundamental harmonic reaches about 60%, for pulse bandwidth of 30 nm and central wavelength of 1 053 nm. Moreover, the frequency doubled light is still linear and broadband, and can be compressed as the fundamental pulse.

Key words: second-harmonic conversion; broadband light; frequency domain; spatial chirp; temporal chirp

在惯性约束聚变(ICF)过程中,使用宽带光打靶可以有效减少激光等离子体相互作用过程中有害非线性效应的产生,因此实现高效宽带谐波转换,对 ICF 具有重要意义^[1-3]。在倍频过程中,晶体的色散导致基频光与倍频光之间存在位相失配和群速度失配,因此无法实现有效的谐波转换^[4-5]。实现高效率宽带谐波转换的关键便是同时满足位相匹配和群速度匹配条件。为此,学术界陆续提出了多种宽带倍频方案^[6-11],利用部分氟化 DKDP 晶体的折返点匹配特性,对 1 053 nm 的宽带基频光实现了带宽 22 nm、转换效率约 55% 的高效宽带二倍频^[12];通过光谱角色散的技术途径,在 BBO 晶体中对中心波长为 800 nm 的基频光进行宽带二倍频,实现了转换带宽约 15 nm、转换效率约 20% 的技术指标^[13]。其中,折返点匹配技术的转换带宽难以进一步提升,光谱角色散技术的转换效率低,难以同时实现大转换带宽和高转换效率两个关键参数。本文应用宽带激光的时空耦合特性,将时间啾啾脉冲转换成空间啾啾光束,将基频光中的不同频率成分投射到不同的空间位置,然后采用多块并联晶体分别对不同频率段的基频光进行倍频,最终实现高效宽带倍频^[14-15]。文中给出了这一新型宽带二倍频方案的系统光路设计,数值模拟了基于两块 KDP 晶体并联对中心波长 1 053 nm 的入射光进行宽带二倍频的过程,结果表明该方案在转换带宽为 30 nm 时,转换效率达到 60% 以上。

1 理论模型

本文提出了基于空间啾啾的宽带激光倍频系统,其基本原理示意图如图 1 所示。其基本结构为一套零色散的 4F 像传递系统,倍频晶体置于该 4F 系统的焦平面;两块衍射光栅(G_1 和 G_2)分别置于 4F 的物面和像面。入射基

* 收稿日期:2019-05-06; 修订日期:2019-12-02

基金项目:国家自然科学基金项目(61775199)

作者简介:陶昱东(1994—),男,硕士,从事非线性光学方面的研究;953400568@qq.com。

通信作者:胡东霞(1978—),男,研究员,硕士生导师,主要从事强激光技术研究;dongxia.hu@163.com。

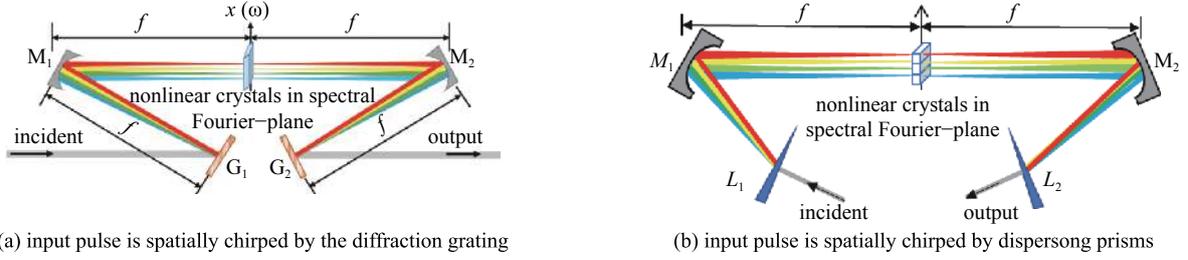


Fig. 1 Schematic of the broadband second harmonic generation (SHG) with pulse spatially chirped by diffraction grating and dispersing prisms

图 1 基于光栅和棱镜进行展宽的空间啁啾宽带二倍频方案的示意图

频光在经过衍射光栅 \$G_1\$ 以后会引入一定的角色散, 不同频率成分的基频光沿着不同的衍射方向出射。两种方案中的角色散基频光经过凹面镜 \$M_1\$ 聚焦后, 其不同频率成分被聚焦到焦平面上不同的空间位置 (\$x\$), 该焦平面也被称为傅里叶平面 (FP)。在 FP 平面上, 基频光被转换为了空间啁啾光束, 每个空间位置的光谱宽度与初始相比都显著减小, 这为“局域窄带倍频, 全域宽带倍频”提供了可能性。

假设基频光在时、空域均为标准高斯型分布, 其复振幅可表示为

$$a_{in}(x, \omega) = a_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2D^2}\right) \exp\left[-\frac{\omega^2}{2(\Delta\omega)^2}\right] \quad (1)$$

$$A_{in}(x, t) = a_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2D^2}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right) \quad (2)$$

式中: \$a_0\$ 为基频光的振幅; \$D\$ 为光斑大小; \$\Delta\omega\$ 为光谱宽度; \$\tau_0\$ 为脉冲宽度; \$\omega\$ 为脉冲频率。输入的基频光经过色散元件展宽, 并由凹面镜 \$M_1\$ 反射后, 会在焦平面上展宽成 \$x\$-\$\omega\$ 耦合的空间啁啾光, 其时域和空域的复振幅可表示为

$$A_{FP}(x, t) = \exp\left[-\frac{x^2}{2(\beta f \Delta\omega)^2}\right] \exp\left[-\frac{t^2}{2(k\beta D)^2}\right] \exp\left(\frac{ixt}{\beta f}\right) \quad (3)$$

$$a_{FP}(x, \omega) = \frac{i}{\lambda f} \int_{-\infty}^{\infty} a_z(x_0, \omega, z=f) \exp\left(\frac{ik}{2f}x_0^2\right) \exp\left[-\frac{ik}{2f}(x-x_0)^2\right] dx_0 = \exp\left[-\frac{\omega^2}{2(\Delta\omega)^2}\right] \exp\left[-\frac{(x+\beta f\omega)^2}{2\sigma^2}\right] \exp\left(-\frac{ik}{2f}x^2\right) \exp\left(-\frac{ik\beta^2\omega^2 f}{2}\right) \exp(-ik\beta\omega x) \quad (4)$$

式中: \$\beta=d\theta/d\omega = -\lambda^3/2\pi cd \cos\theta\$, 为光栅 \$G_1\$ 的角色散系数, 其中, \$\theta\$ 表示经光栅色散后基频光在中心波长处的出射角, \$d\$ 为光栅密度; \$f\$ 为透镜焦距; \$k = \omega/c\$ 为波数, \$c\$ 为真空中的光速; \$\sigma\$ 为入射光阑; \$a_z\$ 为光栅出射后自由传输的信号光场的复振幅, 其数值与传输距离 \$z\$、空间位置 \$x_0\$ 有关。由式 (3) 可以看出, 在傅里叶平面上, 基频光不再呈现 \$x\$-\$t\$ 的耦合状态, 即不再具有时间啁啾性。同时, 可以从式 (4) 中得知, 此时的基频光为 \$x\$-\$\omega\$ 耦合, 其耦合系数为 \$-\beta f\$。

本文基于 KDP 晶体的 I 类位相匹配进行仿真计算, 模拟中采用的输入脉冲在空域上为超高斯型分布, 在时域上为标准高斯型分布, 并且其中心波长为 1 053 nm, 带宽 30 nm, 脉冲宽度为 0.8 ns, 光强度为 4 GW/cm²。采用光栅作为色散元件, 其刻线密度 \$d = 1\,480 \text{ mm}^{-1}\$, 透镜焦距为 2 m。

2 数值模拟与分析

本方案中, 输入的宽带基频光在经过色散元件 \$G_1\$ 和凹面镜 \$M_1\$ 后会在傅里叶平面上展宽成空间啁啾光。空间啁啾光在不同空间位置上的频率成分不同, 并且可以视作局部窄带, 因此采用多块晶体并联、各晶体独立调谐的技术对空间啁啾光进行谐波转换, 可以有效增大转换带宽, 提高转换效率。

基于上述理论, 本文将傅里叶平面上的基频光分成两个部分, 并采用两块对应的晶体分别倍频, 其转换效率随倍频光的频率分布如图 2(a) 所示。两块晶体位相匹配所对应的中心频率分别为 1 043 nm 和 1 063 nm, 因此图中在 521.5 nm 和 531.5 nm 两个频率处具有最高的转换效率。与之对应, 图中实线表示了传统方案中采用单一晶体进行倍频所得到的转换效率的分布曲线, 因此图中曲线仅在中心频率处得到最高的转换效率。图 2(b) 中补充说明了两种方案下倍频光归一化光强度随频率的分布曲线, 可以看出两块晶体并联倍频方案的转换带宽明显大于传统倍频方案。图 3 中分别显示了三个不同方案下转换效率的差异, 其中虚线表示传统倍频方案, 实线和点划线分别表示采用两块晶体和三块晶体并联作为倍频晶体的情况下, 得到的空间啁啾倍频方案的转换效率曲线。图中显示,

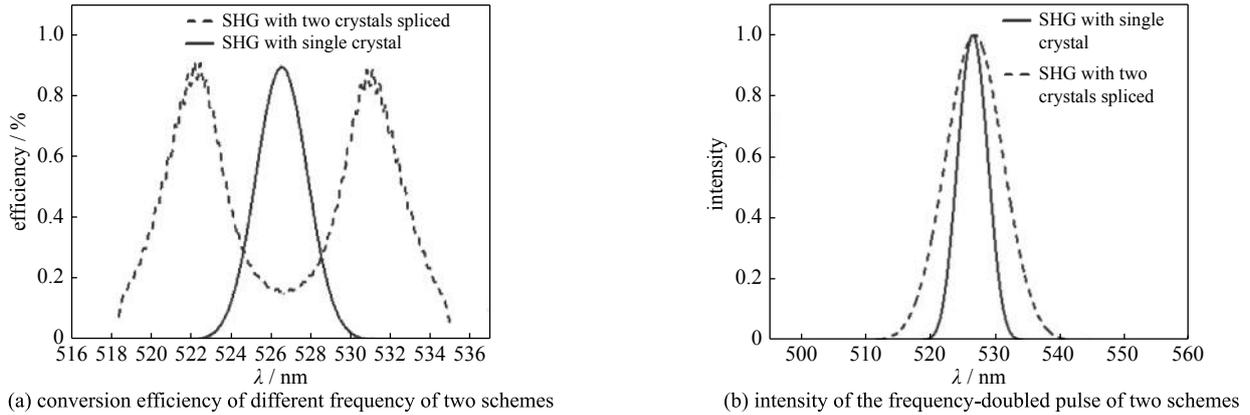


Fig. 2 Conversion efficiency of different frequency and the intensity of the frequency-doubled pulse using a single crystal and two spliced crystals in the spatially chirping scheme

图2 空间啁啾倍频方案中,单一晶体和两块晶体拼接的情况下,不同频率成分的转换效率及倍频光的光强曲线

两块晶体并联方案的转换效率达到了约 60%,较传统倍频方案提高了约 30%,而三块晶体并联方案可以进一步地将转换效率提升至约 70%。但是三块晶体拼接在工程与实验中都会极大地提高拼接难度,同时效率提升并不明显,因此本文中采用双晶体拼接的方式进行倍频。

本文所采用的倍频方案将空间啁啾的基频光分割成两个部分,然后分别以对应晶体对基频光进行倍频,从而增大转换带宽、提高转换效率。与此同时,晶体并联的接缝会导致倍频光的光强发生跳变。由此引入的跃变误差经过凹面镜和色散元件传递后将转移到输出倍频光的频率域上,从而避免对倍频光的空间光斑产生影响。本方案中输出倍频光的归一化光强在时空域上的分布曲线如图 4 所示,该方案下的倍频光在空间域上基本保持超高斯型的光斑,而晶体并联接缝则会在频率域上引入一个跃变误差,其误差大小约为中心光强度的 1%。

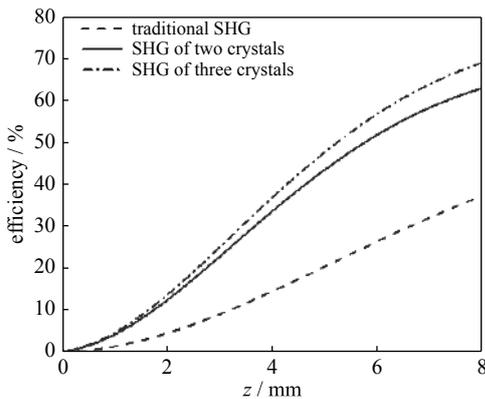


Fig. 3 Efficiency changes with crystal length of the traditional SHG and SHG with spatially chirped pulse in the KDP I crystal

图3 KDP 晶体 I 型倍频过程中,传统倍频方案、多块晶体并联的空间啁啾倍频方案下,倍频效率随晶体长度的分布曲线

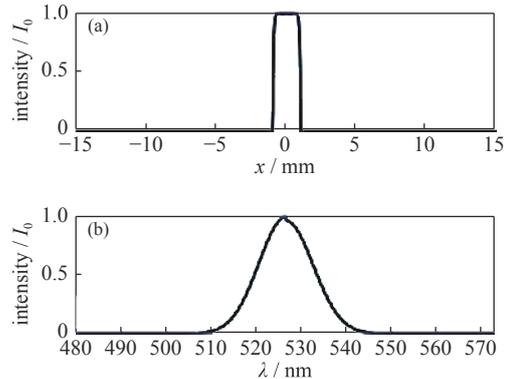


Fig. 4 Normalized intensity of frequency-doubled pulse of spatial (a) and frequency (b) domain

图4 在空间啁啾倍频方案中,输出倍频光的归一化光强度在(a)空间域和(b)频率域上的分布曲线

图 5(a)显示了仅经过晶体倍频后的输出脉冲在“ $x-\omega$ ”域上的归一化光强图像,此时倍频光与基频光同为空间啁啾脉冲。图 5(b)为经过凹面镜 M_2 和光栅 G_2 压缩后的倍频光在“ $x-\omega$ ”域上的归一化光强图像,经过透镜和光栅的压缩后,倍频光从空间啁啾脉冲转换为线性时间啁啾脉冲,仍具有可压缩的特性。通过逆傅里叶变换,由晶体并联接缝所引入的跃变误差将转移到频域上,其在空间域上的残留误差的数值为中心光强的 $10^{-7} \sim 10^{-8}$,可基本忽略;而在频域上所引入的误差约为中心光强的 1%,同时不影响倍频光的带宽。

综合图 4 和图 5 可以看出,在空间啁啾倍频方案中,由两块晶体的接缝所引入的跃变误差在空间域和频率域上对倍频光的影响都较小。因此空间啁啾倍频方案可以同时实现较大的转换带宽和较高的转换效率。

3 结论

本文提出了一种空间啁啾宽带倍频方案,在理想状态下,当入射光光谱宽度为 30 nm 时,空间啁啾倍频方案可以得到 60% 以上的倍频效率,与传统倍频过程相比提高了约 30%。实际方案中,考虑到光栅会在展宽过程中引入

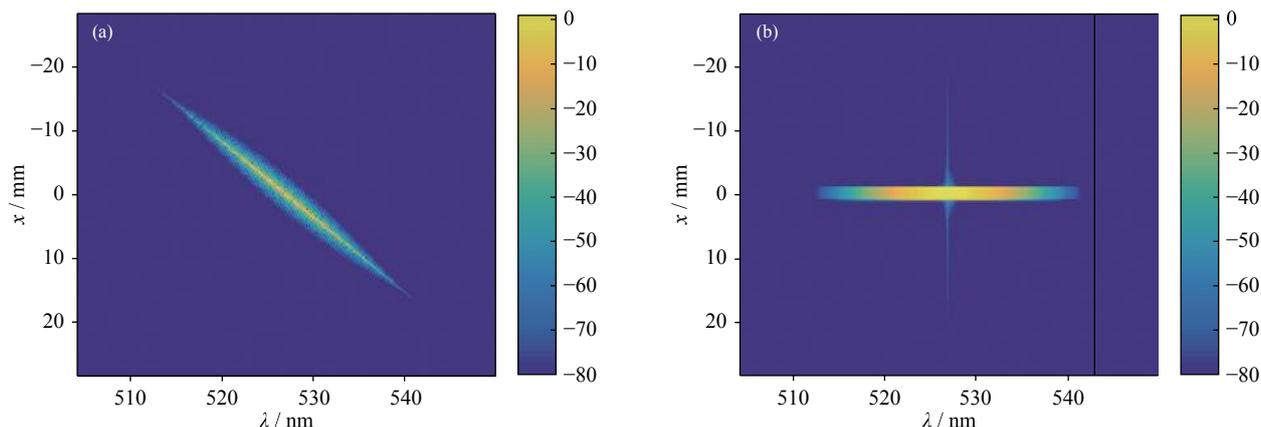


Fig. 5 Normalized intensity of the frequency-doubled pulse after the crystal (a) and after the second grating (b) in the “ $x-\omega$ ” field

图 5 (a)晶体出射的和(b)光栅 G_2 出射的倍频光在“ $x-\omega$ ”域上的归一化光强图像

一定的损耗,可以采用棱镜作为色散系统,当入射激光为 ns 脉冲,光强较低,棱镜中的 B 积分低至可忽略($\Delta B \ll 1$)。镀膜棱镜可以保证较高的透过率,并在基频光中引入所需的角色散。

采用多块并联晶体分别对基频光的不同频率成分进行倍频的方式,可以有效地扩大转换带宽,提高转换效率。但是与此同时,并联晶体的接缝也会在所产生的倍频光上引入跃变误差。在本方案中,经过逆傅里叶变换后的跃变误差会转移到倍频光的频率域上,其数值约为中心光强的 1%;而在空间上倍频光基本保持超高斯型的光斑,并且残存的跃变误差仅为中心光强的 $10^{-7} \sim 10^{-8}$ 。综上所述,空间啁啾倍频方案能在保持空间光斑质量的前提下,实现高效的宽带倍频。

参考文献:

- [1] Ed G. Laser physics: extreme light[J]. *Nature*, 2007, 446(7131): 8-16.
- [2] Danson C, Hillier D, Hopps N, et al. Petawatt class lasers worldwide[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2015: 5-18.
- [3] 刘兰琴,张颖,王文义,等. SG-III 原型装置数十 nm 宽带数 kJ 输出能力评估[J]. *强激光与粒子束*, 2014, 26: 092009. (Liu Lanqin, Zhang Ying, Wang Wenyi, et al. Kilojoule energy output capability evaluation of tens-nm broadband laser in SG-III prototype laser facility[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2014, 26: 092009)
- [4] 任广森,孙全,吴武明,等. 径向偏振调制对聚焦光斑平滑及偏振特性的影响[J]. *强激光与粒子束*, 2015, 27: 122008. (Ren Guangsen, Sun Quan, Wu Wuming, et al. Effect of radial polarization modulation on smoothing and polarization properties of focal speckle[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2015, 27: 122008)
- [5] Néauport J, Journot E, Gaborit G, et al. Design, optical characterization, and operation of large transmission gratings for the laser integration line and laser megajoule facilities[J]. *Applied Optics*, 2005, 44(16): 3143-3152.
- [6] 于淼,金光勇,王超. 高峰值功率 KDP 晶体四倍频 266 nm 紫外激光器[J]. *强激光与粒子束*, 2015, 27: 041003. (Yu Miao, Jin Guangyong, Wang Chao. High peak power fourth harmonic 266 nm UV laser using a KDP crystal[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2015, 27: 041003)
- [7] Mero M, Petrov V. High-power, few-cycle, angular dispersion compensated mid-infrared pulses from a noncollinear optical parametric amplifier[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2017, 9(3): 1-8.
- [8] Richter T, Schmidt-Langhorst C, Elschner R, et al. Distributed 1-Tb/s all-optical aggregation capacity in 125-GHz optical bandwidth by frequency conversion in fiber[C]//*IEEE European Conference on Optical Communication (ECOC)*. 2015.
- [9] Dontsova E I, Vatnik I D, Babin S A, et al. Frequency doubling of Raman fiber lasers with random distributed feedback[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(7): 1439-1442.
- [10] Lanka N R, Patnaik S A, Harjani R A. Frequency-hopped quadrature frequency synthesizer in 0.13- μm technology[J]. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 2011, 46(9): 2021-2032.
- [11] 王芳,李富全,贾怀庭,等. 兼容多波长及多脉宽输出的频率转换系统设计[J]. *强激光与粒子束*, 2015, 27: 032018. (Wang Fang, Li Fuquan, Jia Huaiting, et al. Design of compatible harmonic generation system for multi wavelength and multiple pulse-width laser output[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2015, 27: 032018)
- [12] Zhu H, Wang T, Zheng W, et al. Efficient second harmonic generation of femtosecond laser at 1 μm [J]. *Optics Express*, 2004, 12(10): 2150-2155.
- [13] Kanai T, Zhou X, Sekikawa T, et al. Generation of subterawatt sub-10-fs blue pulses at 1-5 kHz by broadband frequency doubling[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(16): 1484-1486.
- [14] Schmidt B E, Nicolas Thiré, Boivin M, et al. High gain-frequency domain optical parametric amplification (FOPA)[J]. *Nature Communications*, 2014, 5(5): 3643-3644.
- [15] Gruson V, Ernotte G, Lassonde P, et al. 2.5 TW, two-cycle IR laser pulses via frequency domain optical parametric amplification[J]. *Optics Express*, 2017, 25(22): 27706.