

引用格式: WANG Jing, YUAN Peng, MA Jin-gui, *et al.* High-efficiency Broadband 2.5th Harmonic Generation of High-energy Nd: Glass Lasers (Invited)[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2020, 49(11):1149002

王静,袁鹏,马金贵,等. 高能钕玻璃激光的高效率宽带 2.5 倍频技术(特邀)[J]. 光子学报, 2020, 49(11):1149002

高能钕玻璃激光的高效率宽带 2.5 倍频技术 (特邀)

王静,袁鹏,马金贵,钱列加

(上海交通大学 物理与天文学院 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240)

摘 要:提出了一种可同时实现高效率和大带宽的频率上转换技术,可将高能钕玻璃基频激光(波长 1 054 nm)高效率地转换为紫蓝光波段的宽带 2.5 倍频激光(波长 421.5 nm).将窄带钕玻璃的倍频激光与中心波长为 2 100 nm 的宽带中红外激光以能量比 4:1 进行非线性混频,并通过非共线构型实现位相匹配和群速度匹配,实验产生了能量为 12.4 J、带宽为 10.4 nm(相对带宽大于 2%)的宽带 2.5 倍频激光.实验结果能够支撑紫蓝光波段百太瓦强激光的产生,为未来开发短波长的超短超强激光提供借鉴.

关键词:非线性光学;宽带 2.5 倍频技术;宽窄带和频;宽带紫蓝激光

中图分类号:O437.1

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20204911.1149002

High-efficiency Broadband 2.5th Harmonic Generation of High-energy Nd: Glass Lasers (Invited)

WANG Jing, YUAN Peng, MA Jin-gui, QIAN Lie-jia

(Key Laboratory of Laser Plasma (Ministry of Education), School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

Abstract: We propose a highly-efficient broadband up-conversion technique, which enables the efficient production of broadband 2.5th harmonic lasers (centered at 421.5 nm) in the violet-blue region from fundamental Nd: glass lasers (at 1 054 nm). Based on the nonlinear mixing of a frequency-doubled Nd: glass laser and a broadband mid-infrared laser centered at 2 100 nm with an incident energy ratio of 4:1, and a noncollinear configuration that enables simultaneous phase-matching and group-velocity matching, a broadband 2.5th harmonic laser with a pulsed energy of 12.4 J and a bandwidth of 10.4 nm (relative bandwidth bigger than 2%) is produced. These results indicate the potentiality of producing high-power violet-blue lasers in 100-TW scale, and provide guidelines for developing ultrashort ultraintense lasers at short-wavelengths.

Key words: Nonlinear optics; Broadband 2.5th harmonic generation; Sum-frequency mixing of broadband and narrowband lasers; Broadband lasers in the violet-blue region

OCIS Codes: 140.3613; 190.2620; 190.4970

0 引言

强激光是推进高能密度物理等科学前沿研究的重要利器^[1-5].目前,单束强激光的长脉冲能量已经突

基金项目:国家自然科学基金(Nos.61905142,61975120)

第一作者:王静(1986—),女,助理研究员,博士,主要研究方向为非线性光学与强激光技术. Email: wangj1118@sjtu.edu.cn

通讯作者:钱列加(1965—),男,教授,博士,主要研究方向为超快非线性光学. Email: qianlj19@sjtu.edu.cn

收稿日期:2020-10-22;录用日期:2020-11-12

<http://www.photon.ac.cn>

破万焦耳,超短脉冲的峰值功率高达10 PW (10^{16} W).但这些强激光的波长 λ 局限于近红外波段的800 nm和1 054 nm处,导致聚焦能量密度仍低于 10^9 J/cm²,聚焦光强则大多低于 10^{21} W/cm²,难以达到更高的能量密度和超相对论性光强.由于衍射极限下的聚焦光斑面积正比于 λ^2 ,傅立叶变换极限下的压缩脉宽正比于 λ ,因此研制宽带短波长强激光被认为是大幅压缩聚焦光斑和脉冲宽度、突破强激光的聚焦光强能力边界的解决途径^[6].

宽带频率转换是产生宽带短波长激光的主要技术途径.为了将高能窄带钕玻璃激光转换为大带宽短波长激光往往需要进行两次非线性频率转换,首先通过光参量啁啾脉冲放大(Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification, OPCPA)等频率下转换过程,将窄带钕玻璃激光转换为宽带长波长激光;再进行二倍频(Second Harmonic Generation, SHG)、和频(Sum Frequency Generation, SFG)等频率上转换.其中,OPCPA过程转换带宽可大于100 nm,但效率偏低.实际工程应用中,OPCPA放大器中的泵浦光到信号光的能量转换效率普遍小于30%^[7].OPCPA的低效率导致从窄带钕玻璃激光转换为最终的宽带短波长激光的能量转换总效率偏低.而这一能量转换总效率直接决定了宽带短波长激光的输出能力和系统造价.

相比之下,倍频、和频等频率上转换过程的能量转换效率高,但转换带宽受限.原因在于,频率上转换过程通常只能满足位相匹配条件,难以同时满足群速度匹配条件.对于SHG过程,部分晶体对于特定的工作波长存在折返点匹配,此时基频光和倍频光满足群速度匹配.如部分氘化的磷酸二氢钾晶体(Potassium Dihydrogen Phosphate, KDP)在1 054 nm波长附近可进行折返点匹配的宽带SHG^[8].此外,通过向注入激光引入光谱角色散也可以实现宽带SHG,但转换效率偏低(约20%^[9]),且输出的宽带短波长激光也带有角色散,难以应用于强激光领域.带宽与效率是非线性光学以及激光领域的一对基本矛盾^[10-14].

本文提出一种可同时实现高效率和大带宽的非线性频率上转换技术,可从钕玻璃激光高效率地产生紫光波段的宽带强激光.将波长为527 nm的窄带钕玻璃倍频激光与中心波长为2 100 nm的超宽带中红外激光以4:1的能量比进行非线性和频,产生中心波长为421.5 nm的宽带2.5倍频激光.该宽带2.5倍频技术在能量转换效率方面,由于产生的宽带短波长激光能量的80%都直接来自于高效率的窄带倍频激光,从根源上突破了宽带频率转换系统的效率瓶颈;在带宽方面,由于仅涉及两列宽带激光,通过非共线构型(类似于非共线光参量放大^[15])即可同时实现位相匹配和群速度匹配,解决了非线性频率上转换的带宽受限难题.

1 宽带2.5倍频激光系统总体设计

传统的宽带短波长强激光系统通常采用图1所示的“宽带OPCPA+宽带倍频”串联构型,此时系统总效率等于钕玻璃激光倍频效率 η_{SHG} 、OPCPA能量转换效率 η_{OPCPA} 以及OPCPA输出的宽带激光倍频效率 η 这三者的乘积,即 $\eta_{\text{total}} = \eta_{\text{SHG}} \times \eta_{\text{OPCPA}} \times \eta$.实际工程应用中,窄带激光的倍频效率约为80%,OPCPA放大器的能量转换效率 η_{OPCPA} 一般小于30%,宽带激光的倍频效率最高为65%^[16],估算系统总效率为 $\eta_{\text{total}} = 0.24\eta = 15\%$.因此,这一构型的缺点是将低效率的OPCPA放大器串联在光路中,导致系统总效率始终小于OPCPA的能量转换效率.

产生宽带频率上转换激光未必需要100%的宽带激光注入.采用图1(b)所示的并联构型,将窄带短波

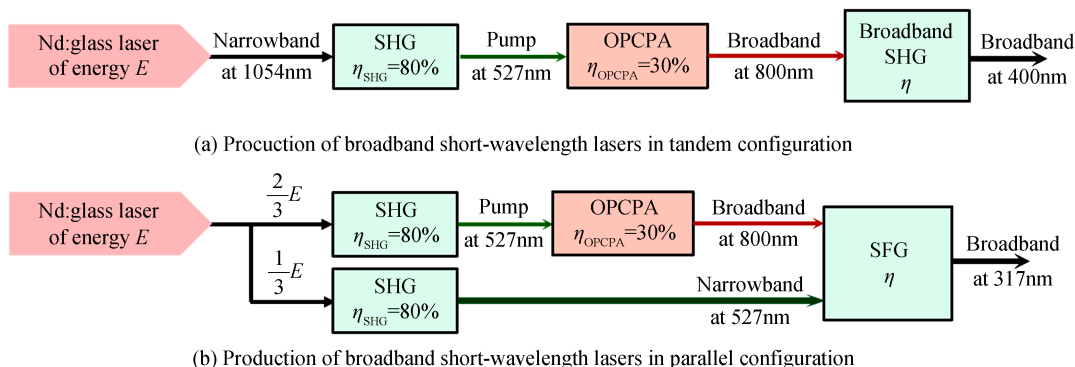


图1 两种产生宽带短波长强激光的技术路线对比

Fig.1 Comparison on two schemes for the production of broadband short-wavelength lasers

长激光和宽带长波长激光进行非线性和频,同样可以进行宽带频率上转换.此时,注入的窄带和宽带激光同时为频率上转换激光提供能量,使得输出的宽带短波长激光能量不再完全依赖于OPCPA的输出能力,系统总效率可以显著大于OPCPA自身的效率.

以窄带钕玻璃二倍频光($\lambda_{NB}=527\text{ nm}$)与OPCPA输出的宽带长波长激光($\lambda_{BB}=800\text{ nm}$)非线性倍频为例,高能钕玻璃激光按2:1的能量比分为两束,前者泵浦OPCPA产生宽带800 nm激光,后者直接倍频产生窄带527 nm激光.这两束激光正好以1:1的光子数进行和频.产生的宽带317 nm激光能量中仅有40%($\lambda_{NB}/(\lambda_{NB}+\lambda_{BB})$)来自宽带800 nm激光,对宽带OPCPA的能量依赖大幅度减小.从窄带钕玻璃激光到最终输出的宽带317 nm激光的系统总效率相比传统的频率上转换方案[图1(a)]提升1倍.若采用波长更长的宽带激光注入($\lambda_{BB}\uparrow$),则输出激光能量中宽带注入所占的能量份额($\lambda_{NB}/(\lambda_{NB}+\lambda_{BB})$)更小,系统的总效率可进一步提升.

根据上述原理,设计了图2所示的宽带2.5倍频激光系统,采用窄带527 nm激光(2ω)与宽带2100 nm激光(0.5ω)非线性和频,产生大带宽的421.5 nm紫蓝激光(2.5ω).相比于图1(b)中“527 nm窄带+800 nm宽带”和频方案,有两大进步:1)宽带注入所占的能量份额从40%减小为20%($0.5\omega/2.5\omega$),进一步提升了系统总效率;2)注入和频器的宽带激光波长为2100 nm,直接采用高能钕玻璃基频激光泵浦OPCPA即可产生,省去了钕玻璃激光的倍频过程,也有助于系统总效率的提升.具体光路设计为:一束4 kJ的窄带钕玻璃激光一分为三,其中1 kJ用于泵浦近简并OPCPA,产生两束宽带0.5 ω 激光——300 J信号光和300 J闲频光;另外1.5 kJ \times 2的钕玻璃激光分别倍频,产生两束1.2 kJ的窄带 2ω 激光;每束窄带 2ω 激光与一束300 J的宽带0.5 ω 激光和频,产生宽带2.5 ω 激光.由于钕玻璃激光只有1/4的能量用于低效率的频率下转换过程(OPCPA),因此系统总效率提升为传统的宽带频率上转换系统[图1(a)]总效率的3倍,即

$$\eta_{\text{total}} = \left(\frac{1}{4} \eta_{\text{SHG}} \times \eta_{\text{OPCPA}} + \frac{3}{4} \eta_{\text{SHG}} \right) \times \eta = 0.67\eta \quad (1)$$

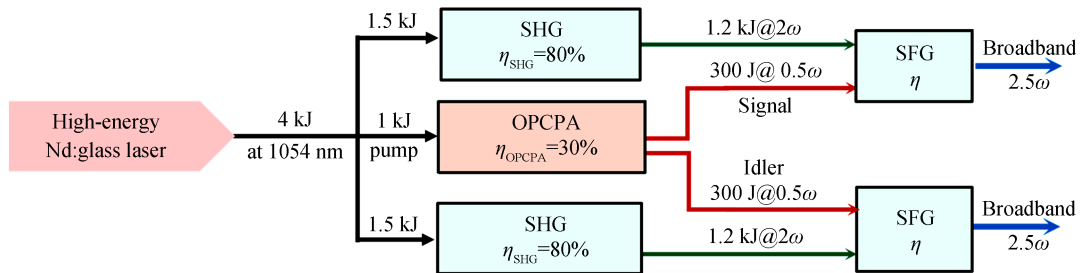


图2 kJ级宽带2.5倍频激光系统设计及能量转换效率

Fig. 2 Design of a broadband 2.5th harmonic generation system in kilojoule-scale and its theoretical efficiency

在转换带宽上,根据能量守恒定律,一束频率范围为 $[0.5\omega - \Delta\omega/2, 0.5\omega + \Delta\omega/2]$ 的宽带0.5 ω 激光与一束窄带 2ω 激光和频(假设完全位相匹配 $\Delta k(\omega) \equiv 0$),产生的和频激光频率范围为 $[2.5\omega - \Delta\omega/2, 2.5\omega + \Delta\omega/2]$.此过程中,宽带激光中心频率(ω_0)增长5倍,相对带宽($\Delta\omega/\omega_0$)减小为入射的0.5 ω 激光相对带宽的1/5,光谱宽度的绝对值($\Delta\lambda$)减小为入射的0.5 ω 激光谱宽的1/25.为产生带宽10 nm的2.5 ω 激光,要求注入的0.5 ω 激光带宽达到250 nm.相比之下,若采用全宽带注入的频率上转换方案,频率转换前后 $\Delta\omega/\omega_0$ 保持不变;带宽50 nm的0.5 ω 激光注入即可产生带宽10 nm的2.5 ω 激光.因此,宽窄带和频方案本质上是以更宽的入射激光带宽换取宽带激光能量的倍增.考虑到实际应用中长波长激光易于实现超宽带(近红外、中红外的激光带宽可接近1个倍频程^[13-14]),用长波长激光的带宽换取短波长激光能量倍增是合理可行的.

2 数值模拟

宽带2.5 ω 激光技术涉及的窄带 2ω 与宽带0.5 ω 和频过程可由耦合波方程组描述,即

$$\begin{cases} \frac{\partial A_3}{\partial z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-i)^{n-1}}{n!} k^{(n)} \frac{\partial^n A_3}{\partial t^n} = -i \frac{d_{\text{eff}} \omega_3}{n_3 c} A_1 A_2 e^{i\Delta k z} \\ \frac{\partial A_1}{\partial z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-i)^{n-1}}{n!} k^{(n)} \frac{\partial^n A_1}{\partial t^n} = -i \frac{d_{\text{eff}} \omega_1}{n_1 c} A_3 A_2^* e^{-i\Delta k z} \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-i)^{n-1}}{n!} k^{(n)} \frac{\partial^n A_2}{\partial t^n} = -i \frac{d_{\text{eff}} \omega_2}{n_2 c} A_3 A_1^* e^{-i\Delta k z} \end{cases} \quad (2)$$

式中, A_j 分别为三列波的复振幅; ω_j 和 n_j 分别为三列波的中心频率和折射率; 下标 $j=1, 2, 3$ 分别对应窄带 2ω 脉冲、宽带 0.5ω 脉冲和宽带 2.5ω 脉冲; $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$ 表示三波间位相失配, $k_j = 2\pi/\lambda_j$ 为波数; $\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-i)^{n-1}}{n!} k^{(n)} \frac{\partial^n A_j}{\partial t^n}$ 表示和频晶体的色散效应, $k^{(n)} = d^n k / d\omega^n$ 表示第 n 阶色散. 本文数值模拟仅考虑一阶色散效应, 即群速度失配 (Group-Velocity Mismatch, GVM) 问题. 群速度失配是当前驱动器中制约宽带二倍频和宽带三倍频转换带宽的关键. 由于研究对象为大口径光束, 数值模拟中忽略了空间衍射效应.

2.1 理想位相匹配条件下的输出特性

理想位相匹配条件下, 和频器的能量转换效率主要取决于注入的两束激光的能量注入比 ($I_{2\omega} : I_{0.5\omega}$) 以及入射激光的脉冲形状. 根据 Manley-Rowe 关系, 参与和频的窄带 2ω 激光与宽带 0.5ω 激光的有效光子数之比为 1:1, 对应能量注入比 $I_{2\omega} : I_{0.5\omega} = 4:1$. 图 3(a) 给出了入射激光为平顶脉冲时, 不同能量注入比对应的和频效率曲线. 数值模拟中和频器选用 I 类三硼酸锂 (lithium triborate, LBO) 晶体, 注入的宽带 0.5ω 激光的光强为 0.5 GW/cm^2 , 脉宽为 2 ns. 当 $I_{2\omega} : I_{0.5\omega} = 4:1$ 时, 和频效率的最大值接近 100%; 当 $I_{2\omega} : I_{0.5\omega}$ 减小为 2:1 时, 和频效率的最大值减小为 80%; 当 $I_{2\omega} : I_{0.5\omega}$ 增加为 7:1 时, 和频效率的最大值减小为 60%. 此外, 转换效率还取决于入射激光的脉冲形状. 如图 3(b), 若采用标准高斯脉冲, 则和频效率的最大值降低为 80%, 采用 8 阶以上的超高斯脉冲即可逼近理想的和频.

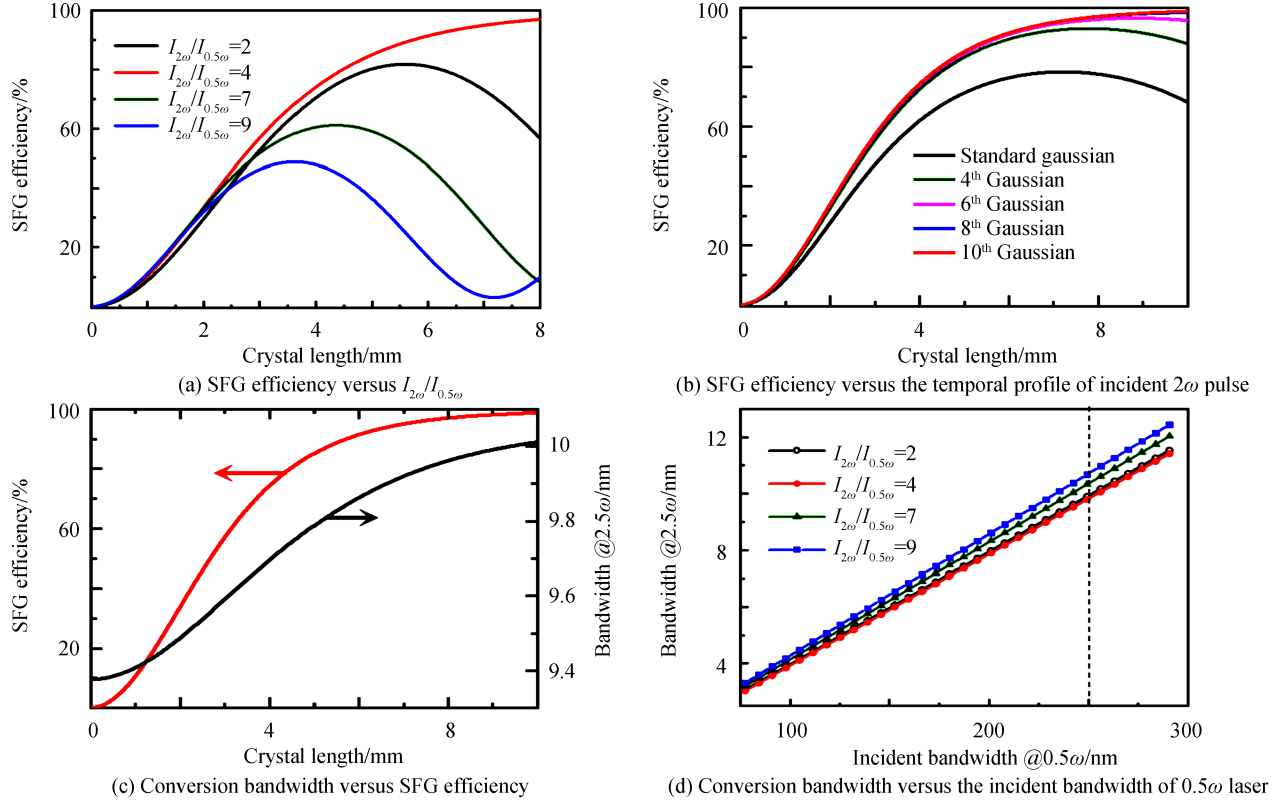


图3 宽窄带和频器输出特性的数值模拟
Fig.3 Numerical simulation for output characteristics of SFG

关于转换带宽,理想条件下宽带 2.5ω 激光的绝对带宽 $\Delta\lambda_{2.5\omega}$ 为入射的 0.5ω 激光带宽 $\Delta\lambda_{0.5\omega}$ 的1/25.数值模拟表明,为了达到这一理论带宽,不仅要求完全位相匹配,还要求和频器工作于饱和状态.如图3(c)所示,当入射的 0.5ω 激光带宽为250 nm时,随着和频过程从小信号区进入饱和,输出的 2.5ω 激光带宽从~9.4 nm逐渐增长为理论值10 nm.这一结论指导了实验中和频晶体厚度的设计.实际应用中,在晶体长度固定的情况下可通过适当增加窄带助推激光强度($I_{2\omega}$)的方法使得和频过程进入深饱和区,从而增加转换带宽,如图3(d).

2.2 宽带位相匹配

非线性频率上转换的转换带宽上限取决于三波间的位相匹配情况.对于宽带激光参与的频率上转换过程,仅仅满足中心波长位相匹配($\Delta k=0$)是不够的,还要满足群速度匹配条件($\partial\Delta k/\partial\omega=0$).这在传统的宽带频率上转换过程中(三列光波均为宽带激光)几乎不可能实现.但在本文提出的宽带2.5倍频方案中,由于采用“窄带激光+宽带激光→宽带激光”,只需两列宽带激光间满足群速度匹配即可,因此可通过非共线注入的方式实现.如图4所示,设 2ω 激光与 2.5ω 激光的夹角为 α , 0.5ω 激光与 2.5ω 激光的夹角为 β ,满足式(3)即可实现位相匹配和群速度匹配同时满足的和频.

$$\begin{cases} \Delta k_{//} = k_3 - k_1 \cos\alpha - k_2 \cos\beta = 0 \\ \Delta k_{\perp} = k_1 \sin\alpha - k_2 \sin\beta = 0 \\ \frac{\partial\Delta k_{//}}{\partial\omega} = \frac{1}{v_{g3}} + k_2 \sin\beta \frac{\partial\beta}{\partial\omega} - \frac{1}{v_{g2}} \cos\beta = 0 \\ \frac{\partial\Delta k_{\perp}}{\partial\omega} = -\frac{1}{v_{g2}} \sin\beta - k_2 \cos\beta \frac{\partial\beta}{\partial\omega} = 0 \end{cases} \quad (3)$$

式中, v_{g2} 和 v_{g3} 分别为注入的宽带长波长激光(0.5ω)和输出的宽带短波长激光(2.5ω)的群速度,一般有 $v_{g2} > v_{g3}$.根据式(3)解得

$$\cos\beta = \frac{v_{g3}}{v_{g2}} \quad (4)$$

式(4)表明,引入非共线夹角 β ,使得 v_{g2} 在 v_{g3} 方向上的投影($v_{g2}\cos\beta$)等于 v_{g3} ,即可实现两列宽带激光的群速度匹配.将式(4)代入式(3)可解得注入的宽带长波长激光的角色散,即

$$\frac{\partial\beta}{\partial\omega} = -\frac{\sin\beta}{k_2 v_{g3}} \quad (5)$$

同时可解得另一非共线夹角 α 为

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{k_2 \sqrt{v_{g2}^2 - v_{g3}^2}}{k_1 v_{g2}}\right) \quad (6)$$

注入和频器的窄带 2ω 光束和宽带 0.5ω 光束的夹角为 $\Omega=\alpha+\beta$.对于“窄带527 nm激光+宽带2100 nm激光”的和频过程,XOY面切割的LBO晶体存在位相匹配与群速度匹配同时满足的解.

此外,为了增加宽带2.5倍频的输出带宽,OPCPA输出的宽带信号光和宽带闲频光均参与宽/窄带和频(图2);且通过调谐OPCPA晶体角度,让输出的信号光和闲频光的中心波长相差约200 nm(分别为2200 nm和2000 nm).图4为计算得到的频率上转换带宽与晶体角度 φ 以及非共线角 α 的关系.该结果表明:对于波长为2200 nm的信号激光参与的宽带2.5倍频过程,对应LBO晶体切割角 $\varphi_1=26.3^\circ$,非共线角 $\alpha_1=3^\circ$, $\beta_1=12.9^\circ$, $\partial\beta_1/\partial\lambda=0.11$ mrad/nm;对于波长为2000 nm的闲频激光参与的宽带2.5倍频过程,各参数分别为 $\varphi_2=32.2^\circ$,非共线角 $\alpha_2=4.0^\circ$, $\beta_2=15.4^\circ$, $\partial\beta_2/\partial\omega=0.14$ mrad/nm;上述非共线角度均已折算为外角(晶体外侧).采用非共线构型可以同时实现位相匹配和群速度匹配,但也带来一个技术难题:光路调试的自由度不仅包括晶体角度,还涉及多个非共线角度,要求这些角度同时收敛到最佳匹配位置.

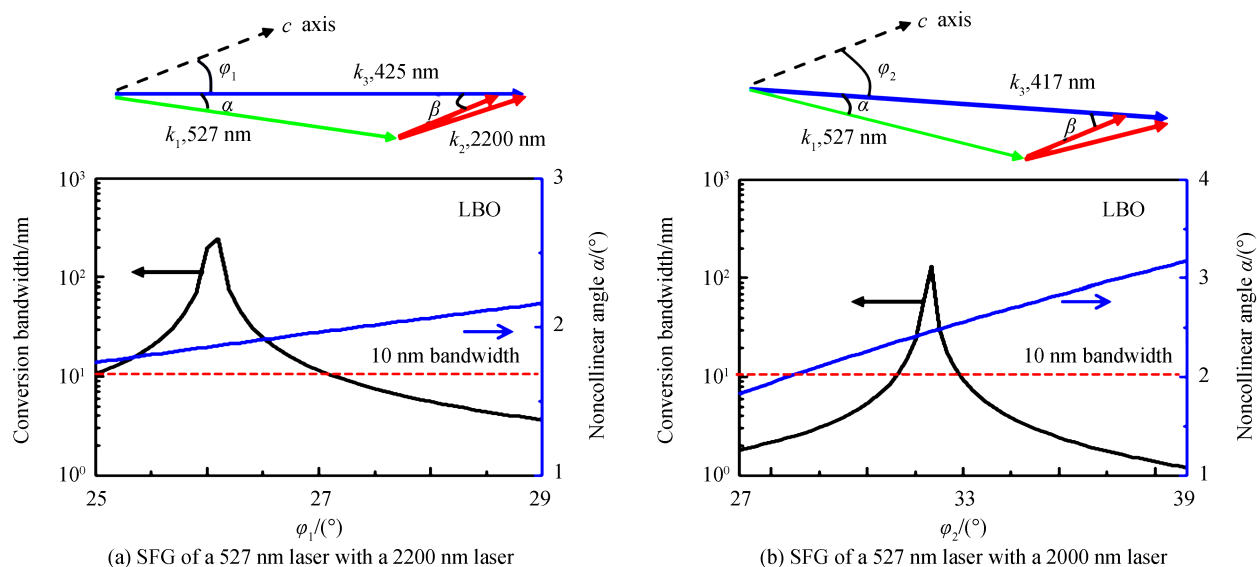


图4 I类非共线位相匹配,不同的晶体切割角 φ 对应的非共线角 α 以及位相匹配带宽

Fig.4 Configuration of type-I non-collinear phase matching, noncollinear angle α and phase matching bandwidth versus the crystal cutting angle φ

3 验证实验

3.1 实验光路

在百 TW 的功率水平开展了宽带 2.5ω 激光技术的验证实验.图 5 给出了实验光路的框架图和现场图.各单元的技术指标为:

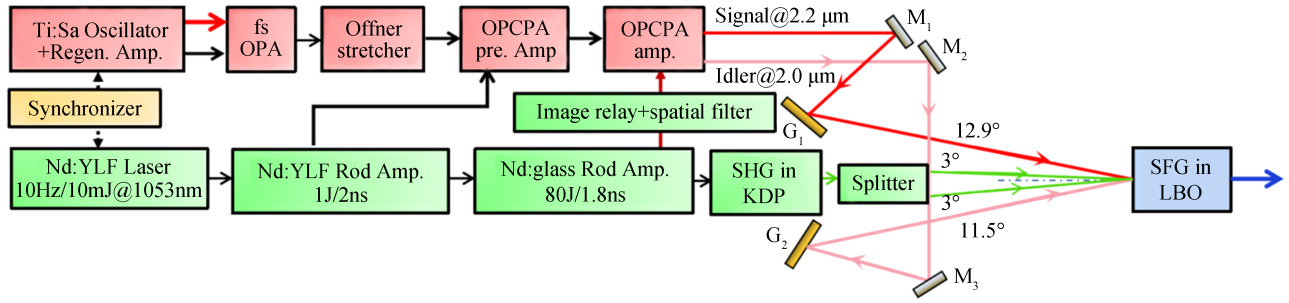
1) 前端— $2\ \mu\text{m}$ 宽带种子源:由商品化“钛宝石振荡器+再生放大器”(美国 Coherent 公司,型号 Astrella, 波长 800 nm, 脉冲能量 6 mJ, 重复频率 1 kHz)连接商品化“飞秒 OPA”(美国 Coherent 公司,型号 OperA Solo, 波长 $2.2\ \mu\text{m}$, 带宽 $\sim 200\ \text{nm}$, 脉冲能量 $200\ \mu\text{J}$)提供宽带长波长激光($0.5\ \omega$)的种子脉冲.

2) Offner 展宽器:采用图消色差的 Offner 单光栅展宽器将宽带 $2.2\ \mu\text{m}$ 种子脉冲展宽为脉宽 2 ns 的啁啾脉冲(能量 $60\ \mu\text{J}$).

3) OPCPA 预放大器(重频):由重频的 Nd:YLF 棒放系统泵浦单级铌酸锂晶体 ($30\ \text{mm} \times 30\ \text{mm} \times 22\ \text{mm}$)产生能量约为 250 mJ, 中心波长为 $2\ 100\ \text{nm}$, 带宽约为 160 nm 的宽带长波长激光.泵浦激光的技术指标为:8 阶超高斯脉冲,脉宽为 2 ns, 单脉冲能量约为 1.5 J, 时光强调制度 < 1.2 ; 近场平顶光束, 近场调制度 < 1.35 (采用液晶光阀主动整形).放大器增益约为 4 000 倍;能量转换效率约为 17%.

4) OPCPA 主放大器(单发次):由 $\Phi 80\ \text{mm}$ 口径的钽玻璃棒放系统泵浦单级中等口径铌酸锂晶体 ($60\ \text{mm} \times 60\ \text{mm} \times 20\ \text{mm}$)构成.泵浦脉冲仍然为 8 阶超高斯脉冲,脉宽约为 1.8 ns;近场调制度 < 1.4 .在泵浦能量为 34 J 时,OPCPA 输出 12.5 J 的宽带激光(6 J 的信号激光@ $2.2\ \mu\text{m}$, 6.5 J 的闲频激光@ $2.0\ \mu\text{m}$).实验中由于图 5(a)中衍射光栅 G_1 、 G_2 的损伤阈值较低,未将主放级 OPCPA 工作于全负荷状态;仅输出 3.1 J 信号光和 3.3 J 的闲频光,脉宽约为 1.5 ns;这两束宽带 0.5ω 激光入经光栅 G_1 、 G_2 引入设定的角色散量(光栅衍射效率约为 80%):输出波长为 $2.2\ \mu\text{m}$ 的信号脉冲能量为 2.5 J, 角色散量为 $110\ \mu\text{rad}/\text{nm}$;波长为 $2.0\ \mu\text{m}$ 的信号脉冲能量为 2.64 J, 角色散量为 $140\ \mu\text{rad}/\text{nm}$.

5) 终端——宽/窄带和频器:终端的宽/窄带和频器是产生宽带短波长激光的核心元件,定制的 LBO 晶体口径为 70 mm(圆形),厚度为 11 mm, XOY 面切割($\theta=90^\circ$, $\varphi=26.3^\circ$),有效非线性系数 $d_{\text{eff}}=0.76\ \text{pm}/\text{V}$, 损伤阈值为 $70\ \text{J}/\text{cm}^2$ (10 ns, 10 Hz@ $1064\ \text{nm}$).OPCPA 主放输出的宽带角色散 0.5ω 激光与钽玻璃激光直接倍频产生的窄带 2ω 激光(分为两束 11 J 绿光)以图 5(a)所示的非共线角注入 LBO 晶体(均为外角).



(a) System diagram. M_1, M_2, M_3 are reflectors, G_1 and G_2 are diffraction gratings



(b) Picture of experiment scene

图5 宽带2.5倍频激光技术实验平台

Fig.5 Experimental platform for 2.5th harmonic generation

3.2 实验结果

入射到终端和频器的宽带长波长激光总能量约为 5.14 J ($2.5 \text{ J}@2.2 \mu\text{m} + 2.64 \text{ J}@2.0 \mu\text{m}$), 共产生了 12.4 J 的宽带 2.5ω 激光, 量子转换效率为 48% (2.5 倍频激光光子数/ 0.5 倍频激光光子数). 图 6(a) 为输出的宽带 2.5ω 激光光谱, 中心波长 λ_0 为 421.5 nm, 光谱 $1/e^2$ 全宽 $\Delta\lambda$ 达到了 10.4 nm, 相对带宽 $\Delta\lambda/\lambda_0$ 达到 2.5%; 对该光谱做逆傅里叶变换, 得到傅里叶变换极限压缩脉宽约为 42 fs. 使用焦距 $f=200 \text{ mm}$ 的 CaF_2 透镜对输出光束进行聚焦, 测量到的聚焦光斑如图 6(b) 所示, 光斑 $1/e^2$ 全宽为 $180 \mu\text{m}$, 半高全宽 $47 \mu\text{m}$.

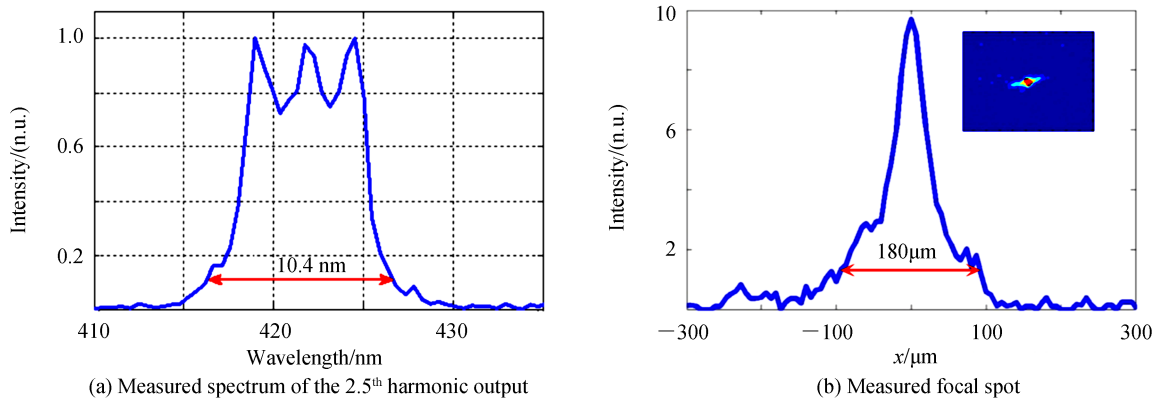


图6 实验测量结果

Fig.6 Experimental results

值得注意的是, 以往的宽带激光频率上转换过程均是输出的宽带激光能量小于注入的宽带激光能量; 而本方案通过引入窄带短波长激光注入, 使得输出的宽带激光能量是注入宽带激光能量的 2.4 倍. 计入注入的窄带激光能量 ($11 \text{ J} \times 2$ 束), 计算和频器的能量转换效率为 46%. 从窄带钕玻璃基频激光转换为宽带紫蓝光波段强激光的能量总效率为 31%. 该效率低于理论预期 (60%) 的原因在于和频过程的量子转换效率不够高, 这与非共线角度和晶体角度的调试精度密切相关, 未来拟通过优化多角度联调算法提升这一效率.

4 结论

发展短波长段的宽带强激光被认为是突破激光聚焦光强能力边界的解决途径. 本文提出了一种从钕玻璃激光(波长为 1 054 nm)高效率地获得大带宽紫蓝激光(波长为 421.5 nm)的技术方案, 采用窄带 527 nm 激光与宽带 2 100 nm 激光非线性和频, 使得产生的宽带 421.5 nm 激光能量中宽带注入的能量占比仅为 20%, 从根源上解决了宽带频率转换的低效率问题. 开展了验证性实验, 在窄带 527 nm 激光的助推作用下, 将 5.1 J 的宽带中红外波段激光频率上转换为能量为 12.4 J、带宽 > 10 nm 的紫蓝光波段啁啾脉冲; 在频率上转换的同时, 获得了宽带激光能量的倍增.

参考文献

- [1] DANSON C, HAEFNER C, BROMAGE J, *et al.* Petawatt and exawatt class lasers worldwide[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2019, **7**(3):54.
- [2] TAJIMA T, MOUROU G. Zettawatt-exawatt lasers and their applications in ultrastrong-field physics[J]. *Physical Review Special Topics Accelerators & Beams*, 2002, **5**: 031301.
- [3] BROMAGE J, BAHK S, BEGISHEV I, *et al.* Technology development for ultraintense all-OPCPA systems[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2019, **7**(1):31-41.
- [4] LI Wen-qi, GAN Ze-biao, YU Liang-long, *et al.* 339 J high-energy Ti:sapphire chirped-pulse amplifier for 10 PW laser facility[J]. *Optics Letters*, 2018, **43**(22):5681-5684.
- [5] SUNG J, LEE H, YOO J, *et al.* 4.2PW, 20fs Ti:sapphire laser at 0.1Hz[J]. *Optics Letters*, 2017, **42**(11):2058-2061.
- [6] YUMOTO H, MIMURA H, KOYAMA T, *et al.* Focusing of X-ray free-electron laser pulses with reflective optics[J]. *Nature Photonics*, 2013, **7**(1):43-47.
- [7] BROMAGE J, BAHK S, BEGISHEV I, *et al.* Technology development for ultraintense all-OPCPA systems[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2019, **7**(1): e4.
- [8] ZHU He-yuan, WANG Tao, ZHENG Wan-guo, *et al.* Efficient second harmonic generation of femtosecond laser at 1 μ m [J]. *Optics Express*, 2004, **12**(10): 2150-2155.
- [9] KANAI T, ZHOU Xiang-yu, SEKIKAWA T, *et al.* Generation of subterawatt sub-10-fs blue pulses at 1 - 5kHz by broadband frequency doubling[J]. *Optics Letters*, 2003, **28**(16): 1484-1486.
- [10] SKELDON M, CRAXTON R. Efficient harmonic generation with a broad-band laser[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1992, **28**(5):1389-1399.
- [11] WASYLICZYK P, WALMSLEY I, WASILEWSKI W, *et al.* Broadband noncollinear optical parametric amplifier using a single crystal[J]. *Optics Letters*, 2005, **30**(13):1704-1706
- [12] SUCHOWSKI H, KROGEN P, HUANG Shu-wei, *et al.* Octave-spanning coherent mid-IR generation via adiabatic difference frequency conversion[J]. *Optics Express*, 2013, **21**(23): 28892-28901.
- [13] HERRMANN D, VEISZ L, TAUTZ R, *et al.* Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification[J]. *Optics Letters*, 2009, **34**(16): 2459-2461.
- [14] ROTHHARDT J, DEMMLER S, HADRICH S, *et al.* Octave-spanning OPCPA system delivering CEP-stable few-cycle pulses and 22 W of average power at 1 MHz repetition rate[J]. *Optics Express*, 2012, **20**(10): 10870-10878.
- [15] SCHIMPF D, ROTHHARDT J, LIMPERT A, *et al.* Theoretical analysis of the gain bandwidth for noncollinear parametric amplification of ultrafast pulses[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2007, **24**(11): 2837-2846.
- [16] GOBERT O, MENNERAT G, MAKSIMENKA R, *et al.* Efficient broadband 400 nm noncollinear second-harmonic generation of chirped femtosecond laser pulses in BBO and LBO[J]. *Applied Optics*, 2014, **53**(12):2646-2655.