

拍瓦级光参量啁啾脉冲放大系统中光参量相位演化研究

李纲, 周凯南*, 朱斌, 谢娜, 卢峰, 蒋东镔, 郭仪, 黄征, 孙立, 杨雷, 巫殷忠, 刘红杰, 栗敬钦**

中国工程物理研究院激光聚变研究中心等离子体物理科学与技术实验室, 四川 绵阳 621900

摘要 在基于光参量啁啾脉冲放大的拍瓦级超短超强飞秒激光装置中, 光参量相位是阻碍脉冲时域压缩的关键因素。对中国工程物理研究院的数拍瓦全光参量啁啾脉冲放大装置(SILEX-II)的光参量相位演化进行了详细研究。研究表明, 通过光参量放大过程累积的群延迟色散高达 532 fs^2 , 三阶色散高达 5782 fs^3 , 在未补偿光参量相位的情况下, 压缩脉冲的时域峰值强度仅为傅里叶变换极限脉冲的 43%。通过调节压缩器光栅间距, 补偿了光参量相位的群延迟色散, 将压缩脉冲的时域峰值强度增加至傅里叶变换极限脉冲的 94%。研究结果为 SILEX-II 激光装置的脉冲时域压缩提供了有效指导, 同时也为未来基于全光参量啁啾脉冲放大技术的 10~100 PW 高峰值功率激光器的设计提供了依据。

关键词 激光器; 光参量啁啾脉冲放大; 光参量相位; 时域压缩; 傅里叶变换极限脉冲

中图分类号 O437.4

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL230836

1 引言

啁啾脉冲放大(CPA)技术^[1]促进了超短超强飞秒激光技术的迅猛发展, 其输出峰值功率已经达到数百太瓦(TW, 10^{12} W)至数拍瓦(PW, 10^{15} W), 为强场物理研究提供了强有力的手段^[2-3]。目前, 拍瓦级输出的超短超强飞秒激光的实现主要依赖两种技术途径: 基于钛宝石(Ti:Sa)增益介质的CPA技术以及基于非线性参量放大的光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)技术。法国的Apollon^[4-5]、欧盟的ELI-NP^[6-7]、中国的SULF^[8-11]等 10 PW 级激光装置均采用基于Ti:Sa的CPA技术。在CPA系统中, 需要对放大的自发辐射(ASE)和系统B积分进行严格控制和设计, 从而避免输出脉冲的时域对比度的恶化^[11-12]。与CPA技术相比, OPCPA技术具有超宽增益带宽、无ASE噪声、极高的单程增益、可忽略的热畸变和B积分等优点^[13-17], 结合高强度皮秒短脉冲泵浦的ps-OPCPA及高能量纳秒脉冲泵浦的ns-OPCPA, 可获得脉冲时域对比度优于 10^{12} 、峰值功率为数PW至数十PW、脉冲宽度小于20 fs的超短超强激光输出, 成为目前获得数十PW至百PW峰值功率输出的最具潜力的技术方案^[18-23]。英国卢瑟福实验室在2010年就规划了10 PW全OPCPA激光装置, 单脉冲输出能量设计为300 J, 脉冲宽度为

30 fs^[18]; 美国罗切斯特大学正在建造的EP OPAL激光装置, 预计输出峰值功率为60 PW, 脉冲宽度为20 fs^[20]; 2017年, 中国工程物理研究院激光聚变研究中心建成了输出峰值功率为4.9 PW的全OPCPA装置^[21]。随着大口径磷酸二氘钾(DKDP)参量晶体生长技术的不断发展与成熟, 中国科学院上海光学精密机械研究所正在规划设计输出峰值功率超过100 PW的OPCPA超短脉冲激光装置, 设计的光谱带宽超过200 nm, 可支持小于15 fs的超短脉冲输出^[22-23]。

傅里叶变换极限脉冲输出是超短超强激光的研究热点之一, 同时对激光装置的设计与建造具有重要的现实意义。比如对于10 PW峰值功率的激光装置, 如果将脉冲宽度从30 fs压缩至20 fs, 意味着能量需求从300 J降低至200 J, 这对控制装置规模与降低建造成本具有重要的现实意义。而在OPCPA系统中, 除了光学元件、参量晶体、色散控制器件(展宽器、压缩器)等引入的静态色散外, 光参量放大将使信号脉冲感应到由光参量相位(OPP)引入的额外非线性高阶色散^[14], 从而阻碍啁啾信号脉冲的理想压缩, 造成压缩脉冲变宽、峰值功率下降。2002年, Ross等^[14]首次对OPCPA过程中的OPP进行了理论分析。随后, OPP在实验中得到验证^[24-26]。特别是在2012年, Demmler等^[26]详细研究了不同非共线角下OPP的演化, 结果表

收稿日期: 2023-05-16; 修回日期: 2023-06-18; 录用日期: 2023-07-11; 网络首发日期: 2023-08-07

基金项目: 中国工程物理研究院国防科技等离子体物理重点实验室研究基金(6142A04210104, JCKYS2021212007)、中国工程物理研究院创新发展基金(CX20200022)

通信作者: *zhoukainan@caep.cn; **sujingqin@caep.cn

明,OPP是造成脉冲时域畸变及脉冲展宽最主要的因素。2017年,上海交通大学的钱列佳团队进一步深化了OPP的物理机制研究,结果表明,宽带OPCPA中的OPP可用窄带光参量放大过程中的级联非线性解释,且由于宽带OPCPA中的固有相位失配,OPCPA中必然有OPP的产生^[27]。因此为了获得傅里叶变换极限脉冲输出,压缩器除了需要补偿整个光路系统(从振荡器至压缩器)的静态色散外,还需补偿OPP引入的额外色散。另一方面,在高性能OPCPA系统中,受限于泵浦光的运行频率,末级放大器的运行频率极低(每发次 >1 h),导致压缩脉冲时域宽度的实时在线测量及优化的效率极其低下。因此,从理论上预先给出OPP的演化规律,获得OPP引入的附加色散量,并对其进行预先补偿,具有重要的实际意义,可提升压缩脉冲时域宽度的优化效率,从而实现傅里叶变换极限脉冲输出。

鉴于此,本文对中国工程物理研究院的数拍瓦全光参量啁啾脉冲放大装置(SILEX-II)的OPP演化进行了详细研究,给出了OPP的详细演化规律,明确了OPP引入的非线性色散,包括群延迟色散(GDD)和三阶色散(TOD),从而为SILEX-II激光装置的脉冲时域压缩提供了有效指导。

2 SILEX-II激光装置简介

图1为SILEX-II全OPCPA高能拍瓦激光装置原

理示意图,由皮秒激光泵浦的高对比度前端(ps-OPCPA)和纳秒激光泵浦的功率放大器(ns-OPCPA)组成,其中PC为电光开关,HWP为半波片,SHG为二次谐波产生。高对比度前端采用皮秒短脉冲泵浦的OPCPA技术,将参量放大过程中产生的参量荧光局域在泵浦光脉冲持续时间内,从而为后级的ns-OPCPA提供高对比度的注入种子光^[21]。高对比度前端详细的激光输出特性可参考文献^[28]。为了保证参量放大过程中泵浦光和信号光的时间同步,泵浦光的种子光和参量放大的信号光来源于同一个Ti:Sa振荡器:振荡器的输出光分为两束,一束(~ 100 mW)作为全系统的信号光,另一束(~ 200 mW)经过光子晶体光纤(PCF)产生超连续谱,获得1053 nm波长的泵浦光种子信号。1053 nm的种子信号经时域展宽、能量放大、时域压缩及倍频后,获得中心波长位于526.5 nm、脉冲持续时间为1 ps(半峰全宽,FWHM)的ps-OPCPA泵浦光。泵浦光运行频率为0.1 Hz,能量约为1.1 mJ,参量晶体处的光束口径为5 mm(高斯分布,半峰全宽)。由于泵浦光自身能量的波动,泵浦光峰值强度在 $3\sim 4$ GW/cm²范围内波动。信号光中心波长为800 nm,光谱宽度为 ~ 65 nm(半峰全宽),重复频率为77.76 MHz。信号光通过电光开关后,重复频率降为0.1 Hz,然后通过分束片被分为两束,95%(功率占比)的反射光进入参量放大主光路,5%(功率占比)的透射

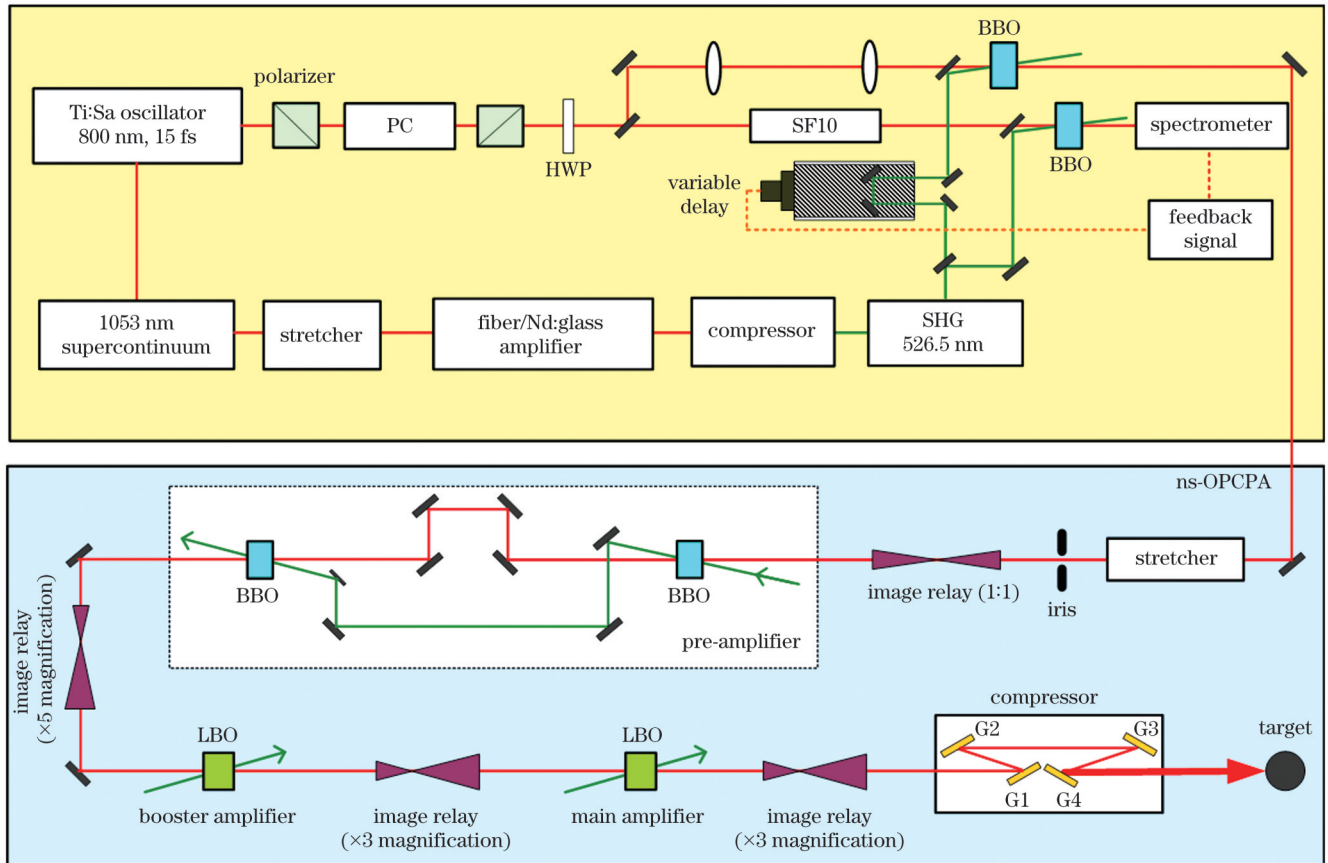


图1 SILEX-II全OPCPA激光装置原理示意图

Fig. 1 Principle diagram of SILEX-II all-OPCPA laser facility

光进入高精度同步主动控制的反馈光路^[28]。由于振荡器至参量晶体之间的传输光路上的光学元器件(如电光晶体、分束片、格兰棱镜等)的色散,参量晶体处的信号光脉冲宽度被展宽至 ~ 350 fs,总群延迟色散约为 2000 fs²。为了提高信号光与泵浦光在空间上的重合度,信号光光束口径设计为 ~ 7 mm(高斯分布,半峰全宽),对应的峰值强度为 $\sim 5 \times 10^{-6}$ GW/cm²。参量晶体为偏硼酸钡(BBO)晶体,晶体长度为 10 mm,采用非共线相位匹配方式增加相位匹配带宽^[29],从而获得满足要求的宽光谱放大输出。非共线角与相位匹配角的优化基于Eimerl等^[30]报道的BBO晶体的Sellmeier方程,在 800 nm波长处对应的非共线角(泵浦光与信号光在BBO晶体处的内部角)为 2.31° ,相位匹配角为 24.02° (第一类相位匹配)。延时调节反馈光路的信号光首先经过 200 mm长的高色散SF10玻璃进行时域展宽,展宽的脉冲宽度近似为 6 ps(啁啾率 α 为 0.1 ps/nm)。展宽后的信号光通过BBO晶体进行参量放大,BBO晶体参数与主光路的BBO晶体参数一样。泵浦光能量约为 60 μ J,在参量晶体处的光束口径为 2 mm(高斯分布,半峰全宽),泵浦峰值强度为 ~ 1.3 GW/cm²。当反馈光路参量放大输出的中心波长(或峰值波长)变动 $\Delta\lambda$ 时,主光路泵浦光与信号光的相对延时时间(即同步时间)的变化为 $\Delta\tau \approx \alpha\Delta\lambda$ 。通过监测反馈光路输出波长的变化,可精确调节与控制主光路泵浦光与信号光的同步时间,将泵浦光与信号光的同步时间抖动从ps量级的时间范围降低至百fs量级,从而极大地改善了前端ps-OPCPA的能量和光谱不稳定性。优化后的高对比度前端信号光的输出能量大于 100 μ J,光谱宽度(底宽)大于 100 nm^[28]。

高对比度前端输出的信号光被展宽器(单光栅Öffner构型^[31],啁啾率为 -40 ps/nm,GDD为 1.36×10^7 fs²)展宽为底宽约为 4 ns的啁啾脉冲,然后被注入到ns-OPCPA功率放大器中。由图1可见,ns-OPCPA功率放大器包括前级预放大、中间助推以及后级主放大。前级预放大由BBO双晶体串联组成,第一块BBO晶体的长度为 12 mm,第二块BBO晶体的长度为 15 mm,非共线角和相位匹配角与前端BBO晶体一样,分别为 2.31° 和 24.02° 。经过展宽器后信号光能量约为 35 μ J,以展宽器后方的光阑作为物面,将光阑处的信号光1:1(扩束比)像传递至第一块BBO晶体处,晶体端面光束口径为 6 mm(高斯分布,半峰全宽),峰值强度为 $\sim 2.6 \times 10^{-5}$ GW/cm²。泵浦光能量为 ~ 600 mJ,运行频率为 1 shot/40 s,中心波长为 526.5 nm,光束口径为 8 mm \times 8 mm(平顶),脉冲宽度为 3.8 ns(平顶),对应的泵浦光强度为 250 MW/cm²。由于采用非共线相位匹配方式,第一块BBO晶体的闲频光不会进入第二块BBO晶体,从而有利于获得更高的参量转换效率^[32]。预放大级双晶体BBO输出的总能量为

150 mJ,输出光谱宽度(底宽)大于 90 nm。由于参量放大过程中泵浦光对信号光的近场整形作用,信号光被整形为尺寸为 8 mm \times 8 mm的方形光斑。

中间助推采用三硼酸锂(LBO)晶体,晶体长度为 21 mm,非共线角与相位匹配角的优化基于Kato^[33]报道的LBO晶体的Sellmeier方程,在 800 nm波长处对应的非共线角和相位匹配角分别为 1.33° 和 14.3° (第一类相位匹配)。泵浦光由星光-III激光装置的纳秒束分光产生^[34],分光能量为 40 J,单次运行(每发次为 ~ 1.5 h),中心波长为 526.5 nm,光束口径为 40 mm \times 40 mm(平顶),脉冲宽度为 3.5 ns(平顶),对应的泵浦光强度为 0.71 GW/cm²。前级预放大输出的信号光经像传递后,光束口径被扩束至 40 mm \times 40 mm,物面位于前级预放大第一块BBO晶体处,像面位于LBO晶体处,扩束比为 $1:5$,从而匹配泵浦光的光束口径。信号光注入能量为 150 mJ,峰值强度为 3.1×10^{-3} GW/cm²。在此参数下,助推LBO晶体的输出能量约为 15 J。

后级主放大采用大口径LBO晶体,晶体尺寸为 130 mm \times 130 mm \times 10 mm,非共线角和相位匹配角与助推一样,分别为 1.33° 和 14.3° 。主放大泵浦光的中心波长为 526.5 nm,泵浦能量为 460 J(同样来源于星光-III激光装置的纳秒束^[34]),单次运行(每发次 ~ 1.5 h),光束口径为 120 mm \times 120 mm(平顶),脉冲宽度为 3.5 ns(平顶),对应的泵浦光强度为 0.91 GW/cm²。信号光从助推LBO处被像传递至主放大LBO晶体处,扩束比为 $1:3$,因此信号光光束口径被扩束为 120 mm \times 120 mm,对应的信号光峰值强度为 4.4×10^{-2} GW/cm²。在此参数下主放大输出能量大于 120 J,光谱宽度(底宽)约为 85 nm。为了避免压缩器镀金光栅出现损伤,通过像传递进一步将主放大级的放大激光扩束为 360 mm \times 360 mm,然后注入压缩器进行时域压缩,像传递物面位于主放大LBO晶体处,像面位于压缩器第一面光栅G1处,压缩脉冲支持 3 PW(75 J/ 25 fs)的峰值功率输出。

3 理论模型

当注入信号光强度远小于泵浦光强度,且泵浦损耗较低时,OPP^[14]可以表示为

$$\varphi_s = \frac{\Delta k z}{2} - \arctan \left\{ \frac{\Delta k}{2 \left[g^2 - (\Delta k/2)^2 \right]^{1/2}} \cdot \tanh \left\{ \left[g^2 - (\Delta k/2)^2 \right]^{1/2} z \right\} \right\}, \quad (1)$$

式中: φ_s 为信号光光谱相位; Δk 为相位失配因子; z 为信号光在晶体中的传播距离($z=0$ 为晶体端面); g 为与泵浦光强度相关的增益因子。式(1)忽略了初始相位 $\varphi_s(0)$,只考虑了OPP。 g 的表达式为

$$g = 4\pi d_{\text{eff}} \left[\frac{I_p(0)}{2\epsilon_0 n_p n_s n_i c \lambda_s \lambda_i} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

式中: d_{eff} 为有效非线性系数; $I_p(0)$ 为晶体端面处的入射泵浦光强度; ϵ_0 为真空介电常数; n_p 为泵浦光折射率; n_s 为信号光折射率; n_i 为闲频光折射率; c 为真空中

的光速; λ_s 为信号光波长; λ_i 为闲频光波长。从式(2)可见, OPP 与相位匹配和参量增益密切相关。在强泵浦损耗(深度饱和放大)下, OPP 只能用数值求解, 同时结合光谱的演化, 从而对最终的脉冲时域压缩提供指导。OPCPA 三波耦合方程^[35]为

$$\begin{cases} \frac{\partial A_s}{\partial z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-i)^{n-1}}{n!} k^{(n)} \frac{\partial^n A_s}{\partial t^n} = -i \frac{\omega_s d_{\text{eff}}}{n_s c} A_p A_i^* \exp(-i\Delta k \cdot z) \\ \frac{\partial A_i}{\partial z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-i)^{n-1}}{n!} k^{(n)} \frac{\partial^n A_i}{\partial t^n} = -i \frac{\omega_i d_{\text{eff}}}{n_i c} A_p A_s^* \exp(-i\Delta k \cdot z), \\ \frac{\partial A_p}{\partial z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-i)^{n-1}}{n!} k^{(n)} \frac{\partial^n A_p}{\partial t^n} = -i \frac{\omega_p d_{\text{eff}}}{n_p c} A_s A_i \exp(i\Delta k \cdot z) \end{cases} \quad (3)$$

式中: A_s 、 A_i 、 A_p 分别为信号光、闲频光、泵浦光的时域复振幅; $k^{(n)}$ 为 n 阶色散系数; t 为时间; ω_s 、 ω_i 、 ω_p 分别为信号光、闲频光、泵浦光的角频率; 相位失配因子 $\Delta k = k_p - k_s - k_i$, 其中 k_s 、 k_i 、 k_p 为信号光、闲频光、泵浦光的波矢大小。式(3)可利用分步傅里叶变换方法求解^[35], 且假定初始入射信号光具有高斯形式的频域复振幅:

$$\tilde{A}_s = \sqrt{S_0} \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega} \right)^2 \right] \exp[-i\varphi(\omega)], \quad (4)$$

式中: \tilde{A}_s 为频域复振幅; S_0 为光谱强度; ω 为光谱角频率; ω_0 为中心频率; $\Delta\omega$ 为光谱宽度; 光谱相位 $\varphi(\omega)$ 可以表示为

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \varphi_1 \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{\varphi_2}{2!} \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{\varphi_3}{3!} \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (5)$$

式中: φ_1 为一阶色散, 傅里叶变换后在时域上对应脉冲

的整体时间平移, 不影响脉冲时域形状, 因此可以忽略; φ_2 为 GDD, 对应脉冲的时域展宽和压缩; φ_3 为三阶色散 (TOD)。 φ_3 及更高阶的展开式系数 (高阶色散) 将引起脉冲的时域畸变。由于这里我们只关注 OPCPA 过程中 OPP 的演化, 故初始入射脉冲假定只有 GDD, 同时展宽器也假定只引入 GDD, 将放大脉冲的光谱相位减去初始 GDD 以及参量晶体的材料色散后即可获得 OPP 的演化。数值计算中泵浦光、信号光以及参量晶体的相关参数分别如表 1~3 所示, 其中泵浦光的中心波长均为 526.5 nm。从前端 ps-OPCPA 输出的信号光经过展宽器后被注入预放级, 因此表 2 仅给出前端注入信号光的相关参数以及展宽器的 GDD。而预放、助推以及主放的注入信号光 (强度、光谱等参数) 均由前级产生。注意表 2 中前端注入信号光光谱宽度 $\Delta\omega = 0.191 \text{ fs}^{-1}$, 对应 65 nm 的光谱半峰全宽。另外, 展宽器的传输效率为 30%, 因此注入预放级的信号光除了时域展宽外, 还应考虑展宽器的传输损耗。

表 1 泵浦光参数

Table 1 Parameters of pump light

Device	Pump peak intensity / (GW/cm ²)	Pulse duration / ns	Pulse shape in time domain
Frontend	3.50	1.0 × 10 ⁻³	Gaussian
Pre-amplifier	0.25	3.8	Flat-top
Booster amplifier	0.71	3.5	Flat-top
Main amplifier	0.91	3.5	Flat-top

表 2 信号光参数

Table 2 Parameters of signal light

Device	Signal peak intensity / (GW/cm ²)	Central wavelength / nm	Spectral width / fs ⁻¹	GDD / fs ²
Frontend	5.0 × 10 ⁻⁶	800	0.191	2000.00
Pre-amplifier	2.7 × 10 ⁻⁵	-	-	1.36 × 10 ⁷
Booster amplifier	3.1 × 10 ⁻³	-	-	1.36 × 10 ⁷
Main amplifier	4.4 × 10 ⁻²	-	-	1.36 × 10 ⁷

表 3 参量晶体参数
Table 3 Parameters of parametric crystals

Device	Crystal	Length /mm	Non-collinear angle /($^{\circ}$)	Phase-matching angle /($^{\circ}$)
Frontend	BBO	10	2.31	24.02
Pre-amplifier	BBO-1	12	2.31	24.02
	BBO-2	15	2.31	24.02
Booster amplifier	LBO	21	1.33	14.30
Main amplifier	LBO	10	1.33	14.30

4 结果与讨论

图 2 为计算的前端 ps-OPCPA 光参量相位及输出光谱。从图 2(a) 可见, OPP 的曲线形状与相位失配量 $\Delta kL/2$ (L 为晶体长度) 的曲线形状一样。当信号光波长大于 760 nm 时, 利用耦合波方程 [式 (3)] 数值计算的 OPP 与利用式 (1) 解析计算的 OPP 几乎一样; 而当波长小于 760 nm 时, 二者存在较为明显的区别, 即利用式 (1) 解析计算的 OPP 更接近相位失配量 $\Delta kL/2$ 。从式 (1) 可见, 当 $\Delta k \ll g$ 时, $\varphi_s \approx \Delta kL/2$ 。当信号光波长小于 760 nm 时, 尽管相位失配量增大, 但 ps-OPCPA 的高泵浦强度使得 g 因子也相对较大, 因此利用解析式 (1) 计算的 OPP 更接近相位失配量 $\Delta kL/2$ 。由图 2(b) 可知, 前端 ps-OPCPA 的输出光谱位于 740~

880 nm 的波长范围内, 因此利用式 (5) 对 740~880 nm 区间的 OPP 进行多项式拟合, 即可得出 OPP 对应的各阶色散系数。对数值计算的 OPP 进行三阶多项式拟合, 结果如图 2(a) 中的点虚线所示, 拟合范围为 740~880 nm, 对应的 GDD 为 71 fs^2 , TOD 为 1092 fs^3 。需要指出的是, 对于皮秒或飞秒超短脉冲泵浦的 OPCPA 系统, 其泵浦强度通常在数 GW/cm^2 甚至数十 GW/cm^2 量级, 单程增益大于 10^5 , 而增益带宽可达 200 nm 甚至更宽^[26]。在这种高增益 OPCPA 系统中, 通常直接对三波耦合方程 [式 (3)] 进行数值求解, 即可获得相应的 OPP^[26]。对解析计算的 OPP 进行三阶多项式拟合, 得到的 GDD 和 TOD 分别为 83 fs^2 和 1370 fs^3 。因此与数值计算的 OPP 相比, 二者的主要差别在于三阶色散。

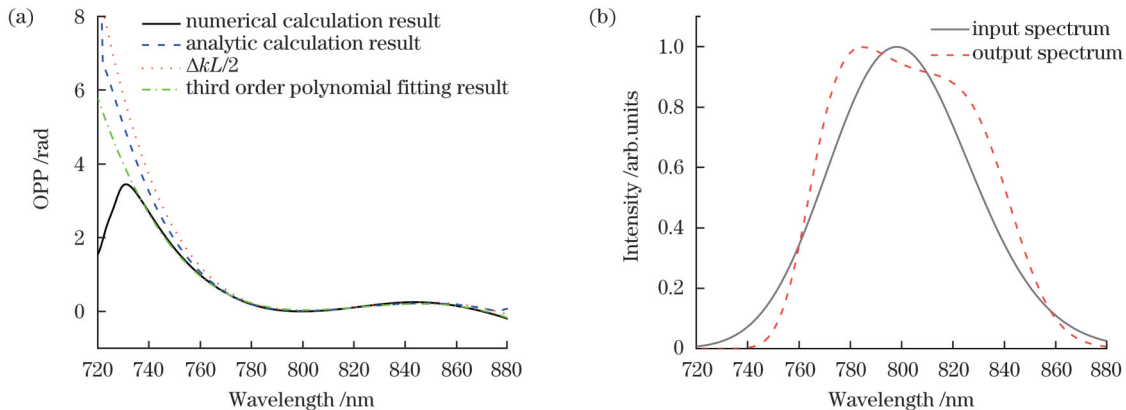


图 2 前端 ps-OPCPA 光参量相位及输出光谱。(a) 光参量相位; (b) 输出光谱

Fig. 2 OPP and output spectrum of frontend ps-OPCPA. (a) OPP; (b) output spectrum

图 3 为计算的预放大级 ns-OPCPA 光参量相位及输出光谱。预放大级的泵浦光强度 (第一块 BBO 晶体前端的泵浦光强度) 为 $250 \text{ MW}/\text{cm}^2$, 远小于前端 ps-OPCPA 的泵浦光强度。在数值计算中, 将从第一块 BBO 晶体中透过的泵浦光和信号光分别作为第二块 BBO 晶体的泵浦光和信号光, 计算结果显示, 第二块 BBO 晶体的泵浦光强度为 $236 \text{ MW}/\text{cm}^2$ 。得到晶体端面的泵浦光强度后, 利用式 (1) 分别计算第一块 BBO 晶体和第二块 BBO 晶体的 OPP, 将二者相加, 即为预放大级总的 OPP。由图 3(a) 可见, 此时利用耦合波方程 [式 (3)] 数值计算的 OPP 与利用式 (1) 解析计

算的 OPP 几乎一样。因此, 对于预放大级以及主放大级的 ns-OPCPA, 利用解析式 (1) 能够准确评估 OPP。根据图 3(b) 所示的输出光谱可知, 其输出波长位于 755~850 nm, 因此对图 3(a) 中 755~850 nm 波段内的数值计算的 OPP 进行三阶多项式拟合, 得到 OPP 对应的 GDD 和 TOD 分别为 158 fs^2 和 2398 fs^3 。相对于前端 ps-OPCPA, 由于预放大级的总晶体长度为 27 mm, 故 OPP 也大于前端 ps-OPCPA。另外, 从图 3(b) 可见, 模拟的信号光的输出光谱底宽约为 95 nm, 按 $-40 \text{ ps}/\text{nm}$ 的啁啾率计算, 信号光脉冲持续时间为 3.8 ns, 与泵浦光脉冲持续时间一致, 进一步证明了理

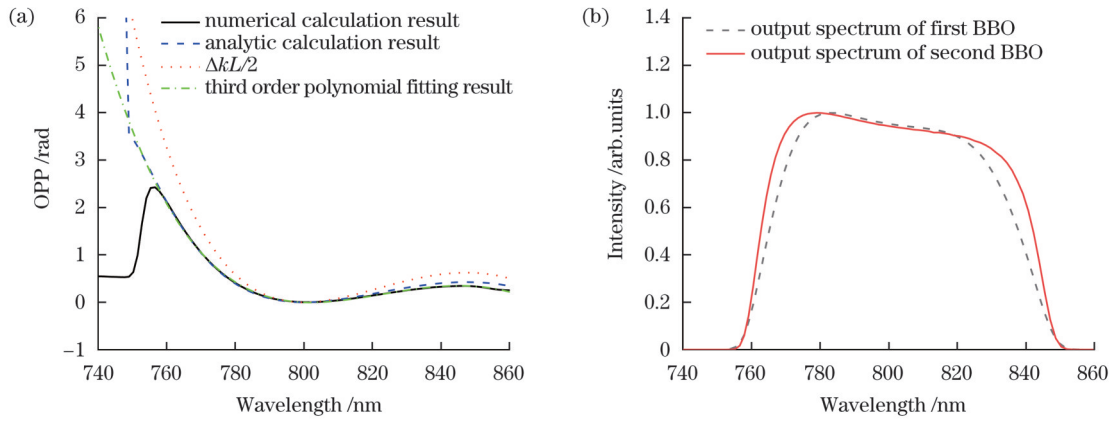


图 3 预放大级 ns-OPCPA 光参量相位及输出光谱。(a)光参量相位;(b)输出光谱
Fig. 3 OPP and output spectra of pre-amplifier ns-OPCPA. (a) OPP; (b) output spectra

论计算的合理性。

由于助推和主放都采用 LBO 晶体,故将助推和主放的 OPP 结合在一起进行计算。助推的泵浦光强度为 0.71 GW/cm^2 ,主放的泵浦光强度为 0.91 GW/cm^2 。计算的总光参量相位及输出光谱如图 4 所示。可以

看出,其结果与预放类似,数值计算结果与解析计算结果几乎一样。根据数值计算的 OPP,对 $760 \sim 845 \text{ nm}$ 波段的 OPP 进行三阶多项式拟合,可得助推和主放的总 OPP 对应的 GDD 和 TOP 分别为 302 fs^2 和 2405 fs^3 。

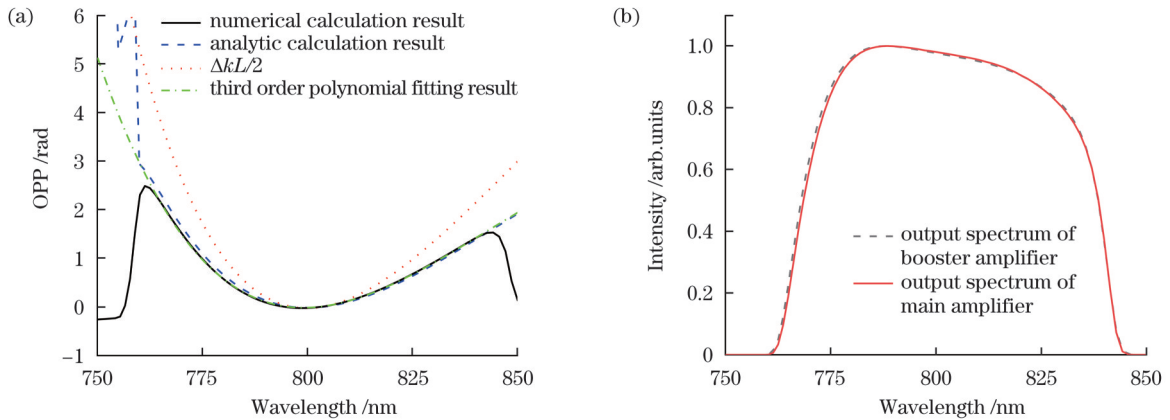


图 4 助推及主放的总光参量相位及输出光谱。(a)总光参量相位;(b)输出光谱
Fig. 4 Total OPP and output spectra of booster and main amplifiers. (a) Total OPP; (b) output spectra

基于以上分析结果,SILEX-II 激光装置全系统光参量相位演化如图 5(a) 所示,对应的总 GDD 高达 532 fs^2 ,TOD 高达 5782 fs^3 。根据主放输出光谱[图 5(a)

中的点虚线],在不考虑 OPP 的情况下,傅里叶变换极限脉冲时域波形如图 5(b) 中的实线所示,脉冲宽度(半峰全宽)为 25.8 fs ;而在考虑全系统 OPP 的情况

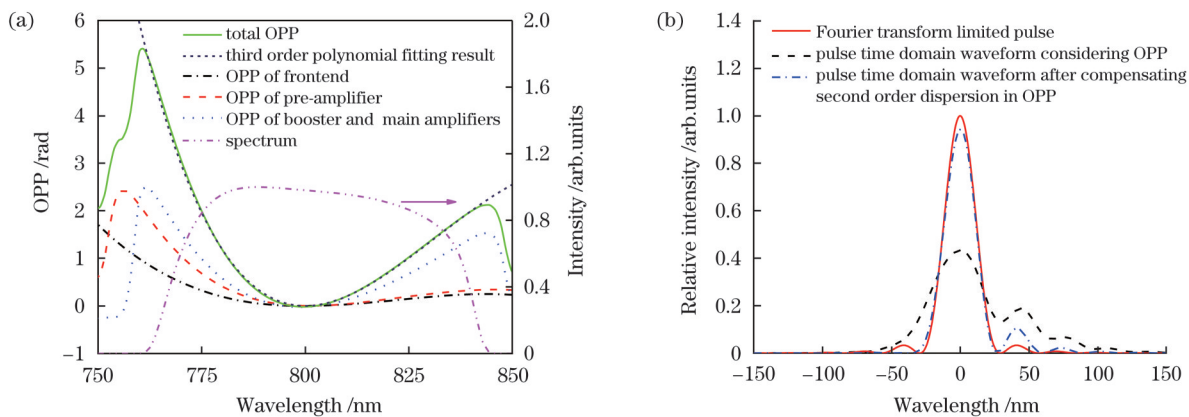


图 5 SILEX-II 激光装置全系统总光参量相位以及对应的压缩脉冲时域波形。(a)总光参量相位;(b)对应的压缩脉冲时域波形
Fig. 5 Total OPP of SILEX-II laser system and corresponding compressed pulse temporal shape. (a) Total OPP; (b) corresponding compressed pulse temporal shape

下,脉冲时域波形如图 5(b)中的虚线所示,脉冲宽度展宽为 44 fs,且存在较强的时域畸变。相对于傅里叶变换极限脉冲,OPP使得压缩脉冲的时域峰值强度仅为傅里叶变换极限脉冲的 43%,因此有必要对全系统的 OPP 进行补偿,从而提升输出脉冲的峰值强度。在实际应用中,可通过调节压缩器的光栅间距精确补偿 OPP 对应的二阶色散。对于理想的啁啾脉冲放大系统,压缩器色散与展宽器色散互相抵消,从而可获得傅里叶变换极限脉冲输出,且通常情况下展宽器引入的是正二阶色散,而压缩器引入的是负的二阶色散。无论是展宽器还是压缩器,二阶色散(G_{DD})均与光栅间距线性相关,即 $G_{DD} = \pm \alpha \cdot L_{\text{eff}}$,式中 α 为比例系数,单位为 fs^2/mm , L_{eff} 为光栅间距,单位为 mm,正号表示展宽器,负号表示压缩器^[36-37]。前述分析表明,OPP 引入额外的正二阶色散,因此根据压缩器的设计参数 α 以及需要补偿的 GDD,增加对应的压缩器光栅间距即可。图 5(b)中的点虚线为补偿 OPP 中的二阶色散后对应的脉冲时域波形,此时的压缩脉冲非常接近傅里叶变换极限脉冲,脉冲峰值强度为傅里叶变换极限脉冲的 94%,峰值强度的降低主要是 OPP 的三阶色散引起的尾脉冲导致的。

5 结 论

对中国工程物理研究院的数拍瓦全光参量啁啾脉冲放大装置 SILEX-II 的光参量相位演化进行了详细研究,通过数值求解耦合波方程并结合解析公式,获得了 SILEX-II 激光装置全系统的光参量相位演化规律。研究表明,由于光参量放大过程,SILEX-II 激光系统累积的群延迟色散高达 532 fs^2 ,三阶色散高达 5782 fs^3 ,严重影响了脉冲的时域压缩。结合主放大器的输出光谱,在未补偿光参量相位的情况下,计算的压缩脉冲时域峰值强度仅为傅里叶变换极限脉冲的 43%。光参量相位的群延迟色散可通过调节压缩器光栅间距进行补偿,计算结果表明,在补偿光参量相位的群延迟色散后,压缩脉冲时域峰值强度可增加至傅里叶变换极限脉冲的 94%。研究结果为 SILEX-II 激光系统的脉冲时域压缩提供了有效的理论指导。在实际应用中,尽管光参量相位引入的三阶以及更高阶色散的补偿难度较大,但是通过简单调节压缩器光栅间距,补偿光参量相位引入的群延迟色散,即可获得较为理想的时域压缩脉冲输出。研究结果为未来基于全光参量啁啾脉冲放大技术的 10~100 PW 高峰值功率激光器的设计提供了依据。

参 考 文 献

- [1] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses[J]. Optics Communications, 1985, 56(3): 219-221.
- [2] 谢端, 银燕, 周泓宇. 基于强激光与等离子体波导激发高亮度、圆偏振高次谐波理论[J]. 光学学报, 2022, 42(21): 2114001. Xie D, Yin Y, Zhou H Y. Theoretical investigation of high-brightness and circularly polarized high order harmonics excited by intense laser and plasma waveguide[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(21): 2114001.
- [3] 胡艳婷, 张昊, 邓宏祥, 等. 激光驱动离子加速的研究进展及其重要应用综述[J]. 中国激光, 2021, 48(4): 0401006. Hu Y T, Zhang H, Deng H X, et al. Review of research developments and important applications of laser-driven ion acceleration[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(4): 0401006.
- [4] Zou J P, Le Blanc C, Papadopoulos D N, et al. Design and current progress of the Apollon 10 PW project[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2015, 3(1): e2.
- [5] Zou J P, Coic H, Papadopoulos D. Spatiotemporal coupling investigations for Ti: sapphire-based multi-PW lasers[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2022, 10(1): e5.
- [6] Lureau F, Matras G, Chalus O, et al. High-energy hybrid femtosecond laser system demonstrating 2×10 PW capability[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2020, 8(4): e43.
- [7] Radier C, Chalus O, Charbonneau M, et al. 10 PW peak power femtosecond laser pulses at ELI-NP[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2022, 10(3): e21.
- [8] 冯锡洪, 韩孝朕. 钛宝石激光晶体缺陷研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2020, 57(23): 230001. Feng X Q, Han X Z. Research progress of defects in Ti: sapphire laser crystals[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2020, 57(23): 230001.
- [9] 王建业, 郭震, 於亮红, 等. 10 PW 级激光系统波前演变及分析[J]. 中国激光, 2019, 46(8): 0801006. Wang J Y, Guo Z, Yu L H, et al. Wavefront evolution and analysis of 10-petawatt laser system[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(8): 0801006.
- [10] Li W Q, Gan Z B, Yu L H, et al. 339 J high-energy Ti: sapphire chirped-pulse amplifier for 10 PW laser facility[J]. Optics Letters, 2018, 43(22): 5681-5684.
- [11] Yu L P, Xu Y, Li S A, et al. Investigation of the temporal contrast evolution in a 10-PW-level Ti: sapphire laser facility[J]. Optics Express, 2019, 27(6): 8683-8695.
- [12] Didenko N V, Konyashchenko A V, Lutsenko A P, et al. Contrast degradation in a chirped-pulse amplifier due to generation of prepulses by postpulses[J]. Optics Express, 2008, 16(5): 3178-3190.
- [13] Dubietis A, Jonušauskas G, Piskarskas A. Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal[J]. Optics Communications, 1992, 88(4/5/6): 437-440.
- [14] Ross I N, Matousek P, New G H C, et al. Analysis and optimization of optical parametric chirped pulse amplification[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2002, 19(12): 2945-2956.
- [15] 周剑, 孙美智, 梁潇, 等. SG II -5 PW 激光系统大能量光参量放大器光束近场分布均匀性[J]. 中国激光, 2017, 44(8): 0801007. Zhou J, Sun M Z, Liang X, et al. Analysis on near-field distribution uniformity of high energy optical parametric chirped pulse amplifier in SG II -5 PW system[J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(8): 0801007.
- [16] 马林, 於亮红, 徐露, 等. 非共线角与相位匹配角对 YCOB 晶体 OPCA 增益光谱影响的研究[J]. 中国激光, 2014, 41(8): 0815001. Ma L, Yu L H, Xu L, et al. Influence of non-collinear angle and phase matching angle on YCOB-OPCPA gain spectra[J]. Chinese Journal of Lasers, 2014, 41(8): 0815001.
- [17] Danson C N, Haefner C, Bromage J, et al. Petawatt and exawatt class lasers worldwide[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2019, 7(3): e54.
- [18] Hernandez-Gomez C, Blake S P, Chekhlov O, et al. The Vulcan 10 PW project[J]. Journal of Physics: Conference Series, 2010, 244(3): 032006.
- [19] Galletti M, Oliveira P, Galimberti M, et al. Ultra-broadband all-OPCPA petawatt facility fully based on LBO[J]. High Power

- Laser Science and Engineering, 2020, 8(4): e31.
- [20] Bromage J, Bahk S W, Begishev I A, et al. Technology development for ultraintense all-OPCPA systems[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2019, 7(1): e4.
- [21] Zeng X M, Zhou K N, Zuo Y L, et al. Multi-petawatt laser facility fully based on optical parametric chirped-pulse amplification[J]. Optics Letters, 2017, 42(10): 2014-2017.
- [22] Hu J B, Wang X L, Xu Y, et al. Numerical analysis of the DKDP-based high-energy optical parametric chirped pulse amplifier for a 100 PW class laser[J]. Applied Optics, 2021, 60(13): 3842-3848.
- [23] Shao B J, Li Y Y, Peng Y J, et al. Broad-bandwidth high-temporal-contrast carrier-envelope-phase-stabilized laser seed for 100 PW lasers[J]. Optics Letters, 2020, 45(8): 2215-2218.
- [24] Renault A, Kandula D Z, Witte S, et al. Phase stability of terawatt-class ultrabroadband parametric amplification[J]. Optics Letters, 2007, 32(16): 2363-2365.
- [25] Herrmann D, Homann C, Tautz R, et al. Approaching the full octave: noncollinear optical parametric chirped pulse amplification with two-color pumping[J]. Optics Express, 2010, 18(18): 18752-18762.
- [26] Demmler S, Rothhardt J, Hädrich S, et al. Control of nonlinear spectral phase induced by ultra-broadband optical parametric amplification[J]. Optics Letters, 2012, 37(19): 3933-3935.
- [27] Zhou B J, Ma J G, Wang J, et al. Nonlinear spectral phase induced by optical parametric chirped-pulse amplification[J]. Physical Review A, 2017, 95(3): 033841.
- [28] 李纲, 郭仪, 曾小明, 等. 皮秒短脉冲光参量啾啾脉冲放大中泵浦信号高精度同步主动控制技术研究[J]. 物理学报, 2022, 71(7): 074203.
- Li G, Guo Y, Zeng X M, et al. Investigation of active pump-signal synchronization technique for a ps-pulse pumped OPCPA[J]. Acta Physica Sinica, 2022, 71(7): 074203.
- [29] Yoon J W, Lee S K, Yu T J, et al. Broadband, high gain two-stage optical parametric chirped pulse amplifier using BBO crystals for a femtosecond high-power Ti: sapphire laser system[J]. Current Applied Physics, 2012, 12(3): 648-653.
- [30] Eimerl D, Davis L, Velsko S, et al. Optical, mechanical, and thermal properties of Barium borate[J]. Journal of Applied Physics, 1987, 62(5): 1968-1983.
- [31] Cheriaux G, Walker B, Dimauro L F, et al. Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification[J]. Optics Letters, 1996, 21(6): 414-416.
- [32] Cao H B, Tóth S, Kalashnikov M, et al. Highly efficient, cascaded extraction optical parametric amplifier[J]. Optics Express, 2018, 26(6): 7516-7527.
- [33] Kato K. Temperature-tuned 90° phase-matching properties of LiB₃O₅[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1994, 30(12): 2950-2952.
- [34] Zhu Q H, Zhou K N, Su J Q, et al. The Xingguang-III laser facility: precise synchronization with femtosecond, picosecond and nanosecond beams[J]. Laser Physics Letters, 2018, 15(1): 015301.
- [35] Witte S, Zinkstok R T, Hogervorst W, et al. Numerical simulations for performance optimization of a few-cycle terawatt NOPCPA system[J]. Applied Physics B, 2007, 87(4): 677-684.
- [36] Treacy E B. Optical pulse compression with diffraction gratings[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1969, 5(9): 454-458.
- [37] Martinez O E. 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: application to fiber compensation in 1.3-1.6 μm region[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1987, 23(1): 59-64.

Investigation on Optical Parametric Phase Evolution in Petawatt Optical Parametric Chirped Pulse Amplifier System

Li Gang, Zhou Kainan*, Zhu Bin, Xie Na, Lu Feng, Jiang Dongbin, Guo Yi, Huang Zheng, Sun Li, Yang Lei, Wu Yinzong, Liu Hongjie, Su Jingqin**

Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, Sichuan, China

Abstract

Objective In contrast to traditional lasers utilizing chirped pulse amplification (CPA), such as Ti: sapphire, amplified signal pulses from optical parametric chirped pulse amplification (OPCPA) inherently experience excess spectral phase distortions during the parametric amplification process besides the linear phase accumulated from crystal dispersion. These excess spectral phase distortions, also known as optical parametric phases (OPP), represent a significant issue that impedes pulse compression in petawatt-level OPCPA laser systems. With this in mind, the present study seeks to examine the evolution of OPP in the SILEX-II all-OPCPA multi-PW laser facility, developed at the Laser Fusion Research Center of the China Academy of Engineering Physics (CAEP). Analytical and numerical calculations are carried out to determine the total group delay dispersion (GDD) and third-order dispersion (TOD) induced by the OPP, from the high-intensity picosecond pulse-pumped front-end to high-energy nanosecond pulse-pumped power amplifiers. These findings are expected to provide valuable insights for the temporal compression of the SILEX-II laser system and inform the design of high-peak-power laser systems (from 10 PW to 100 PW) utilizing OPCPA technology.

Methods The OPCPA process is modeled using the classical coupled-wave equations [Eq. (3)], under the assumption of a slowly varying electric field envelope. This model is numerically solved using the split-step Fourier algorithm. The focus of this study is exclusively on the OPCPA process and evolution of OPP. Consequently, it is assumed that the initial pulse entering the OPCPA only carries a GDD, which stretches the signal in the time domain to match the pump pulse. The evolution of the OPP is deduced by subtracting the initial GDD and the material dispersion of the parametric crystal from the spectral phase of the amplified pulse. The numerical results are compared with the analytical ones, obtained using Eq. (1) for both high-intensity picosecond pulse-pumped front-end and high-energy nanosecond pulse-pumped power amplifiers. Table 1 details the parameters used in the pump simulation, Table 2

outlines those used for the signal, and Table 3 itemizes those used for the nonlinear crystals.

Results and Discussions The high-intensity picosecond pulse-pumped front end exhibits an OPP with a GDD of 71 fs^2 and a TOD of 1092 fs^3 [Fig. 2(a)]. These values are obtained by fitting a third-order polynomial to the numerically calculated OPP within the wavelength range of 740–880 nm, which is the output spectrum range based on the numerical calculations [Fig. 2(b)]. The GDD and TOD values obtained by fitting a polynomial to the analytically calculated OPP are 83 fs^2 and 1370 fs^3 , respectively. Therefore, compared to the numerically calculated OPP, the main difference between the two lies in the TOD for the high-intensity picosecond pulse-pumped front end. For high-energy nanosecond pulse-pumped power amplifiers, including the preamplifier, booster amplifier, and main amplifier, the numerically calculated OPP is almost the same as the analytically calculated OPP [Figs. 3(a) and 4(a)]. For the preamplifier, the GDD and TOD obtained from the OPP are 158 fs^2 and 2398 fs^3 , respectively, whereas for the booster and main amplifier, the total GDD and TOD induced by the OPP are 302 fs^2 and 2405 fs^3 , respectively. These results reveal that for the SILEX-II laser system, the OPP induces a GDD of 532 fs^2 and a TOD of 5782 fs^3 [Fig. 5(a)], and the peak intensity of the compressed pulse is only 43% of that of the Fourier transform-limited pulse [Fig. 5(b)]. By compensating for the GDD of the OPP, the peak intensity of the compressed pulse can be increased to 94% compared to that of the Fourier transform-limited pulse [Fig. 5(b)].

Conclusions In conclusion, a thorough study of the OPP evolution in the SILEX-II full OPCPA system at the China Academy of Engineering Physics is conducted. The OPP evolution across the entire SILEX-II laser system is obtained by numerically solving coupled wave equations combined with analytical formulas. The results reveal that the SILEX-II laser system accumulates a GDD of up to 532 fs^2 and a TOD of up to 5782 fs^3 due to the optical parametric amplification process. Consequently, the peak intensity of the compressed pulse is only 43% of that of the Fourier transform-limited pulse. Further calculations indicate that after compensating for the GDD induced by the OPP, the peak intensity of the compressed pulse increases to 94% of that of the Fourier transform-limited pulse. These findings offer invaluable theoretical guidance for the temporal compression of the SILEX-II laser system. In practical applications, the grating distance in the compressor can be precisely adjusted to offset the extra GDD. Additionally, this study paves the way for the design of future 10–100 PW peak-power lasers utilizing full OPCPA technology, suggesting that global OPP control should be taken into consideration during the design process.

Key words lasers; optical parametric chirped pulse amplification; optical parametric phase; time domain compression; Fourier transform limited pulse