



·强激光物理与技术·

基于光参量过程直接产生高重频超短脉冲序列*

王文昊¹, 周冰洁², 章艳芳¹, 王 静¹, 马金贵¹, 张 浩³, 钱列加^{1,4}

(1. 上海交通大学 物理与天文学院, 上海 200240; 2. 上海无线电设备研究所, 上海 201109; 3. 复旦大学 信息科学与工程学院, 上海 200433; 4. 上海交通大学 李政道研究所, 上海 200240)

摘 要: 论证了单晶体光参量放大(OPA)过程在特定边界条件下满足频域宇称-时间(PT)反对称性。归一化的数值求解结果显示, OPA 系统 PT 对称阈值点附近呈现增益跃变性质。对于存在位相失配的 OPA, 通过实时调控泵浦光强, 即可控制系统 PT 对称性, 论文基于相位失配 OPA 中可超快调控 PT 对称性的特性构建了超快光开关, 一方面光开关与周期性幅度调制的泵浦光联合使用, 可直接将连续激光转换为超短脉冲序列输出; 另一方面, 构建的光开关也可用于脉冲激光再压缩, 有望用于中红外波段长波段超短种子源。论文提出的基于超快光开关直接产生超短脉冲序列的方案, 由于不需要光学谐振腔, 易于实现大于 10 GHz 的超高重复频率。

关键词: 二阶非线性光学; 光参量放大; 超短脉冲序列; 非厄米哈密顿量; 频域宇称时间反对称

中图分类号: O437

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202335.230069

Direct generation of ultrashort pulse sequence by optical parametric process

Wang Wenhao¹, Zhou Bingjie², Zhang Yanfang¹, Wang Jing¹, Ma Jingui¹, Zhang Hao³, Qian Liejia^{1,4}

(1. School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;

2. Shanghai Radio Equipment Research Institute, Shanghai 201109, China;

3. Department of Optical Science and Engineering, Fudan University, Shanghai 200433, China;

4. Tsung-Dao Lee Institute, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

Abstract: This paper demonstrates that the single crystal optical parametric amplification process (OPA) satisfies spectral parity-time (PT) anti-symmetry under specific boundary conditions, and the PT symmetry threshold point exhibits a gain jump property. For an OPA with phase mismatch, the PT symmetry of the system can be controlled by instantaneous adjustment of the pump intensity. Based on this property, this paper constructs an ultrafast optical switch, which can combine with amplitude modulated pump to directly convert continuous laser into an ultrashort output pulse sequence. On the other hand, the optical switch can be used for further pulse compression and is promising to be used as an ultrashort mid-infrared seed source. The proposed scheme is easy to directly generate ultrashort pulse sequence with repetition rate higher than 10 GHz because the optical resonant cavity is not required.

Key words: quadratic nonlinear optics, optical parametric amplification, ultrashort pulse sequence, non-Hermitian Hamiltonian, spectral parity-time anti-symmetry

超短脉冲序列广泛应用于光学频率梳^[1]、光纤通讯网络^[2]、超快光学成像、机械加工和生物医学^[3]等领域。产生超短脉冲序列最普遍的技术是激光锁模, 然而受谐振腔腔长的限制, 锁模激光的重复频率典型值为 50~500 MHz, 难以进一步提升。近些年, 在天文摄谱仪校准^[4]、5G 通讯技术的数据传输和采集^[5]等领域中, 重复频率达到 GHz 的高重频超短脉冲序列有着越来越广泛的应用需求。因此, 探索无需谐振腔的高重频超短脉冲序列直接产生方案具有重要意义。

为了在无谐振腔的情况下直接产生超短脉冲序列, 一个途径是研制可周期性开启的超快光开关, 将准连续激光直接转换为超短脉冲序列输出。本文提出基于具有宇称-时间(PT)对称性的非厄米光学系统在 PT 对称相变点

* 收稿日期: 2023-03-31; 修订日期: 2023-06-13

基金项目: 国家自然科学基金项目 (62122049); 上海市青年科技启明星计划项目 (21QA1404600)

联系方式: 王文昊, wenhao_0218@sjtu.edu.cn。

通信作者: 王 静, wangj1118@sjtu.edu.cn。

附近的阈值效应制备超快光开关。非厄米系统在满足 PT 对称时,其非厄米的哈密顿量也可能具有实数本征值,因此具有可观测量^[6]。近些年来,满足 PT 对称的非厄米系统的物理特性广受关注^[7-8]。光学系统的近轴波动方程和量子力学系统的薛定谔方程在数学描述形式上的相似性,使光学系统成为验证 PT 对称非厄米系统的理想平台。在光学系统中,通过对系统中增益和损耗分布的恰当设计即可构建 PT 对称结构。在 PT 对称光学结构中,人们利用 PT 对称相变点附近奇异的物理效应制备了一系列新型光学器件,包括单模运转的 PT 激光器^[9]、高灵敏度探测器^[10]和光隔离器^[11]等。

2015 年, Antonosyan 等将耦合双波导这一典型的 PT 对称光学结构与非线性光学中的光参量放大(OPA)过程相结合,理论论证了耦合非线性双波导中的 OPA 过程满足频域 PT 反对称,将 PT 对称光学的应用范围拓展至非厄米非线性光学系统^[12]。同年,上海交通大学马金贵等人提出并实验验证了一类新型的非线性光学放大器——准参量放大(QPA)^[13]。QPA 在能量转换效率、增益带宽和输出能量稳定性上均显著优于传统的 OPA。在物理机制上, QPA 之所以显著优于传统 OPA,正是在三波耦合过程中引入了闲频光损耗,增益和损耗同时存在使其类似于 PT 对称非厄米光学系统的运转性质,损耗的引入优化了放大过程;2016 年, El-Ganainy 理论研究了准 PT 对称的耦合波导结构中 OPA 过程,同样证明了适当地引入闲频光损耗有助于信号光的放大^[14];2022 年, Moses 等研究了级联的非厄米非线性过程,即通过闲频光倍频这一非线性光学过程消耗闲频光,再次证明了引入闲频光损耗的 OPA 过程具有特殊的 PT 对称相变特性,可利用 PT 对称相变点控制非线性混频过程^[15]。

本文提出利用 OPA 放大器这一非厄米非线性光学系统的 PT 对称相变特性实现超快光开关,并基于这一超快光开关直接产生超短脉冲序列的新方案。对工作于小信号放大区的 OPA 建立了哈密顿量,并据此研究其光波本征模式的演变特性。发现了在 PT 对称相变点附近,本征模式的增益存在跃变,由此提出了超快 PT 光开关的概念。数值模拟显示,通过将这一超快 PT 光开关与正弦幅度调制的泵浦光相结合,可直接将一系列连续/准连续信号光转换为超短脉冲序列输出,也可以将连续信号光直接压缩为更短的脉冲。

1 小信号放大区 OPA 过程的哈密顿量

OPA 过程中泵浦、信号、闲频这三列光波的演变可由耦合波方程组描述^[16]。在小信号放大区,泵浦光的损耗可以忽略不计($dA_p/dz = 0$ (z 为归一化长度)),此时耦合波方程组简化为

$$\begin{cases} \frac{dA_s}{dz} = -i \frac{d_{\text{eff}} \omega_s}{n_s c_0} A_p A_i^* \exp(-i\Delta k z) \\ \frac{dA_i}{dz} = -i \frac{d_{\text{eff}} \omega_i}{n_i c_0} A_p A_s^* \exp(-i\Delta k z) \end{cases} \quad (1)$$

式中: A 、 ω 、 n 、 k 分别代表这三列光波的振幅、中心频率、折射率和波矢;下标 s 、 i 、 p 分别代表信号光、闲频光和泵浦光; $\Delta k = k_p - k_s - k_i$, 表示三波之间的波矢失配量,也称为位相失配量; d_{eff} 为晶体的有效非线性系数; c_0 为真空中光速; z 代表归一化长度。通过引入变量代换 $a_{s,i} = A_{s,i} \exp(i\Delta k z/2)$, 公式(1)可以改写为

$$\begin{cases} i \frac{da_s}{dz} = -\frac{\Delta k}{2} a_s + \Gamma_s a_i^* \\ i \frac{da_i^*}{dz} = \frac{\Delta k}{2} a_i^* - \Gamma_i^* a_s \end{cases} \quad (2)$$

式中: 上标*代表取复共轭的数学变换, $\Gamma_{s,i} = A_p \cdot d_{\text{eff}} \omega_{s,i} / n_{s,i} c_0$, 其中 Γ_s 和 Γ_i 分别表示信号光和闲频光的非线性参量增益系数,其大小取决于泵浦光的幅度, ω_s 和 ω_i 分别表示信号光和闲频光的中心频率,而 n_s 和 n_i 分别表示信号光和闲频光在晶体中的折射率。在近简并的 OPA 过程中, Γ_s 和 Γ_i 相等并可记为 $\Gamma_s = \Gamma_i = \Gamma$, 这里 Γ 代表近简并时的非线性增益系数。此时公式(2)可写作下列类似薛定谔方程的形式

$$i \frac{d}{dz} \alpha = \mathcal{H} \alpha \quad (3)$$

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} -\Delta k/2 & \Gamma \\ -\Gamma^* & \Delta k/2 \end{pmatrix}, \alpha = \begin{pmatrix} a_s \\ a_i^* \end{pmatrix} \quad (4)$$

式中: \mathcal{H} 表示哈密顿量, α 表征信号和闲频光场幅度的函数。当 $\Gamma \neq 0$ 时,哈密顿量具有非厄米性。由于这个哈密顿量是线性的,所以得出其本征解

$$\alpha(z) = \tilde{\alpha}(\sigma) \exp(i\sigma z) \quad (5)$$

式中: $\tilde{\alpha}(\sigma)$ 为哈密顿量的本征函数, 代表传输过程中的光波模式; σ 为该本征函数对应的本征值, 满足

$$\mathcal{H}\tilde{\alpha}(\sigma) = -\sigma\tilde{\alpha}(\sigma) \quad (6)$$

根据公式(5)可知, 本征值的实部 $\text{Re}(\sigma)$ 表征了本征光波模式的相速度, 而负虚部 $-\text{Im}(\sigma)$ 则表征对应光波模式的幅度增益。对于这一非厄米非线性光学系统, 作用于空间的宇称算子已不再适用。引入频域宇称算子^[12]

$$\mathcal{P} = \{a_s \leftrightarrow a_i^*\} \quad (7)$$

将 \mathcal{PT} 算子分别左乘和右乘哈密顿量 \mathcal{H} 并代入公式(3), 其中时间算子 \mathcal{T} 作用为取复共轭, 可以得到

$$\begin{cases} \mathcal{PT}\mathcal{H}\alpha = \mathcal{PT}\left(i\frac{d}{dz}\alpha\right) = -i\mathcal{PT}\frac{d}{dz}\begin{pmatrix} a_s \\ a_i^* \end{pmatrix} = -i\frac{d}{dz}\begin{pmatrix} a_i \\ a_s^* \end{pmatrix} \\ \mathcal{H}\mathcal{PT}\alpha = \begin{pmatrix} -\Delta k/2 & \Gamma \\ -\Gamma^* & \Delta k/2 \end{pmatrix}\mathcal{PT}\begin{pmatrix} a_s \\ a_i^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\Delta k/2 & \Gamma \\ -\Gamma^* & \Delta k/2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} a_i \\ a_s^* \end{pmatrix} \end{cases} \quad (8)$$

将公式(8)的结果与公式(2)比较, 表明描述小信号放大区 OPA 的哈密顿量具有频域 PT 反对称性, 其中“频域”代表所使用的宇称算子作用于频域, “反对称”指的是式(9)中等式右边出现了负号

$$\mathcal{PT}\mathcal{H} = -\mathcal{H}\mathcal{PT} \quad (9)$$

基于公式(9), 可以得到哈密顿量的另一组本征值和本征函数

$$\mathcal{H}\mathcal{PT}\alpha = -\mathcal{PT}\mathcal{H}\alpha = -\mathcal{PT}(-\sigma\alpha) = \sigma^*\mathcal{PT}\alpha \quad (10)$$

即 $\tilde{\alpha}(-\sigma^*) = \mathcal{PT}\tilde{\alpha}$ 也是哈密顿量的本征函数且本征值为 $-\sigma^*$ 。当 $\sigma = -\sigma^*$ 即 $\text{Re}(\sigma) = 0$ 时, 两个本征模式 PT 对称, 由于并未约束本征值的虚部, 此时两个模式经历不同增益/损耗; 而当 $\sigma = \sigma^*$ 即 $\text{Im}(\sigma) = 0$ 时, 两个本征模式 PT 对称性破缺, 经历相同的增益/损耗。

对于公式(4)给出的哈密顿量矩阵, 可以通过行列式求解其两个本征值

$$\sigma_{\pm} = \pm\sqrt{(\Delta k/2)^2 - \Gamma^2} \quad (11)$$

从公式(11)中可以看出, 表征本征光波模式增益和传输特性的本征值的大小主要由两部分决定, 即相位失配 Δk 和代表泵浦光幅度的参量增益系数 Γ 决定。在位相失配量 $\Delta k = 2$ 条件下, 数值求解本征值实部 $\text{Re}(\sigma)$ 和本征值负虚部 $-\text{Im}(\sigma)$, 结果如图 1(a) 和 1(b) 所示。可以看到, 在固定 Δk 的情况下, 随着 Γ 的增加, 两个本征模先后经历 3 个过程: (1) $\Gamma < \Delta k/2$, 两个本征值实部非简并而虚部简并, 本征模 PT 对称破缺; (2) 在一个阈值点 $\Gamma = \Delta k/2$ 时, 本征值实部和虚部均简并, 本征模简并; (3) $\Gamma > \Delta k/2$, 两个本征模 PT 对称, 本征值虚部非简并而实部简并。

图 1(c) 和 1(d) 进一步计算了不同 Δk 条件下两个本征模的 PT 对称性。可以看到, 始终存在一个临界的 PT 对称相变点 $\Gamma = \Delta k/2$, 本征值的实部和虚部同时简并, 这个点也被称为奇异点 (EP)^[17]。

系统在 PT 对称相变点前后呈现完全不同的放大特性。图 2(a) 为本征模 PT 对称破缺时, 信号 (蓝色线) 和闲频光场 (红色线) 强度随归一化长度 z 的演变。可以看出, 信号和闲频光的光强呈现周期性改变, 两者光强并没有得到实质性地放大, 原因是 PT 对称破缺状态下两个本征值虚部简并 (且值为 0), 导致光波模式间相互竞争。图 2(b) 为 PT 对称状态 (即 $\Gamma > \Delta k/2$) 信号和闲频光场强度随归一化强度 z 的演变, 此时不再呈现振荡, 光场强度随归一化长度 z 呈指数性增长。这是因为两个本征值虚部不再简并, 其中一个本征模式 (σ_-) 获得增益并在光波模式竞争中占据主导地位, 而另一个本征模式 (σ_+) 被损耗。

通过改变 OPA 的 Γ 和 Δk 参数即可控制系统的本征模式工作于 PT 对称破缺或 PT 对称状态。在实验中, 对于晶体已确定的 OPA 放大器, 改变相位失配量 Δk 需要改变晶体角度 (双折射相位匹配) 或极化周期 (准相位匹配), 通常难以在线调节。相比较下, 参量增益系数 Γ 可以通过改变泵浦光强实现实时调节。因此, 接下来关注在固定 Δk 和 z 的条件下, 信号光增益 $|a_s|^2/|a_{s0}|^2$ 随 Γ 的演化。如图 2(c) 所示, 对于信号光, 在 Γ 远低于 PT 对称阈值 ($\Gamma \ll 1$) 时, 几乎没有增益; 在 Γ 接近阈值点时开始出现微小的增益震荡; 在阈值点 ($\Gamma=1$) 附近存在一个增益跃变, 这一增益跃变意味着此时参量增益系数 Γ 的微小变化即可导致信号增益的巨大差别。换言之, PT 对称阈值点附近的增益跃变特性可用于构建超快光开关。

2 超短脉冲序列直接产生

相比于以能级型激光介质为载体的 PT 对称光学系统^[7-8], 基于 OPA 过程的频域 PT 反对称特性实现增益调控

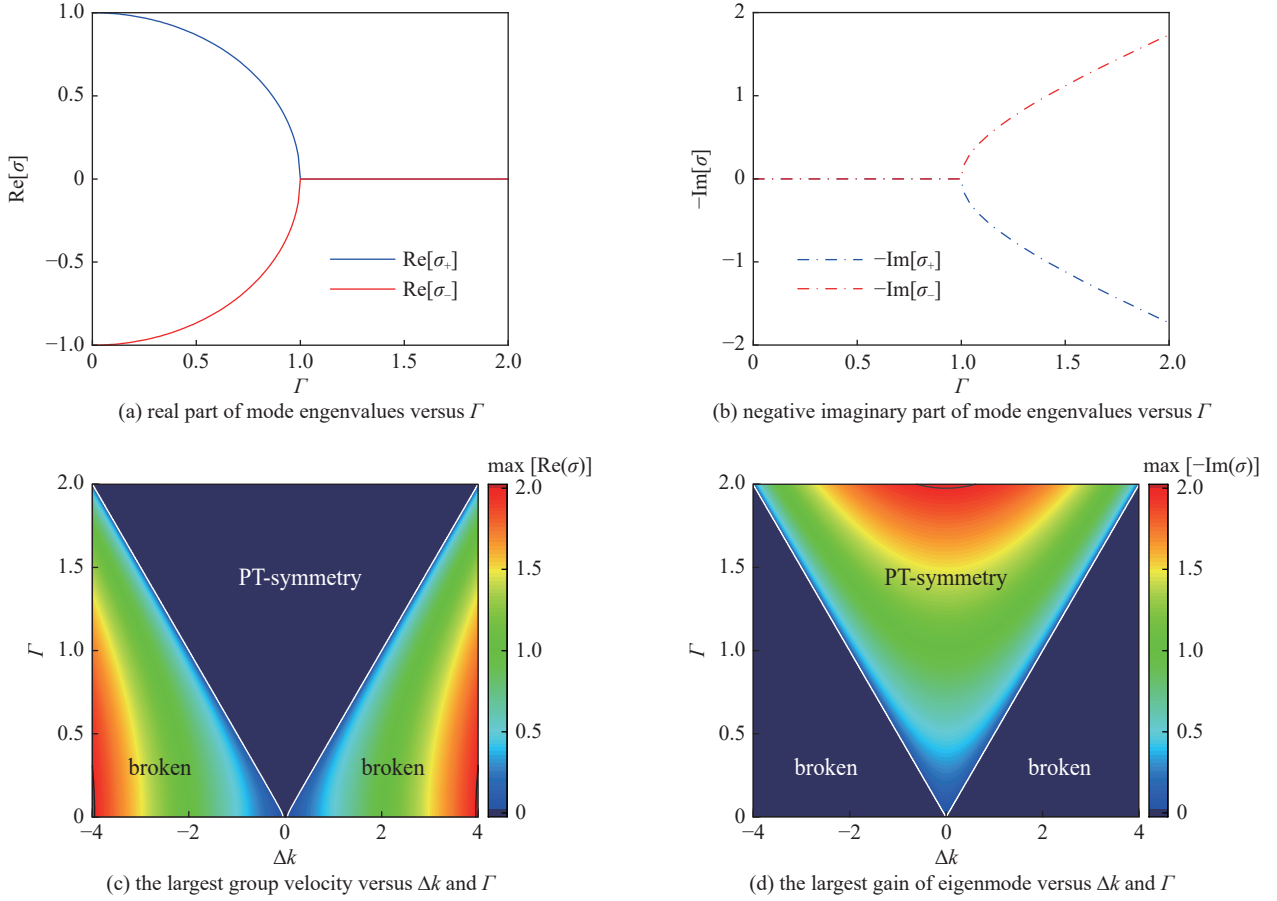


Fig. 1 The eigenvalues and transmission characteristics of eigenmodes versus Δk and Γ

图 1 本征值和本征模式传输特性在不同 Δk 和 Γ 下的演化

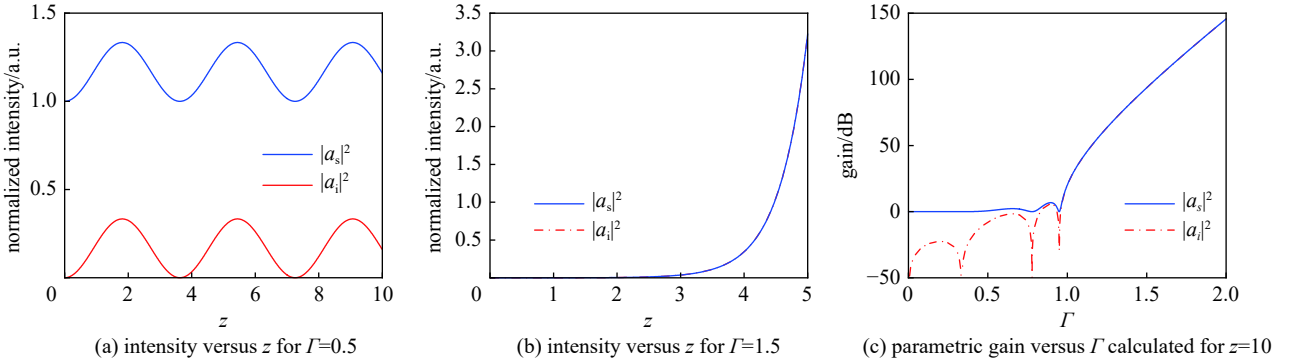


Fig. 2 Intensity of signal (blue) and idler (red) versus z and Γ for $\Delta k = 2$

图 2 $\Delta k = 2$ 时, 信号光(蓝色)和闲频光(红色)的强度随 z 和 Γ 的演化

的突出优势是增益调控的响应时间超短, 为介质的非线性极化时间(fs 量级)。泵浦光强的改变可以瞬时地改变参量增益系数 Γ , 从而改变系统的 PT 对称状态。因此, 只需要用一系列振幅周期性调制的泵浦光来泵浦 OPA, 使得仅在泵浦光强峰值位置系统工作于高增益的 PT 对称区, 而在其它时刻系统工作于 PT 对称破缺区, 即可实现周期性开启的超快光开关, 将一系列连续或准连续的种子激光直接转换为超短脉冲序列输出。

为此, 设计了一个位相失配($\Delta k \neq 0$)的 OPA 过程, 泵浦光选用正弦幅度调制光波, 其时域包络可以被描述为

$$A_p(t) = A_1 \left(\frac{1+m}{2} + \frac{1-m}{2} \cos(2\pi\Omega t) \right) \quad (12)$$

式中: A_1 代表调制器输出泵浦光幅度的最大值; Ω 代表调制频率; m 代表调制深度, 目前的商用调制器可以实现 30 dB 的消光比, 将消光比记作 R , 根据 $R=10\lg(I_{\max}/I_{\min})$, 其中 I_{\max} 和 I_{\min} 分别代表调制器输出调制光的最大光强和最小

光强, 30 dB 的消光比对应的光场振幅调制深度 $m=10^{-1.5}$ 。此时的泵浦光时域波形如图 3(a) 所示。为了不失一般性, 采用归一化分析, 因此在计算中令 $\Omega=1$, $d_{\text{eff}}\omega_s/n_s c_0=d_{\text{eff}}\omega_i/n_i c_0=1$ 且 $A_1=1$ 。在位相失配量 $\Delta k=2$ 的条件下, 入射泵浦光调制峰的光强正好对应 PT 对称阈值点, 即在泵浦光调制峰位置 $T=\Delta k/2$ 。在频域上, 正弦幅度调制型泵浦光的频谱包括一根中心频率谱线和一对一阶边带, 各谱线间频率间隔等于时域调制频率 Ω (图 3(b))。

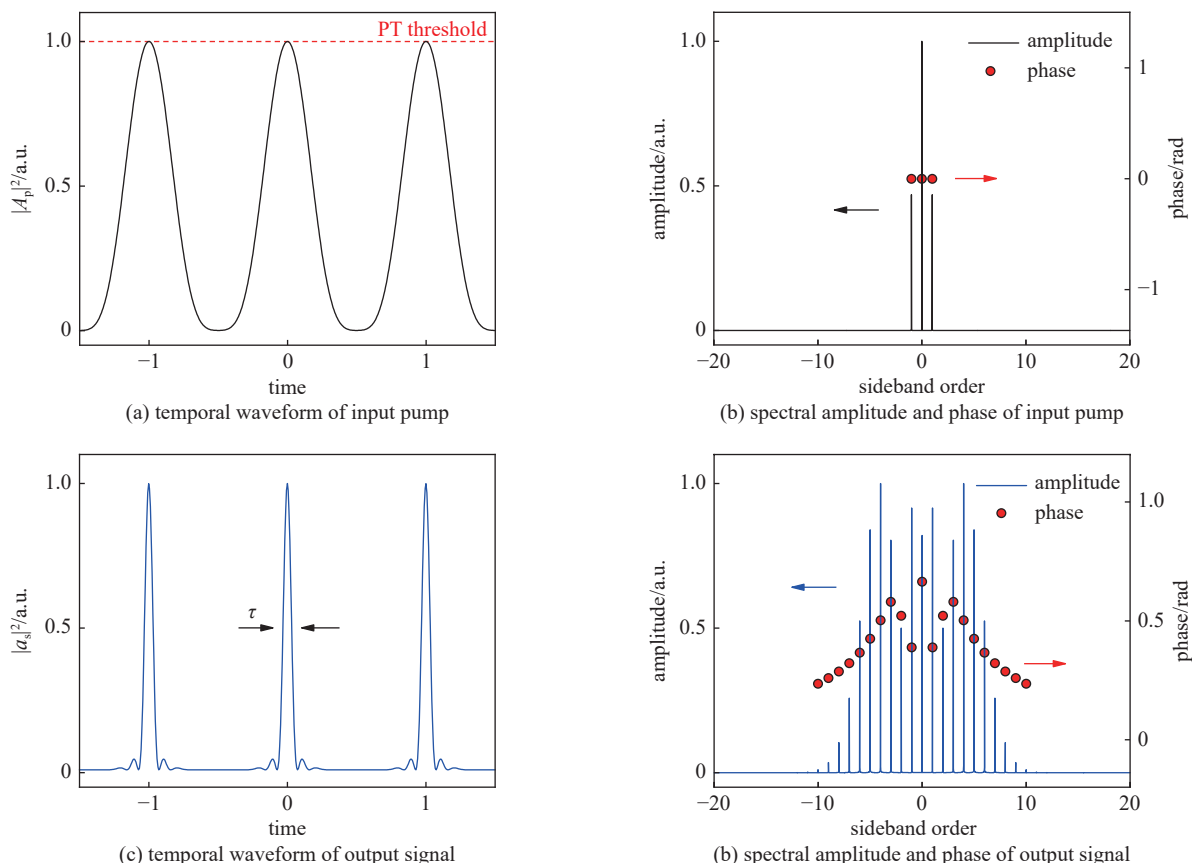


Fig. 3 Output signal driven by sinusoidal modulated pump for $z=10$

图 3 正弦调制泵浦光驱动下, 经过 $z=10$ 的归一化长度传播后信号光的输出结果

在不考虑泵浦损耗与色散, 并且假设信号光和闲频光近简并的条件下, 基于公式(2)给出的耦合波方程组即可模拟这一 OPA 过程的输出特性。假设入射的种子激光为连续光波, 初始无闲频注入。图 3(c) 为三波经过 $z=10$ 的归一化长度后, 输出的信号光场时域波形。可以看到, 连续的信号光已被转换为超短的脉冲序列。初始泵浦光的振幅调制周期 $T=1/\Omega=1$, 而输出的信号脉冲序列中每个脉冲的脉宽 τ 仅为 0.063, 脉冲宽度明显窄化。同时, 由于泵浦光调制谷附近的泵浦强度远小于 PT 对称阈值, 信号光无法获得增益, 因此呈现为一个平的本底; 而在泵浦光调制峰的前后沿, 泵浦强度非常接近 PT 对称阈值, 信号光能够获得微小的增益, 导致输出的超短脉冲序列在主峰的前后沿都存在一个旁瓣。图 3(d) 为输出的超短脉冲序列的光谱图, 信号光在入射时为单色光, 但经过超快光开关后, 获得了 17 根有效边带(以中心频率幅度为参考, 相对幅度大于 0.1 的边带定义为有效边带)。图 3(d) 中的红色点给出了各谱线的位相, 由于 OPA 过程存在相位失配 Δk , 信号光的各频率成分都积累了非线性光谱位相, 最高阶的有效边带与中心频率谱线间的位相差约 0.4π 。

图 4(a) 给出了信号光场从连续光到超短脉冲序列的时域演变过程。可以看到, 随着归一化长度 z 的增加, 信号光在泵浦光调制谷值处出现凹陷并逐渐形成以泵浦调制峰时刻为中心的脉冲序列。根据公式(5)可知, 信号光在 PT 对称和 PT 对称破缺两种情况下获得增益的差值随着 z 的增加而增加。因此随着 z 增加, 主脉冲不断窄化, 在脉冲序列形成后 ($z > 1$), 脉宽从 1 下降为 0.06, 如图 4(b) 所示。此外, 图 4(a) 还表明在脉冲序列形成的初始阶段, 主脉冲的前后沿并不会出现旁瓣。旁瓣是随着主脉冲的窄化而逐渐出现的。将旁瓣的光强与主脉冲峰值光强的比值定义为输出脉冲序列的对比度, 图 4(b) 给出了这一脉冲对比度随晶体长度的演变。可以看到, 对于 30 dB 消光比的正弦幅度调制泵浦光, 输出脉冲序列对比度随归一化长度 z 逐渐增加至 13.3 dB 并保持稳定。

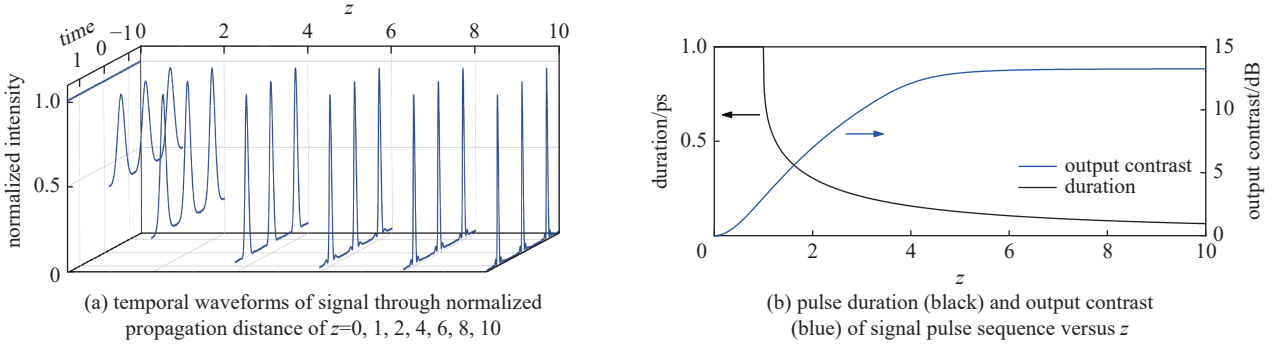

 Fig. 4 Temporal waveforms, pulse duration, and output contrast of signal versus z

 图 4 信号时域波形、脉宽、对比度随归一化长度 z 的演化

3 实际参数下的模拟

在之前的分析中,为了不失一般性,泵浦幅度的最大值 A_1 、近简并时的非线性参量增益系数 Γ 、位相失配量 Δk 等参数都做了归一化处理。此外,上述理论分析忽略了泵浦损耗以及材料色散,并且假设信号光闲频光波长近简并。为了验证本文提出的超快光开关的实用性,本节将基于周期性极化铌酸锂晶体(PPLN)和实验室可获得的激光参数进行数值模拟,并讨论泵浦损耗、介质色散等对超短脉冲序列输出特性的影响。

计入泵浦损耗、材料色散以及高强度泵浦条件下寄生三阶非线性效应的 OPA 过程可由下列耦合波方程组描述^[16]

$$\frac{\partial A_s}{\partial L} + \sum_{n=1}^3 \frac{(-i)^{n-1}}{n!} k^{(n)} \frac{\partial^n A_s}{\partial t^n} = -i \frac{d(L)\omega_s}{n_s c_0} A_p A_i^* e^{-i\Delta k z} - i \frac{n_{2s} n_0 \epsilon_0 \omega_s}{2} (|A_s|^2 + 2|A_i|^2 + 2|A_p|^2) A_s \quad (13)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial L} + \sum_{n=1}^3 \frac{(-i)^{n-1}}{n!} k^{(n)} \frac{\partial^n A_i}{\partial t^n} = -i \frac{d(L)\omega_i}{n_i c_0} A_p A_s^* e^{-i\Delta k z} - i \frac{n_{2i} n_0 \epsilon_0 \omega_i}{2} (|A_i|^2 + 2|A_s|^2 + 2|A_p|^2) A_i \quad (14)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial L} + \sum_{n=1}^3 \frac{(-i)^{n-1}}{n!} k^{(n)} \frac{\partial^n A_p}{\partial t^n} = -i \frac{d(L)\omega_p}{n_p c_0} A_s A_i e^{i\Delta k z} - i \frac{n_{2p} n_0 \epsilon_0 \omega_p}{2} (|A_p|^2 + 2|A_s|^2 + 2|A_i|^2) A_p \quad (15)$$

式中: ϵ_0 为真空中的介电常数; n_{2s}, n_{2i}, n_{2p} 分别表示材料在信号光、闲频光和泵浦光波段的非线性折射率,括号内第一项和第二、第三项分别表示自相位调制和互相位调制; $k^{(n)}$ 项中 $n=1, 2, 3$ 分别代表前三阶色散群速度失配、群速度色散和三阶色散效应, L 代表实际晶体长度。本文只研究 ps 或亚 ps 脉冲序列的产生,因此只需考虑到三阶色散。在公式(13)~(15)中等式右边第二项描述的是寄生三阶非线性效应,即非线性折射率 n_2 的影响。OPA 晶体选择 0 类准相位匹配的 PPLN 晶体,入射的光波均为非寻常光(e 光),因此平行偏振的三波之间互相位匹配系数为 2^[18]。三波波长分别为:泵浦光 $\lambda_p=527$ nm,信号光 $\lambda_s=1030$ nm,闲频光 $\lambda_i=1079$ nm。三列光波的非线性折射率分别 $n_{2p}=28.1 \times 10^{-16}$ cm²/W, $n_{2s}=n_{2i}=56.2 \times 10^{-16}$ cm²/W^[19]。 $d(L)=\text{sgn}\{\cos(2\pi A^{-1}L)\}(\pi/2)14.2$ pm/V 代表随极化周期 A 周期性变号的非线性系数^[20]。

基于上述参数做了两类数值模拟:一是采用正弦幅度调制的准连续泵浦光演示了基于单级 OPA 的 PT 对称阈值效应直接产生超短信号脉冲序列;二是将正弦幅度调制型泵浦光替换为单脉冲泵浦,演示了 PT 对称阈值效应可用于脉冲激光非线性压缩。

首先模拟正弦幅度调制型泵浦条件下,单级 OPA 将准连续激光转换为超短脉冲序列的过程。采用当前商用光调制器将脉冲激光(脉宽 1 ns)转换为正弦幅度调制型激光,调制频率 $\Omega=10$ GHz、消光比 $R=30$ dB、峰值功率为 10 W。非线性光学介质选用口径为 100 μm^2 的 MgO 掺杂 PPLN 晶体,因此对应的泵浦光峰值光强为 $I_p=10$ MW/cm²。入射的准连续信号光的光强设置为 $I_s=100$ W/cm²,对应初始注入比为 $I_s/I_p=10^{-5}$ 。由于信号光和闲频光波长不再简并,对应的非线性参量增益系数分别为 $\Gamma_s=234$ m⁻¹ 和 $\Gamma_i=224$ m⁻¹。此外,为了利用 PT 阈值附近的增益跃变,需要人为添加额外的位相失配 Δk_{PT} 使泵浦调制峰值提供临界的增益。考虑到 GVM 带来的泵浦光和信号光之间的时域滑移,信号光感受到的非线性增益应小于无色散的情况,因此设计 $\Delta k_{PT}/2=0.9\sqrt{\Gamma_s \Gamma_i}=206$ m⁻¹,对应的 PPLN 晶体极化周期从相位匹配时的极化周期长度 $A=6.7735$ μm 变为存在相位失配的极化周期长度 $A_{PT}=$

$2\pi/(\Delta k + \Delta k_{PT}) = 6.7705 \mu\text{m}$, Δk_{PT} 代表人为添加额外的位相失配量, 实验中, 可以通过温控炉控制 PPLN 温度以微调参量过程的相位匹配。

PPLN 晶体长度设定为 $L = 43.7 \text{ mm}$, 这一晶体长度对应非线性相互作用归一化长度 $z = 10$, 两者的数量关系满足 $L = z / \sqrt{\Gamma_s \Gamma_i}$ 。图 5(a) 给出了此时的输出信号激光的时间波形, 该结果表明信号光由连续光变为脉冲序列, 重复频率等于泵浦光的调制频率 10 GHz。由于色散的作用, 时域上信号光和泵浦光出现了约 18 ps 的滑移, 对比线性色散直接计算得到的时域走离 $\Delta v_{si} \times L = 800 \text{ fs/mm} \times 43.7 \text{ mm} = 34.9 \text{ ps}$, 其中 Δv_{si} 代表信号光和闲频光之间的群速度失配, 可以看出超短脉冲序列与泵浦光之间的有效相互作用长度小于 PPLN 晶体的物理长度。计算得到输出信号光脉冲序列中单个脉冲的脉宽为 8.8 ps, 远小于泵浦光的调制周期 ($T = 100 \text{ ps}$)。图 5(b) 展示了输出的超短脉冲序列频谱, 可以看到信号光获得了约 13 根有效边带, 同时每个边带的位相近似成等差数列, 这意味着对应的时域脉冲接近傅里叶变换极限。图 5(c) 给出了信号光增益和泵浦损耗随晶体长度的演变。该结果表明, 在 $I_s/I_p = 10^{-5}$ 的注入比条件下, 信号光获得了约 41.5 倍的能量增益和约 400 倍的强度增益, 而在输出位置处, 泵浦光损耗约为 0.21%。

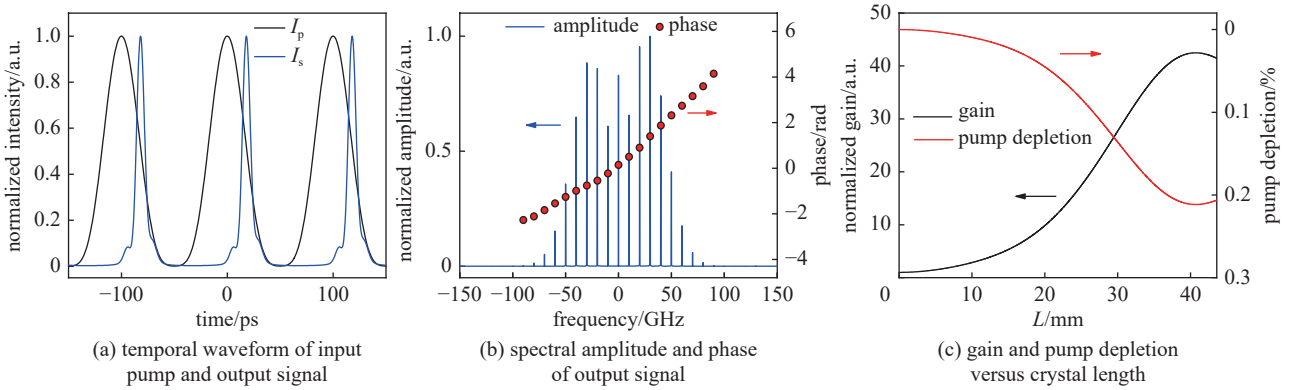


Fig. 5 Numerical simulation results for directly generated pulse sequence

图 5 直接产生脉冲序列的计算结果⁻⁵

最后, 通过数值模拟展示了 OPA 的 PT 对称相变特性应用于脉冲激光非线性压缩的可行性。非线性材料仍然选用 PPLN 晶体, 泵浦光由正弦幅度调制激光替换为脉宽 $T_p = 1 \text{ ps}$ 的高斯型单脉冲, 入射峰值强度 I_p 变为 50 GW/cm^2 , 而信号光仍为准连续光且强度 $I_s = 100 \text{ W/cm}^2$ 不变。在此泵浦条件下, 非线性耦合系数 Γ_s 变为 16.6 mm^{-1} , Γ_i 变为 15.8 mm^{-1} 。类似地, 添加额外的相位失配 $\Delta k_{PT}/2 = 0.85\sqrt{\Gamma_s \Gamma_i} = 13.8 \text{ mm}^{-1}$, 对应的 PPLN 晶体极化周期从位相匹配条件下的极化周期长度 $A = 6.7735 \mu\text{m}$ 变为存在相位失配的极化周期长度 $A_{PT} = 2\pi/(\Delta k + \Delta k_{PT}) = 6.5782 \mu\text{m}$ 。图 6 给出了泵浦光和信号光在长度为 1.1 mm (对应归一化长度 $z = 15$) 长的 PPLN 中非线性相互作用后的输出结果。此时, 连续信号光已被转换为时域半高全宽为 150 fs 的超短脉冲 (图 6(a))。在频域上, 信号光光谱从准单色变为宽光谱, 且谱位相以一阶谱位相为主, 二阶及更高阶的谱位相均可忽略。这一谱位相特性意味着输出信号脉冲接近于傅氏变换极限脉冲。数值模拟计算表明, 图 6(c) 中蓝色线描述的的输出信号光谱对应的傅氏变换极限脉冲半高全宽为 144 fs, 与图 6(a) 给出的输出脉冲宽度 (150 fs) 十分接近。模拟结果验证了利用 ps 泵浦光在位相失配 OPA 中形成的超快光开关可以直接产生脉宽为百 fs 的信号光。此外, OPA 过程产生的闲频光也为超短脉冲, 这意味着本方案有望为

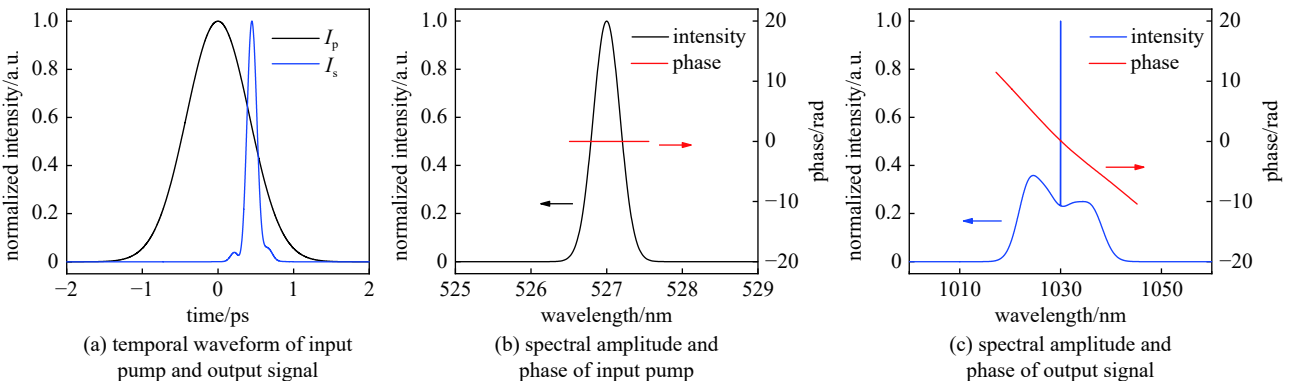


Fig. 6 Numerical simulation results for pulse compression

图 6 脉冲压缩的计算结果

长波中红外激光提供超快种子源。

4 结 论

本文论证了泵浦损耗和色散忽略不计、信号光和闲频光近简并条件下的单晶体 OPA 满足频域 PT 反对称性。论文深入研究了其本征模的 PT 对称性,以及在 PT 对称阈值附近的增益跃变特性,并将 PT 对称阈值效应应用于超短脉冲序列直接产生。由于 OPA 的核心是二阶非线性极化,具有瞬时响应特性,通过改变泵浦幅度即可实时调控系统本征模的 PT 对称性。据此,本文提出了将周期性幅度调制的泵浦光与存在位相失配的 OPA 相结合,利用 PT 对称阈值附近的增益跃变效应,将准连续信号光直接转换为超短脉冲序列输出的新方案。在归一化的参数条件下,通过数值模拟展示了输出脉冲序列的脉宽、光谱及脉冲对比度等特性。

此外,本文基于 PPLN 晶体和实验可获得的激光参数,并在考虑泵浦损耗、信号光和闲频光非简并、材料色散效应、非线性折射率的情况下,验证了上述方案的可行性。数值模拟结果显示,利用商用的正弦型幅度调制器产生泵浦光,经过 PPLN 晶体可以直接产生重频高达 10 GHz、脉宽为 8.8 ps 的信号光脉冲序列而不需要任何谐振腔。此外,采用单皮秒脉冲泵浦,单晶体 OPA 的 PT 对称阈值效应可将连续信号光直接转换为百飞秒脉宽的超短脉冲输出,验证了此方案可用于脉冲压缩。本文提出的方案有望应用于中红外波等长波段超短种子源。

参 考 文 献:

- [1] Udem T, Holzwarth R, Hänsch T W. Optical frequency metrology[J]. *Nature*, 2002, 416(6877): 233-237.
- [2] Hasegawa A, Tappert F. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion[J]. *Appl Phys Lett*, 1973, 23(3): 142-144.
- [3] Peyman G A. Method for modifying corneal curvature: 4840175[P]. 1989-06-20.
- [4] McCracken R A, Charsley J M, Reid D T. A decade of astrocombs: recent advances in frequency combs for astronomy [Invited][J]. *Opt Express*, 2017, 25(13): 15058-15078.
- [5] IMT Vision—Framework and overall objectives of the future development of IMT for 2020 and beyond[R]. ITU-R M. 2083-0, 2015.
- [6] Bender C M, Boettcher S. Real spectra in non-Hermitian Hamiltonians having *PT* symmetry[J]. *Phys Rev Lett*, 1998, 80(24): 5243-5246.
- [7] Guo A, Salamo G J, Duchesne D, et al. Observation of *PT*-symmetry breaking in complex optical potentials[J]. *Phys Rev Lett*, 2009, 103: 093902.
- [8] Rüter C E, Makris K G, El-Ganainy R, et al. Observation of parity–time symmetry in optics[J]. *Nat Phys*, 2010, 6(3): 192-195.
- [9] Wiersig J. Enhancing the sensitivity of frequency and energy splitting detection by using exceptional points: application to microcavity sensors for single-particle detection[J]. *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 203901.
- [10] Lai Y H, Lu Y K, Suh M G, et al. Observation of the exceptional-point-enhanced Sagnac effect[J]. *Nature*, 2019, 576(7785): 65-69.
- [11] Ramezani H, Kottos T, El-Ganainy R, et al. Unidirectional nonlinear *PT*-symmetric optical structures[J]. *Phys Rev A*, 2010, 82: 043803.
- [12] Antonosyan D A, Solntsev A S, Sukhorukov A A. Parity-time anti-symmetric parametric amplifier[J]. *Opt Lett*, 2015, 40(20): 4575-4578.
- [13] Ma Jingui, Wang Jing, Yuan Peng, et al. Quasi-parametric amplification of chirped pulses based on a Sm³⁺-doped yttrium calcium oxyborate crystal[J]. *Optica*, 2015, 2(11): 1006-1009.
- [14] Zhong Q, Ahmed A, Dadap J I, et al. Parametric amplification in quasi-*PT* symmetric coupled waveguide structures[J]. *New J Phys*, 2016, 18: 125006.
- [15] Flemens N, Moses J. Hermitian nonlinear wave mixing controlled by a *PT*-symmetric phase transition[J]. *Phys Rev Lett*, 2022, 129: 153901.
- [16] Witte S, Eikema K S E. Ultrafast optical parametric chirped-pulse amplification[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2012, 18(1): 296-307.
- [17] Özdemiř Ş K, Rotter S, Nori F, et al. Parity–time symmetry and exceptional points in photonics[J]. *Nat Mater*, 2019, 18(8): 783-798.
- [18] Mücke O D, Sidorov D, Dombi P, et al. Scalable Yb-MOPA-driven carrier-envelope phase-stable few-cycle parametric amplifier at 1.5 μm[J]. *Opt Lett*, 2009, 34(2): 118-120.
- [19] Ganeev R A, Kulagin I A, Rysanyansky A I, et al. Characterization of nonlinear optical parameters of KDP, LiNbO₃ and BBO crystals[J]. *Opt Commun*, 2004, 229(1/6): 403-412.
- [20] Gayer O, Sacks Z, Galun E, et al. Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃[J]. *Appl Phys B*, 2008, 91(2): 343-348.