

激光与光电子学进展

艾里脉冲对超连续谱中异常波的影响及调控(特邀)

刘硕^{1*}, 尹聪颖¹, 俎群², 董宇航¹, 李琦¹, 赵赛丽³¹河北工业大学电子信息工程学院, 天津 300401;²河北工业大学机械工程学院, 天津 300401;³郑州大学电气与信息工程学院, 河南 郑州 450001

摘要 减速型有限能量 Airy 脉冲振荡拖尾形状和频谱受多个参数的影响, 分别分析减速型有限能量 Airy 脉冲峰值功率、脉冲宽度、初始啁啾、截断系数和分布因子变化对异常波产生以及超连续谱的相干性和稳定性的影响。研究表明, 减速型有限能量 Airy 脉冲参数变化能够对超连续谱中异常波起到调控作用并影响超连续谱的相干性和稳定性。此外, 利用多目标粒子群算法对 5 个脉冲参数同时进行优化, 将 500 次模拟输出孤子峰值功率平均值两倍作为判断异常波产生的标准, 将产生异常波的个数及 500 次模拟输出孤子峰值功率分布作为优化目标, 得到减速型有限能量 Airy 脉冲促进或抑制异常波产生的最佳脉冲参数, 实现超连续谱中异常波的可控产生。

关键词 超连续谱产生; Airy 脉冲; 异常波; 多目标粒子群算法; 目标优化

中图分类号 O437

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP231984

Influence of the Airy Pulse on Rogue Waves and its Regulation in a Supercontinuum (Invited)

Liu Shuo^{1*}, Yin Congying¹, Zu Qun², Dong Yuhang¹, Li Qi¹, Zhao Saili³¹School of Electronic Information Engineering, Hebei University of Technology, Tianjin 300401, China;²School of Mechanical Engineering, Hebei University of Technology, Tianjin 300401, China;³College of Electrical and Information Engineering, Zhengzhou University, Zhengzhou 450001, Henan, China

Abstract The oscillating tailing shape and spectrum of the decelerated finite-energy Airy pulse are influenced by various parameters. This study examined the impacts of peak power, width, initial chirp, truncation coefficient, and distribution factor of the Airy pulse on the generation of rogue waves in a supercontinuum (SC) as well as the SC coherence and stability. The findings reveal that altering these parameters can regulate the rogue waves and affect the SC coherence and stability. Moreover, a multiobjective particle-swarm optimization algorithm is used to simultaneously optimize the five pulse parameters. By using the average peak power of 500 analog output solitons (i. e., twice of that required for generating the rogue waves) and considering the number and distribution of rogue waves among the solitons as optimization objectives, this study identifies optimal parameters for the Airy pulse. These parameters either promote or suppress the generation of rogue waves, enabling controlled manipulation of rogue wave generation within the SC.

Key words supercontinuum generation; Airy pulse; rogue wave; multi-objective particle swarm optimization algorithm; objective optimization

1 引言

超连续谱(SC)具有光谱带宽大^[1]、辐射功率高^[2]、空间相干性好^[3]的优点, 已广泛应用于电信技术^[4]、光学相干层析技术^[5]、生物医学^[6]等领域。异常波(RWs)会严重影响SC的相干性以及稳定性^[7-9]。近年

来, 针对SC中RWs的调控主要集中在两个方向: 1) 通过调节光纤色散参数控制RWs^[10-11]; 2) 通过调节输入脉冲更加灵活地调控RWs^[12-14]。研究表明, 有效调控RWs能有效改善SC性能, 这对SC应用具有重大意义。

近年来, Airy光束作为一种新型光束被引入光学

收稿日期: 2023-08-28; 修回日期: 2023-09-27; 录用日期: 2023-10-16; 网络首发日期: 2023-10-23

基金项目: 国家自然科学基金(12272120, 62105295)

通信作者: liushuo@hebut.edu.cn

领域^[15-17], Airy 光束具有很多奇异特性, 如弱衍射、横向加速和自愈合特性。Airy 光束具有横向加速特性并且沿弯曲轨迹传输, 利用 Airy 光束能够使介电微粒沿弯曲轨迹移动^[18]。由于 Airy 光束的弱衍射和自愈合特性, Airy 光束在传输初始阶段能够保持其形状, 经过障碍物后主瓣能够重建, Jia 等^[19]利用 Airy 光束特性提高了成像分辨率, 在 3 μm 成像深度上获得了精度为 10~15 nm 的超分辨率成像。由于横向加速和自愈合特性, Airy 光束能够穿透材料且主瓣能够补充能量再生, Mathis 等^[20]将飞秒 Airy 光束入射到硅样品中, 写入约 80 μm 深度的沟槽。在 SC 方面, 将截断系数为 0.1 和分布因子为 0.1 的飞秒减速型有限能量 Airy 脉冲 (FEAP) 泵入 0.3 m 的光子晶体光纤 (PCF) 中可获得 20 dB 水平下的频谱带宽为 1100 nm^[21]。泵浦波长为 835 nm、截断系数为 0.1 的飞秒减速型 FEAP, 当初始啁啾从 -1 增加到 0.9 时, 20 dB 水平下的频谱带宽可从 400 nm 增长到 460 nm^[22]。通过调整减速型 FEAP 参数, 能够调整减速型 FEAP 的振荡拖尾和频谱, 为 SC 的产生与操控提供了方向。然而, 目前还没有研究利用减速型 FEAP 调控 SC 中的 RWs。本文利用减速型 FEAP 振荡拖尾代替添加种子光来调控 SC 中的 RWs。

在光学中, 复杂系统^[23-25]的构建往往依赖于大量参数, 但在以往的研究中控制参数的可用性以及以传统试错方式调整参数的方法是非常有限的, 因此进化算法被引入光学系统设计中^[26-29]。SC 的产生是一个受到泵浦脉冲多个参数和一系列非线性效应影响的复杂过程, 因此, 引入进化算法优化 SC 成为近年来的研究热点。文献^[30]采用遗传算法 (GA) 优化双曲正割脉冲参数, 光谱转换效率提高到 23.83%。

Dashtban 等^[31]将飞秒双曲正割脉冲泵浦到粒子群算法 (PSO) 优化的在 2460 nm 处接近零色散的光纤中, 获得 2670 nm 的相干 SC。与 GA 相比, PSO 能够以更快的速度收敛并且结果更为精确^[32-33]。Huang 等^[34]采用 GA 和 PSO 优化光纤布拉格光栅传感器网络布局: GA 经历 307 次迭代, 传感器网络覆盖率为 72.53%; 然而, PSO 仅经历 273 次迭代, 传感器网络覆盖率达到 73.29%。PSO 在多参数优化问题上的表现令人满意。

目前研究结果表明, 添加种子光能够有效调控 SC 中的 RWs, 减速型 FEAP 具有振荡拖尾结构, 本文利用减速型 FEAP 振荡拖尾代替添加种子光达到调控 SC 中 RWs 的目的。数值研究减速型 FEAP 峰值功率、脉冲宽度、截断系数、初始啁啾和分布因子变化对 RWs 产生以及 SC 稳定性和相干性的影响。使用多目标粒子群算法 (MOPSO) 优化减速型 FEAP 参数, 以抑制或促进 RWs 的产生。在这种情况下, 无需多次试错, 就可以得到接近最优值的结果。

2 理论模型

有限能量 Airy 光束的动力学传输形式为

$$\psi(x, z) = \sqrt{P_0} \text{Ai} \left[x - \left(\frac{z}{2} \right)^2 + iaz \right] \times \exp \left[az - \frac{az^2}{2} - i \frac{z^3}{12} + i \frac{a^2 z}{2} + i \frac{xz}{2} \right], \quad (1)$$

式中: Ai 为 Airy 函数; P_0 为 Airy 光束的峰值功率, 为 2000 W; x 为横向尺度; z 为传输距离; a 为截断系数, 取 0.3。图 1(a) 展示了有限能量 Airy 光束的横向加速特性。从图中可以看到, 有限能量 Airy 光束呈现非对称结构, 主瓣左侧存在着旁瓣。有限能量 Airy 光束能

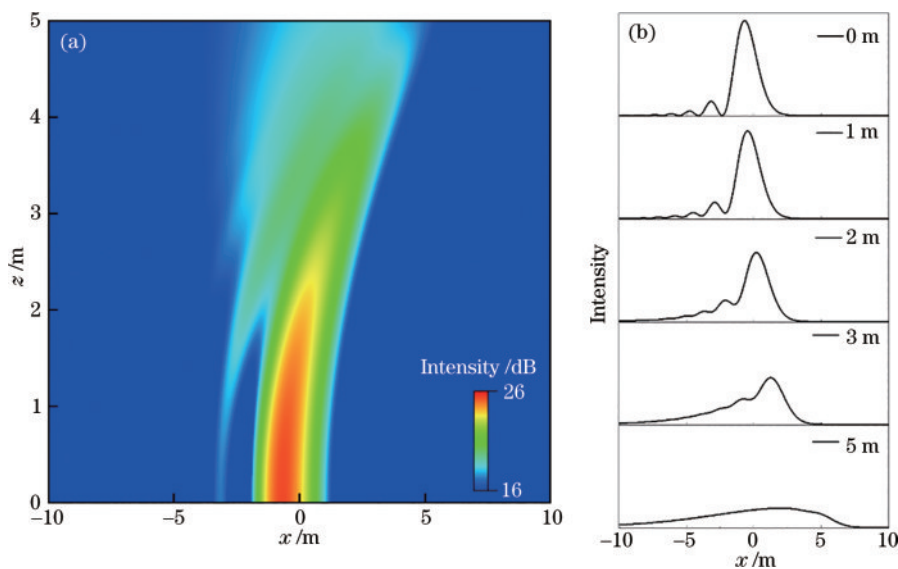


图1 有限能量 Airy 光束的自加速强度剖面图和弱衍射、自愈合特性示意图。(a) 自加速强度剖面图; (b) 弱衍射、自愈合特性示意图
Fig. 1 The finite energy Airy beam's self-accelerating intensity profile and schematic diagram of weak diffraction and self-healing properties. (a) Self-accelerating intensity profile; (b) schematic diagram of weak diffraction and self-healing properties

量主要集中在主瓣上,而且距离主瓣越远的旁瓣能量越小。随着传输距离的增大,有限能量 Airy 光束能量中心向 x 轴右侧偏移的距离增大,向 x 轴右侧表现出明显的加速行为,传输轨迹为类似抛物线的曲线。图 1(b)描述了有限能量 Airy 光束的弱衍射和自愈合特性。在传输距离小于 1 m 时,随着传输距离的增大,有限能量 Airy 光束主瓣形态变化较小,能够保持弱衍射传输。并且也能够看出,有限能量 Airy 光束有向 x 轴右侧的加速行为。当传输距离达到 2 m 时,有限能量 Airy 光束发生衍射现象,主瓣即将消失;当传输距离达到 5 m 时,旁瓣能量流向主瓣,Airy 光束主瓣得以再生。总之,有限能量 Airy 光束在自由空间传输时表现出弱衍射、横向加速和自愈合特性。

输入光场为减速型 FEAP,其表达式为

$$A(0, t) = \sqrt{P_0} \text{Ai}\left(\frac{t}{t_0}\right) \exp\left(\frac{at}{t_0}\right) \exp\left(-\frac{iCt^2}{t_0^2}\right) \times \exp\left(-\chi_0^2 \frac{t^2}{t_0^2}\right), \quad (2)$$

式中: P_0 是减速型 FEAP 的峰值功率; t_0 表示减速型 FEAP 的脉冲宽度; C 为啁啾参数; χ_0 为分布因子。

Zhao 等^[35]利用种子光实现了 SC 中 RWs 的有效调控,输入光场为叠加一个弱种子光调制的高斯脉冲:

$$A(0, t) = \left[\sqrt{P_p} + a_0 \sqrt{P_p} \exp(i2\pi f_{\text{mod}} t) \right] \exp\left(\frac{-t^2}{2t_0^2}\right), \quad (3)$$

$$\lambda_{\text{seed}} = c / (f_{\text{pump}} + f_{\text{mod}}), \quad (4)$$

式中: f_{mod} 为种子光相对于泵浦光的频率偏移; f_{pump} 为泵浦光的中心频率; P_p 为泵浦光的峰值功率; c 为光在真空中的传播速度。频率偏移为正时,种子光可以实现对 SC 中 RWs 的调控,减速型 FEAP 振荡拖尾方向与种子光同向。因此,可利用减速型 FEAP 振荡拖尾代替种子光调控 RWs。

在调制不稳定性的影响下,SC 产生过程中会辐射出一系列基阶孤子以及与孤子之间满足相位匹配条件

的色散波。在拉曼效应作用下,孤子之间或孤子与色散波之间会发生多次碰撞使得孤子能量发生转移,最终在 SC 的长波长处形成具有极大红移超高强度的 RWs。为研究参数变化对 RWs 的影响,将多次模拟结果中超过峰值功率平均值两倍的孤子定义为 RWs。

SC 的相干性可用一阶相干因子表示为

$$|g_{12}(\lambda, t_1 - t_2)| = \left| \frac{\langle E_1^*(\lambda, t_1) E_2(\lambda, t_2) \rangle}{\sqrt{\langle |E_1(\lambda, t_1)|^2 \rangle \langle |E_2(\lambda, t_2)|^2 \rangle}} \right|, \quad (5)$$

式中: t_1 和 t_2 代表时刻; E_1 和 E_2 为该时刻的电场强度大小;*表示共轭;角括号表示对全部脉冲取平均。

SC 的稳定性可用信噪比来表示为

$$R_{\text{SNR}}(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{\sigma(\lambda)}, \quad (6)$$

式中: λ 为波长; σ 为标准差; I 为平均值。

使用的光纤是一根 15 m 长的石英 PCF^[36],其拉曼效应参数为: $f_R=0.18$ 、 $\tau_1=12.2$ fs、 $\tau_2=32$ fs。该 PCF 为正六边形结构,每个气孔之间的距离 $A=1.6$ μm ,每个气孔的大小 $d=3.2$ μm 。PCF 的零色散波长为 1055 nm,其在泵浦波长 1060 nm 处的非线性参数以及十阶的色散参数分别为: $\gamma=0.015$ $\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$ 、 $\beta_2=-0.820$ ps^2/km 、 $\beta_3=6.87 \times 10^{-2}$ ps^3/km 、 $\beta_4=-9.29 \times 10^{-5}$ ps^4/km 、 $\beta_5=2.45 \times 10^{-7}$ ps^5/km 、 $\beta_6=-9.79 \times 10^{-10}$ ps^6/km 、 $\beta_7=3.95 \times 10^{-20}$ ps^7/km 、 $\beta_8=-1.12 \times 10^{-14}$ ps^8/km 、 $\beta_9=1.90 \times 10^{-17}$ ps^9/km 、 $\beta_{10}=-1.51 \times 10^{-19}$ ps^{10}/km 。根据所选光纤, P_0 初始值取 2000 W, t_0 初始值取 350 fs, a 初始值取 0.3, C 初始值取 0, χ_0 初始值取 0。图 2 为初始值情况下减速型 FEAP 泵浦到光纤中的时域和频域演化图。从图中可以看出:在时域上,当传输 2.7 m 时,脉冲完成了压缩过程,脉冲主瓣能量达到最大值演变为高能孤子,该孤子在 15 m 处的时延为 13.7 ps;在频域上,脉冲传输的初始阶段,在自相位调制作用下脉冲在频域上展宽。随着传输距离增大,孤子与色散波发生碰撞产生更多频率分量,促使 SC 展宽到 1240 nm 处。

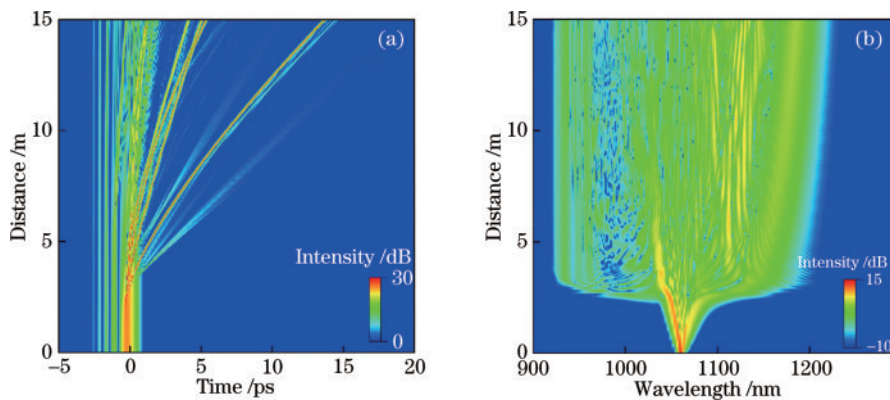


图 2 减速型 FEAP 泵浦到光纤中的时域演化图和频域演化图。(a)时域演化图;(b)频域演化图

Fig. 2 The time-domain and frequency-domain evolution diagrams of the decelerated FEAP pumped into the fiber.

(a) Time-domain evolution diagram; (b) frequency-domain evolution diagram

3 减速型 FEAP 参数变化对 SC 中 RWs 的影响

在传输过程中,减速型 FEAP 以不同于初始脉冲主瓣的速度传播并且新生成分量的位置也会发生改变。减速型 FEAP 独特的传输特性使得其可以用来控制超连续谱的产生。本小节系统地分析减速型 FEAP 在 PCF 反常色散区传输时,峰值功率、初始啁啾、脉冲宽度、截断系数,以及分布因子对 RWs 产生以及 SC 非线性干性和稳定性的影响。

3.1 减速型 FEAP 峰值功率变化对 SC 中 RWs 的影响

对不同峰值功率的减速型 FEAP 入射 PCF 反常色散区进行分析。根据减速型 FEAP 主瓣功率最大值对时域脉冲进行归一化,其时域和频域演化过程如图 3 和 4 所示。图 3 红色虚线为时域脉冲归一化强度为 1 的情况。从图 3 可以看出,在传输初始阶段,脉冲归一化强度小于 1,发生强烈的脉冲压缩现象,随后减速型 FEAP 主瓣演变为孤子,孤子由于受到高阶色散和非线性效应引起的扰动而产生分裂,孤子脉冲分裂

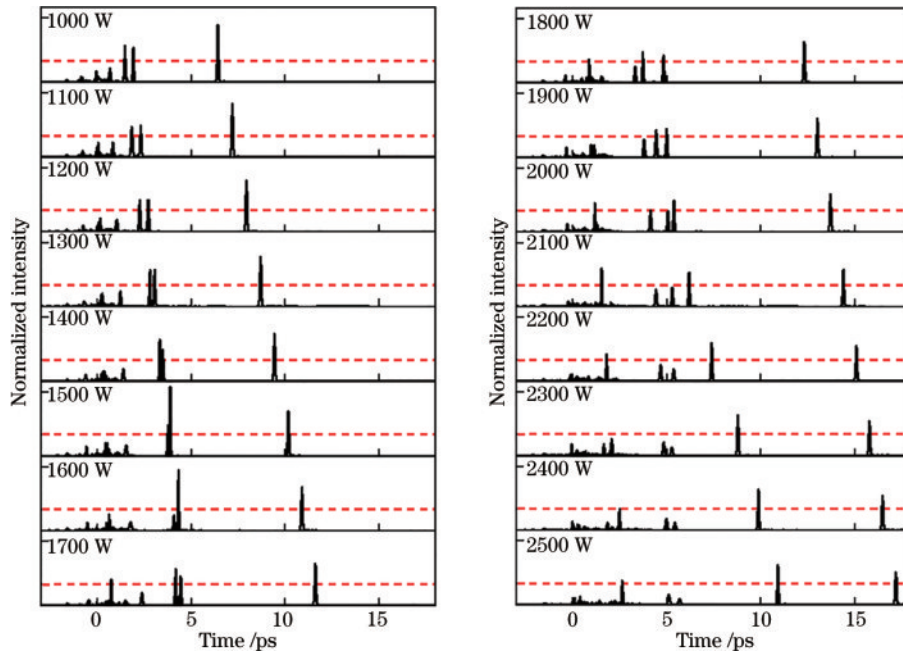


图 3 减速型 FEAP 峰值功率在 1000~2500 W 范围内变化时输出的脉冲形状

Fig. 3 The output pulse shape when the decelerated FEAP peak power changes in the range of 1000–2500 W

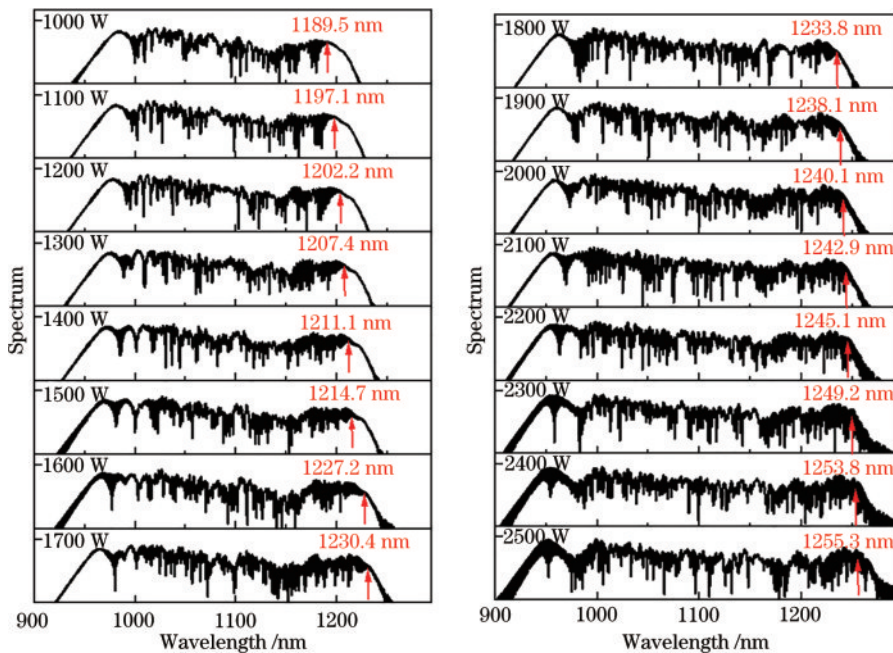


图 4 减速型 FEAP 峰值功率在 1000~2500 W 范围内变化时的输出光谱

Fig. 4 The output spectra when the decelerated FEAP peak power changes in the range of 1000–2500 W

同时辐射出色散波。孤子之间发生碰撞形成一个具有较高强度的具有较高能量的孤子和一个较低强度的光脉冲。由于减速型 FEAP 具有自愈特性,会再生成一个具有最大时延的孤子。具有较高能量的孤子具有较高的峰值功率,会在孤子自频移的作用下以较快的速度向更长波长方向移动。色散波的产生效率也随着入射脉冲峰值功率的增大而变高。在这个过程中,具有较高能量的孤子可能与其他孤子或色散波发生碰撞,促使孤子能量进一步增大,从而形成 RWs。

从图 4 可以看出,随着入射脉冲峰值功率的增大,色散波的产生效率变高,孤子与色散波碰撞概率增大, RWs 产生概率增加。RWs 具有较高的峰值强度,在拉曼效应作用下,向 SC 的长波长方向移动,使得输出光谱宽度逐渐增大。RWs 在频域中位于 SC 的长波长处,在时域具有更大的时延。因此,将具有最大时延的孤子强度和红移程度作为衡量 RWs 调控效果的标准。

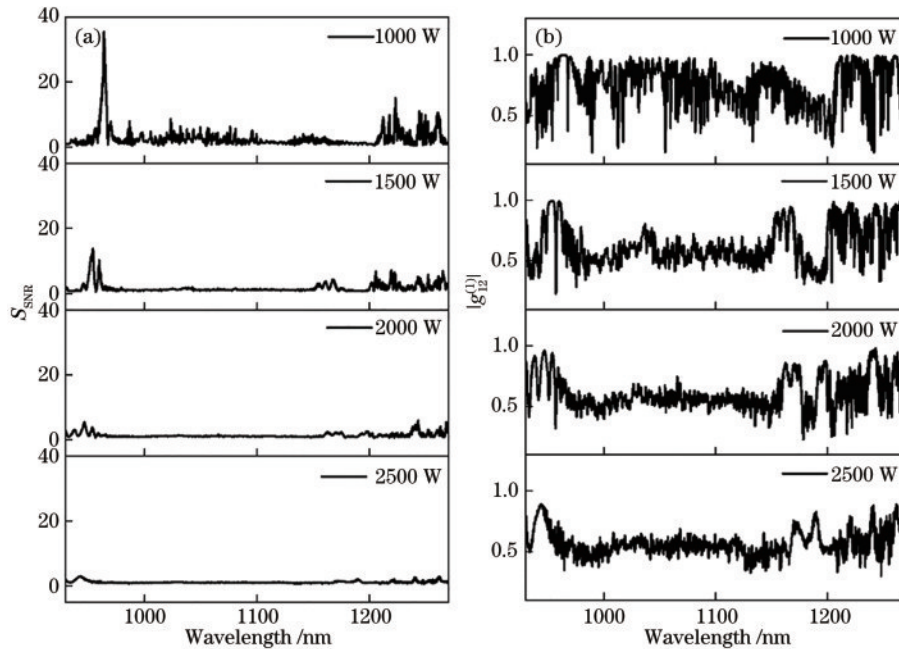


图 5 不同峰值功率减速型 FEAP 频谱的信噪比和相干性。(a) 信噪比; (b) 相干性

Fig. 5 Signal to noise ratio and coherence of decelerated FEAP spectra with different peak power. (a) Signal to noise ratio; (b) coherence

3.2 初始啁啾变化对 SC 中 RWs 的影响

图 6 展示了 5 种不同初始啁啾 (-2、-0.3、0、0.5、2) 情况下减速型 FEAP 的时域演化过程。从图 6(a) 可以看出,初始啁啾为 -2 时,在传输长度为 11.8 m 处发生孤子碰撞,形成了一个时延为 6.6 ps 的具有较高能量的孤子。从图 6(b) 可以看出,初始啁啾为 -0.3 时,在传输长度 12.5 m 处发生孤子碰撞,形成了一个时延为 5.9 ps 的具有较高能量的孤子。从图 6(c) 可以看出,初始啁啾为 0 时,孤子之间未发生碰撞。当减速型 FEAP 具有的初始啁啾为负时,与自相位调制引起的正啁啾相互抵消,减速型 FEAP 旁瓣群速度减小。因此随着初始啁啾的变化,碰撞形成的具有较高能量的孤子时延变化也较小。图 6(d) 表明,初始啁啾为 0.5 时,在传

当入射脉冲峰值功率从 1000 W 增大到 2500 W 时,从图 3 可以看出,高能孤子的时延从 6.4 ps 线性增大到 17.2 ps,归一化强度从 2.75 近似线性降低到 1.60。从图 4 可以看到,最大红移孤子对应的波长从 1189.5 nm 线性增大到 1255.3 nm。综上所述,随着入射脉冲峰值功率的增加,由减速型 FEAP 主瓣演化的高能孤子时延逐渐增大,归一化强度逐渐降低,最大红移孤子对应的波长逐渐增大。因此,随着入射脉冲峰值功率的增大,减速型 FEAP 对 RWs 的促进效果逐渐增强。

为进一步研究峰值功率变化对 SC 的影响,对不同峰值功率下 SC 的信噪比和相干性进行统计分析并表征在图 5 中。大峰值功率情况下,脉冲在很短的距离内发生分裂,由于存在调制不稳定性,随机噪声被放大,进而导致 SC 的稳定性和相干性退化。从图 5 可以看出,随着峰值功率的增加,SC 的信噪比逐渐降低稳定性变差,相干性退化。

输长度 10.3 m 处发生孤子碰撞,形成了一个时延为 7.1 ps 的具有较高能量的孤子。图 6(e) 表明,初始啁啾为 2 时,在传输长度 7.9 m 处发生孤子碰撞,形成一个时延为 8.6 ps 的具有较高能量的孤子。对于带正啁啾的减速型 FEAP 来说,随着初始啁啾的增大,碰撞形成的具有较高能量的孤子时延逐渐增大,对 RWs 的促进效果逐渐增强。原因在于正啁啾令减速型 FEAP 旁瓣群速度增加,因此孤子之间发生碰撞的位置提前。

从图 6 可以看到,孤子分别在 3.5 m、2.8 m、2.7 m、2.4 m、2 m 处发生分裂,由减速型 FEAP 主瓣再生形成的孤子与色散波发生碰撞,形成的高能孤子时延分别为 10.9 ps、13.3 ps、13.7 ps、15.6 ps、18.4 ps。在初始啁啾由负啁啾变为正啁啾的过程中,随着初始啁啾

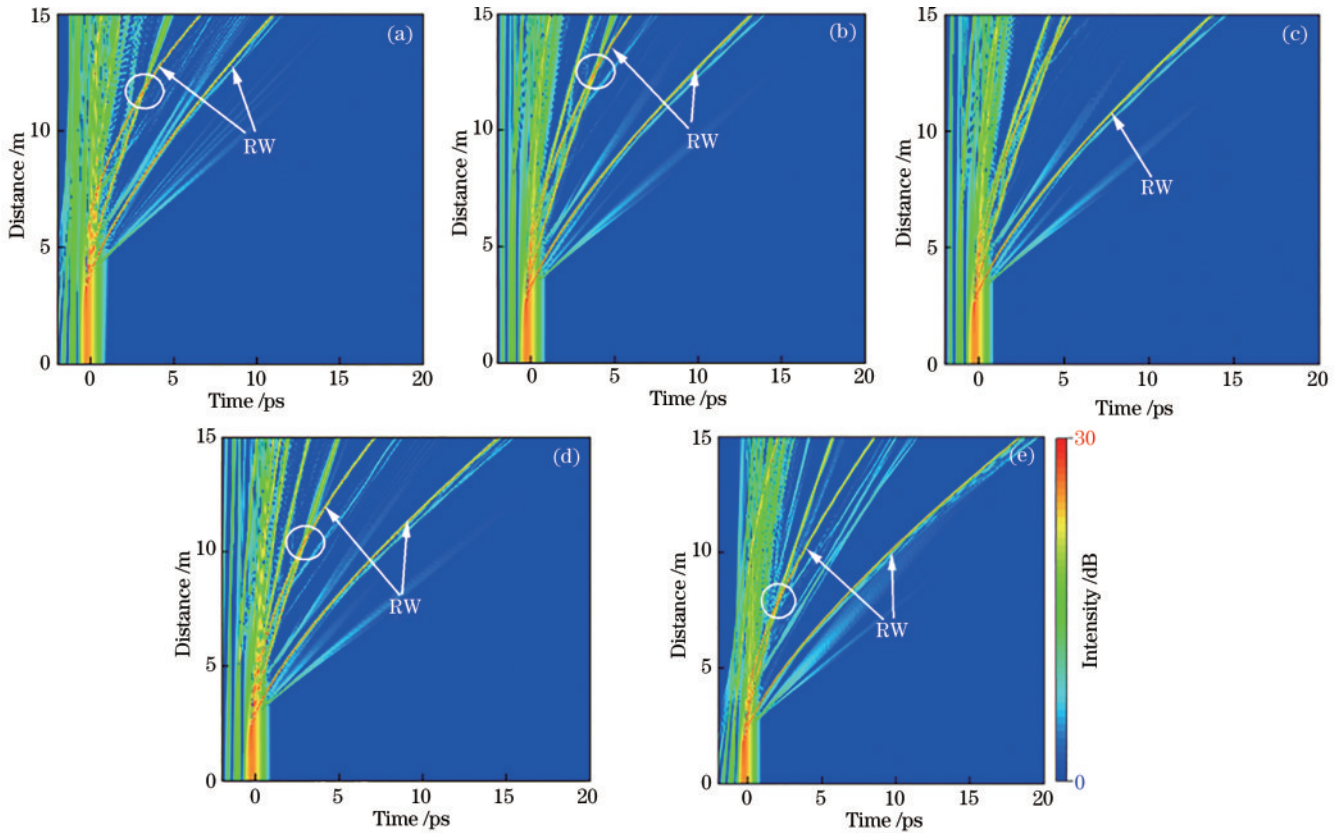


图 6 5 种不同初始啁啾情况下, 减速型 FEAP 的时域演化。(a) $C = -2$; (b) $C = -0.3$; (c) $C = 0$; (d) $C = 0.5$; (e) $C = 2$
 Fig. 6 The time-domain evolution of decelerated FEAP under five different initial chirps. (a) $C = -2$; (b) $C = -0.3$; (c) $C = 0$; (d) $C = 0.5$; (e) $C = 2$

的增大, 孤子发生分裂的位置逐渐提前, 高能孤子时延逐渐增大。当减速型 FEAP 初始啁啾为正时, 与自相位调制引起的正啁啾叠加, 从而增强脉冲压缩, 导致主瓣裂变距离更短。同时, 正啁啾提高了色散波的产生效率, 增加了孤子之间和孤子与色散波之间碰撞的概率, 因此, 在长波长方向高能孤子更容易形成。并且负啁啾将脉冲能量向短波长方向转移, 正啁啾将脉冲能量转移至长波长方向, 因此, 长波长方向形成的高能孤子具有更高的能量。由此随着初始啁啾的增大, RWs 的产生概率逐渐增大。综合来看, 随着初始啁啾的增大, 减速型 FEAP 对 RWs 的促进效果逐渐增强, 可以通过选择合适的初始啁啾来实现对 RWs 的有效调控。

图 7 展示了不同初始啁啾的减速型 FEAP 泵浦到 PCF 中形成 SC 的信噪比和相干性。初始啁啾能够令减速型 FEAP 的拉曼孤子将能量转移到色散波中, 并且啁啾的绝对值越大, 效果越明显。绝对值相同时, 正啁啾促进能量转移的效果比负啁啾好。随着初始啁啾绝对值的增大, SC 的相干性和稳定性提高。

3.3 脉冲宽度变化对 SC 中 RWs 的影响

为进一步分析减速型 FEAP 脉冲宽度对 RWs 的影响, 使用截止波长为 1100 nm 的滤波器来获得长波长处的频率分量。分别在 6 种脉冲宽度 (300 fs、350 fs、370 fs、400 fs、450 fs、500 fs) 下进行 500 次模拟。

将 500 次模拟中输出孤子峰值功率超过平均值两倍的数量定义为 n ; 将输出孤子峰值功率平均值两倍到输出孤子峰值功率统计图最大值之间的区域定义为拖尾区 (ROS); 将 ROS 占输出孤子峰值功率整体范围的比例定义为 α ; 将 500 个输出孤子峰值功率平均值的两倍用 W_1 表示; 将统计图中输出孤子峰值功率最大值用 W_2 表示。将 W_1 和 W_2 用虚线表示在图 8 中。当孤子峰值功率超过 W_1 时, 认为有 RWs 产生。为使结果分析更加直观, 以图 8 所示的减速型 FEAP 脉冲宽度为 370 fs 情况下输出孤子峰值功率统计图及其高斯拟合曲线为例进行介绍。 α 越小, 说明输出孤子峰值功率分布越集中, RWs 能够更加可控地产生。因此, 提取 500 次模拟中输出孤子峰值功率超过平均值两倍的数量 n 、ROS 占输出孤子峰值功率整体范围的比例 α 、500 个输出孤子峰值功率平均值的两倍 W_1 , 以及图中输出孤子峰值功率最大值 W_2 等 4 个特征表征在图 9 中。

从图 9 可以看出: 脉冲宽度为 300 fs 时, n 为 0, 说明该过程中没有 RWs 产生; 脉冲宽度为 400 fs 时, n 为 21, α 为 0.39。因此, 脉冲宽度为 400 fs 时, 产生 RWs 的次数最多, 孤子峰值功率分布也更加集中, 能够促使 RWs 更加可控地产生。脉冲宽度 300 fs 时, 抑制 RWs 的产生。在 300~350 fs 范围内存在一个脉冲宽度

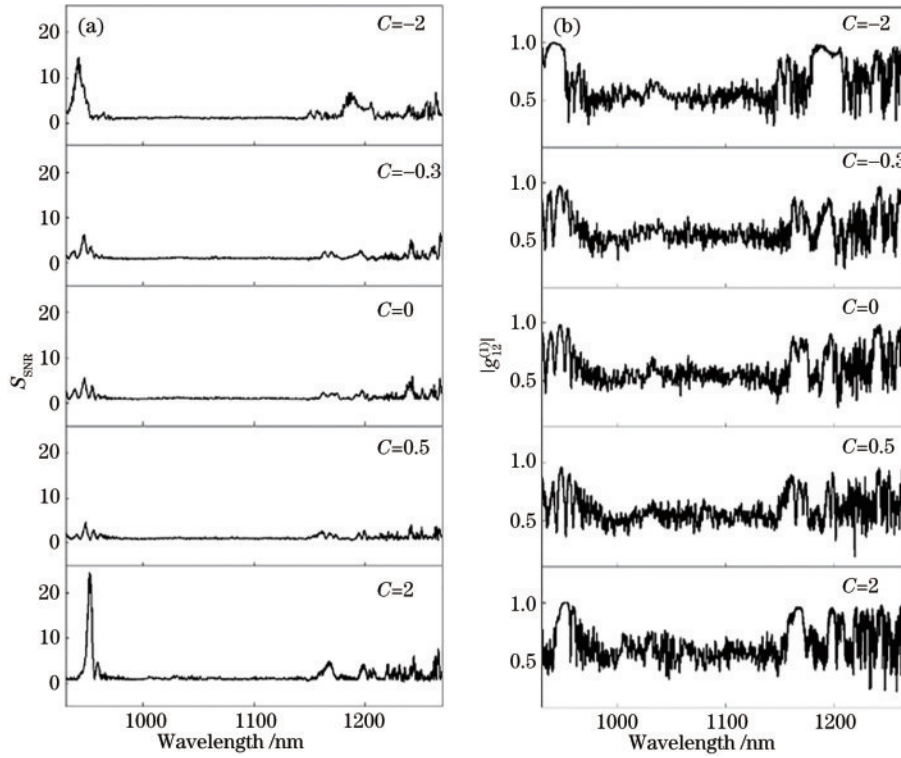


图 7 不同初始啁啾的减速型 FEAP 频谱的信噪比和相干性。(a)信噪比;(b)相干性

Fig. 7 Signal to noise ratio and coherence of decelerated FEAP spectra with different initial chirps. (a) Signal to noise ratio; (b) coherence

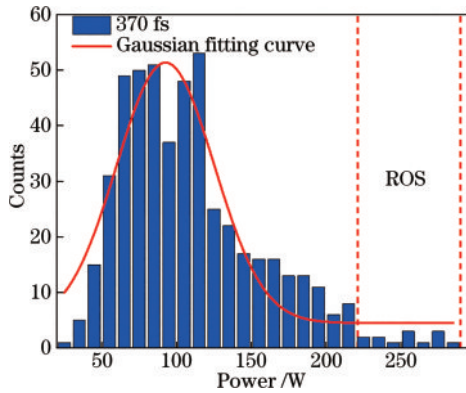


图 8 脉冲宽度为 370 fs 时,输出孤子峰值功率统计图

Fig. 8 Statistical figure of output soliton peak power when the pulse width is 370 fs

值,使得脉冲宽度对 RWs 的作用由抑制转为促进。随着脉冲宽度的增大,减速型 FEAP 对 RWs 的调控效果先增强后减弱。这是因为当脉冲宽度过小时,减速型 FEAP 不会出现调制不稳定现象,因此抑制 RWs 的产生。当脉冲宽度增大到一定值后,减速型 FEAP 出现调制不稳定现象,然而脉冲宽度越小,非线性现象越容易产生,拉曼效应影响越强,更容易产生 RWs。随着脉冲宽度的增大,非线性效应和拉曼效应减弱,孤子之间碰撞概率降低,RWs 的产生概率减小。

图 10 研究了脉冲宽度变化对 SC 的信噪比和相干性的影响。脉冲宽度越窄,非线性效应更容易产生,孤子能够在更短的距离分裂,SC 受到噪声的影响减弱。

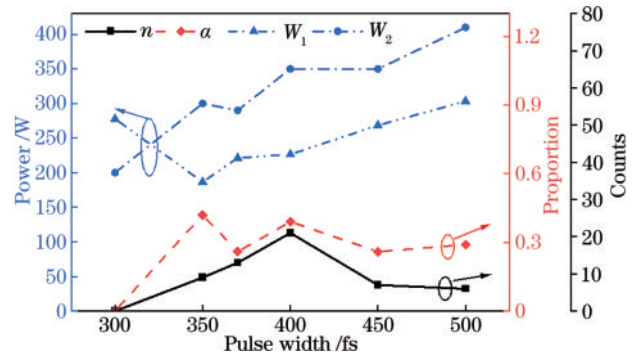


图 9 脉冲宽度不同时,500 次模拟的输出孤子峰值功率最大值、平均值的两倍值、超过平均值两倍的个数、拖尾区占输出孤子峰值功率整体范围的比例

Fig. 9 The maximum value of the peak power of the output soliton, the number of twice the average value, the number of more than twice the average value, and the proportion of the trailing region in the overall range of the peak power of the output soliton for 500 simulations with different pulse widths

随着脉冲宽度的增加,随机噪声被放大,从而使得 SC 稳定性和相干性变差。

3.4 截断系数对 SC 中 RWs 的影响

Airy 脉冲的独特特性很大程度上取决于截断系数,当截断系数很大时,其独特的特性消失。为进一步分析减速型 FEAP 截断系数对 RWs 的影响,同样在 6 种截断系数 (0.1、0.2、0.25、0.3、0.4、0.5) 下进行 500 次模拟,提取上述 4 个特征表征在图 11 中。不同

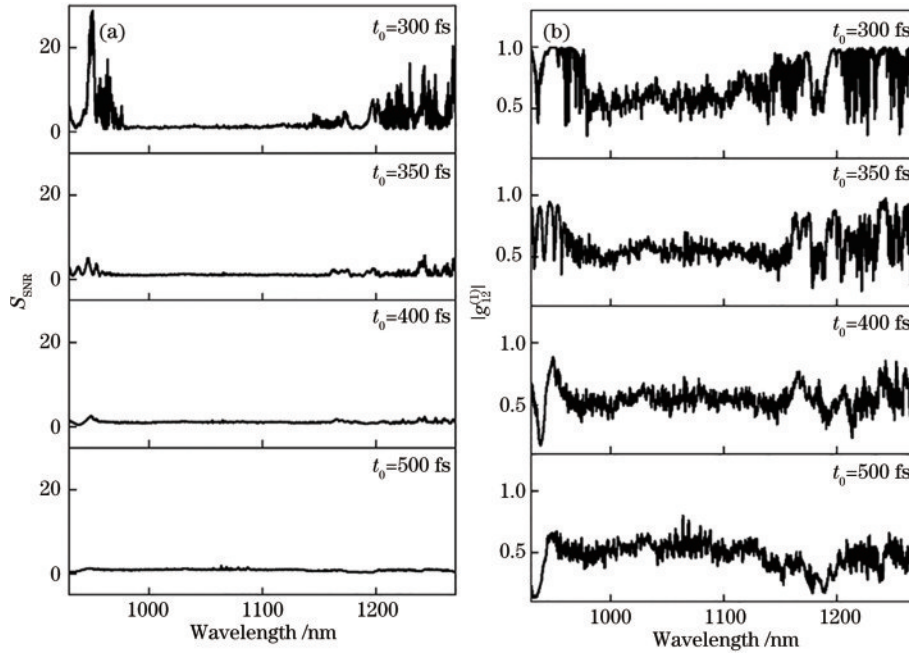


图 10 不同脉冲宽度的减速型 FEAP 频谱的信噪比和相干性。(a) 信噪比; (b) 相干性

Fig. 10 Signal to noise ratio and coherence of decelerated FEAP spectra with different pulse widths. (a) Signal to noise ratio; (b) coherence

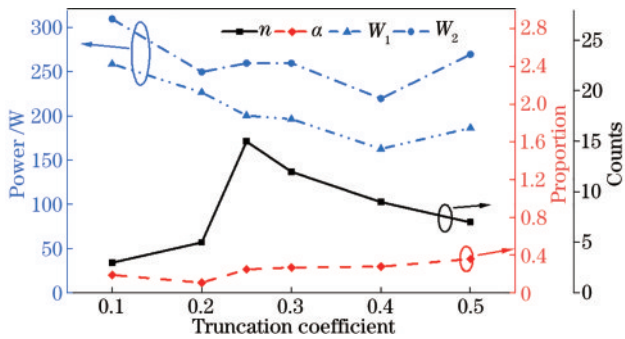


图 11 截断系数不同时, 500 次模拟的输出孤子峰值功率最大值、平均值的两倍值、超过平均值两倍的个数、拖尾区占输出孤子峰值功率整体范围的比例

Fig. 11 The maximum value of the peak power of the output soliton, the number of twice the average value, the number of more than twice the average value, and the proportion of the trailing region in the overall range of the peak power of the output soliton for 500 simulations with different truncation coefficients

截断系数的减速型 FEAP 频谱的信噪比和相干性如图 12 所示, 随着截断系数的增大, n 先增大后减小。其中, 截断系数为 0.25 时, n 取最大值, 为 15, W_1 为 200.8 W, W_2 为 260 W。因此, 截断系数为 0.25 时, 产生 RWs 的个数最多, 最大孤子峰值功率相对较大并且孤子峰值功率分布相对集中, 能够促使 RWs 更加可控地产生。截断系数越小, 减速型 FEAP 主瓣所占能量越大, 受到的非线性效应也越大, 形成的高能孤子具有更大的移动速度, 然而基阶孤子移动速度小, 因此孤子之间碰撞减少, 形成 RWs 的概率减小; 随着截断系数的增大, 减

速型 FEAP 能量减小, 主瓣所占能量随之减小, 形成的高能孤子向长波长方向的移动速度减小, 与基阶孤子碰撞概率增大, 形成 RWs 的概率增大; 当截断系数增大到一定值后, 随着截断系数的增大, 减速型 FEAP 旁瓣所占能量减小, 形成的孤子具有更小的移动速度, 孤子之间碰撞概率减小, 因此 RWs 产生概率减小。

图 12 展示了截断系数变化对 SC 的信噪比和相干性的影响。随着截断系数增大, 减速型 FEAP 脉冲主瓣所包含的能量越大, 受到非线性效应的影响增大, 同时受到噪声的影响也越大, SC 的信噪比和相干性发生退化。

3.5 分布因子对 SC 中 RWs 的影响

为研究减速型 FEAP 分布因子对 RWs 产生的影响, 对不同分布因子 (0.05、0.1、0.15、0.2、0.25、0.28、0.3、0.33、0.34、0.35、0.36、0.37、0.38、0.39、0.4) 的输出孤子峰值功率进行统计, 并提取了统计图特征。图 13 展示了分布因子低于 0.25 时 4 个特征的变化情况。从图 13 可以看出, 分布因子在 0.05~0.25 范围内变化时, n 先增大后减小, α 、 W_1 和 W_2 逐渐减小, W_1 和 W_2 差值逐渐减小。其中: 分布因子为 0.15 时, n 取最大值, 为 30, α 为 0.33, W_1 为 175.6 W, W_2 为 250.5 W, 能够促使 RWs 更加可控地产生; 分布因子为 0.25 时, n 为 2, α 为 0.13, 对 RWs 的促进效果微弱。这是由于随着分布因子的增大, 减速型 FEAP 旁瓣能量占比减小, 产生的孤子移动速度低于高能孤子, 导致孤子碰撞减少, RWs 的产生概率降低。因此, 综合 4 个特征来看, 分布因子在 0.05~0.25 范围内变化时, 随着减速型 FEAP 分布因子的增大, 对 RWs 的调控效果先增强后减弱。

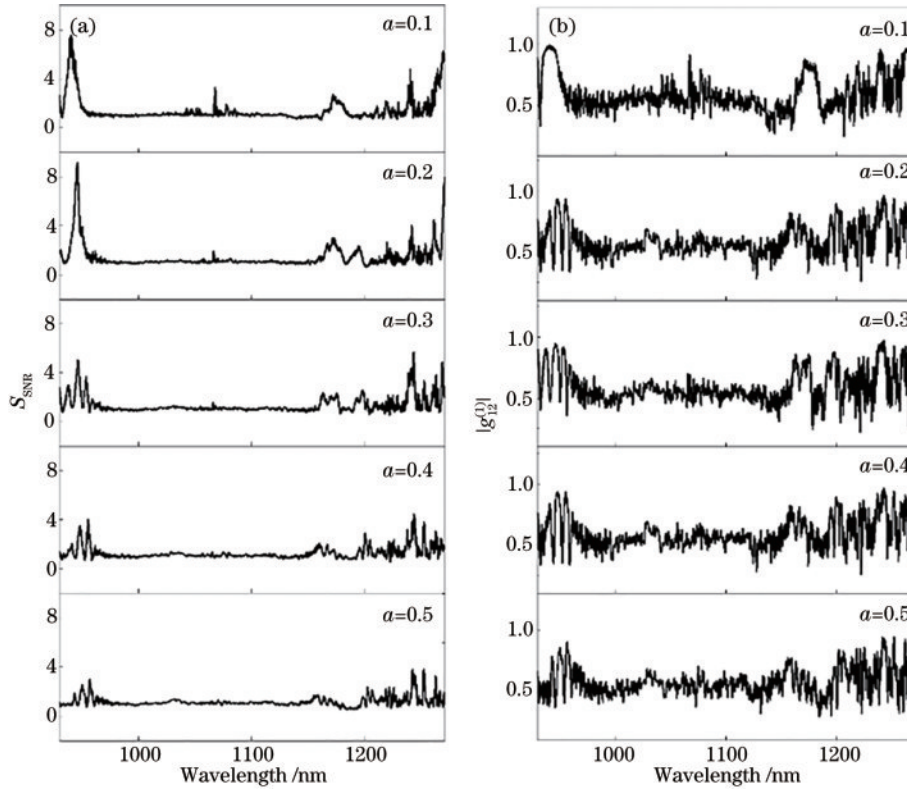


图 12 不同截断系数的减速型 FEAP 频谱的信噪比和相干性。(a) 信噪比; (b) 相干性

Fig. 12 Signal to noise ratio and coherence of decelerated FEAP spectra with different truncation coefficients. (a) Signal to noise ratio; (b) coherence

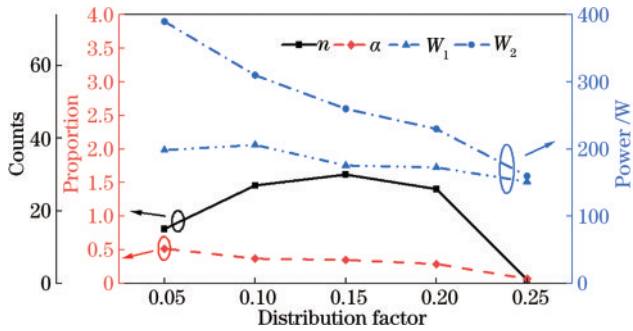


图 13 分布因子不同时, 500 次模拟的输出孤子峰值功率最大值、平均值的两倍值、超过平均值两倍的个数、拖尾区占输出孤子峰值功率整体范围的比例

Fig. 13 The maximum value of the peak power of the output soliton, the number of twice the average value, the number of more than twice the average value, and the proportion of the trailing region in the overall range of the peak power of the output soliton for 500 simulations with different distribution factors

分布因子超过 0.25 时, 减速型 FEAP 旁瓣数量减少, 孤子峰值功率都低于平均值的两倍, 无 RWs 产生。为探究分布因子大于 0.25 时对 RWs 的抑制情况, 对不同分布因子 (0.28、0.3、0.33、0.34、0.35、0.36、0.37、0.38、0.39、0.4) 进行模拟分析, 输出孤子峰值功率统计的高斯拟合曲线图如图 14 所示。从图 14(a) 可以看出: 分布因子为 0.28、0.30、0.33、0.34、0.35 时,

高斯拟合曲线无拖尾产生; W_1 和 W_2 的差值分别为 17.8 W、17.9 W、39.1 W、35.2 W、7.62 W; 高斯拟合曲线的半高宽分别为 60.5 W、48.3 W、49.8 W、56.7 W、77.3 W。虽然分布因子为 0.3 和 0.33 时, 高斯拟合曲线的半高宽有所降低, 但分布因子从 0.28 增大到 0.33 时, W_1 和 W_2 的差值逐渐增大, 因此减速型 FEAP 对 RWs 的抑制效果逐渐增强。当分布因子从 0.33 增大到 0.35 时, W_1 和 W_2 的差值逐渐减小且高斯拟合曲线的半高宽逐渐增大。因此, 在分布因子从 0.28 增大到 0.35 的过程中, 减速型 FEAP 对 RWs 的抑制效果先增强后减弱。从图 14(b) 可以看出, 分布因子为 0.36、0.37、0.38、0.39、0.4 时, 高斯拟合曲线有明显拖尾, W_1 和 W_2 的差值分别 9.5 W、6.8 W、5.4 W、3.7 W、3.4 W, 呈下降趋势, 减速型 FEAP 对 RWs 的抑制效果逐渐减弱。因此综合来看, 分布因子在 0.25~0.4 范围内变化时, 随着分布因子的增大, 对 RWs 的抑制效果先增强后减弱。分布因子变化会导致减速型 FEAP 主瓣和旁瓣能量重新分布。当分布因子较小时, 随着分布因子的增大, 减速型 FEAP 振荡拖尾数目减小, 剩余旁瓣所占能量比例增大, 主瓣能量占比减小, 在拉曼效应作用下, 所形成的基阶孤子将以更快的速度向长波长方向移动, 减速型 FEAP 主瓣所形成的高能孤子移动速度较小, 这将导致基阶孤子与减速型 FEAP 主瓣所形成的高能孤子碰撞概率增加, 因此 RWs 的产生概率增大。然

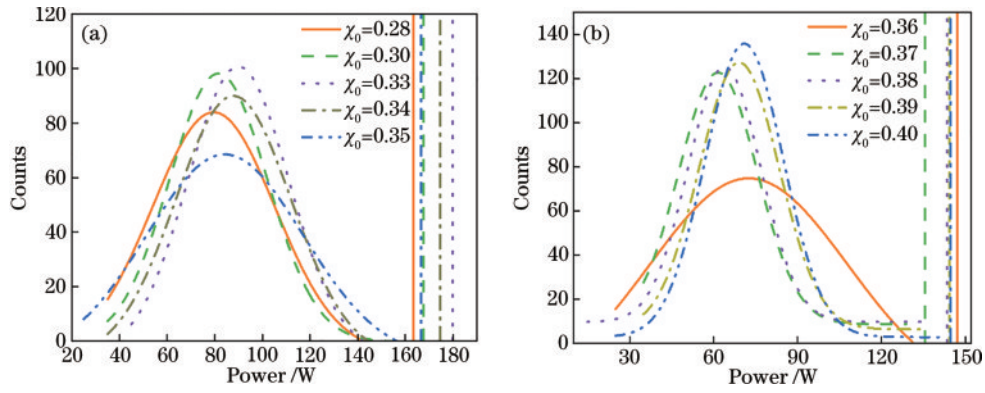


图 14 输出孤子峰值功率统计图高斯拟合曲线。(a)分布因子为0.25~0.35;(b)分布因子为0.35~0.4

Fig. 14 Output soliton peak power statistical graph Gaussian fitting curves. (a) The distribution factor is 0.25~0.35; (b) the distribution factor is 0.35~0.4

而当分布因子增大到一定值时,孤子与色散波之间的相互作用会由于相位失配而消失,因此抑制 RWs

图 15 展示了 SC 在不同分布因子情况下信噪比和相干性的变化。分布因子越小,减速型 FEAP 具有更多的振荡拖尾,在拉曼效应作用下输出频谱变宽,但是会

的产生。

出现明显的坍塌,使 SC 的相干性和稳定性降低。因此,随着分布因子的增大,SC 的稳定性和相干性提高。

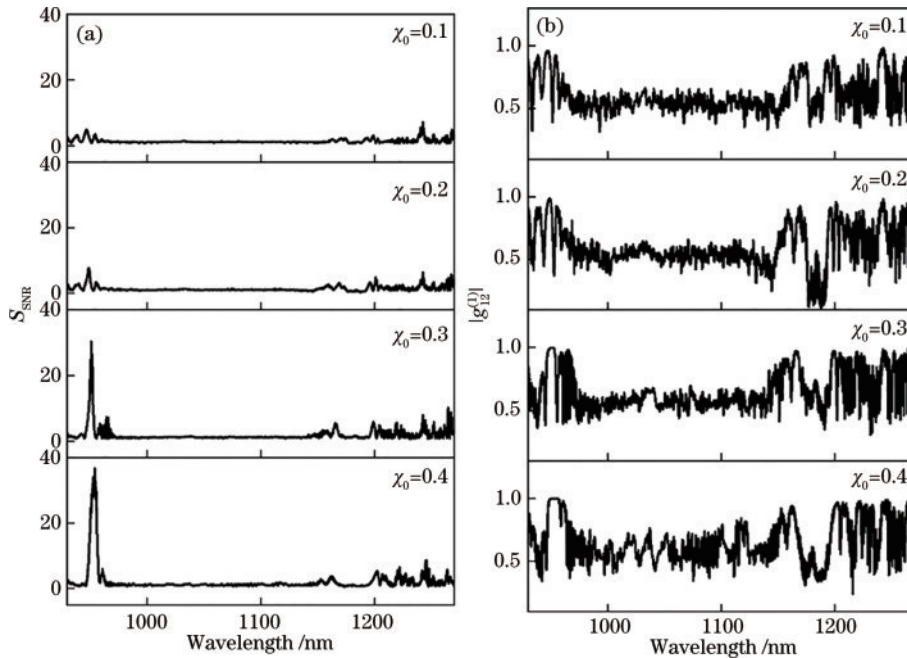


图 15 不同分布因子的减速型 FEAP 频谱的信噪比和相干性。(a)信噪比;(b)相干性

Fig. 15 Signal to noise ratio and coherence of decelerated FEAP spectra with different distribution factors. (a) Signal to noise ratio; (b) coherence

通过以上分析可以得到以下结论:随着脉冲峰值功率和初始啁啾的增大,对 RWs 的促进效果逐渐增强;随着脉冲宽度和截断系数的增大,对 RWs 的促进效果先增强后减弱;随着分布因子的增大,对 RWs 的调控效果存在拐点,在对应范围内,对 RWs 的调控效果先增强后减弱。随着脉冲峰值功率、脉冲宽度、截断系数的增大,SC 相干性和稳定性逐渐退化;随着初始啁啾绝对值和分布因子的增大,SC 的相干性和稳定性逐渐增强。因此,改变脉冲峰值功率、脉冲宽度、截断

系数、初始啁啾和分布因子大小能够有效调控 SC 中的 RWs 并影响 SC 的相干性和稳定性。

4 基于 MOPSO 寻找调控 SC 中 RWs 的最佳脉冲参数

为了准确寻找减速型 FEAP 调控 SC 中 RWs 的最佳脉冲参数,采用带约束的 MOPSO 对减速型 FEAP 参数进行优化。带约束的 MOPSO 算法参数设定如下:种群粒子数量为 10,迭代次数为 10,惯性权重 w 为

0.5; 个体学习因子 c_1 为 1.4995, 群体学习因子 c_2 为 1.4995。基于描述光场包络传播的非线性薛定谔方程模拟仿真减速型 FEAP 入射到长度为 15 m 的 PCF 的反常色散区的传输过程。仿真使用 8192 (2^{13}) 个时间网格点, 时间窗口为 80 ps, 次数为 500。

4.1 促进 SC 中 RWs 产生

根据第 3 节结论, 以 500 次仿真计算输出孤子峰值功率的平均值的两倍作为约束条件, 产生 RW 的个数 n 、统计图拖尾区占输出孤子峰值功率整体范围的比例 α , 以及 W_2 和 W_1 的差值越大时, 促进 RWs 产生的效果越好, 因此, 将 n 、 α 和 W_2 和 W_1 的差值作为促进 RWs 产生的优化目标。

把脉冲峰值功率、脉冲宽度、截断系数、初始啁啾和分布因子作为可变参数组, 以促进 RWs 产生为优化目标, 利用 MOPSO 进行迭代训练, 寻找 n 、 α 、 W_2 和 W_1

差值的最大值。图 16(a) 展示了促进 RWs 产生的优化结果, 插图为优化脉冲参数对应的减速型 FEAP 时域波形。从图中可以看出, 最优参数情况下产生 RWs 个数较多, 并且产生 RWs 的峰值功率相对集中。此时 n 为 40, α 为 0.37, W_1 和 W_2 的差值为 124.5 W。该情况下, 脉冲峰值功率、脉冲宽度、截断系数、初始啁啾和分布因子分别为 1314 W、400 fs、0.19、-0.77、0.18。与第 3 节结论对比, 脉冲宽度、截断系数和分布因子均处于促进 RWs 产生的范围内。把 MOPSO 优化结果所得脉冲泵浦到 PCF 中, 通过求解非线性薛定谔方程进行 500 次模拟, 对所得输出孤子峰值功率进行统计, 结果如图 16(b) 所示。图 16(b) 所对应的 n 为 38, α 为 0.35, W_1 和 W_2 的差值为 123.1 W, 说明该脉冲参数情况下 RWs 能够稳定产生。因此, 利用 MOPSO 对脉冲参数进行优化, 能够促使 RWs 更加可控地产生。

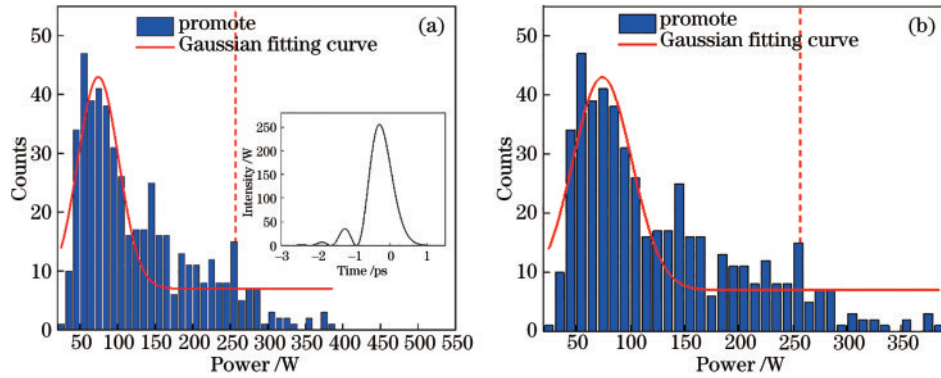


图 16 促进 RWs 产生时的结果。(a) MOPSO 优化结果, 插图为对应的减速型 FEAP 波形; (b) 最优参数情况下模拟结果
Fig. 16 The results of promoting the generation of RWs. (a) MOPSO optimization results, illustrated by the corresponding decelerated FEAP waveform; (b) simulation results under optimal parameters

4.2 抑制 SC 中 RWs 产生

500 次仿真计算输出光孤子峰值功率直方图高斯拟合曲线的半高宽越小及 W_1 和 W_2 的差值越大时, 对 RWs 的抑制效果越好。因此, 将高斯拟合曲线半高宽及 W_1 和 W_2 的差值作为抑制 RWs 产生的优化目标。

以抑制 RWs 产生为目标, 利用 MOPSO 进行迭代

训练, 寻找高斯拟合曲线的半高宽最小值及 W_1 和 W_2 差值的最大值。图 17(a) 展示了抑制 RWs 产生的优化结果, 插图为优化脉冲参数对应的减速型 FEAP 时域波形。从图 17(a) 不难看出, 统计图无拖尾, 并且输出孤子峰值功率分布较为集中, 达到了抑制 RWs 产生的效果。此时, 所对应的高斯拟合曲线的半高宽为

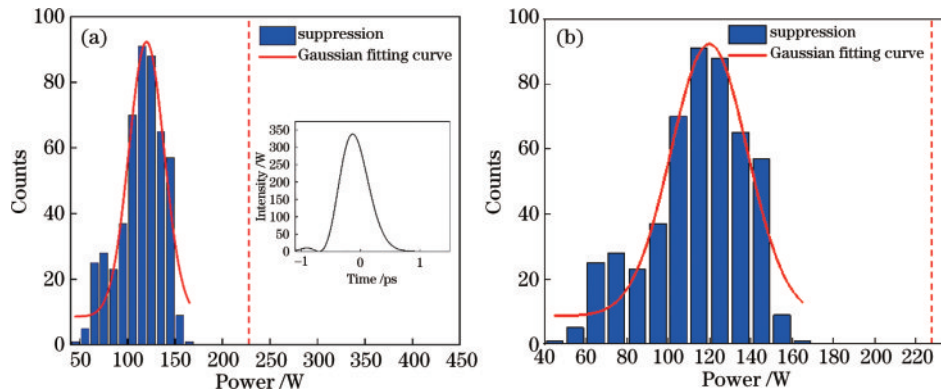


图 17 抑制 RWs 产生时的结果。(a) MOPSO 优化结果, 插图为对应的减速型 FEAP 波形; (b) 最优参数情况下模拟结果
Fig. 17 The results of suppressing the generation of RWs. (a) MOPSO optimization results, illustrated by the corresponding decelerated FEAP waveform; (b) simulation results under optimal parameters

37.2, W_1 和 W_2 的差值为 67.9 W。该情况下, 脉冲峰值功率、脉冲宽度、截断系数、初始啁啾和分布因子分别为 2317 W、300 fs、0.41、-1.94、0.24。与第 3 节结论对比, 脉冲宽度、截断系数、初始啁啾和分布因子均处于对 RWs 促进效果逐渐减弱的区域, 说明多参数变化时与单参数变化情况相似。把 MOPSO 优化结果所得脉冲泵浦到 PCF 中, 通过求解非线性薛定谔方程进行 500 次模拟, 对所得输出孤子峰值功率进行统计得到图 17(b)。图 17(b) 所对应的高斯拟合曲线的半高宽为 43.6, W_1 和 W_2 的差值为 65.7 W, 说明在该脉冲参数情况下能够抑制 RWs 的产生。

5 结 论

本文验证了减速型 FEAP 振荡拖尾结构能够代替添加种子光达到调控 SC 中 RWs 的效果, 并研究了 PCF 反常色散区减速型 FEAP 参数变化对 RWs 的影响。研究表明: 脉冲峰值功率在 1000~2500 W 范围内时, 对 RWs 的促进效果逐渐增强, SC 的相干性和稳定性逐渐降低; 初始啁啾在 -2~2 范围内变化时, 对 RWs 的促进效果逐渐增强; 随着初始啁啾绝对值的增大, SC 的相干性和稳定性有所提高; 脉冲宽度在 300~500 fs 范围内变化、截断系数在 0~0.5 范围内变化时, 对 RWs 的促进效果先增强后减弱, SC 的相干性和稳定性逐渐退化; 分布因子在 0~0.25 范围内变化时, 对 RWs 的促进效果先增强后减弱; 分布因子在 0.25~0.4 范围内变化时, 对 RWs 的抑制效果先增强后减弱; 随着分布因子的增大, SC 相干性和稳定性逐渐增强。

利用 MOPSO 优化减速型 FEAP 参数: 以促进 RWs 产生为目标时, 经 MOPSO 优化后, RWs 的产生个数 n 为 40, 并且输出孤子峰值功率相对集中。此时, 脉冲峰值功率、脉冲宽度、截断系数、初始啁啾和分布因子分别为 1314 W、400 fs、0.19、-0.77、0.18。以抑制 RWs 产生为目标时, 经 MOPSO 优化后, 高斯拟合曲线的半高宽为 43.6, 并且输出孤子峰值功率集中在 40~170 W 范围内。此时, 脉冲峰值功率、脉冲宽度、截断系数、初始啁啾和分布因子分别为 2317 W、300 fs、0.41、-1.94、0.24。将迭代结果所得脉冲重新泵浦到 PCF 中, 所得输出孤子峰值功率统计情况与 MOPSO 优化结果相差较小, 证明 MOPSO 能够准确寻找到调控 RWs 的最佳脉冲参数。研究结果可为调控 RWs 的可控产生提供新的思路。

参 考 文 献

- [1] Bleotu P G, Wheeler J, Papadopoulos D, et al. Spectral broadening for multi-Joule pulse compression in the APOLLON Long Focal Area facility[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2022, 10: e9.
- [2] Yang L Y, Yang Y K, Zhang B, et al. Record power and efficient mid-infrared supercontinuum generation in Germania fiber with high stability[J]. High Power Laser

Science and Engineering, 2022, 10: e36.

- [3] 戴世勋, 王敏, 王莹莹, 等. 基于硫系玻璃光纤的中红外超连续谱产生研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2020, 57(7): 071603.
Dai S X, Wang M, Wang Y Y, et al. Review of mid-infrared supercontinuum spectrum generation based on chalcogenide glass fibers[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2020, 57(7): 071603.
- [4] Smirnov S V, Ania-Castañón J D, Kobtsev S, et al. Supercontinuum in telecom applications[M]//Alfano R R. The Supercontinuum laser source: the ultimate white light. Cham: Springer, 2022: 397-432.
- [5] Ji X C, Mojahed D, Okawachi Y, et al. Millimeter-scale chip-based supercontinuum generation for optical coherence tomography[J]. Science Advances, 2021, 7(38): eabg8869.
- [6] Poudel C, Kaminski C F. Supercontinuum radiation in fluorescence microscopy and biomedical imaging applications[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2019, 36(2): A139-A153.
- [7] Li Q, Duan X Q. Effect of a weak CW trigger on optical rogue waves in the femtosecond supercontinuum generation [J]. Optics Express, 2015, 23(12): 16364-16371.
- [8] Duan X Q, Li Q. Control of optical rogue waves in the femtosecond supercontinuum generation using a weak continuous wave trigger[C]//2015 11th Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR), August 24-28, 2015, Busan, Korea (South). New York: IEEE Press, 2016.
- [9] Zhao S L, Yang H, Xiao Y Z. Effects of a seed pulse on rogue-wave formation for midinfrared supercontinuum generation in chalcogenide photonic crystal fibers[J]. Physical Review A, 2018, 98(4): 043817.
- [10] Liu S, Han X, Lü J Q, et al. Suppression of optical rogue waves by dispersion oscillating fiber in the mid-infrared supercontinuum[J]. Frontiers in Physics, 2021, 9: 761513.
- [11] Sysoliatin A A, Gochelashvili K S, Konyukhov A, et al. All-optical fiber soliton processing using dispersion oscillating fiber[J]. Laser Physics Letters, 2020, 17(6): 065105.
- [12] Huang C, Nakkeeran K, Li Q. Control of long pulse pumped supercontinuum generation using weak trigger signal[J]. Journal of Lightwave Technology, 2020, 38: 1506-1512.
- [13] Li Q, Li F, Wong K K Y, et al. Investigating the influence of a weak continuous-wave-trigger on picosecond supercontinuum generation[J]. Optics Express, 2011, 19(15): 13757-13769.
- [14] Zhao S L, Yang H, Chen N S, et al. Controlled generation of high-intensity optical rogue waves by induced modulation instability[J]. Scientific Reports, 2017, 7: 39926.
- [15] Baumgartl J, Mazilu M, Dholakia K. Optically mediated particle clearing using Airy wavepackets[J]. Nature Photonics, 2008, 2(11): 675-678.
- [16] 左茂武, 石智伟, 李华刚. 两艾里-高斯光束在非局域非线性缺陷晶格中的相互作用[J]. 激光与光电子学进展, 2020, 57(5): 051901.

- Zuo M W, Shi Z W, Li H G. Interaction of two Airy-gaussian beams in nonlocal nonlinear medium with defected lattices[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(5): 051901.
- [17] 李怡, 楚兴春, 唐翰玲, 等. 有限能量艾里光束的传输演化特性[J]. *激光与光电子学进展*, 2022, 59(13): 1326001.
- Li Y, Chu X C, Tang H L, et al. Propagation and evolution properties of finite energy airy beams[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2022, 59(13): 1326001.
- [18] Zhang P, Prakash J, Zhang Z, et al. Trapping and guiding microparticles with morphing autofocusing Airy beams[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(15): 2883-2885.
- [19] Jia S, Vaughan J C, Zhuang X. Isotropic 3D super-resolution imaging with a self-bending point spread function[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(4): 302-306.
- [20] Mathis A, Courvoisier F, Froehly L, et al. Micromachining along a curve: Femtosecond laser micromachining of curved profiles in diamond and silicon using accelerating beams[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 101(7): 071110.
- [21] Peng H Y, Li Y, Peng J, et al. Evolution of Airy-Gaussian pulses in photonic crystal fiber with two zero-dispersion wavelengths[J]. *Optik*, 2022, 250: 168324.
- [22] Li Y, Peng J, Tan C, et al. Numerical investigation on the dynamic propagation of finite-energy Airy pulses in photonic crystal fibre[J]. *Journal of Modern Optics*, 2020, 67(5): 445-453.
- [23] Khalatpour A, Paulsen A K, Deimert C, et al. High-power portable terahertz laser systems[J]. *Nature Photonics*, 2021, 15(1): 16-20.
- [24] Benton D, Sugden K, Zandi M. Coherence imaging for laser detection[J]. *Proceedings of SPIE*, 2020, 11537: 115370K.
- [25] 朱尚典, 张贺, 马晓辉, 等. 高亮度半导体激光泵浦源光纤耦合系统设计[J]. *激光与光电子学进展*, 2023, 60(15): 1522002.
- Zhu S D, Zhang H, Ma X H, et al. Design of fiber coupling system for high brightness semiconductor laser pump source[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2023, 60(15): 1522002.
- [26] Abdelaziz I, AbdelMalek F, Haxha S, et al. Photonic crystal fiber with an ultrahigh birefringence and flattened dispersion by using genetic algorithms[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2013, 31(2): 343-348.
- [27] Hameed M F O, Mahmoud K R, Obayya S S A. Metaheuristic algorithms for dispersion optimization of photonic crystal fibers[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2016, 48(2): 127.
- [28] Goodman J, King M, Dolier E J, et al. Optimization and control of synchrotron emission in ultraintense laser - solid interactions using machine learning[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2023, 11: e34.
- [29] Wu F Y, Yang X H, Ma Y Y, et al. Machine-learning guided optimization of laser pulses for direct-drive implosions[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2022, 10: e12.
- [30] Arteaga-Sierra F, Milián C, Torres-Gómez I, et al. Optimization for maximum Raman frequency conversion in supercontinuum sources using genetic algorithms[J]. *Revista Mexicana De Física*, 2017, 63(2): 111-116.
- [31] Dashtban Z, Salehi M R, Abiri E. Supercontinuum generation in near-and mid-infrared spectral region using highly nonlinear silicon-core photonic crystal fiber for sensing applications[J]. *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, 2021, 46: 100942.
- [32] 刘帅龙, 桑建兵, 赵路明, 等. 小生境遗传算法的改进及其在橡胶材料参数反演中的应用[J]. *河北工业大学学报*, 2022, 51(1): 21-26, 41.
- Liu S L, Sang J B, Zhao L M, et al. The improvement on niche genetic algorithm and its application on parameters identification for rubber material[J]. *Journal of Hebei University of Technology*, 2022, 51(1): 21-26, 41.
- [33] 关玉明, 郜云鹏, 崔佳, 等. 基于粒子群算法的支撑式转臂驱动装置铰点位置的优化[J]. *河北工业大学学报*, 2018, 47(1): 32-38.
- Guan Y M, Xi Y P, Cui J, et al. Optimization of the hinge position for driving device of support rotating arm based on PSO[J]. *Journal of Hebei University of Technology*, 2018, 47(1): 32-38.
- [34] Huang J W, Zeng J, Bai Y F, et al. Layout optimization of fiber Bragg grating strain sensor network based on modified artificial fish swarm algorithm[J]. *Optical Fiber Technology*, 2021, 65: 102583.
- [35] Zhao S, Yang H, Xiao Y. Effects of a seed pulse on rogue-wave formation for midinfrared supercontinuum generation in chalcogenide photonic crystal fibers[J]. *Physical Review A*, 2018, 98(4): 043817.
- [36] Genty G, Dudley J M, Eggleton B J. Modulation control and spectral shaping of optical fiber supercontinuum generation in the picosecond regime[J]. *Applied Physics B*, 2009, 94(2): 187-194.