

饱和非均匀光纤中啾啾孤子的频谱特性研究

薛瑞荣, 贾鹤萍, 杨荣草*

山西大学物理工程学院, 山西 太原 030006

摘要 基于包含拉曼效应的三次-五次变系数非线性薛定谔方程的啾啾孤子解,研究了周期色散分布的饱和非均匀光纤系统中啾啾单孤子和双孤子的频谱演化特性。结果表明,在均匀光纤和非均匀光纤中,由于高阶效应仅与孤子的相位相关,因此高阶效应不会影响孤子时域中的波形,但会直接影响孤子的频谱。在均匀光纤中,孤子啾啾参数约化为零,高阶效应使无啾啾的单孤子频谱发生红移,且频谱的高频侧出现旁瓣;相对于单孤子,平行演化和相互碰撞的双孤子的频谱均会产生分裂,而高阶效应会加剧双孤子频谱的分裂。与均匀光纤中单孤子和双孤子的特性相比,在周期色散分布光纤中,啾啾参数周期性的变化导致单孤子的脉宽和频谱周期性地被压缩和展宽;而对于双孤子,在碰撞时其频谱出现极大展宽,啾啾使准平行传输和相互碰撞的双孤子在相互靠近时的频谱发生蓝移,而高阶效应使其频谱发生红移。研究结果对研究超快光通信系统中高功率信号的频谱特性具有重要的意义。

关键词 非线性光学; 非均匀光纤; 均匀光纤; 啾啾孤子; 高阶效应; 频谱

中图分类号 O437

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.2219001

Spectral Characteristics of Chirped Solitons in Saturable Inhomogeneous Fiber

Xue Ruirong, Jia Heping, Yang Rongcao*

College of Physics & Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

Abstract Based on the chirped soliton solutions of the nonlinear Schrödinger equation with cubic-quintic variable coefficients under Raman effect, the spectral evolution characteristics of chirped one-soliton and two-soliton in a saturable inhomogeneous fiber system with a periodic dispersion distribution are studied. The results show that in both homogeneous and inhomogeneous fibers, the high order effects do not affect the soliton waveforms in time domain, but directly influence their spectra, because they are only related to the phase of the solitons. In the homogeneous fiber, the chirp parameters of solitons are reduced to zero and the high-order effects make the spectrum of unchirped one-soliton redshift and the accompanied sidelobe appear at the side of high frequency. Compared with the one-soliton, the two-soliton with parallel transmission or colliding evolution shows splitting in its spectrum, and the high-order effects enhance the spectral splitting of two-soliton. Compared with the properties of one-soliton and two-soliton in a homogeneous fiber, the periodical change of chirp parameters in a periodic dispersion-distributed fiber causes that the pulse width and spectrum of one-soliton are periodically compressed and expanded. In contrast, as for the two-soliton, its spectrum is significantly broadened during collision and the chirp makes the spectrum of two-soliton blueshift for two-soliton with quasi-parallel transmission or colliding evolution, while the high-order effects make the spectrum redshift. The presented results are of great significance to study the spectral characteristics of high power signals in ultrafast optical communication systems.

Key words nonlinear optics; inhomogeneous fiber; homogeneous fiber; chirped solitons; high-order effects; spectra

OCIS codes 190.5530; 190.4370; 060.2230

1 引 言

众所周知,由于群速度色散(GVD)与自相位调

制(SPM)之间的精确平衡,孤子能够在光纤中长途传输而不失真,光孤子被认为是光纤通信的优良载体,在理论与实验方面都受到了广泛关注^[1-6]。光

收稿日期: 2020-06-15; 修回日期: 2020-07-17; 录用日期: 2020-07-24

基金项目: 国家自然科学基金(61775126)、山西省自然科学基金(201801D221164, 201801D121119)

* E-mail: sxdxyrc@sxu.edu.cn

孤子在光纤中传输的理论模型是标准的非线性薛定谔方程^[1-2],若光孤子的峰值功率很高,当脉宽被缩短到飞秒量级时,需要考虑饱和和五阶非线性效应和拉曼效应等高阶效应,此时孤子在光纤中传输的模型需要用包含高阶效应的非线性薛定谔方程来描述^[1-2]。基于高阶非线性薛定谔方程,许多学者研究了非线性光纤中高阶效应对光孤子传输的影响^[7-12]。文献[10]基于包含拉曼效应的三次-五次非线性薛定谔方程,采用 Hirota 双线性变换法得到了精确的单孤子和双孤子解,并研究了均匀光纤中孤子的传输特性。文献[11]利用相似变换得到单孤子和双孤子解,详细分析了指数分布系统、非线性管理系统和色散管理系统三种非均匀光纤系统中孤子的传输特性。文献[12]中求解出了包含三阶色散、拉曼效应和自陡峭的变系数高阶非线性薛定谔方程的双孤子解,并研究了线性、类抛物线和周期型孤子之间的弹性相互作用。近年来,也有一些研究工作是针对孤子的频谱^[13-19]。例如,钟先琼等^[13]数值研究了交叉相位调制引起的频率啁啾对高斯脉冲的频谱的影响。Zhao 等^[14]研究发现,在三种零色散波长的光子晶体光纤中,通过改变脉冲的初始啁啾可以灵活地调控脉冲的频谱范围以及平坦度。Wu 等^[15]研究了色散渐增光纤中预啁啾对双曲正割脉冲的频谱压缩增强效应。Jia 等^[16]研究了非自治非均匀光纤系统中的啁啾孤子的周期性隧穿的频谱特性。Yang 等^[17]基于相似变换和 Hirota 双线性变换,给出了包含拉曼效应的三次-五次变系数非线性薛定谔方程的亮暗单孤子解和双孤子解,研究了非均匀光纤中相互作用的孤子的隧穿效应。最近, Balla 等^[18]分析了拉曼散射效应对具有不同相位差的无啁啾孤子相互作用频谱的影响。王蕾等^[19]通过双余弦相位调制改善了啁啾超高斯脉冲的频谱压缩质量。但是,关于考虑拉曼效应的饱和非均匀光纤中孤子及双孤子的频谱研究鲜有报道。在通信系统中,信号频谱是信号特性的重要内容,直接影响通信系统的性能,为了提高传输信号的保真度,系统需要有足够大的频宽以保证信号的绝大部分频率分量通过,且通过扩展频带可换取系统的高信噪比。因此,本文研究了饱和非均匀光纤系统中啁啾孤子的频谱演化特性。

其中

$$\rho(z) = \left\{ \frac{2\gamma_0}{\beta_0 [1 + \epsilon \cos(lz)]} \right\}^{1/2}, \quad (6)$$

2 理论模型

光脉冲在饱和非均匀光纤中的传输模型可用下面的变系数高阶非线性薛定谔方程^[11,17]来描述,即

$$iu_z + \frac{\beta(z)}{2}u_{zz} + \gamma(z)|u|^2u + \alpha(z)|u|^4u + \frac{p(z)}{2}t^2u + i\delta(z)u(|u|^2)_t = i\Gamma(z)u, \quad (1)$$

式中: u_z 为行波项; u_{zz} 为色散效应参数; u 为光脉冲归一化慢变振幅包络; z 和 t 分别为归一化的传输距离和时间; $\beta(z)$ 为群速度色散系数; $\gamma(z)$ 和 $\alpha(z)$ 分别为三阶和五阶非线性效应系数; $p(z)$ 为二次谐波势; $\delta(z)$ 为拉曼散射系数; $\Gamma(z)$ 为增益或损耗系数。当忽略(1)式中的谐波外势和拉曼散射效应,即 $p(z) = \delta(z) = 0$ 时,(1)式可简化为变系数的三次-五次非线性薛定谔方程,文献[20-22]研究了该方程的亮、暗(灰)孤子的传输特性以及孤子的非线性隧穿效应。当不考虑拉曼效应,即 $\delta(z) = 0$ 时,文献[23-25]研究了渐变折射率波导中的亮、暗以及扭结孤子的传输特性。当不考虑二次谐波外势,即 $p(z) = 0$ 时,文献[11,26-27]研究了五阶非线性和拉曼效应影响下的非均匀系统中超短啁啾孤子以及呼吸子和怪波的传输特性。最近,文献[17]解析得到了(1)式的亮暗啁啾单孤子和双孤子解,并研究了其时域演化特性及相互作用情况。下面在一个周期色散分布的非均匀光纤系统中详细研究啁啾单孤子和双孤子的频谱演化特性,所采用的色散和非线性参数^[28-29]为

$$\begin{cases} \beta(z) = \beta_0 [1 + \epsilon \cos(lz)] \\ \gamma(z) = \gamma_0 \end{cases}, \quad (2)$$

式中: β_0 为初始色散值; ϵ 和 l 分别为描述色散周期变化的幅度和频率; γ_0 为非线性系数。为简单起见,在以下的分析中均忽略光纤损耗。根据文献[17],在周期色散分布非均匀系统(2)式中,当满足以下条件时,即

$$2\beta(z)\alpha(z) - \delta^2(z) = 0, \quad (3)$$

$$\epsilon l^2 \cos(lz) [1 + \epsilon \cos(lz)] + \epsilon^2 l^2 \sin^2(lz) + p(z)\beta_0 [1 + \epsilon \cos(lz)]^3 = 0, \quad (4)$$

(1)式存在精确的啁啾单孤子解,即

$$u = \rho(z)\Phi(z, t)\exp[\varphi(z, t)], \quad (5)$$

$$\Phi(z, t) = \frac{m}{2} \operatorname{sech}\left(\frac{\sigma + \zeta + \zeta^*}{2}\right) \exp\left\{i \operatorname{Im}(\zeta) - \frac{\sigma}{2} - i \int \frac{2\alpha(z) |m|^2 \exp(\zeta + \zeta^*)}{\delta(z) w(z) [1 + \exp(\delta + \zeta + \zeta^*)]} dt\right\}, \quad (7)$$

$$\zeta = \frac{2\gamma_0 k [t - t_c(z)]}{\beta_0 [1 + \epsilon \cos(lz)]} + i \frac{2k^2 \gamma_0^2}{\beta_0} \int \frac{1}{1 + \epsilon \cos(lz)} dz, \quad (8)$$

$$t_c(z) = -2\gamma_0 [1 + \epsilon \cos(lz)] \int \frac{1}{1 + \epsilon \cos(lz)} dz, \quad (9)$$

$$w(z) = \frac{\beta_0 [1 + \epsilon \cos(lz)]}{2\gamma_0}, \quad (10)$$

$$\varphi(z, t) = -\frac{\epsilon l \sin(lz)}{2\beta_0 [1 + \epsilon \cos(lz)]^2} t^2 - \frac{2\gamma_0}{\beta_0 [1 + \epsilon \cos(lz)]} t - \frac{2\gamma_0^2}{\beta_0} \int \frac{1}{1 + \epsilon \cos(lz)} dz, \quad (11)$$

$$\exp(\sigma) = \frac{mm^*}{2(k + k^*)^2}, \quad (12)$$

式中： $*$ 为取共轭； m, k 为任意常数。显然，该孤子的振幅 $\rho(z)$ ，脉宽 $w(z)$ ，中心位置 $t_c(z)$ 以及相位 $\varphi(z, t)$ 均与非均匀光纤系统(2)式的色散参数 β_0 ， ϵ, l 以及非线性参数 γ_0 有关。由(4)式和(6)~(12)式可知，谐波外势 $p(z)$ 和孤子的演化特性无关，但会直接影响该孤子的存在条件。根据(11)式，可以得到随传输距离变化的啁啾参量 $C(z)$ 表达式为

$$C(z) = \frac{l\epsilon \sin(lz)}{\beta_0 [1 + \epsilon \cos(lz)]^2}. \quad (13)$$

当忽略(1)式中五次非线性项 $\alpha(z)$ 、拉曼散射项 $\delta(z)$ 和谐波外势项 $p(z)$ 时，孤子解(5)式可简化为低阶变系数非线性薛定谔方程的精确啁啾孤子解^[30-33]。从孤子解的参数表达式(6)~(12)式可以看出，高阶效应与孤子的幅度 $\rho(z)$ 及轨迹 $t_c(z)$ 无关，仅影响孤子的相位，从而影响其频谱特性。同理，根据文献^[17]可以得到精确的双孤子解，由于解的形式比较复杂，这里不再给出，双孤子解可被用来研究两个孤子间的相互作用^[17]。下面详细研究在非均匀光纤中受高阶效应影响的啁啾孤子的频谱演化特性，孤子的频谱 $U(z, \omega)$ 可通过对其时域表达式 $u(z, t)$ 进行傅里叶变换得到，其中 ω 为归一化的频移。

3 啁啾孤子的频谱演化特性

为了分析非均匀光纤中孤子的频谱演化特性，首先考虑均匀的情况即 $\epsilon = 0$ ，此时(2)式中色散系数和非线性系数均为常数。根据(13)式，啁啾参数 $C(z) = 0$ ，意味着孤子解(5)式在均匀光纤系统中是无啁啾的。图1给出了孤子解(5)式在均匀光纤中

的时域和频域演化特性，其中 $U(z, \omega)$ 为孤子的频谱， $u(z, t)$ 为孤子的时域谱。从图1(a)、(c)可以看到，无论是否存在高阶效应，孤子随着传输距离的时域演化特性是完全相同的，这可从孤子的参数表达式(6)~(12)式得到解释，五次非线性项和拉曼散射项只影响孤子解的相位，而不影响其幅度和脉宽。另外，根据孤子轨迹 $t_c(z)$ 的表达式(9)式可知，当 $\epsilon = 0$ 时， $t_c(z)$ 是传输距离 z 的线性函数，所以孤子沿着传输方向有一个不为零的恒定速度。然而，存在高阶效应时孤子的频谱特性与无高阶效应时的频谱特性是截然不同的，如图1(b)、(d)所示。当不考虑高阶效应时，很明显可以看到孤子的中心频率位于 $\omega = 0.8$ 处，频移量可以从孤子解的相位表达式(11)式得到。当考虑高阶效应时，对比图1(b)、(d)发现，在高阶效应的影响下，孤子的频谱展宽，整体红移，且频谱的高频侧出现旁瓣。

当 $\epsilon \neq 0$ 时，(2)式描述一个周期色散分布的非均匀光纤系统，根据(6)~(12)式可知，孤子的脉宽 $w(z)$ 和轨迹 $t_c(z)$ 都是传输距离 z 的函数，此时啁啾参数 $C(z)$ 不为零。图2为啁啾孤子(5)式在周期色散分布系统中的时域和频域演化特性。与图1相比，在均匀和周期色散分布非均匀系统中，高阶效应都不影响孤子在时域中的演化特性；然而，在周期色散分布非均匀系统中，孤子的脉宽和幅度呈周期性的变化，如图2(a)、(c)所示，对应的频谱也呈周期性的展宽和压缩，如图2(b)、(d)所示。进一步比较图2(b)、(d)发现，当考虑高阶效应时，虽然孤子频谱的高频侧也出现旁瓣，但高阶效应的存在使孤子频谱的展宽不是很明显，这与上面均匀光纤中高阶效应对孤子频谱的影响不同。

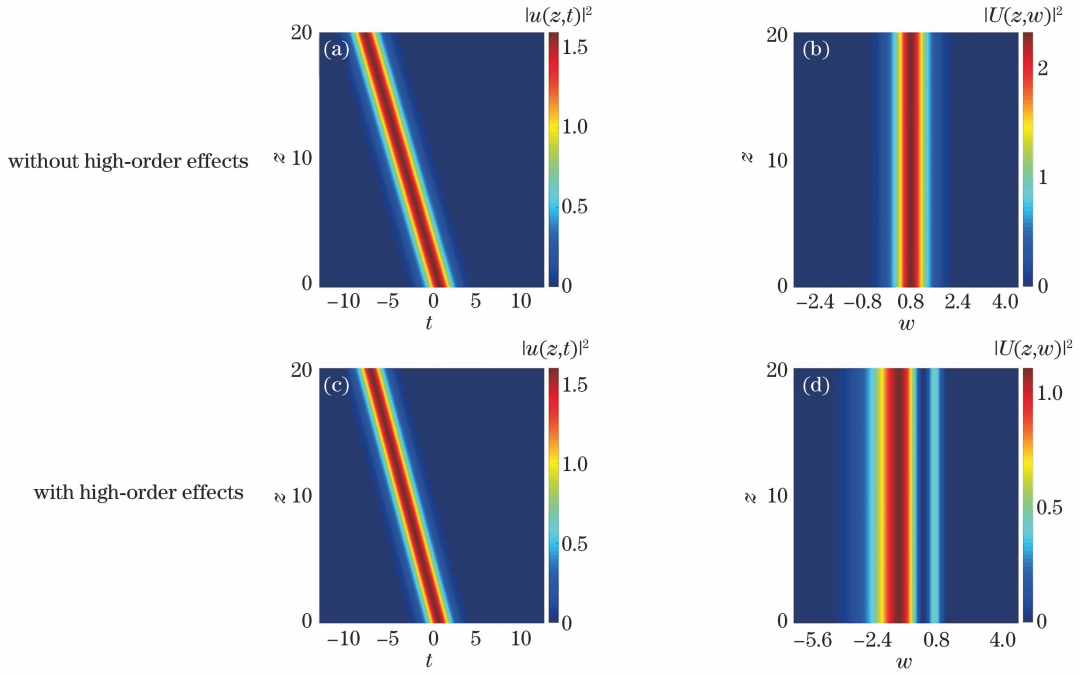


图 1 当 $\epsilon=0, \beta_0=0.5, \gamma_0=0.2, k=1$ 和 $m=1+i$ 时,不同条件下孤子在均匀光纤中的时域演化及对应的频谱。
(a)(c)时域演化;(b)(d)频谱

Fig. 1 Time-domain evolution of solitons in homogeneous optical fiber and corresponding spectra under different conditions when $\epsilon=0, \beta_0=0.5, \gamma_0=0.2, k=1$ and $m=1+i$. (a)(c)Time-domain evolution; (b)(d)spectra

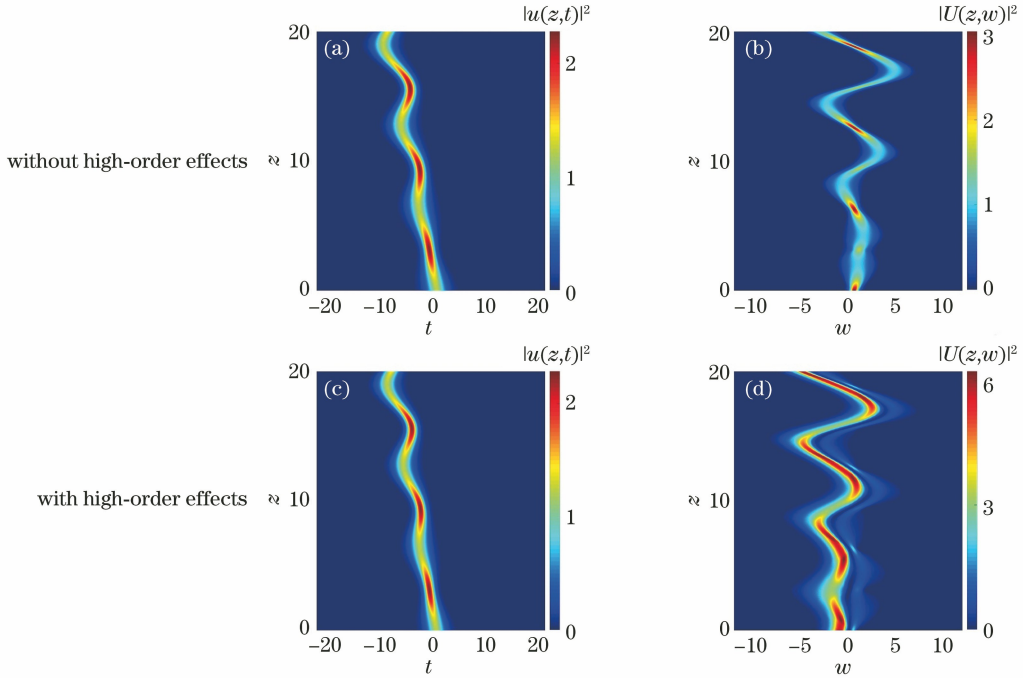


图 2 当 $\epsilon=0.3, l=1, \beta_0=0.5, \gamma_0=0.2, k=1$ 和 $m=1+i$ 时,不同条件下孤子在非均匀光纤中的时域演化及对应的频谱。(a)(c)时域演化;(b)(d)频谱

Fig. 2 Time-domain evolution of solitons in inhomogeneous optical fiber and corresponding spectra under different conditions when $\epsilon=0.3, l=1, \beta_0=0.5, \gamma_0=0.2, k=1$ and $m=1+i$. (a)(c)Time-domain evolution; (b)(d)spectra

4 相互作用的啁啾孤子的频谱演化特性

由文献[17]可知,在不同的参数下,双孤子间的相互作用可以表现为平行传输和相互碰撞的形式。不考虑高阶效应时均匀光纤中($\epsilon=0$)平行传输和相互碰撞的双孤子的时域与频域演化特性如图3所示。与图1(b)所示均匀光纤中单孤子的频谱特性不同,平行演化和相互碰撞的双孤子的频谱均发生了分裂,出现了多个谱峰,而且平行演化的双孤子在传输过程中频谱保持不变,如图3(b)所示;而当双孤子发生弹性碰撞时,碰撞前后孤子频谱的形状完全相同,但在碰撞位置处频谱迅速展宽,如图3(d)所示。双孤子频谱特征可从对应的时域分布得到解释,平行演化的双孤子在传输过程中的脉宽、间距和峰值都保持不变,其对应的频谱在传输过程中也不

发生变化;而发生弹性碰撞的双孤子在碰撞位置处合二为一,随后又分离,且在碰撞处脉宽被极大压缩而幅度剧增,从而导致了碰撞处频谱的迅速展宽。当考虑高阶效应时,均匀光纤($\epsilon=0$)中平行传输和相互碰撞的双孤子的时域与频域演化特性如图4所示。通过比较图4与图3发现,由于高阶效应仅影响孤子的相位,因此双孤子在高阶效应时的时域特性与无高阶效应时的完全相同,但高阶效应对频谱产生了明显的影响。高阶效应使频谱发生了明显的红移且频谱的高频侧出现旁瓣,其频谱分裂成许多谱峰,如图4(b)、(d)所示,这与前面高阶效应影响下的单孤子的频谱特征完全不同。另外,比较图4(b)、(d)可以看出,在高阶效应影响下,相互碰撞的双孤子的频谱的红移程度比平行传输的双孤子的频谱的红移程度更大,且高频侧频谱分裂出更多的谱峰。

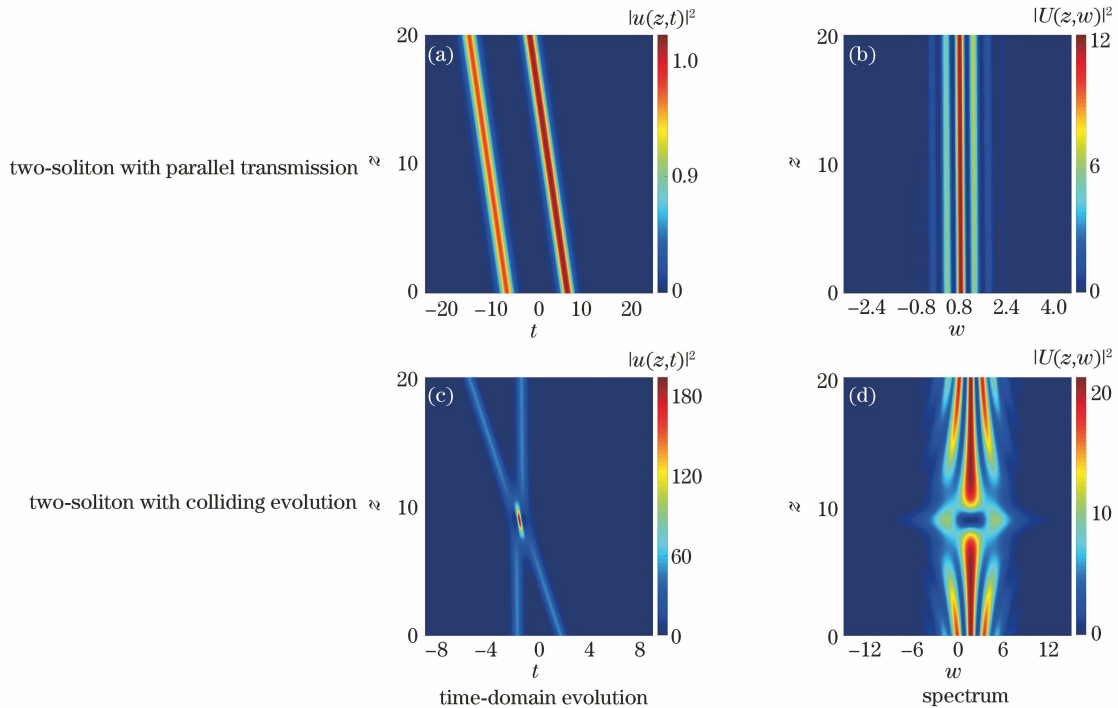


图3 不考虑高阶效应时平行传输和相互碰撞的双孤子在均匀光纤中的时域演化及对应的频谱。(a) (b) $\epsilon=0, k_1=1, k_2=-1.1, \beta_0=0.5$ 和 $\gamma_0=0.2$; (c) (d) $\epsilon=0, k_1=1.8-0.95i, k_2=1.8+0.95i, \beta_0=0.1$ 和 $\gamma_0=0.02$

Fig. 3 Time-domain evolution of two-soliton with parallel transmission and colliding evolution in homogeneous optical fibers without high-order effects and corresponding spectra. (a) (b) $\epsilon=0, k_1=1, k_2=-1.1, \beta_0=0.5$ and $\gamma_0=0.2$; (c) (d) $\epsilon=0, k_1=1.8-0.95i, k_2=1.8+0.95i, \beta_0=0.1$ and $\gamma_0=0.02$

图5和图6给出了周期色散分布非均匀光纤系统中不考虑与考虑高阶效应时准平行传输和相互碰撞的双孤子的时域与频域演化特性。比较图5与图6可以看出,高阶效应仍然不影响双孤子的时域分布,无论有或无高阶效应,当双孤子周期性地准平行演化时,孤子的脉宽被周期性地压缩,幅度呈周期性

增强,双孤子间距周期性地变化但不会发生碰撞,如图5(a)和6(a)所示;当双孤子发生碰撞时,呈周期性变化的色散系数导致碰撞前后孤子速度和脉宽发生周期性波动,如图5(c)和6(c)所示。高阶效应对不同传输形式的相互作用孤子的频谱的影响是完全不同的。当不考虑高阶效应时,准平行传输双孤子

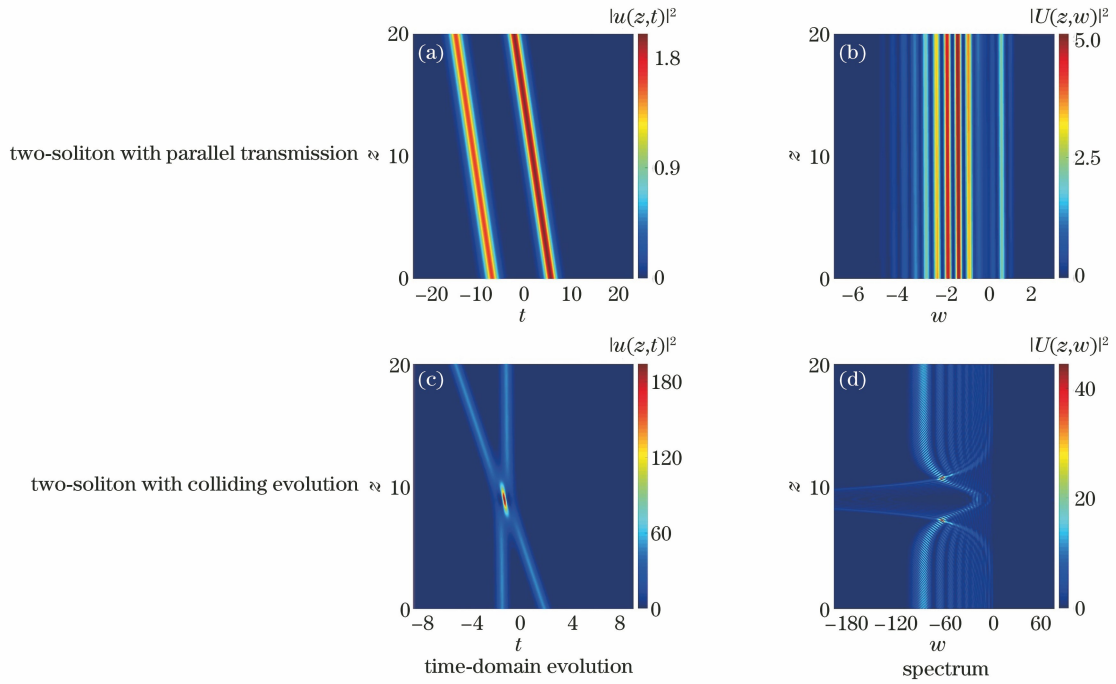


图 4 考虑高阶效应时平行传输和相互碰撞的双孤子在均匀光纤中的时域演化及对应的频谱。(a)(b) $k_1=1, k_2=-1.1, \beta_0=0.5$ 和 $\gamma_0=0.2$; (c)(d) $k_1=1.8-0.95i, k_2=1.8+0.95i, \beta_0=0.1$ 和 $\gamma_0=0.2$

Fig. 4 Time-domain evolution of two-soliton with parallel transmission and colliding evolution in homogeneous optical fibers with high-order effects and corresponding spectra. (a) (b) $k_1=1, k_2=-1.1, \beta_0=0.5$ and $\gamma_0=0.2$; (c)(d) $k_1=1.8-0.95i, k_2=1.8+0.95i, \beta_0=0.1$ and $\gamma_0=0.2$

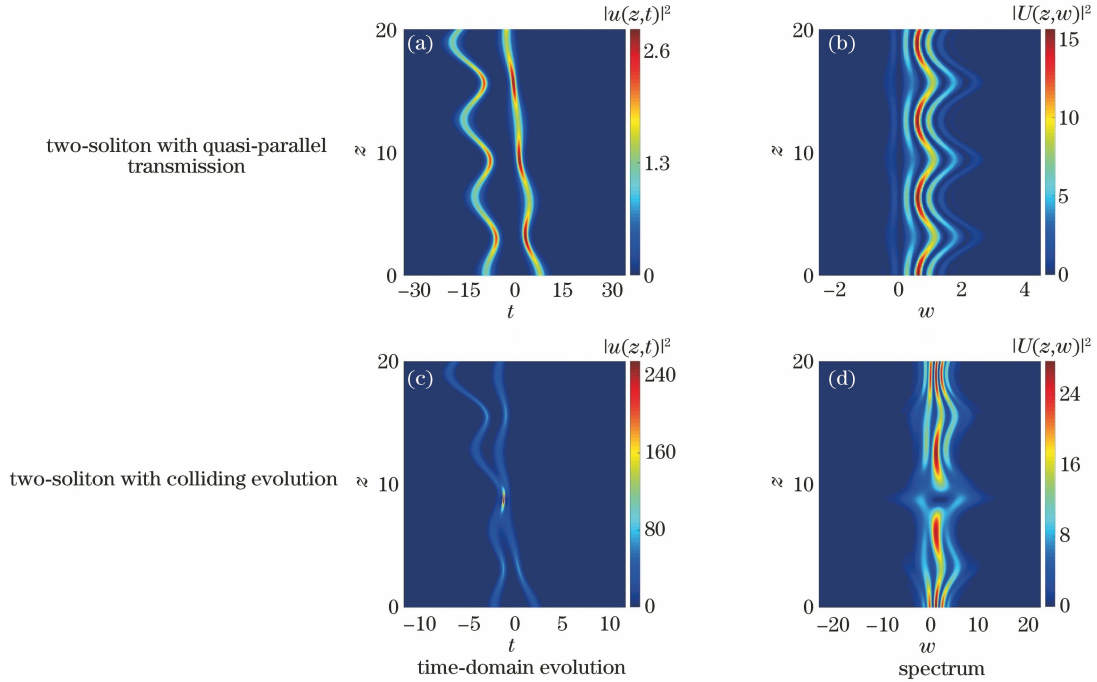


图 5 不考虑高阶效应时准平行传输和相互碰撞的双孤子在非均匀光纤中的时域演化及对应的频谱。(a)(b) $\epsilon=0.3, l=1, k_1=1, k_2=-1.1, \beta_0=0.5$ 和 $\gamma_0=0.2$; (c)(d) $\epsilon=0.3, l=1, k_1=1.8-0.95i, k_2=1.8+0.95i, \beta_0=0.1$ 和 $\gamma_0=0.2$

Fig. 5 Time-domain evolution of two-soliton with quasi-parallel transmission and colliding evolution in inhomogeneous optical fibers without high-order effects and corresponding spectra. (a) (b) $\epsilon=0.3, l=1, k_1=1, k_2=-1.1, \beta_0=0.5$ and $\gamma_0=0.2$; (c)(d) $\epsilon=0.3, l=1, k_1=1.8-0.95i, k_2=1.8+0.95i, \beta_0=0.1$ and $\gamma_0=0.2$

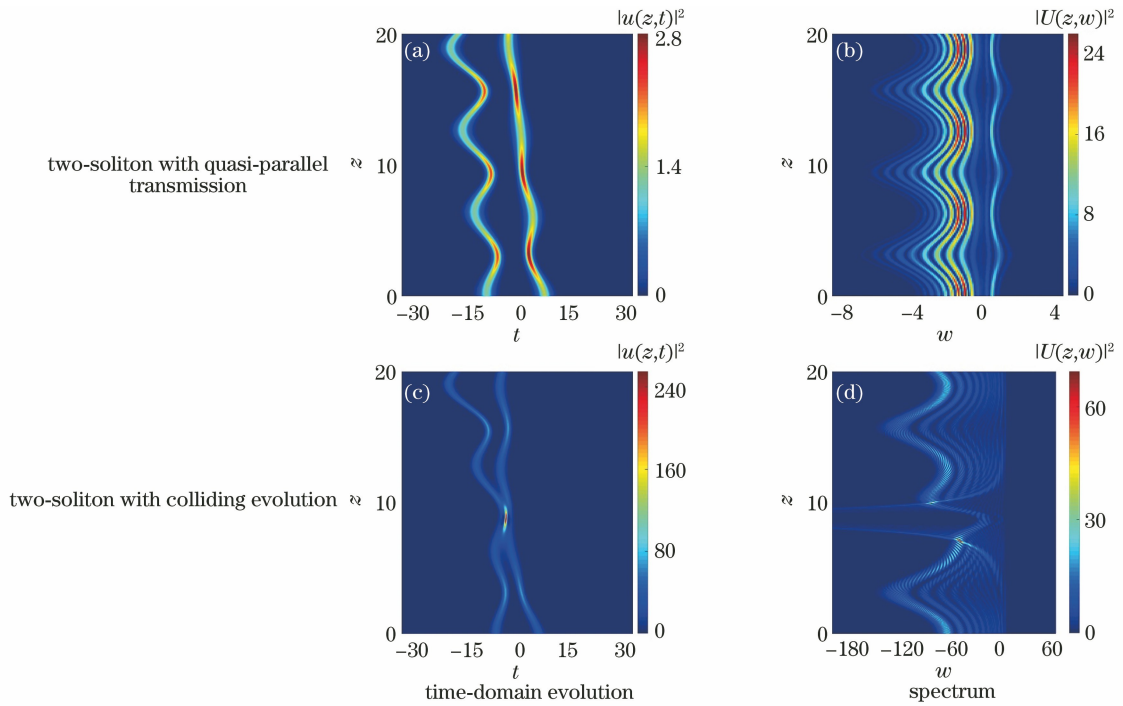


图 6 考虑高阶效应时准平行传输和相互碰撞的双孤子在非均匀光纤中的时域演化及对应的频谱。(a)(b) $\epsilon=0.3, l=1, k_1=1, k_2=-1.1, \beta_0=0.5$ 和 $\gamma_0=0.2$; (c)(d) $\epsilon=0.3, l=1, k_1=1.8-0.95i, k_2=1.8+0.95i, \beta_0=0.1$ 和 $\gamma_0=0.02$
 Fig. 6 Time-domain evolution of two-soliton with quasi-parallel transmission and colliding evolution in inhomogeneous optical fibers with high-order effects and corresponding spectra. (a)(b) $\epsilon=0.3, l=1, k_1=1, k_2=-1.1, \beta_0=0.5$ and $\gamma_0=0.2$; (c)(d) $\epsilon=0.3, l=1, k_1=1.8-0.95i, k_2=1.8+0.95i, \beta_0=0.1$ and $\gamma_0=0.02$

的频谱被周期性地展宽和压缩,在双孤子相互靠近处频谱发生蓝移,如图 5(b) 所示;当考虑高阶效应时,准平行传输双孤子的频谱除了高阶效应所导致的高频侧旁瓣略微蓝移外,其频谱整体红移,且在双孤子相互靠近处,分裂的多个谱峰向低频方向有明显的移动,如图 6(b)所示。对于相互碰撞的双孤子,当不考虑高阶效应时,在碰撞处其频谱被迅速展宽,碰撞后频谱又恢复到碰撞前周期性变化的情况,如图 5(d)所示;当考虑高阶效应时,相互碰撞的双孤子除碰撞处频谱得到极大展宽外,分裂的频谱的整体红移量及在双孤子

相互靠近处频谱向低频方向的移动量较准平行传输情况要大得多,如图 6(d)所示。另外,进一步考虑了啁啾在孤子碰撞过程中对频谱的影响。根据啁啾参数表达式(13)式可知,图 3(d)和 4(d)是对应无啁啾情况,而 5(d)和图 6(d)对应有啁啾情况。图 7 分别给出了图 3(d)、4(d)、5(d)和图 6(d)中双孤子在碰撞位置处的频谱曲线。通过比较图 7(a)、(b)以及 7(c)、(d)发现,无论有无高阶效应,啁啾的存在均加速了双孤子在碰撞位置处频谱的展宽,而且当存在高阶效应时,啁啾所致的频谱展宽更加明显。

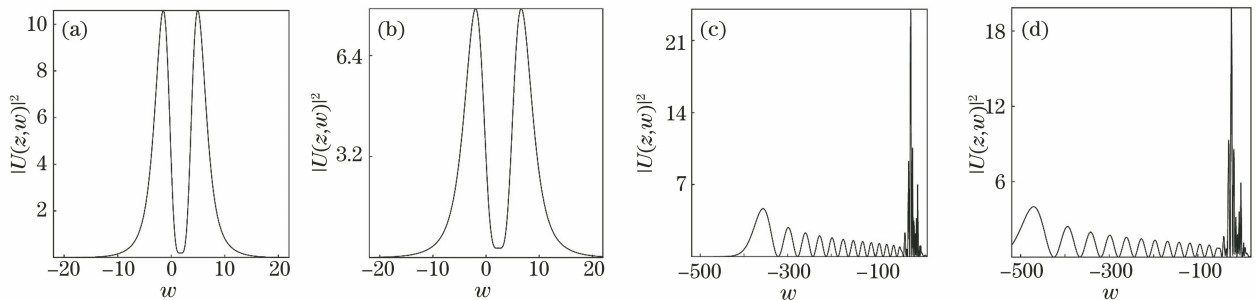


图 7 双孤子在碰撞位置 $z=8.85$ 处的频谱曲线。(a) 对应图 3(d) 的情况; (b) 对应图 5(d) 的情况; (c) 对应图 4(d) 的情况; (d) 对应图 6(d) 的情况

Fig. 7 Spectra of two-soliton at collision position $z=8.85$. (a) Corresponding to Fig. 3 (d); (b) corresponding to Fig. 5 (d); (c) corresponding to Fig. 4 (d); (d) corresponding to Fig. 6(d)

5 结 论

基于包含拉曼效应和二次谐波外势的三次-五次变系数非线性薛定谔方程的啁啾孤子解,以周期色散分布的光纤系统为例,解析研究了饱和非均匀光纤系统中啁啾孤子的频谱演化特性。研究表明,由于高阶效应仅与孤子的相位相关,因此无论有或无高阶应,单孤子和双孤子的时域演化特性完全相同,但是高阶效应对孤子的频谱有很大的影响。在均匀光纤中,孤子的啁啾参量为零,饱和非线性效应与拉曼效应的影响使无啁啾单孤子的频谱整体发生红移,且频谱的高频侧出现旁瓣;相对于单孤子,平行演化双孤子的频谱出现了分裂,相互碰撞的双孤子除了频谱出现分裂外,在碰撞处其频谱被极大展宽,而高阶效应会加剧双孤子的频谱分裂。与均匀光纤系统中单孤子和双孤子的传输特性相比,在周期色散分布非均匀光纤中,时域中孤子的轨迹和双孤子的间距呈周期性变化,频域中周期变化的啁啾参数导致单孤子和双孤子的脉宽均被周期性地压缩且频谱均被周期性地展宽;除了双孤子在碰撞处出现频谱的极大展宽外,啁啾使准平行传输频谱及相互碰撞双孤子在相互靠近处的频谱发生蓝移,且高阶效应使平行传输频谱及相互碰撞双孤子频谱均发生红移。这些结论对研究远距离超高速光通信系统中高功率脉冲的传输以及光脉冲压缩有重要的意义。

参 考 文 献

- [1] Hasegawa A, Kodama Y. Solitons in optical communication [EB/OL]. (2006-05-05) [2020-03-25]. <http://www.phys.unm.edu/msbahae/physics555/termpapers05/kumar-tiwari-solitons.pdf>.
- [2] Agrawal G P. Nonlinear fiber optics & application of nonlinear fiber optics[M]. Jia D F, Yu Z H, Tan B, et al, Transl. 2nd ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002: 94-104.
Agrawal G P. 非线性光纤光学原理及应用[M]. 贾东方, 余震虹, 谈斌, 等, 译. 2 版. 北京: 电子工业出版社, 2002: 94-104.
- [3] Song Y F, Shi X J, Wu C F, et al. Recent progress of study on optical solitons in fiber lasers[J]. Applied Physics Reviews, 2019, 6(2): 021313.
- [4] Gao J, Yang R C, Tian J P, et al. Control of interaction between femtosecond dark solitons in inhomogeneous optical fibers [J]. Optical and Quantum Electronics, 2018, 50(7): 286.
- [5] Wang K J, Wang H, Du T J, et al. Effect of intracavity filtering bandwidth on bound-state soliton generation in normal dispersion regime [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(8): 0806004.
王凯杰, 王航, 杜团结, 等. 腔内滤波带宽对正色散束缚态孤子形成的影响 [J]. 中国激光, 2019, 46(8): 0806004.
- [6] Shi J, Wang J F, Zhang C, et al. Transmission characteristics of bright-dark soliton pair in fiber lasers [J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(5): 0519001.
石佳, 王娟芬, 张聪, 等. 光纤激光器中亮暗孤子对的传输特性 [J]. 光学学报, 2018, 38(5): 0519001.
- [7] He J D, Zhang J F. Self-similar optical pulses tunneling in cubic-quintic nonlinear media with distributed coefficients [J]. Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical, 2011, 44(20): 205203.
- [8] Chen J G, Luan Z T, Zhou Q, et al. Periodic soliton interactions for higher-order nonlinear Schrödinger equation in optical fibers [J]. Nonlinear Dynamics, 2020, 100(3): 2817-2821.
- [9] Choudhuri A, Triki H, Porsezian K. Self-similar localized pulses for the nonlinear Schrödinger equation with distributed cubic-quintic nonlinearity [J]. Physical Review A, 2016, 94(6): 063814.
- [10] Wang P, Shang T, Feng L, et al. Solitons for the cubic-quintic nonlinear Schrödinger equation with Raman effect in nonlinear optics [J]. Optical and Quantum Electronics, 2014, 46(9): 1117-1126.
- [11] Wang P, Feng L, Shang T, et al. Analytical soliton solutions for the cubic - quintic nonlinear Schrödinger equation with Raman effect in the nonuniform management systems [J]. Nonlinear Dynamics, 2015, 79(1): 387-395.
- [12] Huang Z R, Wang Y P, Jia H X, et al. Soliton interaction for a variable-coefficient higher-order nonlinear Schrödinger equation in a dispersion-decreasing fiber [J]. Optics & Laser Technology, 2018, 103: 151-154.
- [13] Zhong X Q, Xiang A P, Chen J G, et al. Frequency chirps and spectra of optical pulses propagating in optical fibers with cubic-quintic nonlinearity [J]. Laser Technology, 2006, 30(5): 479-482.
钟先琼, 向安平, 陈建国, 等. 三五阶非线性光纤中光脉冲的啁啾和频谱 [J]. 激光技术, 2006, 30(5): 479-482.
- [14] Zhao S L, Yang H, Zhao Y L, et al. Supercontinuum manipulation based on the influence of chirp on soliton spectral tunneling [J]. Chinese Physics B, 2018, 27(11): 114219.

- [15] Wu J Y, Li Q. Highly efficient self-similar spectral compression of hyperbolic secant pulses enhanced by pre-chirping in nonlinear fibres[J]. *Journal of Optics*, 2019, 21(8): 085503.
- [16] Jia H P, Yang R C, Dai C Q, et al. Spectral characteristics of periodic tunnelling of chirped soliton in nonautonomous system with external potentials [J]. *Journal of Modern Optics*, 2019, 66(6): 665-673.
- [17] Yang R C, Gao J, Jia H P, et al. Ultrashort nonautonomous similariton solutions and the cascade tunneling of interacting similaritons [J]. *Optics Communications*, 2020, 459: 125025.
- [18] Balla P, Buch S, Agrawal G P. Effect of Raman scattering on soliton interactions in optical fibers[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2017, 34(6): 1247-1254.
- [19] Wang L, Yang G Y, Ren J P, et al. Spectral compression of super-Gaussian pulse by dual cosinoidal phase modulation[J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(3): 0319001.
王蕾, 杨光晔, 任晋萍, 等. 双余弦相位调制对超高斯脉冲的频谱压缩[J]. *光学学报*, 2018, 38(3): 0319001.
- [20] Dai C Q, Wang Y Y, Yan C J. Chirped and chirp-free self-similar cnoidal and solitary wave solutions of the cubic-quintic nonlinear Schrödinger equation with distributed coefficients[J]. *Optics Communications*, 2010, 283(7): 1489-1494.
- [21] He J D, Zhang J F, Zhang M Y, et al. Analytical nonautonomous soliton solutions for the cubic-quintic nonlinear Schrödinger equation with distributed coefficients[J]. *Optics Communications*, 2012, 285(5): 755-760.
- [22] Chen Y X, Lu X H. The compression and stretching of similaritons with nonlinear tunneling in optical fibers[J]. *Optics Communications*, 2012, 285(18): 3890-3895.
- [23] Dai C Q, Wang Y Y, Wang X G. Ultrashort self-similar solutions of the cubic-quintic nonlinear Schrödinger equation with distributed coefficients in the inhomogeneous fiber[J]. *Journal of Physics A*, 2011, 44(15): 155203.
- [24] He J R, Yi L, Li H M. Self-similar propagation and asymptotic optical waves in nonlinear waveguides[J]. *Physical Review E*, 2014, 90(1): 013202.
- [25] Pal R, Goyal A, Loomba S, et al. Compression of optical similaritons induced by cubic-quintic nonlinear media in a graded-index waveguide [J]. *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*, 2016, 25(3): 1650033.
- [26] Mani Rajan M S. Unexpected behavior on nonlinear tunneling of chirped ultrashort soliton pulse in non-Kerr media with Raman effect [J]. *Zeitschrift für Naturforschung A*, 2016, 71(8): 751-758.
- [27] Su C Q, Wang Y Y, Qin N. Nonautonomous solitons, breathers and rogue waves for the cubic-quintic nonlinear Schrödinger equation in an inhomogeneous optical fibre [J]. *Journal of Modern Optics*, 2017, 64(4): 317-328.
- [28] Jia H P, Yang R C, Tian J P, et al. Controllable excitation of higher-order rogue waves in nonautonomous systems with both varying linear and harmonic external potentials [J]. *Optics Communications*, 2018, 415: 93-100.
- [29] Yang R C, Li L, Hao R Y, et al. Combined solitary wave solutions for the inhomogeneous higher-order nonlinear Schrödinger equation [J]. *Physical Review E*, 2005, 71(3): 036616.
- [30] Kruglov V I, Peacock A C, Harvey J D. Exact solutions of the generalized nonlinear Schrödinger equation with distributed coefficients [J]. *Physical Review E*, 2005, 71(5): 056619.
- [31] Serkin V N, Hasegawa A. Novel soliton solutions of the nonlinear Schrödinger equation model [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(21): 4502-4505.
- [32] Serkin V N, Hasegawa A. Soliton management in the nonlinear Schrödinger equation model with varying dispersion, nonlinearity, and gain [J]. *Journal of Experimental & Theoretical Physics Letters*, 2000, 72(2): 89-92.
- [33] Yang G Y, Hao R Y, Li L, et al. Cascade compression induced by nonlinear barriers in propagation of optical solitons [J]. *Optics Communications*, 2006, 260(1): 282-287.