

掺杂光纤中 Peregrine 孤子的产生和传输

武 达, 王娟芬, 石 佳, 张朝霞, 杨玲珍

太原理工大学物理与光电工程学院, 山西 太原 030600

摘要 基于光脉冲在掺杂光纤中的传输模型, 采用分步傅里叶方法对 Peregrine 孤子在掺杂光纤中的产生和传输进行数值研究。基于 Peregrine 孤子解, 讨论 Peregrine 孤子在掺杂光纤中的产生和传输; 提取 Peregrine 孤子的峰值脉冲, 消去背景波, 研究高峰值脉冲的传输特性。结果表明, Peregrine 孤子在掺杂光纤中传输时, 会激发产生一个在时间和空间上都局域化的高峰值单脉冲, 随后迅速分裂产生多个子脉冲; 小信号增益越大, 饱和能量越高, 脉冲峰值强度越强, 脉宽越小, 激发产生的子脉冲空间间隔也不断减小; 消去高峰值脉冲的背景波后, 脉冲在掺杂光纤中可以稳定传输, 脉宽呈呼吸式周期变化, 脉冲强度呈周期性振荡, 且脉冲强度的平均值不断增加。

关键词 光纤光学; 非线性光学; 掺杂光纤; Peregrine 孤子; 非线性薛定谔方程; 饱和增益

中图分类号 O437 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.0406002

Generation and Transmission of Peregrine Solitons in Doped Fiber

Wu Da, Wang Juanfen, Shi Jia, Zhang Zhaoxia, Yang Lingzhen

College of Physics and Optoelectronics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan, Shanxi 030600, China

Abstract Based on the propagation model of optical pulse in doped fiber, the split-step Fourier method is used to numerically study the generation and the transmission of Peregrine soliton in doped fiber. Based on the Peregrine soliton solution, the generation and the transmission of Peregrine soliton in doped fiber are discussed. The peak pulses of Peregrine soliton are extracted, the background waves are eliminated, and the transmission characteristics of high peak pulses are discussed. The results show that, when it is transmitted in doped fiber, the Peregrine soliton generates a high peak single pulse that is localized temporally and spatially, and then the high peak pulse splits rapidly to produce multiple sub-pulses. The saturated energy and the pulse peak intensity increase with the increasing small signal gain, the pulse width declines with the increasing gain, and the spatial separations of the excited sub-pulses are gradually reduced. When the background wave of the high peak pulse is eliminated, the pulse can be transmitted stably in doped fiber, the pulse width presents breath-type periodic change with periodic oscillation of the pulse intensity, and the average value of the pulse intensity is gradually increasing.

Key words fiber optics; nonlinear optics; doped fiber; Peregrine soliton; nonlinear Schrodinger equation; saturation gain

OCIS codes 060.5530; 190.4370; 190.5530

1 引 言

怪波是源于海洋中的一种巨型波, 它的峰值通常比周围的水波高 2~3 倍^[1], 且瞬时出现、瞬时消失, 没有任何征兆, 在海洋中具有巨大的破坏力^[2-4], 因此引起了研究人员的广泛关注。由于海洋中的怪波难以监测, 研究人员转而开始探索其他领域中的怪波现象。Solli 等^[5]通过实验在可产生超连续光谱的光纤中观察到怪波的存在。随后, 研究人员在其他光学系统中, 例如多模光纤中的线性光脉冲传输系统^[6]、光注入半导体激光器^[7]、超连续光谱的形成系统^[8]以及光纤激光器^[9-12]中, 都观察到怪波现象。光学平台上怪波现象的发现有利于研究怪波的产生机理。

收稿日期: 2016-10-21; **收到修改稿日期:** 2016-11-21

基金项目: 国家自然科学基金(61675144, 61575137)

作者简介: 武 达(1990—), 男, 硕士研究生, 主要从事光脉冲传输方面的研究。E-mail: tygyxfn@163.com

导师简介: 王娟芬(1981—), 女, 博士, 副教授, 主要从事非线性光学传输方面的研究。E-mail: wangjuanfen@126.com
(通信联系人)

目前,影响怪波形成的因素有很多,其中最重要的因素是调制不稳定性^[13-16]。在反常色散区,带有扰动的平面波在非线性光纤中传输时将会产生调制不稳定性现象,从而使准连续波分裂产生一系列高数值脉冲串。数学上调制不稳定性可以用非线性薛定谔方程的一组精确的平面波背景上的孤子解来描述^[17]。平面波背景上的孤子解可以分为 Akhmediev 呼吸子解^[18-19],Kuznetsov-Ma 孤子解^[20-21]和 Peregrine 孤子解^[22]。Peregrine 孤子解是一个在时间和空间上都局域化的单脉冲。目前,Peregrine 孤子已普遍被用来描述光学怪波。2010年,Kibler 等^[23]在光纤中产生了在时间和空间上都强局域化的飞秒脉冲,其性质接近理想的 Peregrine 孤子。2011年,Hammani 等^[24]在标准的通信光纤中产生了 Peregrine 孤子,并发现 Peregrine 孤子的分裂。2012年,Yang 等^[25]理论上研究了光纤中飞秒量级的 Peregrine 孤子的形成机制和主要特征。此外,非均匀非线性薛定谔方程中的 Peregrine 孤子解以及 Peregrine 孤子间的相互作用也得到了广泛研究^[26]。

本文主要研究掺杂光纤中 Peregrine 孤子的传输特性:一方面,考虑掺杂光纤中饱和能量、小信号增益等参数对 Peregrine 孤子传输的影响;另一方面,基于 Peregrine 孤子滤除背景波,讨论高数值脉冲的传输特性。

2 数值模型

假设脉冲载频与掺杂原子的共振频率相同,采用改进的非线性薛定谔方程^[9]描述掺杂光纤中脉冲的传输,即

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{i}{2}(\beta_2 + igT_1^2) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{g}{2}u + i\gamma |u|^2 u, \quad (1)$$

式中 u 为脉冲包络的慢变振幅; z 为脉冲的传输坐标; t 为延迟时间; β_2 为群速度色散系数; γ 为光纤的非线性参数; T_1 为偶极子弛豫时间; g 为掺杂光纤的饱和增益。 g 可表示为

$$g = \frac{g_0}{1 + \int |u|^2 dt / E_{\text{sat}}}, \quad (2)$$

式中 g_0 为小信号增益,表征抽运光功率的大小; E_{sat} 为饱和能量。为了方便数值计算,对(1)式进行归一化处理^[27]。已知 T_0 和 P_0 分别为入射光脉冲的宽度和峰值功率,令 $U\sqrt{P_0} = u, Z = z/L_d, T = t/T_0, N^2 = L_d/L_{\text{NL}} = 1$,其中非线性长度 $L_{\text{NL}} = 1/(\gamma P_0)$,色散长度 $L_d = T_0^2/|\beta_2|$ 。归一化处理后,(1)式可表示为

$$\frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{i}{2}[\text{sgn}(\beta_2) + iGT_2^2] \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} = \frac{G}{2}U + i |U|^2 U, \quad (3)$$

式中 G 为归一化的增益系数, $G = gL_d = g_0L_d/(1 + \int |U|^2 d\tau / I_s)$; T_2 为弛豫时间, $T_2 = T_1/T_0$; I_s 为饱和能量, $I_s = E_{\text{sat}}/(P_0T_0)$ 。当 $g_0 = 0 \text{ m}^{-1}$ 时,(3)式退化为标准的非线性薛定谔方程,即(3)式描述的是光脉冲在理想单模光纤系统中的传输。

考虑掺杂光纤的群速度色散系数 $\beta_2 = -4 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$,非线性系数 $\gamma = 3 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$,偶极子弛豫时间 $T_1 = 100 \text{ fs}$,输入脉冲的脉宽 $T_0 = 1 \text{ ps}$,输入脉冲的峰值功率 $P_0 = 1.33 \text{ W}$ 。由于这里所取的脉冲持续时间为皮秒量级,因此可以不考虑拉曼散射。

3 数值模拟结果

皮秒量级的标准非线性薛定谔方程的 Peregrine 孤子解可表示为^[17]

$$U(Z, T) = \exp[i(Z - Z_0)] \left\{ 1 - \frac{4[1 + 2i(Z - Z_0)]}{1 + 4T^2 + 4(Z - Z_0)^2} \right\}, \quad (4)$$

式中 Z_0 为 Peregrine 孤子激发的位置。

图 1 为 Peregrine 孤子精确解的传输演化图,参数 $Z_0 = 1$ 。Peregrine 孤子是一个坐落在平面波背景上并在时间和空间上都局域化的单脉冲,单脉冲出现的空间位置可由参数 Z_0 表示。由于 Peregrine 孤子的传

输波形与光学怪波非常类似,因此 Peregrine 孤子通常被描述为一个怪波。为在理论上研究 Peregrine 孤子在掺杂光纤中的传输特性,下面以(4)式所示的 Peregrine 孤子解的初始波形作为初始输入,并采用分步傅里叶方法^[28]来模拟 Peregrine 孤子在(3)式所示的掺杂光纤系统中的传输。(4)式中 Peregrine 孤子解的初始波形可表示为

$$U(0, T) = \exp(-iZ_0) \left[1 - \frac{4(1 - 2iZ_0)}{1 + 4T^2 + 4Z_0^2} \right]. \quad (5)$$

图 2 为 $U(0, T)$ 作为初始输入在掺杂光纤的传输演化过程,此时 $g_0 = 0.1 \text{ m}^{-1}$, $E_{\text{sat}} = 0.1 \times 10^{-12} \text{ J}$, $Z_0 = 1$ 。从图中可以看出,在平面波背景上 $Z = 1$ 处激发产生一个在时间上和传输距离上都局域化的单脉冲,峰值强度可达到 9.22,该单脉冲即为 Peregrine 孤子。从图 2 还可以看出,Peregrine 孤子在掺杂光纤中被激发后,会迅速分裂产生多个子脉冲。

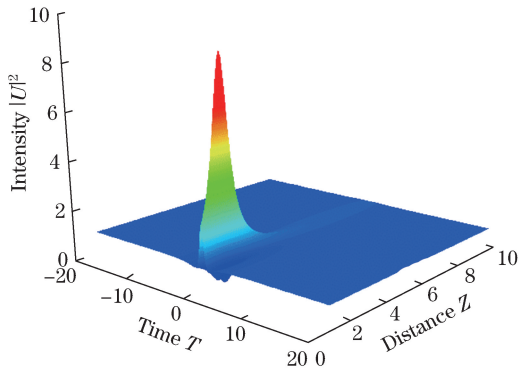


图 1 Peregrine 孤子精确解的传输演化图

Fig. 1 Transmission evolution of Peregrine soliton exact solution

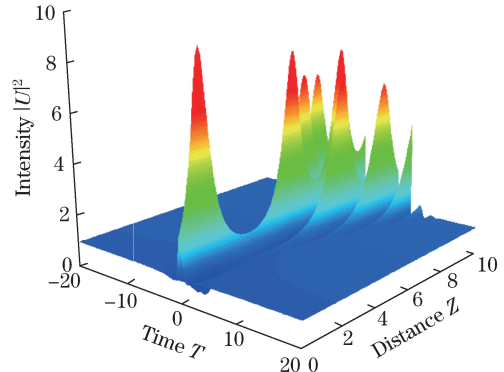


图 2 掺杂光纤中 Peregrine 孤子的传输演化图

Fig. 2 Transmission evolution of Peregrine soliton in doped fiber

图 3 给出了(4)式中的 Peregrine 孤子精确解和当小信号增益系数 $g_0 = 0 \text{ m}^{-1}$ 时的模拟解分别在 $Z = 1$ 和 $T = 0$ 处的强度分布图。由图 3 可以看出,Peregrine 孤子的精确解和数值模拟解的脉冲波形几乎完全重合,这也证明了数值模拟得到的单脉冲是 Peregrine 孤子。图 4 为 Peregrine 孤子脉冲分别在 Z_0 取 1, 3, 5, 7 时的强度分布图,此时 $g_0 = 0.1 \text{ m}^{-1}$, $E_{\text{sat}} = 0.1 \times 10^{-12} \text{ J}$ 。从图 4 可以看出,当 Z_0 分别取 1, 3, 5, 7 时,Peregrine 孤子的脉冲峰值分别可以达到 9.12, 9.45, 9.69, 10.14, 即脉冲峰值随着 Z_0 的增大而增大,脉宽逐渐略微变窄。图 5 为 Z_0 取不同值时 Peregrine 孤子在掺杂光纤中的传输演化图。从图中可以看出,随着 Z_0 的增大,激发产生的 Peregrine 孤子的位置逐渐靠后,而 Peregrine 孤子展宽后激发产生的多个子脉冲的空间间隔和时间周期几乎不变。

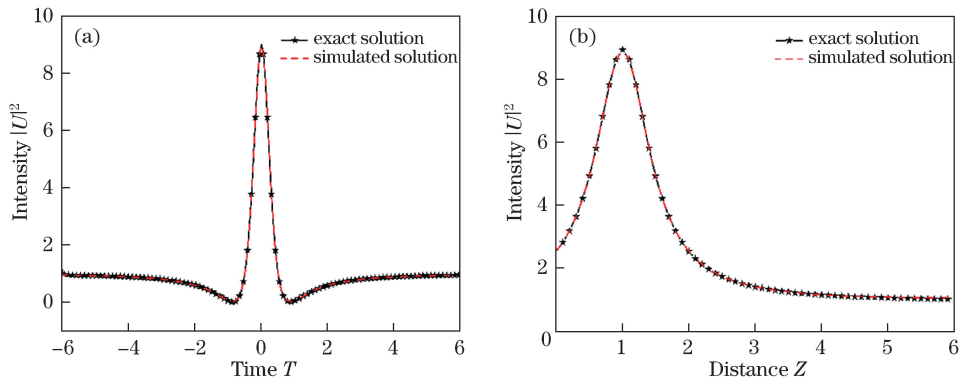


图 3 Peregrine 孤子的精确解和 $g_0 = 0 \text{ m}^{-1}$ 时的模拟解分别在(a) $Z = 1$ 和(b) $T = 0$ 处的强度分布

Fig. 3 Intensity distributions of exact solution of Peregrine soliton and simulated solution when $g_0 = 0 \text{ m}^{-1}$ at (a) $Z = 1$ and (b) $T = 0$

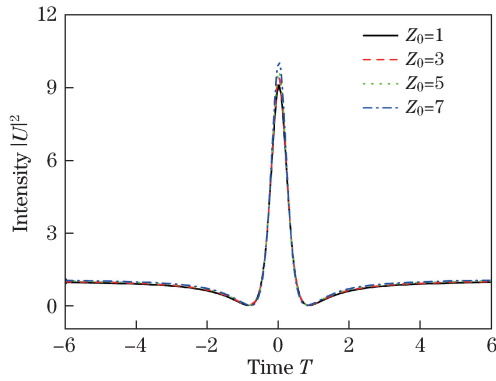


图 4 Z_0 分别取 1,3,5,7 时掺杂光纤中 Peregrine 孤子激发脉冲的强度分布

Fig. 4 Intensity distributions of Peregrine soliton exciting pulses in doped fiber when $Z_0=1, 3, 5, 7$

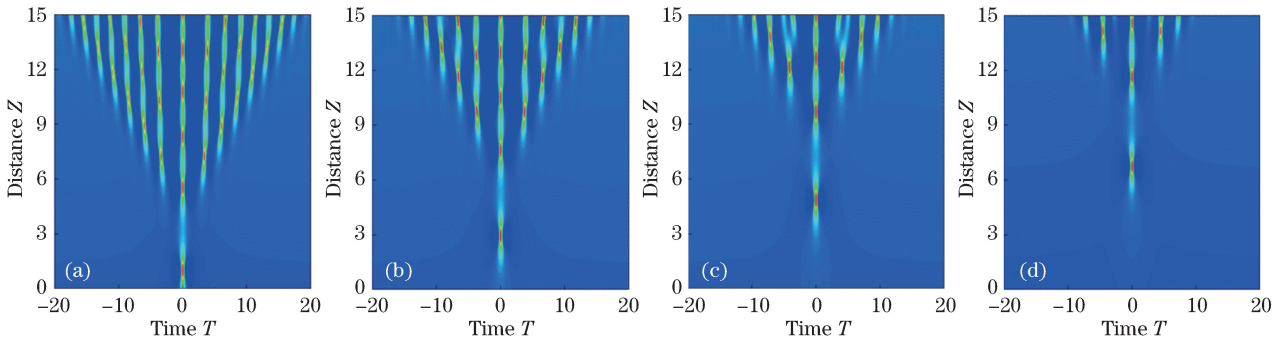


图 5 Z_0 取不同值时 Peregrine 孤子在掺杂光纤中的传输演化图。(a) $Z_0=1$; (b) $Z_0=3$;
(c) $Z_0=5$; (d) $Z_0=7$

Fig. 5 Transmission evolution figures of Peregrine solitons in doped fiber with different initial positions.

(a) $Z_0=1$; (b) $Z_0=3$; (c) $Z_0=5$; (d) $Z_0=7$

当 $E_{\text{sat}}=0.1 \text{ pJ}$ 、 $Z_0=1$ ，小信号增益 g_0 取不同值时，Peregrine 孤子分别在 $Z=1$ 处和 $T=0$ 处激发脉冲的强度分布图如图 6 所示。从图 6(a)可以看出，随着 g_0 的逐渐增大，Peregrine 孤子在 $Z=1$ 处的峰值强度逐渐增大，脉宽逐渐减小。从图 6(b)可以看出，随着 g_0 的增大，激发产生的脉冲强度逐渐增强；当 $g_0=0.5 \text{ m}^{-1}$ 时，随着传输距离 Z 的增加，激发产生的脉冲峰值强度逐渐增强， $Z=1$ 处激发产生的 Peregrine 孤子的脉冲峰值为 10.09， $Z=10$ 处的脉冲峰值已经达到 17.50；随着 g_0 的增大，除第一激发脉冲位置几乎不变外，其他激发子脉冲位置不断前移，导致了相邻激发脉冲的空间间隔逐渐减小。图 7 为 g_0 取不同值时 Peregrine 孤子在掺杂光纤中的传输演化图。从图中可以直观地看出，随着 g_0 的增大，在传输距离 Z 方向上，激发产生的相邻脉冲空间间隔逐渐减小，脉宽变窄，窗口内激发的脉冲数量逐渐增多。

当 $Z_0=1$ 、 $g_0=0.1 \text{ m}^{-1}$ ，饱和能量 E_{sat} 取不同值时 Peregrine 孤子在 $T=0$ 处的激发脉冲的强度分布图如图 8 所示。从图 8 可以看出，当饱和能量 $E_{\text{sat}}=0.1 \text{ pJ}$ 时，随着传输距离的增加，激发脉冲的峰值强度逐渐减小；当饱和能量 $E_{\text{sat}}=0.4, 0.7 \text{ pJ}$ 时，激发脉冲的峰值强度随着传输距离的增加而不断增大，且饱和能量越高，脉冲的峰值强度增加的速度越快，脉宽越窄。此外，随着饱和能量的增加，相邻脉冲的空间间隔逐渐减小。图 9 为饱和能量 E_{sat} 取不同值时 Peregrine 孤子在掺杂光纤中的传输演化图。从图 9 可以看出，随着饱和能量 E_{sat} 的增加，在传输距离 Z 方向上，除第一激发脉冲位置几乎不变外，激发产生的相邻脉冲空间间隔逐渐减小，脉宽逐渐变窄，窗口内激发的脉冲数量增加。

fF 上面讨论了 Peregrine 孤子在掺杂光纤中的传输特性，从图 2 可以看出，(5)式所示的 Peregrine 孤子的初始输入波形实际上是一个平面波背景上的小局域扰动。带有扰动的平面波在非线性光纤的反常色散区传输时，将会产生调制不稳定性现象，从而导致高峰值脉冲的产生。实际中很难产生与(5)式完全一致的波形，因此很有必要讨论平面波背景上不同类型的扰动在掺杂光纤中的传输。这里考虑了平面波背景上高斯

型脉冲和双曲正割型脉冲作为初始输入的情况^[29],其初始输入波形分别为 $U=A+\epsilon\exp(-\sigma T^2)$ 和 $U=A+\epsilon\operatorname{sech}(\sigma T)$,其中 A 表示平面波的振幅($A=1$), ϵ 为一个很小的扰动量, σ 为宽度因子。当 $\epsilon=0.1$ 、 $\sigma=0.5$ 、 $E_{\text{sat}}=0.1$ pJ、 $Z_0=1$ 、 $g_0=0.1$ m⁻¹时,三种不同初始输入脉冲(即 Peregrine 孤子以及在平面波背景上的双曲正割型脉冲和高斯型脉冲)在掺杂光纤中的传输演化图如图 10 所示。从图 10 可以看出,三种情况具有相似的演化过程,三种初始输入脉冲首先激发产生一个单脉冲,随后分裂产生多个子脉冲,三者的区别是首个激发单脉冲产生的位置不同,Peregrine 孤子单脉冲的位置可由参数 Z_0 控制。

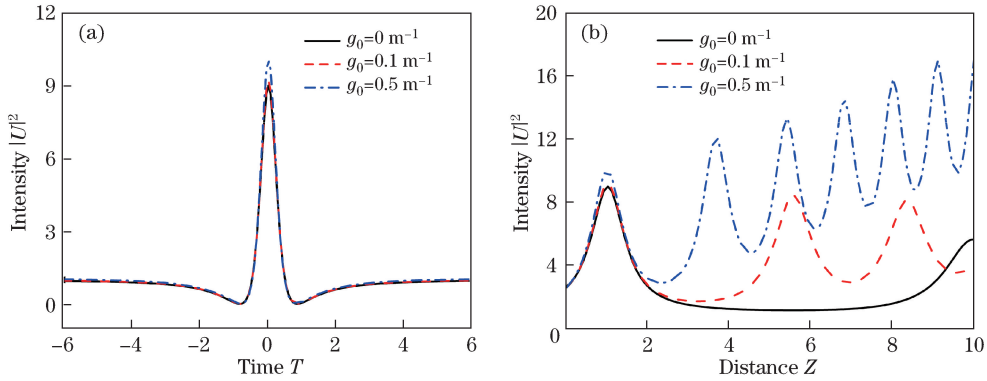


图 6 当 g_0 取不同值时,Peregrine 孤子在(a) $Z=1$ 和(b) $T=0$ 处激发脉冲的强度分布

Fig. 6 Intensity distributions of Peregrine soliton exciting pulses at (a) $Z=1$ and (b) $T=0$ with different g_0

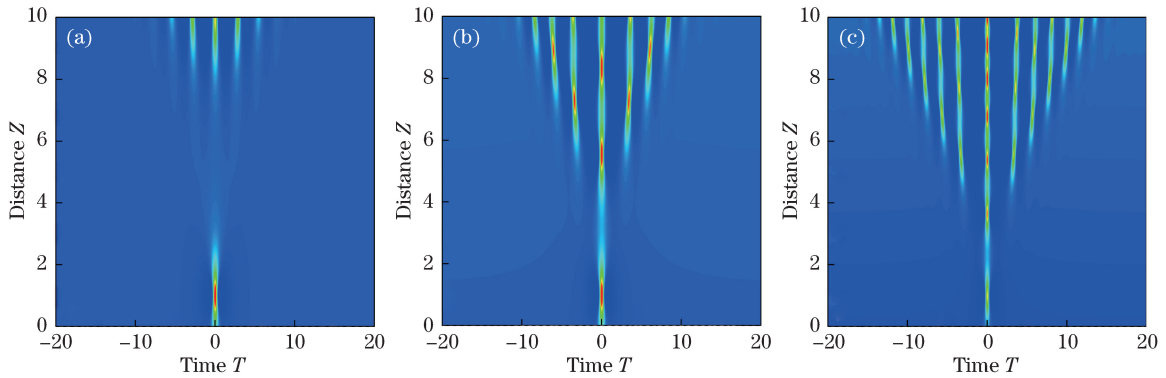


图 7 g_0 取不同值时 Peregrine 孤子在掺杂光纤中的传输演化图。(a) $g_0=0$ m⁻¹;
(b) $g_0=0.1$ m⁻¹;(c) $g_0=0.5$ m⁻¹

Fig. 7 Transmission evolution figures of Peregrine solitons in doped fiber with different g_0 .

(a) $g_0=0$ m⁻¹; (b) $g_0=0.1$ m⁻¹; (c) $g_0=0.5$ m⁻¹

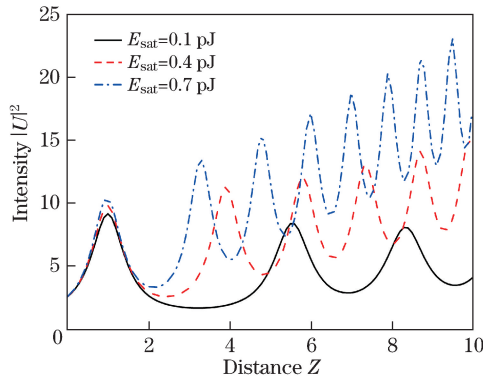


图 8 E_{sat} 取不同值时 Peregrine 孤子在 $T=0$ 处激发脉冲的强度分布

Fig. 8 Intensity distributions of Peregrine soliton exciting pulses at $T=0$ with different E_{sat}

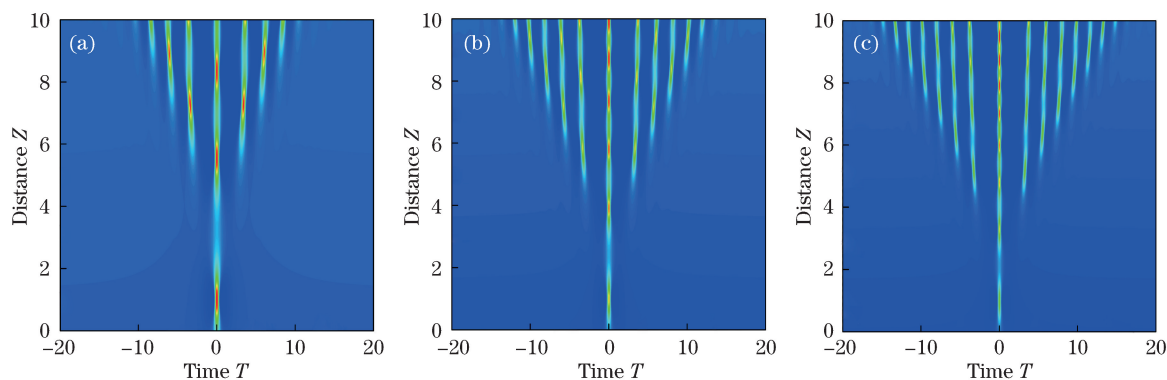


图 9 E_{sat} 取不同值时 Peregrine 孤子在掺杂光纤中的传输演化图。(a) $E_{\text{sat}}=0.1$ pJ;
(b) $E_{\text{sat}}=0.4$ pJ; (c) $E_{\text{sat}}=0.7$ pJ

Fig. 9 Transmission evolution figures of Peregrine solitons in doped fiber with different E_{sat} .

(a) $E_{\text{sat}}=0.1$ pJ; (b) $E_{\text{sat}}=0.4$ pJ; (c) $E_{\text{sat}}=0.7$ pJ

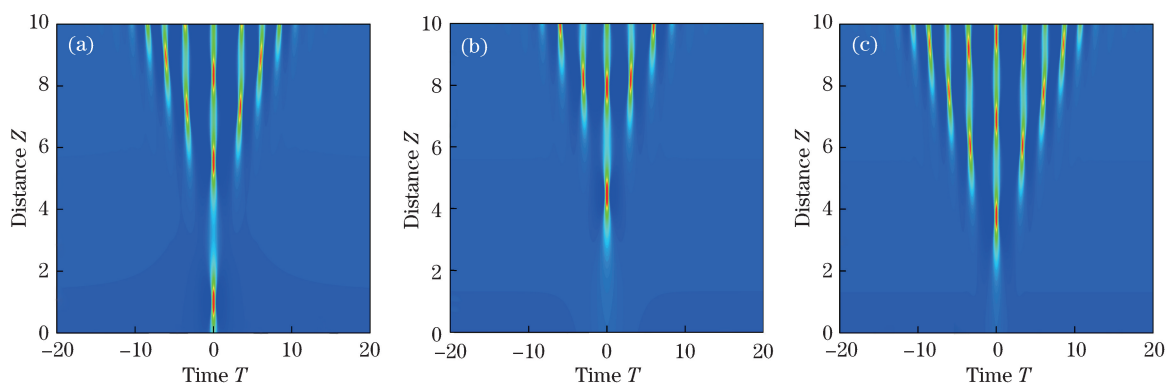


图 10 三种不同的初始输入脉冲在掺杂光纤中的传输演化图。(a) Peregrine 孤子;
(b) 平面波背景上的双曲正割型脉冲扰动; (c) 平面波背景上的高斯型脉冲扰动

Fig. 10 Transmission evolution figures of three different initial input pulses in doped fiber. (a) Peregrine soliton;
(b) hyperbolic secant pulse perturbation on planar background; (c) Gaussian pulse perturbation on planar background

图 11 为三种不同初始输入脉冲所激发的首个脉冲的强度分布图。从图中可以看出,除了脉冲峰值和脉冲宽度略有区别外,脉冲的波形几乎相同,这说明由于调制不稳定性,平面波背景上不同的初始局域扰动都可以产生类 Peregrine 孤子,这一结果为在实验中产生 Peregrine 孤子提供了一定的理论依据。

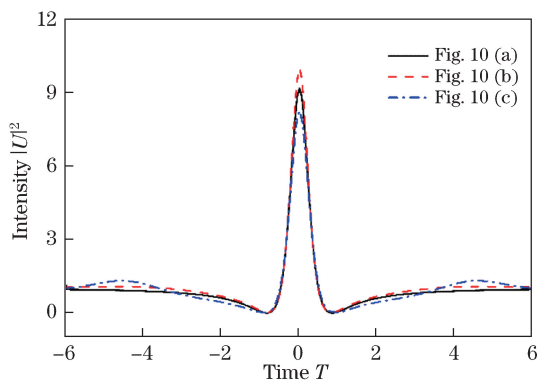


图 11 三种不同初始输入脉冲激发的首个脉冲的强度分布

Fig. 11 Intensity distributions of first excited pulses by three different initial input pulses

由以上分析可知,Peregrine 孤子在掺杂光纤中传输时,带有扰动的平面波引起的调制不稳定性导致了脉冲的分裂,所以 Peregrine 孤子在光纤中无法稳定传输。在实际应用中,为了获得可以稳定传输的高峰值

脉冲,必须消除背景波^[30]。选取一个平面波,该平面波可表示为

$$U_{cw}(Z, T) = \exp[i(Z - Z_0 + \pi)]。 \quad (6)$$

(6)式所示的平面波与(4)式所示的 Peregrine 孤子中的平面波具有相反的相位。将(6)式所示的平面波与 Peregrine 孤子相互干涉叠加后可消去背景波^[31]。当 $Z_0 = 5$ 、 $g_0 = 0.1 \text{ m}^{-1}$ 、 $E_{\text{sat}} = 0.1 \text{ pJ}$ 时,(4)式所示的 Peregrine 孤子在 $T = 0$ 处激发脉冲的强度随传输距离 Z 的分布如图 12(a)所示。由于选取的激发位置 $Z_0 = 5$,因此 $Z_2 = 5$ 处脉冲峰值强度最大。图 12(b)为图 12(a)中 $Z_2 = 5$ 处及其附近两个对称位置 $Z_1 = 4.5$ 和 $Z_3 = 5.5$ 处的脉冲波形图。从图中可以看出, $Z_2 = 5$ 处的脉冲峰值强度最大,脉宽最窄; $Z_1 = 4.5$ 和 $Z_3 = 5.5$ 两个对称位置的脉冲波形完全重合。图 12(c)为图 12(b)中消去背景波后零背景脉冲的波形图。

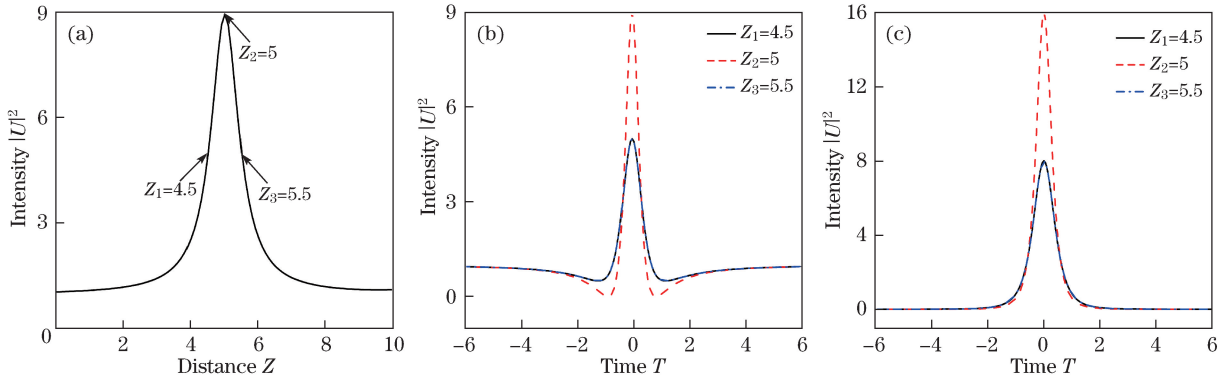


图 12 (a) $T = 0$ 处激发脉冲的强度分布图;(b)未去背景波的脉冲波形图;(c)消去背景波后的脉冲波形图

Fig. 12 (a) Intensity distribution of excited pulse at $T = 0$; (b) pulse waveform with background waves;

(c) pulse waveform after eliminating background waves

将图 12(c)中三种情况的零背景脉冲作为初始输入波形分别在单模光纤和掺杂光纤中进行传输,如图 13 所示。图 13(a)~(c)为零背景脉冲在单模光纤中的传输演化图。从图中看出,零背景脉冲在单模光纤中可以稳定传输,不发生分裂,并且脉宽在传输过程中呈呼吸式周期性变化。将峰值位置 $Z_2 = 5$ 处的脉冲作为初始输入在光纤中传输时,脉宽较窄,而偏离峰值位置的脉宽较宽。图 13(d)~(f)为零背景脉冲在掺杂光纤中的传输演化图。从图中看出,零背景脉冲在掺杂光纤中也可稳定传输,但由于存在增益,脉宽比在单模光纤中窄。图 14 是图 12(c)所示三种零背景脉冲分别在单模光纤和掺杂光纤中传输时在 $T = 0$ 处的

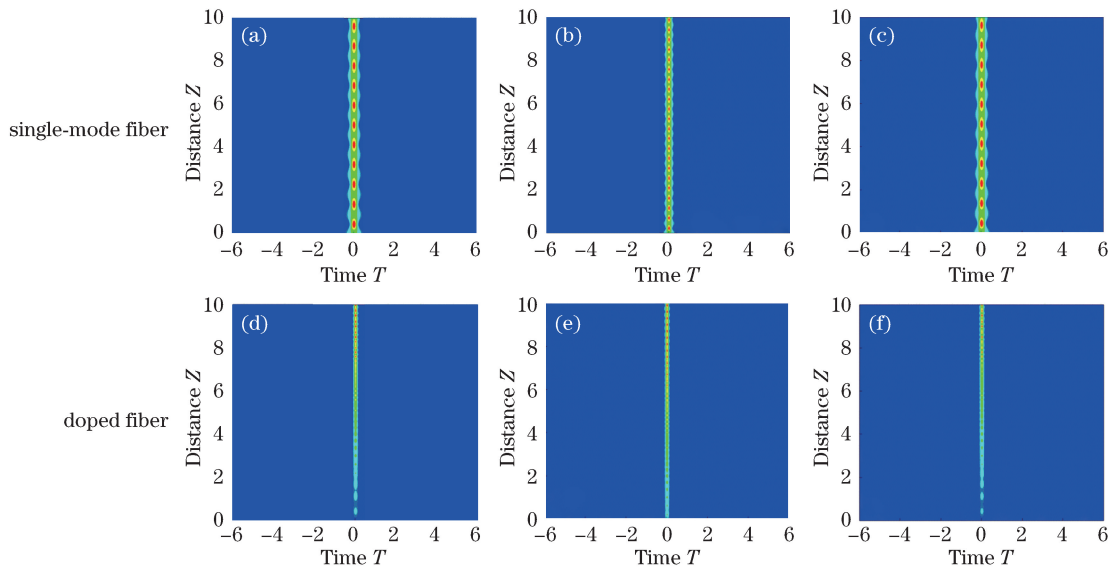


图 13 零背景脉冲分别在单模光纤和掺杂光纤中的传输演化图。(a)(d) $Z_1 = 4.5$; (b)(e) $Z_2 = 5$; (c)(f) $Z_3 = 5.5$

Fig. 13 Transmission evolution figures of zero background pulses in single-mode fiber and doped fiber.

(a)(d) $Z_1 = 4.5$; (b)(e) $Z_2 = 5$; (c)(f) $Z_3 = 5.5$

强度分布图。从图 14(a)中看出,零背景脉冲在单模光纤中传输时,脉冲强度呈周期性振荡,而强度的平均值几乎不发生变化。峰值位置 $Z_2=5$ 处的脉冲在光纤中传输时脉冲强度较高,而偏离峰值位置的脉冲在光纤中传输时脉冲强度较低。从图 14(b)中看出,零背景脉冲在掺杂光纤中传输时,除了脉冲强度呈周期性振荡外,由于存在小信号增益,脉冲强度平均值也随着传输距离的增加不断增加。同样,峰值位置 $Z_2=5$ 处的脉冲在光纤中传输时,脉冲强度较大。因此,想要获得高峰值超短脉冲,应当选取 Peregrine 孤子在峰值位置处的脉冲作为初始脉冲,当其在掺杂光纤中传输时,由于存在小信号增益,脉冲强度随着传输距离的增加不断增大。

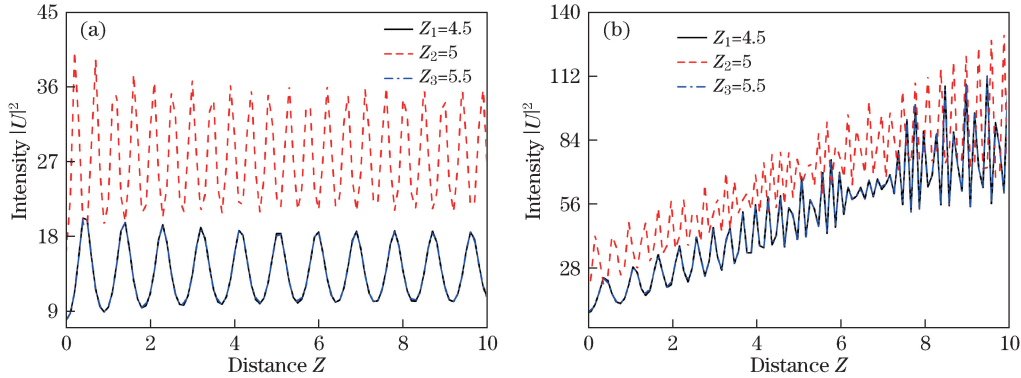


图 14 脉冲分别在(a)单模光纤和(b)掺杂光纤中传输时 $T=0$ 处的强度分布图

Fig. 14 Intensity distributions of pulses transmitted in (a) single-mode fiber and (b) doped fiber at $T=0$

4 结 论

基于光脉冲在掺杂光纤中的传输模型,采用分步傅里叶方法,讨论了 Peregrine 孤子在掺杂光纤中的传输特性。首先,基于标准非线性薛定谔方程的 Peregrine 孤子解,将它的初始波形作为初始输入脉冲在掺杂光纤中传输,激发产生了一个在时间和空间上都局域化的高峰值单脉冲,该单脉冲通常在理论上被用来描述光学怪波。研究发现,Peregrine 孤子在掺杂光纤中传输时,会受到小信号增益、饱和能量等参数的影响。小信号增益越大,饱和能量越高,脉冲峰值强度越强,脉宽越窄,激发产生的子脉冲空间间隔逐渐减小。研究了三种不同的初始输入,即 Peregrine 孤子以及平面波背景上的高斯型脉冲和双曲正割型脉冲在掺杂光纤中的传输,调制不稳定性会导致产生类 Peregrine 孤子。Peregrine 孤子在掺杂光纤中传输时,产生的高峰值单脉冲会迅速分裂产生多个子脉冲,因此不能稳定传输。为了获得稳定传输的高峰值脉冲,截取 Peregrine 孤子在峰值处的脉冲作为初始波形输入到掺杂光纤中,采用光波干涉的方法消去背景波。该高峰值脉冲在掺杂光纤中可以稳定传输,并且其在传输过程中的脉宽呈呼吸式周期变化,强度呈周期性振荡,脉冲强度的平均值不断增加。此外,Peregrine 孤子峰值处的脉冲在传输时脉冲功率较高,而偏离峰值处的脉冲在传输时的功率较低。该研究可为高峰值脉冲在掺杂光纤中的传输研究提供一定的理论基础。

参 考 文 献

- [1] Muler P, Garrett C, Osborne A. Rogue waves[J]. Oceanography, 2005, 18(3): 66-75.
- [2] Akhmediev N, Ankiewicz A, Taki M. Waves that appear from nowhere and disappear without a trace[J]. Phys Lett A, 2008, 373(6): 675-678.
- [3] Chabchoub A, Hoffmann N P, Akhmediev N. Rogue wave observation in a water wave tank[J]. Phys Rev Lett, 2011, 106(20): 204502.
- [4] Kharif C, Pelinovsky E. Physical mechanisms of the rogue wave phenomenon[J]. Eur J Mech B, 2003, 22(6): 603-634.
- [5] Solli D R, Ropers C, Koonath P, *et al.* Optical rogue waves[J]. Nat Lett, 2007, 450(7172): 1054-1057.
- [6] Arecchi F T, Bortolozzo U, Montina A, *et al.* Granularity and inhomogeneity are the joint generators of optical rogue waves[J]. Phys Rev Lett, 2011, 106(15): 153901.
- [7] Bonatto C, Feyereisen M, Barland S, *et al.* Deterministic optical rogue waves[J]. Phys Rev Lett, 2011, 107(5): 053901.
- [8] Solli D R, Ropers C, Jalali B. Active control of rogue waves for stimulated supercontinuum generation[J]. Phys Rev

- Lett, 2008, 101(23): 233902.
- [9] Zaviyalov A, Egorov O, Iliev R, *et al.* Rogue waves in mode-locked fiber lasers[J]. Phys Rev A, 2012, 85(1): 013828.
- [10] Soto-Crespo J M, Grelu P, Akhmediev N. Dissipative rogue waves: Extreme pulses generated by passively mode-locked lasers[J]. Phys Rev E, 2011, 84(1): 016604.
- [11] Lecaplain C, Grelu P, Soto-Crespo J M, *et al.* Dissipative rogue waves generated by chaotic pulse bunching in a mode-locked laser[J]. Phys Rev Lett, 2012, 108(23): 233901.
- [12] Runge A F J, Aguergaray C, Broderick N G R, *et al.* Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser[J]. Opt Lett, 2014, 39(2): 319-322.
- [13] Solli D R, Herink G, Jalali B, *et al.* Fluctuations and correlations in modulation instability[J]. Nat Photonics, 2012, 6(7): 463-468.
- [14] Dudley J M, Genty G, Dias F, *et al.* Modulation instability, Akhmediev breathers and continuous wave supercontinuum generation[J]. Opt Express, 2009, 17(24): 21497.
- [15] Genty G, Dudley J M, Eggleton B J. Modulation control and spectral shaping of optical fiber supercontinuum generation in the picosecond regime[J]. Appl Phys B, 2009, 94(2): 187-194.
- [16] Zhang Jiefang, Lou Jihui. Line optical rogue wave and transmission controlling in inhomogeneous nonlinear wave guides[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(9): 0919001.
张解放, 楼吉辉. 非均匀非线性波导中线光学畸形波及其传输控制[J]. 光学学报, 2013, 33(9): 0919001.
- [17] Dudley J M, Dias F, Erkintalo M, *et al.* Instabilities, breathers and rogue waves in optics[J]. Nat Photonics, 2014, 8(10): 755-764.
- [18] Akhmediev N, Korneev V I. Modulation instability and periodic solutions of the nonlinear Schrodinger equation[J]. Theor Math Phys, 1986, 69(2): 1089-1093.
- [19] Akhmediev N, Eleonskii V M, Kulagin N E. Exact first-order solution of the nonlinear Schrodinger equation[J]. Theor Math Phys, 1987, 72(2): 809-818.
- [20] Kuznetsov E A. Solitons in a parametrically unstable plasma[J]. Sov Phys Dokl, 1977, 22(9): 507-508.
- [21] Ma Y C. The perturbed plane-wave solutions of the cubic Schrodinger equation[J]. Stud Appl Math, 1979, 60(1): 43-58.
- [22] Peregrine D H. Water waves, nonlinear Schrodinger equations and their solutions[J]. Soc Ser B Appl Math, 1983, 25(1): 16-43.
- [23] Kibler B, Fatome J, Finot C, *et al.* The Peregrine soliton in nonlinear fibre optics[J]. Nat Phys, 2010, 6(10): 790-795.
- [24] Hammani K, Kibler B, Finot C, *et al.* Peregrine soliton generation and breakup in standard telecommunications fiber[J]. Opt Lett, 2011, 36(2): 112-114.
- [25] Yang G Y, Li L, Jia S T. Peregrine rogue waves induced by the interaction between a continuous wave and a soliton[J]. Phys Rev E, 2012, 85(4): 046608.
- [26] Yang G Y, Li L, Jia S T, *et al.* High power pulses extracted from the Peregrine rogue wave[J]. Physics, 2013, 65(2): 391-400.
- [27] Song Y F, Guo J, Zhao L M, *et al.* 280 GHz dark soliton fiber laser[J]. Opt Lett, 2014, 39(2): 3484-3487.
- [28] Agrawal G. Nonlinear fiber optics[M]. Jia Dongfang, Ge Chunfeng, Transl. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2013: 31-33.
阿戈沃. 非线性光纤光学[M]. 贾东方, 葛春风, 译. 北京: 电子工业出版社, 2013: 31-33.
- [29] Duan L, Yang Z Y, Liu C, *et al.* Optical rogue wave excitation and modulation on a bright soliton background[J]. Chin Phys Lett, 2016, 33(1): 010501.
- [30] Yang Guangye, Li Lu, Tian Jinping. Study on transformation of Kuznetsov-Ma soliton to quasi-fundamental soliton based on spectral-filtering method[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(6): 0619002.
杨光晔, 李 禄, 田晋平. 基于谱过滤方法的 Kuznetsov-Ma 孤子向准基态孤子转化研究[J]. 光学学报, 2016, 36(6): 0619002.
- [31] Fatome J, Kibler B, Finot C. High quality optical pulse train generator based on solitons on finite background[J]. Opt Lett, 2013, 38(10): 1663-1665.