论文

光子晶体光纤中色散管理的理论研究

杜银霄^{①*}, 袁庆新^①, 李明玉^①, 邵立^①, 王文军^{②*}^① 郑州航空工业管理学院数理系, 郑州 450015;^② 北京凝聚态物理国家实验室, 中国科学院物理研究所, 北京 100190

*联系人, 杜银霄, E-mail: duyinxiao@zzia.edu.cn; 王文军, E-mail: wjwang@iphy.ac.cn

收稿日期: 2015-06-16; 接受日期: 2015-08-10; 网络出版日期: 2016-04-25

国家自然科学基金(批准号: 61274012, 51472221, 51372267)、河南省高校科技创新人才支持计划(编号: 14HASTIT018)和河南省高等学校青年骨干教师资助计划(编号: 2011GGJS-140)资助项目

摘要 光子晶体光纤在光通信和超快光学中具有广泛的应用. 本文基于描述光子晶体光纤的非线性 Schrödinger 方程, 利用双线性方法, 得到了该方程的双线性形式和解析单孤子解. 通过对单孤子解的分析, 研究孤子在光子晶体光纤中的传输特性. 借助于色散管理的思想, 通过改变光子晶体光纤中的群速度色散系数, 我们讨论了孤子在不同群速度色散函数情况下的传输状态. 如果光子晶体光纤的群速度色散系数为常数, 则孤子能保持原有的速度和形状进行传输. 如果群速度色散系数选为三角函数, 孤子会呈现周期性传输. 而当群速度色散系数函数为高斯函数时, 孤子表现出局域孤子的特性. 此外, 如果将群速度色散系数函数定为线性函数, 则能在光子晶体光纤中同时实现孤子压缩和放大. 本文结论对于光子晶体光纤中的色散管理技术具有重要的理论参考价值.

关键词 光子晶体光纤, 孤子, 色散管理**PACS:** 42.55.Tv, 42.65.Tg, 42.81.Dp

1 引言

Knight 等人^[1]于 1996 年首次在实验室制备了第一根光子晶体光纤(PCF), 并发现其具有独特的无尽单模传输特性, 在学术界和产业界引起极大的轰动. PCF 由单一介质构成并由在二维方向上紧密排列而在轴向保持结构不变的波长量级的空气孔构成微结构包层, PCF 因其独特的包层结构呈现出许多在传统光纤中难以实现的特性, 进一步的研究发现通过这种周期性的包层结构可以对光纤的模式、色散、双

折射及非线性进行设计和优化, PCF 因而受到了广泛关注并成为近年来光学与光电子学研究的一个热点^[2]. 由于 PCF 具有许多优异的性能, 它在光通信、光传感、飞秒激光及更大的光谱范围内产生光孤子等方面都有非常重要的研究价值^[3-5]. 利用 PCF 独特的色散平坦特性, 可以控制光纤的色散, 从而可以广泛应用于传输超短孤子、波分复用系统中减小四波混频效应和产生超连续谱等方面^[6,7]. 利用 PCF 的高非线性特性, 可以使输出的孤子脉冲得到更有效的压缩,

引用格式: 杜银霄, 袁庆新, 李明玉, 等. 光子晶体光纤中色散管理的理论研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2016, 46: 064201

Du Y X, Yuan Q X, Li M Y, et al. The theoretical study of dispersion management in a photonic crystal fiber (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2015, 45: 064201, doi: 10.1360/SSPMA2015-00309

从而可以广泛应用于相干光纤通信、光纤传感非线性显微术、相干拉曼散射显微术、激光光谱技术、光信息技术和高功率光纤激光系统等领域^[8-10]. 另外, 由于拉曼孤子在光通信、波长转换、放大器等领域的广泛应用而一直备受人们的关注, 所以 PCF 中拉曼孤子及其辐射现象对于研究波长转换及其放大具有重要的理论意义和应用价值^[11-14].

光孤子是指经过长距离传输而保持形态、幅度和速度不变的光脉冲. 光孤子理论的出现, 对于现代通信技术的发展起到了里程碑的作用^[15], 而直到 1980 年人们才首次在光纤中观察到光孤子, 并开始把光孤子作为新的信息载体. 近年来, 随着 PCF 非线性光学效应研究的不断深入, 国际上开始对 PCF 中的孤子效应进行广泛的探讨. 2005 年, Luan 等人^[16]利用波长为 860 nm 的钛宝石激光器飞秒激光产生两束延迟时间不同的脉冲, 泵浦 2 m 长的零色散波长为 1250 nm 的 PCF, 获得了平均功率分别为 1.66 mW 和 1.32 mW 的双孤子脉冲, 并发现了孤子间的能量交换. 2007 年, Podlipensky 等人^[17]利用 800 nm 波长、76 MHz 重复频率、110 fs 脉宽的激光泵浦零色散波长为 707 nm 的非线性 PCF, 首次获得了 Bound 孤子对. 2009 年, Fedotov 等人^[18]利用 1.27 μm 波长、240 pJ 能量、35 fs 脉宽的脉冲泵浦 150 cm 长零色散波长为 750 nm 的 PCF, 得到了 1335 nm 的红移孤子. 2010 年, Baumgart 等人^[19]在光纤中实现 130 nJ, 77 fs 的孤子输出. 2011 年, Strak 等人^[20]在锥形 PCF 中发现, 随着光在光纤中的传播, 零色散波长从 731 nm 移动到 640 nm, 发现了蓝移孤子, 孤子传输中心波长达到 400 nm 甚至更短.

国内自 2005 年起才开始关注 PCF 中的孤子效应, 但迅速升温, 至今已开展了许多基础的理论分析和数值模拟工作^[21,22]. Li 等人^[23]利用非线性 Schrödinger (NLS) 方程通过数值模拟研究了 PCF 中超连续谱的孤子捕获, 当相位匹配条件满足时, 新的脉冲捕获频率随之产生. 通过使用标准单模光纤作为高阶孤子压缩器, Jing 等人^[24]利用数值和实验的方法研究了 80 m 长的全正色散 PCF 中超连续脉冲的展宽. Liu 等人^[25]首次报道了由 1560 nm 飞秒光纤激光器作为泵浦的亚硝酸盐 PCF 中的孤子自频移, 弱连续波激光器的输入功率由 0 mW 增加到 1.17 mW, 孤子蓝移由 1935 nm 变化到 1591 nm. Wang 等人^[26]的数值研究结果表明产生的超连续谱被两束色散波所束缚, 分别是蓝

移色散波和红移色散波, 他们发现一个新的现象: 当孤子和色散波的群速度相匹配时, 蓝移色散波和红移色散波都能被孤子捕获, 进而通过孤子和色散波的混合导致新的光谱分量的产生. 另外, 有人研究了 PCF 中的孤子衰减和色散波的产生, 发现当功率较低的时候, 只有孤子的衰减, 没有色散波的产生, 当功率相对较高时, 孤子的一部分能量转移到色散波, 从而发生蓝移^[27]. Yuan 等人^[28]通过实验方法, 观测到 PCF 中孤子分裂会产生多个中红外波. 最近, Yan 等人^[29]提出了基于 PCF 的可调谐和切换的超快掺铒光纤激光器, 该激光器展示出锁模范围从 1852 nm 变化到 1886 nm, 且结构紧凑, 可通过光纤环腔中的偏振来调谐和切换的优点.

综上所述, 尽管目前对于 PCF 中孤子效应的研究已成为国内外研究的热点, 但是缺乏孤子在 PCF 中传输特性的解析研究. 本文主要基于双线性方法, 解析研究用于描述光在 PCF 中传输的 NLS 方程, 分析 PCF 中各阶色散对孤子传输的影响, 从而为 PCF 中色散管理技术提供有效的理论指导.

2 光在 PCF 中传输时的方程模型及其解析求解

用于描述光在 PCF 中传输的方程可以表示为如下 NLS 方程^[30,31]:

$$\partial_{\xi}\psi - \frac{i}{2}\beta_2(\xi)\partial_{\tau}^2\psi + \frac{1}{6}\beta_3(\xi)\partial_{\tau}^3\psi - i|\psi|^2\psi - \tau_R\psi\partial_{\tau}|\psi|^2 - [\eta(\xi) + i\delta]\psi\int_{-\infty}^{\tau}|\psi|^2d\tau' = 0, \quad (1)$$

其中, $\psi(\xi, \tau)$ 表示归一化电场包络, ξ 表示纵坐标, τ 表示时间坐标, $\beta_2(\xi)$ 表示群速度色散, $\beta_3(\xi)$ 表示三阶群速度色散.

$$\tau_R \equiv \int_0^{\infty} \tau'[(1-\rho)\tilde{\delta}(\tau') + \rho h(\tau')]t_0 d\tau',$$

其中 $\tilde{\delta}(\tau')$ 表示狄拉克 δ 函数, t_0 表示初始脉宽, ρ 表示非瞬时拉曼非线性的相对强度, $h(\tau')$ 表示气体的拉曼响应函数^[32]. δ 表示小的振动常数.

通过引入变量变换^[33,34]

$$\psi(\xi, \tau) = \frac{g(\xi, \tau)}{f(\xi, \tau)},$$

其中 $g(\xi, \tau)$ 为复函数, $f(\xi, \tau)$ 为实函数. 我们可以把 $\psi(\xi, \tau)$ 的变换形式代入方程(1)中, 并根据参考文

献[20]中相关的计算过程以及符号计算方法^[35-40], 我们可以得到方程(1)的双线性形式为

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\beta_2(\xi)D_\tau^2 f \cdot f - g g^* &= 0, \\ D_\tau g \cdot g^* - s f &= 0, \\ D_\xi g \cdot f - \frac{i}{2}\beta_2(\xi)D_\tau^2 g \cdot f + \frac{1}{6}\beta_3(\xi)D_\tau^3 g \cdot f \\ - \eta(\xi)\beta_2(\xi)g f_\tau + \tau_R g s &= 0, \end{aligned}$$

我们假设

$$\begin{aligned} g(\xi, \tau) &= \varepsilon \times g_1(\xi, \tau), \\ f(\xi, \tau) &= 1 + \varepsilon^2 \times f_2(\xi, \tau), \\ s(\xi, \tau) &= \varepsilon^2 \times s_2(\xi, \tau), \end{aligned}$$

并令

$$\begin{aligned} g_1(\xi, \tau) &= \exp(\theta) = \exp[a_{11}(\xi) + i a_{12}(\xi) \\ &\quad + (b_{11} + i b_{12})\tau + k_{11} + i k_{12}], \end{aligned}$$

代入可得

$$\begin{aligned} a_{11}(\xi) &= \frac{1}{3}b_{12}(3b_{11} - 3b_{11}^2\tau_R + b_{12}^2\tau_R) \int \beta_2(\xi) d\xi, \\ a_{12}(\xi) &= \frac{1}{6}(3b_{12}^2 - 3b_{11}^2 + 2b_{11}^3\tau_R - 6b_{11}b_{12}^2\tau_R) \int \beta_2(\xi) d\xi, \\ f_2(\xi, \tau) &= \frac{1}{4b_{11}^2\beta_2(\xi)} \exp(\theta + \theta^*), \\ s_2(\xi, \tau) &= 2ib_{12} \exp(\theta + \theta^*), \\ \eta(\xi) &= \frac{\tau_R b_{11}^2}{3} - \frac{i\beta_2'(\xi)}{2b_{11}\beta_2(\xi)^2}, \\ b_{12} &= 0, \quad \beta_3(\xi) = -2\tau_R\beta_2(\xi). \end{aligned}$$

从而可得方程(1)的解析单孤子解为

$$\begin{aligned} \psi(\xi, \tau) &= \frac{g(\xi, \tau)}{f(\xi, \tau)} = \frac{g_1(\xi, \tau)}{1 + f_2(\xi, \tau)} \\ &= \frac{\exp(\theta)}{1 + \frac{1}{4b_{11}^2\beta_2(\xi)} \exp(\theta + \theta^*)} \\ &= \frac{1}{2} \exp \left[\text{Im}(\theta) - \frac{1}{2} \ln \frac{1}{4b_{11}^2\beta_2(\xi)} \right] \\ &\quad \times \text{sech} \left[\text{Re}(\theta) + \frac{1}{2} \ln \frac{1}{4b_{11}^2\beta_2(\xi)} \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

3 PCF 中色散管理技术研究

根据解析解(2), 并且选择合适的参数, 我们可以得到如图 1 所示的孤子传输图. 当色散系数 $\beta_2(\xi)$ 为常数时, 我们可以得到孤子的稳定传输, 如图 1(a) 所示. 孤子在传输过程中能保持原有的速度和形状进行传输. 此时, PCF 中的各阶色散系数都为常数. 当增加 PCF 中的色散效应, 孤子振幅会增加, 脉冲脉宽会展宽. 这与普通单模光纤中的情形类似. 当改变 PCF 中的色散, 借助于色散渐变光纤中色散变化的思想, 我们可以使 PCF 中色散函数为三解函数型, 高斯型, 线型等. 下面我们重点讨论这几种色散函数对孤子传输的影响. 当 $\beta_2(\xi) = 1.1 + \sin(2\xi)$ 时, 如图 1(b) 所示, 孤子呈现周期性的传输. 此处需要注意的是, $\beta_2(\xi)$ 中的常数项的值应该大于后面函数的绝对值, 否则, 解析解(2)中会出现奇点, 使孤子呈现不稳定传输.

当色散系数 $\beta_2(\xi) = 4\exp(-\xi^2)$, 孤子只是在局域

图 1 (网络版彩图)PCF 中孤子传输图. 解析解(2)中各参数为: $\tau_R=1$, $b_{11}=0.5$, $k_{11}=-0.2$, $k_{12}=1$ 且(a) 色散系数为 $\beta_2(\xi)=10$; (b) 色散系数为 $\beta_2(\xi)=1.1+\sin(2\xi)$

Figure 1 (Color online) Soliton transmission in the photonic crystal fiber. Corresponding parameters in analytic solution (2) are: $\tau_R=1$, $b_{11}=0.5$, $k_{11}=-0.2$, $k_{12}=1$, group velocity dispersion (GVD) coefficients (a) $\beta_2(\xi)=10$; (b) $\beta_2(\xi)=1.1+\sin(2\xi)$.

图 2 (网络版彩图)PCF 中孤子传输图. 解析解(2)中各常数取值与图 1 中相同, (a) 色散系数为 $\beta_2(\xi)=4\exp(-\xi^2)$; (b) 色散系数为 $\beta_2(\xi)=1+\xi$

Figure 2 (Color online) Soliton transmission in the photonic crystal fiber. Corresponding parameters in analytic solution (2) are similar to Figure 1 except the GVD coefficients (a) $\beta_2(\xi)=4\exp(-\xi^2)$; (b) $\beta_2(\xi)=1+\xi$.

传输, 并不能传输很远. 孤子传输一段距离后, 会向四周衰减, 类似于局域解的特性, 如图 2(a)所示. 当色散系数为线性时, 比如 $\beta_2(\xi)=1+\xi$ 时, 孤子在传输过程中呈现放大状态. 同时, 孤子的脉宽有所减小. 放大和压缩后的孤子质量较好, 不存在调制, 如图 2(b)所示. 因此可以利用色散结构为线性的 PCF, 在产生超连续的同时, 进行孤子放大和压缩.

4 结论

本文借助于色散管理的思想, 主要研究了 PCF 中色散系数变化时的孤子传输状态. 利用双线性方

法, 首先将 NLS 方程(1)进行双线性化. 然后利用双线性化方程的形式, 求得了方程(1)的解析单孤子解. 通过分析解析单孤子解(2), 我们对 PCF 中孤子的传输特性进行了讨论. 当色散系数为常数时, 孤子能保持原有的速度和形状进行传输. 当色散系数函数为三角函数时, 孤子呈现周期性传输. 而当色散系数函数为高斯函数时, 孤子表现出局域孤子的特性, 迅速向四周衰减. 色散系数函数为线性函数时, 能在 PCF 中同时实验孤子压缩和放大, 并且孤子质量较高. 本文结论有利于对 PCF 中的色散参数进行管理, 使 PCF 更好地应用于光通信和超快光学等领域.

参考文献

- 1 Knight J C, Birks T A, Russell P S, et al. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt Lett*, 1996, 21: 1547–1549
- 2 Li W, Chen H, Chen M. High symmetry of the mode field distribution photonic crystal fiber with high birefringence (in Chinese). *Chin J Lasers*, 2012, 39: 0205002 [黎薇, 陈辉, 陈明. 高对称性模场分布的高双折射 PCF. *中国激光*, 2012, 39: 0205002]
- 3 An L, Zheng Z, Li Z, et al. Ultra-wideband single-polarization single-mode, high nonlinearity photonic crystal fiber. *Opt Commun*, 2009, 282: 3266–3269
- 4 Choi H G, Kee C S, Sung J H, et al. Supercontinuum generation in irregularly microstructured elliptic core fibers. *Phys Rev A*, 2008, 77: 035804
- 5 Tan X L, Geng Y F, Zhou J. A novel ultrahigh birefringent hole-assistant microstructured optical fiber with low confinement loss. *Opt Laser Technol*, 2011, 43: 1331–1334
- 6 Ferrando A, Silvestre E, Miret J J, et al. Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers. *Opt Lett*, 2000, 25: 790–792
- 7 Ferrando A, Silvestre E, Andrés P, et al. Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers. *Opt Lett*, 2001, 9: 687–697
- 8 O'Carroll J, Phelan R, Kelly B, et al. Narrow-linewidth discrete-mode laser diodes for coherent communication applications. *J Opt Commun Netw*, 2012, 4: A90–A96
- 9 McAleavey F J, O'Gorman J, Donegan J F, et al. Narrow linewidth, tunable Tm³⁺-doped fluoride fiber laser for optical-based hydrocarbon gas sensing. *IEEE J Sel Top Quantum Electron*, 1997, 3: 1103–1111

- 10 Liu Y, Wang B S, Xie S Y, et al. High-power narrow-linewidth quasi-CW diode-pumped TEM₀₀ 1064 nm Nd:YAG ring laser. *Appl Opt*, 2012, 51: C27–C31
- 11 Herrmann J, Griebner U, Zhavoronkov N, et al. Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers. *Phys Rev Lett*, 2002, 88: 173901
- 12 Liu X, Xu G, Knox W H. Soliton self-frequency shift in a short tapered air-silica microstructure fiber. *Opt Lett*, 2001, 26: 358–360
- 13 Yulin A V, Skryabin D V, Russell P S J. Four-wave mixing of linear waves and solitons in fibers with higher-order dispersion. *Opt Lett*, 2004, 29: 2411–2413
- 14 Hill S, Kuklewicz C E, Leonhardt U, et al. Evolution of light trapped by a soliton in a microstructured fiber. *Opt Express*, 2009, 17: 13588–13601
- 15 Hasegawa A, Tappert F. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion. *Appl Phys Lett*, 1973, 23: 142–144
- 16 Luan F, Yulin A, Skryabin D, et al. Spectral signatures of soliton collisions in photonic crystal fibers. In: *Proceedings of Nonlinear Guided Waves and Their Applications*. Dresden, 2005
- 17 Podlipensky A, Szarniak P, Joly N Y, et al. Bound soliton pairs in photonic crystal fiber. *Opt Express*, 2007, 15: 1653–1662
- 18 Fedotov A B, Voronin A A, Fedotov I V, et al. Spectral compression of frequency-shifting solitons in a photonic-crystal fiber. *Opt Lett*, 2009, 34: 662–664
- 19 Baumgart M, Ortac B, Lecaplain C, et al. 130 nJ 77 fs dissipative soliton fiber laser. In: *Proceedings of Conference on Lasers and Electro-Optics*. San Jose, 2010
- 20 Stark S P, Podlipensky A, Russell P S J. Soliton blueshift in tapered photonic crystal fibers. *Phys Rev Lett*, 2011, 106: 083903
- 21 Wang J, Wang Z L, Shi Y M. Pulse-width compression based on photonic crystal fiber. *Optoelectron Lett*, 2006, 2: 206–208
- 22 Wang J, Wang Z L. Evolution of sum-chirp in polarization multiplexed communication system. *Chin Phys*, 2004, 13: 877–881
- 23 Li J F, Zhou G Y, Hou L T. Numerical simulation of soliton trapping of the supercontinuum in photonic crystal fiber. *Acta Phys Sin*, 2012, 61: 124203
- 24 Jing Q, Ma H F, Zhang X, et al. Supercontinuum broadening in all-normal dispersion photonic crystal fiber by means of soliton compression in standard single-mode fiber. *Opt Commun*, 2012, 285: 2917–2923
- 25 Liu L, Meng X W, Yin F X, et al. Soliton self-frequency shift controlled by a weak seed laser in tellurite photonic crystal fibers. *Opt Lett*, 2013, 38: 2851–2854
- 26 Wang W B, Yang H, Tang P H, et al. Soliton trapping of dispersive waves in photonic crystal fiber with two zero dispersive wavelengths. *Opt Express*, 2013, 21: 11215–11226
- 27 Ren X Y, Tian Z S, Lin R Z, et al. Measurement of soliton decay and dispersive wave generation in photonic crystal fiber. *Opt Eng*, 2014, 53: 054101
- 28 Yuan J H, Sang X Z, Wu Q, et al. Generation of multiple mid-infrared wavelengths by soliton fission in a photonic crystal fiber. *IEEE Photonic Tech Lett*, 2014, 26: 2209–2212
- 29 Yan Z Y, Li X H, Tang Y L, et al. Tunable and switchable dual-wavelength Tm-doped mode-locked fiber laser by nonlinear polarization evolution. *Opt Express*, 2015, 23: 4369–4376
- 30 Saleh M F, Biancalana F. Understanding the dynamics of photoionization induced nonlinear effects and solitons in gas-filled hollow-core photonic crystal fibers. *Phys Rev A*, 2011, 84: 063838
- 31 Saleh M F, Chang W, Holzer P, et al. Theory of photoionization-induced blue shift of ultrashort solitons in gas-filled hollow-core photonic crystal fibers. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 203902
- 32 Liu W J, Tian B, Zhen H L, et al. Analytic study on solitons in gas-filled hollow-core photonic crystal fibers. *EuroPhys Lett*, 2012, 100: 64003
- 33 Liu W J, Tian B, Zhang H Q. Types of solutions of the variable-coefficient nonlinear Schrödinger equation with symbolic computation. *Phys Rev E*, 2008, 78: 066613
- 34 Liu W J, Han H N, Zhang L, et al. Breathers in a hollow-core photonic crystal fiber. *Laser Phys Lett*, 2014, 11: 045402
- 35 Gao X Y. Variety of the cosmic plasmas: General variable-coefficient Korteweg-de Vries-Burgers equation with experimental/observational support. *EuroPhys Lett*, 2015, 110: 15002
- 36 Gao X Y. Comment on “Solitons, Bäcklund transformation, and Lax pair for the (2+1)-dimensional Boiti-Leon-Pempinelli equation for the water waves”. *J Math Phys*, 2015, 56: 014101
- 37 Gao X Y. Bäcklund transformation and shock-wave-type solutions for a generalized (3+1)-dimensional variable-coefficient B-type

- Kadomtsev-Petviashvili equation in fluid mechanics. *Ocean Eng*, 2015, 96: 245–247
- 38 Zhen H L, Tian B, Wang Y F, et al. Soliton solutions and chaotic motions of the Zakharov equations for the Langmuir wave in the plasma. *Phys Plasmas*, 2015, 22: 032307
- 39 Sun W R, Tian B, Jiang Y, et al. Optical rogue waves associated with the negative coherent coupling in an isotropic medium. *Phys Rev E*, 2015, 91: 023205
- 40 Wang Y F, Tian B, Wang M, et al. Solitons via an auxiliary function for an inhomogeneous higher-order nonlinear Schrödinger equation in optical fiber communications. *Nonlinear Dyn*, 2015, 79: 721–729

The theoretical study of dispersion management in a photonic crystal fiber

DU YinXiao^{1*}, YUAN QingXin¹, LI MingYu¹, SHAO Li¹ & WANG WenJun^{2*}

¹ *Department of Mathematics and Physics, Zhengzhou Institute of Aeronautical Industry Management, Zhengzhou 450015, China;*

² *Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*

Photonic crystal fiber is widely used in optical communication and ultrafast optics. In this paper, the nonlinear Schrödinger equation in the photonic crystal fiber is studied analytically. With the Horita method, the bilinear form are derived, and the analytic one-soliton solution for the nonlinear Schrödinger equation are obtained. Through the analytic one-soliton solution obtained, the transmission characteristics of solitons in the photonic crystal fiber are analyzed with the different group velocity dispersion. With the help of the dispersion management technology, we discuss the soliton transmission in the case of different group velocity dispersion functions by changing the group velocity dispersion of the photonic crystal fiber. If the group velocity dispersion function of the photonic crystal fiber is constant, the solitons can keep their velocities and shapes during the transmission. If the group velocity dispersion function of the photonic crystal fiber is the trigonometric one, the solitons show the periodic transmission. While the group velocity dispersion function of the photonic crystal fiber is the Gauss one, the properties of local solitons are demonstrated. Moreover, when the group velocity dispersion function of the photonic crystal fiber is the linear one, the soliton compression and amplification in the photonic crystal fiber can be realized simultaneously. The conclusion of this paper provides a theoretical reference for the corresponding dispersion management technology in the photonic crystal fiber.

photonic crystal fiber, soliton, dispersion management

PACS: 42.55.Tv, 42.65.Tg, 42.81.Dp

doi: 10.1360/SSPMA2015-00309