

高非线性光子晶体光纤中飞秒脉冲压缩(特邀)

侯尚林¹, 雷景丽¹, 吴七灵¹, 王道斌¹, 李晓晓¹, 王慧琴², 曹明华²

(1. 兰州理工大学 理学院, 甘肃 兰州 730050;

2. 兰州理工大学 计算机与通信学院, 甘肃 兰州 730050)

摘要: 采用全矢量有限元法和分步傅里叶法模拟计算了高非线性光子晶体光纤在近红外光谱区(特别是在 850 nm)的飞秒脉冲孤子效应压缩, 提出了一种新的反常群速度色散($\beta_2 = -50.698 \text{ ps}^2/\text{km}$)、小高阶色散和高非线性($\gamma = 268.419 \text{ W}^{-1}/\text{km}$)二氧化硅芯光子晶体光纤结构, 建立了包含高阶色散和拉曼散射的非线性薛定谔方程, 研究了高斯脉冲在此光纤中传输时, 光纤长度和孤子阶数对脉冲压缩的影响, 分析了光纤中 2~5 阶色散, 研究表明: 孤子阶数为 8 时, 品质因子和压缩因子均达到最大, 初始脉冲的峰值功率 $P_0 = 3\ 357.8 \text{ W}$, 压缩效果最好; 优化光纤几何和光学参数, 可以得到高品质因数、小底座的超短光脉冲。

关键词: 脉冲压缩; 光子晶体光纤; 孤子; 高非线性

中图分类号: TN929.11 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201948.0103004

Enhanced femtosecond optical pulses compression in highly nonlinear photonic crystal fibers(invited)

Hou Shanglin¹, Lei Jingli¹, Wu Qiling¹, Wang Daobin¹, Li Xiaoxiao¹, Wang Huiqin², Cao Minghua²

(1. School of Science, Lanzhou University of Technology, Lanzhou 730050, China;

2. School of Computer and Communication, Lanzhou University of Technology, Lanzhou 730050, China)

Abstract: The soliton-effect compression of femtosecond optical pulses in highly nonlinear silica-core photonic crystal fiber at near-infrared spectrum region (especially at 850 nm) was numerically investigated by full-vector finite element method and split-step Fourier method. A novel SiO_2 core photonic crystal fiber with an anomalous group velocity dispersion ($\beta_2 = -50.698 \text{ ps}^2/\text{km}$), small higher-order dispersions and high nonlinearity ($\gamma = 268.419 \text{ W}^{-1}/\text{km}$) for efficient soliton-effect compression of femtosecond optical pulses was proposed, the nonlinear Schrodinger equation including higher-order dispersions and Raman scattering was derived. The effect of the Gaussian pulses compression in HN-PCF was numerically investigated by taking account of the fiber length and the soliton order, and the second to fifth orders dispersion were analyzed. The research results show that Q factor and compression factor are maximum at the soliton order of 8. The effect of compression is best when the input pulse's energy $P_0 = 3\ 357.8 \text{ W}$. By optimizing the geometric and optical parameters of the fiber, the high-quality ultrashort optical pulses with little pedestal energy are obtained.

Key words: pulse compression; photonic crystal fiber; soliton; highly nonlinearity

收稿日期: 2018-08-21; 修订日期: 2018-09-19

基金项目: 国家自然科学基金(61665005, 61367007); 甘肃省自然科学基金(17JR5RA132)

作者简介: 侯尚林(1970-), 男, 教授, 博士, 主要从事光纤通信器件和传感方面的研究。Email: houshanglin@163.com

0 引言

超短光脉冲因在高速光通讯、光信号测量和处理、传感技术和生物医学检测等领域的广泛潜在应用而备受关注,通常利用高阶光孤子脉冲压缩和绝热脉冲压缩是两种获得超短脉冲最常用的方法^[1-3]。近年来基于光纤非线性脉冲压缩的研究引起学者们的极大兴趣^[4-6],然而利用普通光纤进行脉冲压缩时,由于受到自身参数的限制,不易获得较好的脉冲压缩效果。而光子晶体光纤由于其结构的灵活设计,能够有效地克服普通光纤的不足,大大提高光脉冲的压缩效率^[7]。

近年来,近红外波长范围的脉冲压缩得到了广泛的研究。有学者对二阶色散指数衰减并非线性保持不变、或非线性色散都指数衰减的无啁啾无底座自相似脉冲压缩进行了理论研究^[8];有研究表明用指数衰减的色散和指数增加的非线性光子晶体光纤可以压缩 850 nm 的光脉冲,还有用线性减小的色散和线性增加的非线性光子晶体光纤进行有效的脉冲压缩^[9]。2010 年,Abobaker 等^[10]设计了一种光子晶体光纤,在波长 850 nm 实现高效的脉冲压缩,运用自相似分析,计算得到压缩因子是 21.49,几乎是绝热脉冲压缩的 13.02 倍。同年,Fedotov 等^[11]利用大模场面积二氧化硅光子带隙光纤在正常色散区,中心波长为 1 140 nm,将初始脉冲宽度约 200fs 的脉冲压缩到 20 fs。2011 年,Abobaker 等^[12]又设计一个锥形光子晶体光纤,沿着光纤色散减小,非线性系数增加,讨论在 850 nm 处有效的啁啾孤子脉冲压缩,输出无基座的超短脉冲。2012 年,Olupitan 等^[13]用一个锥形光子晶体光纤,讨论了在 850 nm 处有效的双曲正割脉冲压缩。2014 年,Ghanbari 等^[14]提出了一种新的纳米尺寸的二氧化硅光子晶体光纤结构,具有小的反常群速度色散、小高阶色散、增强的非线性,在 850 nm 处实现有效的孤子效应飞秒光脉冲压缩。

文中设计了一种新的二氧化硅芯光子晶体光纤结构,采用全矢量有限元法求得纤芯有效折射率,数值模拟表明该光纤具有反常群速度色散,小的高阶色散和高非线性,能够在 850 nm 处实现有效地飞秒脉冲孤子效应压缩;采用分布傅里叶方法数值研究了高斯脉冲在此光纤中的压缩情况,考虑了光纤长

度和孤子阶数对脉冲压缩的影响,得到了高质量、小底座的超短光脉冲。

1 理论分析

光子晶体光纤的总色散包括光纤材料色散与波导色散^[15]。光子晶体光纤一般由石英基质材料组成,材料色散变化很小,而波导色散与光纤的几何结构有关,空气孔间距 Λ 、波长 λ 和归一化空气孔直径 d/Λ 是光子晶体光纤波导色散的三个影响因素。光子晶体光纤的总色散为:

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{\partial^2 n_{\text{eff}}(\lambda)}{\partial \lambda^2} + D_m(\lambda) \quad (1)$$

式中: c 为真空中的光速; λ 为波长; $n_{\text{eff}}(\lambda)$ 为模式有效折射率; $D_m(\lambda)$ 为材料色散,可由 Sellmeier 公式计算。文中设计的二氧化硅芯光子晶体光纤横截面如图 1 所示, Λ 为包层空气孔间距, d 为包层中空气孔的直径。

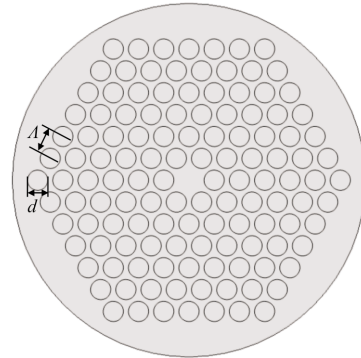


图 1 光子晶体光纤结构

Fig.1 Supposed photonic crystal fiber structure profile

群速度色散(GVD)和色散参量 D 之间的关系为:

$$\beta_2 = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D \quad (2)$$

飞秒脉冲在光子晶体光纤中传输的非线性薛定谔方程为^[16]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} - \frac{i\beta_4}{24} \frac{\partial^4 A}{\partial T^4} + \frac{\beta_5}{120} \frac{\partial^5 A}{\partial T^5} = i\gamma \left[|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right] \quad (3)$$

式中: A 为慢变振幅; α 为损耗系数; T_R 为拉曼散射系数; β_2 、 β_3 、 β_4 、 β_5 分别为 PCF 的群速度色散、三阶、四阶和五阶色散系数; ω_0 为中心频率; γ 为非线性系数。

非线性系数定义为:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}} \quad (4)$$

式中： A_{eff} 为有效纤芯面积； n_2 为非线性折射率系数， m^2/W 。引入对初始脉宽 T_0 归一化的时间量 $\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t-z/v_g}{T_0}$ ，归一化振幅 $U(z, \tau) = A(z, \tau) / \sqrt{P_0}$ ，归一化的距离变量 $\xi = z/L_D$ ，色散长度 $L_D = T_0^2 / |\beta_2|$ ，非线性长度 $L_{\text{NL}} = 1/\gamma P_0$ ，定义 $N^2 = L_D/L_{\text{NL}} = \gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2|$ ，方程(3)简化为：

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial \xi} = & -\frac{i \text{sgn}(\beta_2)}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \frac{\beta_3}{6|\beta_2|T_0} \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} + \frac{i\beta_4}{24|\beta_2|T_0^2} \frac{\partial^4 U}{\partial \tau^4} - \\ & \frac{\beta_5}{120|\beta_2|T_0^3} \frac{\partial^5 U}{\partial \tau^5} - \frac{1}{2} \alpha L_D U + iN^2[|U|^2 U + \\ & \frac{i}{\omega_0 T_0} \frac{\partial}{\partial \tau} (|U|^2 U) - \frac{T_R}{T_0} U \frac{\partial |U|^2}{\partial \tau}] \end{aligned} \quad (5)$$

衡量脉冲压缩质量的两个主要参数为品质因子 Q_c 和压缩因子 F_c ，定义品质因子 Q_c 为压缩脉冲的峰值功率 P_c 与初始脉冲峰值功率 P_0 之比；压缩因子 F_c 为初始脉冲的宽度 T_0 与压缩后脉冲的宽度 T_c 之比^[17]，即 $Q_c = P_c/P_0$ ， $F_c = T_0/T_c$ 。

2 数值模拟

采用全矢量有限元法，由公式(1)可以得到光纤基模有效折射率，并设定归一化空气孔直径 $d/\Lambda = 0.8$ 。图 2 是空气孔间距 Λ 改变时群速度色散随波长的变化情况。可以看出群速度色散在短波长处减小，在反常色散区有一个数值小且平坦的波段；随着空气孔间距 Λ 增大，平坦区域会向长波长波段移动，且平坦区间也变宽。因此通过调节 Λ 的取值，可将此区域集中在通信波段处。

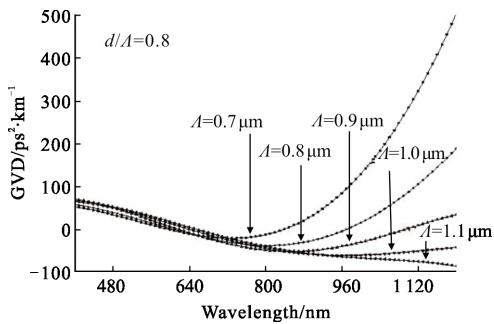


图 2 归一化空气孔直径 $d/\Lambda = 0.8$ ，光子晶体光纤的 GVD 随波长的变化情况

Fig.2 Photonic crystal fiber GVD varies with wavelength when $d/\Lambda = 0.8$

高阶色散对短脉冲的传输有很大的影响，如果只考虑五阶以下的色散，首先需要确定每阶色散在压缩波长处的大小。公式(3)描述了飞秒脉冲在光子晶体光纤中传输时，考虑高阶色散和散射过程时的传输方程。因此求解该非线性薛定谔方程首先需要求解三阶、四阶和五阶色散。

图 3 为 $d/\Lambda = 0.8$ ， $\Lambda = 0.9 \mu\text{m}$ 时，群速度色散随波长的变化情况，可以看出在短波长处，群速度色散由 $70 \text{ ps}^2/\text{km}$ 下降到 $-50 \text{ ps}^2/\text{km}$ ，在波长 850 nm 处群速度色散最小，为 $-50.698 \text{ ps}^2/\text{km}$ ，低色散区达到近 30 nm ，在长波长处，群速度色散随波长增加而增加。

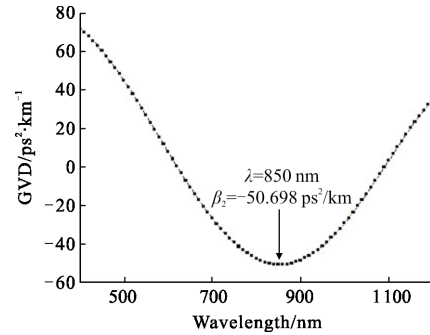


图 3 归一化空气孔直径 $d/\Lambda = 0.8$ ，空气孔间距 $\Lambda = 0.9 \mu\text{m}$ ，光子晶体光纤的 GVD 随波长的变化情况

Fig.3 Photonic crystal fiber GVD as the function of wavelength when $d/\Lambda = 0.8$ and $\Lambda = 0.9 \mu\text{m}$

图 4 展示了不同空气孔周期 Λ 的光子晶体光纤的三阶色散 TOD 随波长的变化情况。从图中可以看

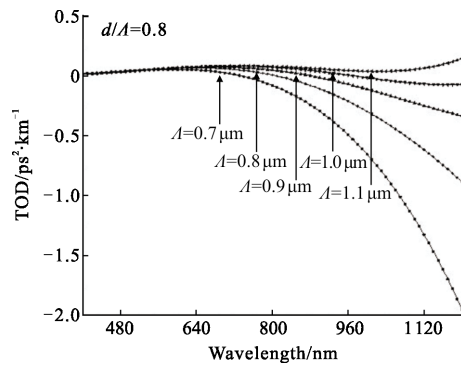


图 4 归一化空气孔直径 $d/\Lambda = 0.8$ ，光子晶体光纤的 TOD 随波长的变化情况

Fig.4 TOD of the photonic crystal fiber varies with wavelength when $d/\Lambda = 0.8$

出，三阶色散都比较小，而且随波长增加而减小。周期比较大的光子晶体光纤的 TOD 对波长不敏感，但

周期小的光子晶体光纤 TOD 随波长增加减小的较多。当波长 $\lambda=850\text{ nm}$ 时, $d/\Lambda=0.8$, $\Lambda=0.9\ \mu\text{m}$ 的曲线对应的 $\beta_3=0.01982\ \text{ps}^3/\text{km}$ 。

图 5 描述了不同空气孔周期 Λ 的光子晶体光纤的四阶色散 FOD 随波长的变化情况。从图中可以看出, 四阶色散在 700 nm 以下的短波长处几乎没有变化, 都接近于 $0\ \text{ps}^4/\text{km}$ 。但随着波长的增加, 小周期光子晶体光纤的 FOD 增大很快, 而且周期比较大的光子晶体光纤的 FOD 随波长增加而减小。当波长 $\lambda=850\text{ nm}$ 时, $d/\Lambda=0.8$, $\Lambda=0.9\ \mu\text{m}$ 的曲线对应的 $\beta_4=2.463\times 10^{-4}\ \text{ps}^4/\text{km}$ 。

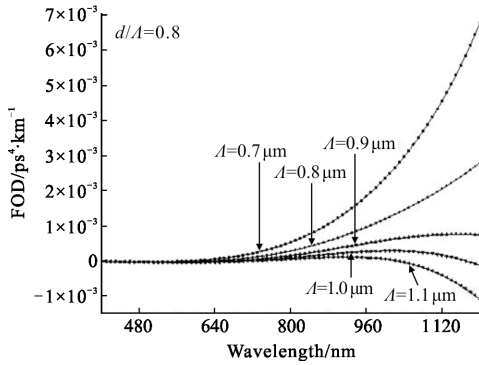


图 5 归一化空气孔直径 $d/\Lambda=0.8$, 光子晶体光纤的 FOD 随波长的变化情况

Fig.5 FOD of the photonic crystal fiber varies with wavelength when $d/\Lambda=0.8$

不同空气孔周期 Λ 的光子晶体光纤的五阶色散随波长的变化情况如图 6 所示。可以看出, 五阶色散

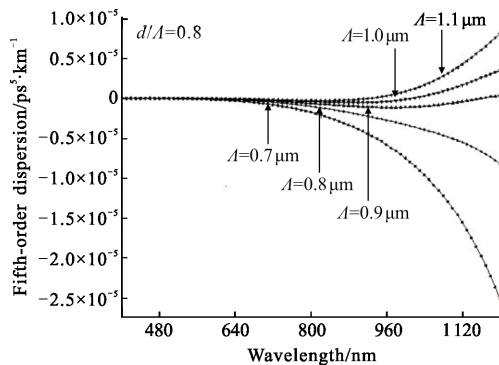


图 6 归一化空气孔直径 $d/\Lambda=0.8$, 光子晶体光纤的五阶色散随波长的变化情况

Fig.6 The fifth order dispersion of photonic crystal fiber varies with wavelength when $d/\Lambda=0.8$

也在 700 nm 以下的短波长接近于 $0\ \text{ps}^5/\text{km}$ 。但随着波长的增加, 小周期光子晶体光纤的五阶色散减小很快, 但周期比较大的光子晶体光纤的五阶色散随波长增加而增大。当波长 $\lambda=850\text{ nm}$ 时, $d/\Lambda=0.8$, $\Lambda=0.9\ \mu\text{m}$ 的曲线对应的 $\beta_5=-8.0362\times 10^{-7}\ \text{ps}^5/\text{km}$ 。从以上图 3~6 中能看出波长为 850 nm 时高阶色散均较小, 这有利于飞秒脉冲压缩。

公式(3)中 T_R 与拉曼增益谱的斜率有关, 参考文献[7]可取 $T_R=3\ \text{fs}$, 公式(5)最后三项分别为自相位调制(SPM)、自陡峭效应(SST)和脉冲内拉曼散射(SRS)。图 7 为归一化空气孔直径 $d/\Lambda=0.8$, 空气孔间距 $\Lambda=0.9\ \mu\text{m}$, 光子晶体光纤的有效纤芯面积随波长的变化情况。可见模场面积在 $1\ \mu\text{m}^2$ 附近, 光能量很集中, 会导致比较大的非线性效应。但长波长的模场面积较大, 说明光场随波长增加而分散。当 λ 为 850 nm 时, A_{eff} 为 $0.881\ \mu\text{m}^2$, $\gamma=268.41908\ \text{W}^{-1}/\text{km}$, 该光纤为高非线性光子晶体光纤。

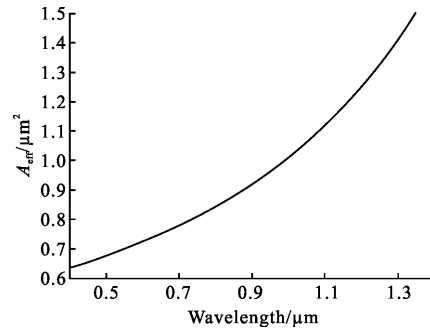


图 7 归一化空气孔直径 $d/\Lambda=0.8$, 空气孔间距 $\Lambda=0.9\ \mu\text{m}$, 有效纤芯面积随波长的变化曲线

Fig.7 Effective area of fiber core of photonic crystal fiber as function of wavelength when $d/\Lambda=0.8$ and $\Lambda=0.9\ \mu\text{m}$

进一步采用分步傅里叶法求解非线性薛定谔方程(3), 设光纤损耗系数 α 为 $0.02\ \text{dB/m}$, 并采用上面计算得到的在波长为 850 nm 时的群速度色散、三阶、四阶和五阶色散系数, 同时考虑自相位调制、自陡峭效应和脉冲内拉曼散射。假设输入脉冲为高斯脉冲 $U(0, T)=\exp(-0.5\tau^2)$, 初始脉宽为 $T_{\text{FWHM}}=100\ \text{fs}$ 。

改变孤子阶数 N , 分别进行脉冲压缩数值模拟。图 8 和图 9 分别表示不同孤子阶数 N 的品质因子 Q_c 和压缩因子 F_c 。可见当 $N=8$ 时, 品质因子和压缩因子均达到最大, 初始脉冲的峰值功率 $P_0=3\ 357.8\ \text{W}$, 压缩效果最好。

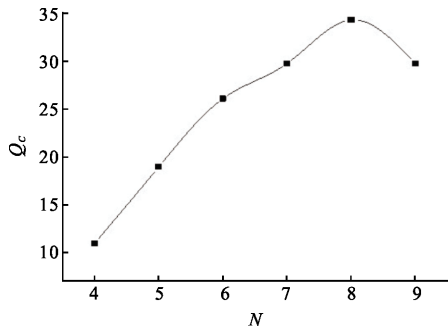


图 8 品质因子 Q_c 随 N 的变化情况

Fig.8 Quality factor Q_c as the function of N

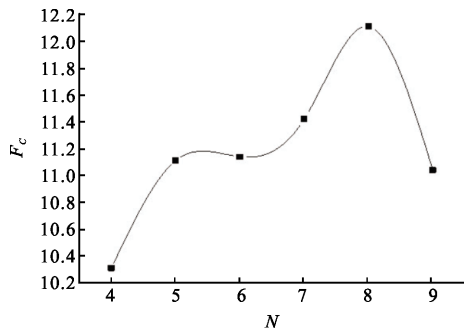


图 9 压缩因子 F_c 随 N 的变化情况

Fig.9 Compression factor F_c as the function of N

综合以上参数,取归一化空气孔直径 $d/\Lambda=0.8$,空气孔间距 $\Lambda=0.9\mu\text{m}$,长度为 5.66mm 的光纤,其群速度色散为 $-50.698\text{ps}^2/\text{km}$, $\beta_3=0.01982\text{ps}^3/\text{km}$, $\beta_4=2.463\times 10^{-4}\text{ps}^4/\text{km}$, $\beta_5=-8.0362\times 10^{-7}\text{ps}^5/\text{km}$,初始脉宽为 100fs 的高斯脉冲8阶孤子压缩效果如图10所示。可见由于有较强的非线性效应,压缩后脉冲不再对称,脉冲前沿出现底座,后沿陡峭,但整体脉冲得到很好的压缩,压缩后脉宽为 $T_0=4.96\text{fs}$,底座较小,压缩效果良好。

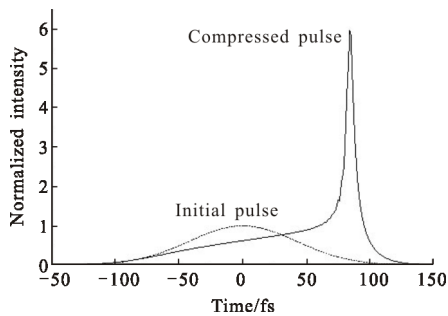


图 10 初始脉冲和压缩脉冲

Fig.10 Initial pulse and compressed pulse

由以上的数值模拟可以看出,利用群速度色散、

三阶到五阶色散、自相位调制、自陡峭和拉曼散射的非线性因素导致了高阶光孤子的产生而进行了脉冲压缩,由高阶色散和拉曼过程导致了被压缩脉冲上升沿的振动而形成脉冲底座,由于脉冲间的拉曼散射导致了脉冲频率连续移向低频。以上因素的共同复杂的作用,导致了脉冲的非对称压缩而形成脉冲前沿的平坦。如果合理地设计光纤参数和脉冲参数,可以在 1060nm 或 1550nm 处都可以进行有效的脉冲压缩,具体的设计可以专门讨论,文中只讨论了在 850nm 处的脉冲压缩。

3 结论

由于光子晶体光纤结构的灵活设计,具有高非线性系数和灵活可调的色散特性,用较短的光纤就可以实现高质量的脉冲压缩。文中设计了一种新的二氧化硅芯光子晶体光纤结构,选定归一化空气孔直径 $d/\Lambda=0.8$,空气孔间距 $\Lambda=0.9\mu\text{m}$,在波长 850nm 处,光纤具有反常群速度色散,小的高阶色散和高非线性,利用 5.66mm 长的光纤在 $N=8$ 时得到 $T_0=4.96\text{fs}$ 的压缩脉冲。

参考文献:

- [1] Yang Kangwen, Hao Qiang, Zeng Heping. Advances in ultrashort divided-pulse amplification systems (Invited) [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2018, 47(1): 0103004. (in Chinese)
杨康文,郝强,曾和平.超短脉冲偏振分割放大技术研究进展(特邀)[J].*红外与激光工程*, 2018, 47(1): 0103004.
- [2] Hu Yuze, Nie Jinsong, Sun Ke, et al. Air filamentation characteristics of ring Airy femtosecond laser beam with different background energies [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2017, 46(8): 0806005. (in Chinese)
胡瑜泽,聂劲松,孙可,等.不同能量背景的环形艾里飞秒激光光束大气成丝特性[J].*红外与激光工程*, 2017, 46(8): 0806005.
- [3] Gu Hongcan, Huang Junbin, Cheng Ling, et al. 20~1250 Hz fiber laser acceleration sensing system [J]. *Chinese Optics*, 2017, 10(4): 469-476. (in Chinese)
顾宏灿,黄俊斌,程玲,等.20~1250 Hz 光纤激光加速度传感系统设计[J].*中国光学*, 2017, 10(4): 469-476.
- [4] Chen Xinrong, Li Chaoming, Wang Dan, et al. Design of deformable mirror with small deformation and its application

- in pulse compression grating with low aberration [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2016, 24(12): 2993-2999. (in Chinese)
- 陈新荣, 李朝明, 王丹, 等. 小形变变形镜的设计及其在低像差脉冲压缩光栅中的应用[J]. *光学 精密工程*, 2016, 24(12): 2993-2999.
- [5] Li Chaoming, Chen Xinrong, Li Lin, et al. Design and fabrication of a composite transmission pulse compression grating[J]. *Optics and Precision Engineering*, 2016, 24(12): 2983-2987. (in Chinese)
- 李朝明, 陈新荣, 李林, 等. 复合型透射式脉冲压缩光栅的设计与制作[J]. *光学 精密工程*, 2016, 24(12): 2983-2987.
- [6] Sun Baochen, Hou Yuemin, Li Feng, et al. Coupling characteristics between fiber grating and stimulated Brillouin signal[J]. *Chinese Optics*, 2017, 10(4): 484-490. (in Chinese)
- 孙宝臣, 侯跃敏, 李峰, 等. 光纤光栅与受激布里渊信号的耦合特性[J]. *中国光学*, 2017, 10(4): 484-490.
- [7] Wu Limin, Song Peng, Wang Jing, et al. A squeezed lattice high negative dispersion and high birefringence photonic crystal fiber [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2016, 45(S1): S120001. (in Chinese)
- 武丽敏, 宋朋, 王静, 等. 一种高双折射高负平坦色散压缩型光子晶体光纤 [J]. *红外与激光工程*, 2016, 45(S1): S120001.
- [8] Qian Li, Senthilnathan K, Nakkeeran K, et al. Nearly chirp- and pedestal-free pulse compression in nonlinear fiber Bragg gratings[J]. *J Opt Soc Am B*, 2009, 26(3): 432-443.
- [9] Qian Li, Hui Huang. Effective pulse compression in dispersion decreasing and nonlinearity increasing fibers [J]. *Optics Communications*, 2015, 342: 36-43.
- [10] Raja R V J, Senthilnathan K, Porsezian K, et al. Efficient pulse compression using tapered photonic crystal fiber at 850 nm [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2010, 46(12): 1795-1803.
- [11] Fedotov I V, Lanin A A, Voronin A A, et al. Generation of 20 fs, 20 MW pulses in the near-infrared by pulse compression using a large-mode-area all-silica photonic band-gap fiber[J]. *Journal of Modern Optics*, 2010, 57(19): 1867-1870.
- [12] Olupitan S, Senthilnathan K, Ramesh P, et al. Realizing a robust optical pulse compressor operating at 850 nm using a photonic crystal fiber [J]. *Journal of Modern Optics*, 2013, 60(5): 368-377.
- [13] Olupitan S, Senthil K, Babu P R, et al. Generation of a train of ultrashort pulses near-infrared regime in a tapered photonic crystal fiber using raised-cosine pulses [J]. *Photonics Journal*, 2012, 4(5): 1420-1437.
- [14] Ghanbari A, Sadr A, Hesari H T. Modeling photonic crystal fiber for efficient soliton-effect compression of femtosecond optical pulses at 850 nm [J]. *Arabian Journal for Science and Engineering*, 2014, 39(5): 3917-3923.
- [15] Ferrando A, Silvester E, Miret J J, et al. Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers [J]. *Optics Letters*, 2000, 25(11): 790-792.
- [16] Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics* [M]. 5th ed. US: Academic Press, 2013.
- [17] Ma Wenwen, Li Shuguang, Yin Guobing, et al. High efficiency pulse compression in tapered microstructure fibers in anomalous dispersion region [J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, 59(7): 4720-4725. (in Chinese)
- 马文文, 李曙光, 尹国冰, 等. 反常色散锥形微结构光纤中高效率脉冲压缩研究[J]. *物理学报*, 2010, 59(7): 4720-4725.