

高非线性石英基光子晶体光纤 产生宽带可调中红外孤子的实验研究

杨建菊^{1,2}, 韩颖^{1,2*}, 屈玉玮^{1,2}, 牛静霞^{1,2}, 左玉婷^{1,2},
王伟^{1,2}, 周桂耀^{1,2}, 赵兴涛^{1,2}, 侯蓝田^{1,2}

(1. 燕山大学 信息科学与工程学院, 河北 秦皇岛 066004;

2. 燕山大学 河北省特种光纤与光纤传感重点实验室, 河北 秦皇岛 066004)

摘要:通过研究发现双包层结构能降低石英基光子晶体光纤损耗,并制备一种高非线性双包层结构石英基光子晶体光纤来进行实验研究.使用钛宝石飞秒激光器将实验室自制的石英基光子晶体光纤在反常色散区泵浦,研究不同的泵浦功率和泵浦波长对中红外超短脉冲孤子的影响,并分析了石英基高非线性光子晶体光纤中红外超短脉冲孤子产生的物理机理.结合实验发现在泵浦功率为 827 nm,功率从 0.1 W 增加到 0.42 W 时,中红外第一个孤子随功率增加从 1933 nm 移动到 2403 nm,可调范围达到 470 nm,为石英基光子晶体光纤产生宽带可调超短脉冲源创造了很好的条件.

关键词:中红外;石英基光子晶体光纤;反常色散区;孤子

中图分类号:TN252 **文献标识码:**A

Broadband tunable mid-infrared soliton generation in a highly nonlinear silica based photonic crystal fiber

YANG Jian-Ju^{1,2}, HAN Ying^{1,2*}, QU Yu-Wei^{1,2}, NIU Jing-Xia^{1,2},
ZUO Yu-Ting^{1,2}, WANG Wei^{1,2}, ZHOU Gui-Yao^{1,2}, ZHAO Xin-Tao^{1,2}, HOU Lan-Tian^{1,2}

(1. School of Information Science and Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China;

2. The Key Laboratory for Special Fiber and Fiber Sensor of Hebei Province, Qinhuangdao 066004, China)

Abstract: The double cladding structure can reduce the loss of photonic crystal fiber. A highly nonlinear silica based photonic crystal fiber with double cladding was prepared. Silica based photonic crystal fiber made in our lab was pumped by the femtosecond Ti: sapphire laser in the abnormal region. The effects of the different pump powers and pump wavelengths on mid-infrared ultra short pulse soliton were investigated. Physical mechanisms of the generation of ultra short infrared ultrashort pulses solitons in highly nonlinear silica based photonic crystal fibers were also analysed. In this paper, the first mid-infrared soliton moves from 1933 nm to 2403 nm and the adjustable range lasts for up to 470 nm when the pump wavelength works at 827 nm with the pump power increasing from 0.1 W to 0.42 W. This provides a good condition for the broadband tunable ultrashort pulse source in the silica based photonic crystal fiber.

Key words: mid-infrared, silica based photonic crystal fiber, anomalous dispersion region, soliton

PACS: 42.65.Tg, 42.81.Dp, 42.81.-i

引言

波长可调的高功率中红外超短脉冲源在高速光

通信、生物光子学和红外光谱学等方面有着非常重要的应用^[1-2].石英基光子晶体光纤(Photonic crystal fiber, PCF)不仅具有高非线性系数、灵活可调的色

收稿日期:2016-12-14,修回日期:2017-04-27

Received date: 2016-12-14, revised date: 2017-04-27

基金项目:国家自然科学基金(61405173,61405172,61307110),河北省自然科学基金(F2014203194)

Foundation items: Supported by National Natural Science Foundation of China (61405173,61405172,61307110), Natural Science Foundation of Hebei Province (F2014203194)

作者简介 (Biography): 杨建菊(1986-),女,河南南阳人,博士,主要从事光子晶体光纤的非线性特性研究. E-mail: yangjianju521@163.com

* 通讯作者 (Corresponding author): E-mail: lucyhan2004@126.com

散以及高双折射特性,而且当飞秒激光器在 PCF 反常色散区泵浦时,能通过孤子自频移作用形成宽带可调中红外超短脉冲孤子,因此成为了一种产生高功率宽带可调超短脉冲的优异介质^[3-5].

自 1996 年, Knight 等人制备出了石英基质的 PCF^[6]. 最近许多研究小组为了把石英基 PCF 中的超短脉冲孤子扩展至中红外做了很多工作. 2001 年 Washburn 等人用脉宽为 110 fs 的锁模钛宝石激光器泵浦石英基 PCF 产生了 850 ~ 1 050 nm 的近红外拉曼孤子^[7]. 而 2001 年 Liu 等人通过拉锥石英基 PCF 实现了孤子波长在 1 300 ~ 1 650 nm 可调^[8]. 2006 年 Takayanagi 等人在石英基 PCF 中实现了孤子波长在 1050 ~ 1690 nm 可调^[9]. 2008 年 Chan 等人使用 Cr:Forsterite 激光器在石英基 PCF 中产生了可调波长范围在 1 200 ~ 2 200 nm 的孤子脉冲^[10]. 由于 PCF 具有灵活的设计结构,可制备低损耗、零色散可调和高双折射特性石英基 PCF 来实现近红外、中红外孤子可调. 2011 年 Dekker 等人通过降低 PCF 中的 OH 损耗成功将石英基 PCF 中的孤子红移到 1 883 nm^[11]. 2013 年 Yuan 等人通过设计双零色散石英基 PCF 产生了可调波长为 1185 ~ 1265 nm 的近红外孤子^[12]. 2015 年 Chen 等人使用中心波长为 1 032 nm 的近红外飞秒脉冲激光器在石英基 PCF 的反常色散区泵浦,产生了可调波长范围在 1 178 ~ 1 237 nm 的近红外孤子^[13]. 2016 年 WANG 等人利用石英基 PCF 的高双折射效应产生了 2 001 ~ 2 261 nm 中红外孤子,可调波长达 260 nm^[14]. 与氟化物和硫化物 PCF 相比^[15],石英基 PCF 具有易与泵浦光源熔接且能承受大功率泵浦等优点,更适宜做高功率中红外脉冲源. 然而目前关于石英基 PCF 中产生中红外 (> 2 400 nm) 宽带可调 (> 400 nm) 超短脉冲孤子的报道很少.

Wang 等人和 Wu 等人通过在低空气填充率的内包层外侧引入增大的空气孔来增强内包层对光的束缚能力,从而降低 PCF 的损耗,形成双包层结构^[16-17]. 本文在 Ref. [16-17] 理论上,首先通过在内包层增大空气填充率调整色散范围,并限制光能量的扩散降低损耗,随后在内包层外侧引入增大的空气孔进一步降低损耗,最终制备一种石英基高非线性双包层结构 PCF 来进行实验研究. 通过实验分析泵浦功率和泵浦波长改变对中红外拉曼孤子的影响,发现在泵浦功率为 827 nm,功率从 0.1 W 增加到 0.42 W 时,中红外第一个孤子随功率增加从 1 933 nm 移动到 2 403 nm,移动范围达到 470 nm,为

石英基 PCF 在中红外光谱的应用创造了很好的条件.

1 理论基础与计算

1.1 PCF 的色散系数

PCF 的色散系数定义为

$$D(\lambda) = (-\lambda/c)(d^2_{n_{\text{eff}}}(\lambda)/d\lambda^2) \quad (1)$$

c 是光在真空中的传播速度, λ 是波长, n_{eff} 为有效折射率.

PCF 的端面如图 1 所示. 此次实验所用 PCF 是由实验室采用堆积法制成的,其内包层孔间距为 1.866 μm ,空气填充率为 84.7%. 色散参量随波长的变化图样如图 2 所示,由此图可知该 PCF 具有两个零色散波长分别为 777 nm 和 2 483 nm.

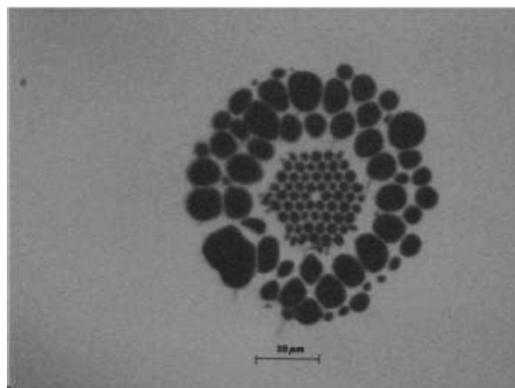


图 1 PCF 的端面

Fig. 1 The cross section of PCF

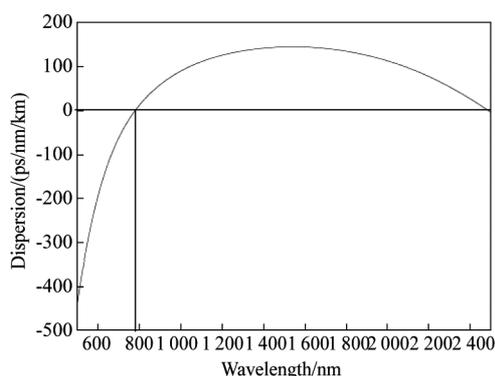


图 2 PCF 色散系数随波长的变化

Fig. 2 Dispersion of PCF as a function of wavelength

1.2 PCF 的损耗

PCF 的损耗定义为

$$L = \frac{20}{\ln(10)} \frac{2\pi}{\lambda} \text{Im}(n_{\text{eff}}) \times 10^9 \quad (2)$$

通过模式有效折射率的虚部,可以得到该模式所对

应的限制损耗,其单位为 db/km. 当外包层孔直径取值为 $3.2 \mu\text{m}$,孔间距取值为 $3.5 \mu\text{m}$,单包层以及双包层损耗随波长的变化如图 3 所示,当波长为 2400 nm 时,从图中可知单包层损耗为 6.7 db/km ,而双包层损耗在 10^{-8} db/km 量级. 本文所用 PCF 外包层由于毛细管的空气孔越大越容易发生形变,使得最终拉制的 PCF 结构参数与理论设计不全符合,但保持了很大的空气孔以及很高的空气填充率,仍起到了限制损耗作用,具有较低的损耗值.

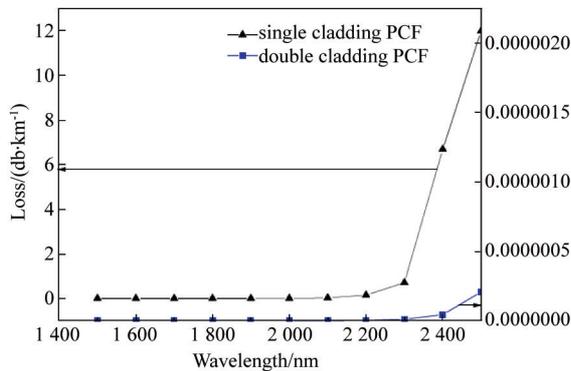


图 3 PCF 单包层和双包层限制损耗随波长的变化
Fig. 3 Loss of PCF with single and double cladding as a function of wavelength

1.3 PCF 有效模场面积和非线性系数

PCF 的有效模场面积和非线性系数的计算公式分别为

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x,y)|^2 dx dy \right]^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x,y)|^4 dx dy}, \quad (3)$$

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}, \quad (4)$$

E 为横向电场分布, n_2 为石英非线性折射率系数,取值 $3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$.

模场面积和非线性系数随波长的变化图样如图 4 所示. 由图 4 可知该 PCF 的非线性系数随波长的增大而减小. 例如在反常色散区 $780 \sim 840 \text{ nm}$ 处,非线性系数为 $99 \sim 90 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$,此 PCF 具有高非线性.

2 实验系统及结果分析

2.1 实验装置系统

实验装置如图 5 所示,实验采用美国 Coherent 公司生产的钛宝石飞秒激光器 (Mira900) 作为光源,其输出脉冲类型为双曲正割型,重复频率 76 MHz ,

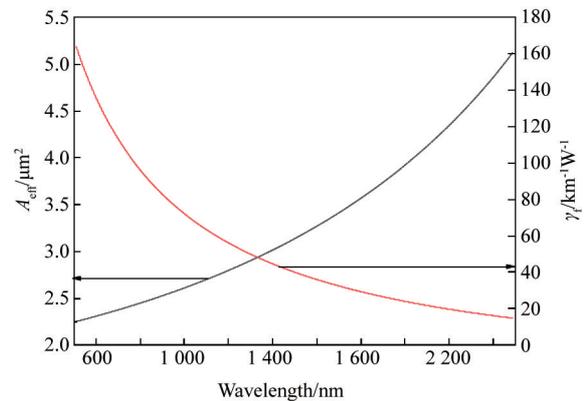


图 4 PCF 的模场面积及非线性系数随波长的变化
Fig. 4 Effective mode area and nonlinear coefficient calculated with PCF as a function of wavelength

脉宽为 120 fs ,中心波长在 $760 \sim 980 \text{ nm}$ 可调. 飞秒激光经隔离器,可调衰减片和 $60\times$ 透镜耦合到长度为 1.4 m 的 PCF 纤芯,衰减片用来调节入射光的平均功率. PCF 的输出光谱经半透半反镜进入可见光谱分析仪和红外光谱分析仪 (Avaspec-VIS-256; Avaspec-NIR-256) 进行测量. 光谱仪的测量波长范围分别是 $200 \sim 1100 \text{ nm}$, $900 \sim 2500 \text{ nm}$.

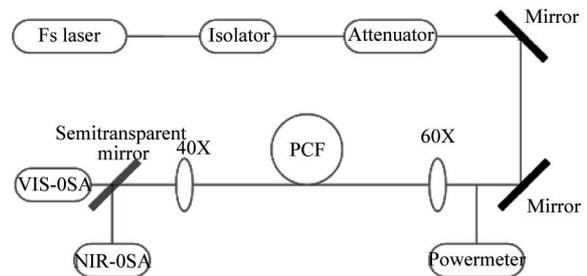


图 5 实验装置示意图
Fig. 5 The experimental setup

2.2 实验结果分析

2.2.1 泵浦功率对中红外孤子的影响

当泵浦波长为 827 nm 时,泵浦功率分别为 $0.1, 0.2, 0.3, 0.42 \text{ W}$, PCF 的出射光谱如图 6 所示. 从图 2 的色散变化趋势图可知,泵浦波长为 827 nm 时位于 PCF 的反常色散区. 当脉冲泵浦功率为 0.1 W 时,在 1933 nm 处形成的中红外孤子是由自相位调制和反常色散区共同作用产生的;而靠近泵浦波长的位于 876 nm 和 970 nm 的近红外孤子是由残余泵浦形成的. 可见光部分形成中心波长为 602 nm 的波包是色散波,这是高阶孤子在光子晶体光纤中传输时,受到高阶色散的扰动,在满足相位匹配的正常色散区形成的. 当泵浦功率从 0.1 W 增加

到 0.2 W 时,拉曼效应可将泵浦脉冲的一部分功率向长波处转移,入射脉冲的能量超过基态孤子的阈值,中红外孤子产生分裂,形成了两个孤子,新形成的新孤子在 1900 nm 处.由于受激拉曼作用,孤子的短波部分不断地向长波部分传输能量,中心波长不断地向长波移动,形成自频移孤子,孤子红移伴随着新的色散波的产生并蓝移.当泵浦功率增加到 0.3 W 时,孤子分裂加剧,产生的色散波更多并且蓝移范围变大.当泵浦功率从 0.1 W 增加到 0.42 W 的过程中,由于拉曼散射作用,能量不断地红移,中红外第一个孤子从 1 933 nm 移动到 2 403 nm,而近红外第一个孤子随功率增加从 970 nm 移动到 1 200 nm,移动范围分别达到 470 nm,230 nm.可见部分色散波形成两个波峰,分别位于 498 nm 和 548 nm,色散波较大的蓝移与孤子较大的红移相互匹配.本文所用 PCF 具有很高的非线性系数,又通过双包层的结构降低了一部分损耗,因此随功率增加长波孤子红移变缓但仍移动到 2 403 nm.当泵浦波长为 827 nm、泵浦功率为 0.2 W 时,中红外最远处两个孤子之间的间距为 250 nm;泵浦功率增加到 0.42 W 时,中红外最远处两个孤子之间的间距为 300 nm,两个孤子峰值之间的频率间隔也较大,更容易选频.色散波在正常色散区受到自相位调制作用展宽,这是因为增大的功率意味着更强的自相位调制,这会使频谱展宽的宽度增大.

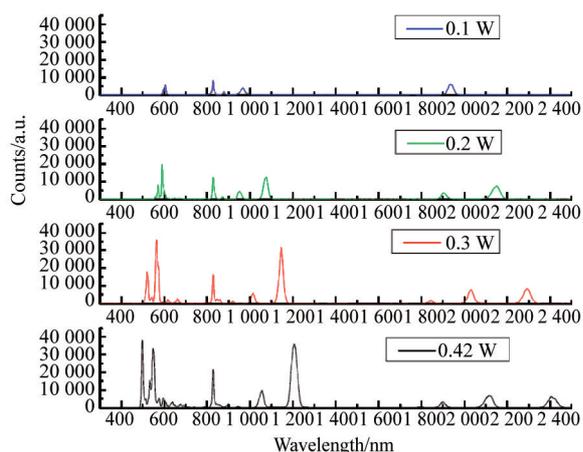


图6 泵浦波长为 827 nm,泵浦功率从 0.1 W 增加到 0.42 W 的输出光谱

Fig. 6 The observed output spectra with the pump wavelength at 827 nm and pump power increasing from 0.1 to 0.42 W

2.2.2 泵浦波长对中红外孤子的影响

当泵浦功率为 0.42 W 不变时,泵浦波长分别

为 797、807、817、827 nm 时,PCF 的出射光谱如图 7 所示.从图 2 可知此四个泵浦波长均位于 PCF 的反常色散区.泵浦波长处于 PCF 的反常色散区时,此过程频谱展宽的主要原因是调制不稳定性、拉曼效应、孤子的形成和自频移.泵浦波长为 797 nm 时,中红外高阶孤子在高阶色散和自陡效应的扰动下有分裂迹象.频谱不对称是交叉相位调制和泵浦消耗的联合作用引起的,另外由于拉曼感应的频移,频谱主峰有红移迹象.随泵浦波长增加,孤子之间分裂加剧并分别向长波红移,827 nm 时中红外孤子红移最远且展宽的色散波蓝移最大.这是因为高阶孤子需要自相位调制和反常色散的共同作用产生,在较高功率的脉冲抽运下,自相位调制效应越强,要形成高阶孤子需要更多的负色散与之平衡,随波长增加,反常色散区偏离零色散点越远,负色散越大,泵浦能量转换的越多,越容易形成高阶孤子.而高阶色散和自陡效应会使高阶孤子产生不稳定,加剧了中红外孤子分裂,高阶孤子就会分裂成波长不同的多个基孤子,孤子在自陡效应和色散影响下以不同速度传输并分开,因此孤子间隙增加并在拉曼效应下向长波红移.红移波带在反常色散与自相位调制的共同作用下,光波将自行调整其形状和脉宽并演化为光孤子,随后这部分光波将以光孤子的形式向前行进.高阶孤子分裂为稳定基孤子的过程中会有一部分能量以色散波形式存在,而与中红外孤子相对应的色散波主要波峰之间的间隙也增加并且向短波蓝移,孤子和色散波的位置关系由相位匹配所决定.当满足相位匹配条件时,就会在短波长附近产生较强的色散波.随波长增加,残余泵浦剩余逐渐减少,蓝移色散波的转换效率产生了较大的提高.

3 结论

通过理论研究得到了实验室自制石英基 PCF 的反常色散范围并确定此 PCF 具有高非线性.在反常色散区通过改变泵浦功率和泵浦波长得到红移拉曼孤子以及蓝移色散波的移动趋势.当泵浦波长为 827 nm,泵浦功率从 0.1 W 增加为 0.42 W 时,拉曼孤子从 1 933 nm 红移到最远波长 2 403 nm,可调红移波长范围达到 470 nm,而可见色散波可调范围也达到了 100 nm.当泵浦功率为 0.42 W 不变时,随波长的增加,高阶孤子分裂加剧,形成多个基孤子并红移,而与之相对应的色散波大量产生并蓝移.实验所获得的大范围(470 nm)可调拉曼孤子对中红外光谱进行了拓展,特别为红外光学和生物光子学等红

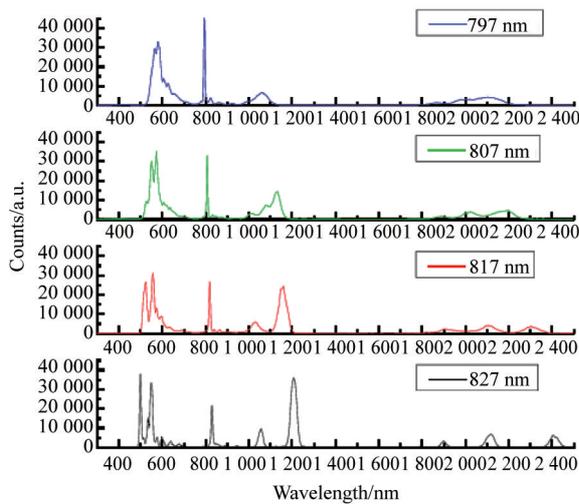


图7 当泵浦功率为0.42 W,泵浦波长为797、807、817、827 nm时输出光谱

Fig. 7 The observed output spectra with the pump wavelength at 797, 807, 817, 827 nm and pump power at 0.42 W 外光源应用提供了一个很好的解决途径.

References

- [1] Yuan J H, Sang X Z, Yu C X, *et al.* Widely wavelength-tunable two-colored solitons and small spectral component for broadband mid-Infrared wavelength generation in a highly birefringent photonic crystal fiber[J]. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 2012, **24**(4): 670–672.
- [2] Zhang L, Yang S G, Han Y, *et al.* Simultaneous generation of tunable giant dispersive waves in the visible and mid-infrared regions based on photonic crystal fibers [J]. *Journal of optics*, 2013, **15**(7): 075201.
- [3] Wang W, Hou L T, Liu Z L, *et al.* Design of a high-nonlinearity single-mode holey fiber with flattened dispersion around 800 nm[J]. *Chinese Physics Letters*, 2009, **26**(11): 114202.
- [4] Liao J F, Sun J Q, Qin Y, *et al.* Ultra-flattened chromatic dispersion and highly nonlinear photonic crystal fibers with ultralow confinement loss employing hybrid cladding [J]. *Optical Fiber Technology*, 2013, **19**:468–475.
- [5] YANG Tian-Yu, JIANG Hai-Ming, WANG Er-Lei, *et al.* Photonic crystal fibers with large birefringence and high nonlinearity in near-infrared band [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (杨天宇, 姜海明, 王二垒, 等. 一种近红外波段的高双折射高非线性光子晶体光纤. *红外与毫米波学报*), 2016, **35**(3): 350–354.
- [6] Knight J C, Birks T A, Russell P St J, *et al.* All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding [J]. *Optics Letters*, 1996, **21**(19): 1547–1549.
- [7] Washburn B R, Ralph S E, Lacourt P A, *et al.* Tunable near-infrared femtosecond soliton generation in photonic crystal fibers [J]. *Electronics Letters*, 2001, **37**(25): 1510–1512.
- [8] Liu X, Xu C, Knox W H, *et al.* Soliton self-frequency shift in a short tapered air-silica microstructure fiber [J]. *Optics Letters*, 2001, **26**(6): 358–360.
- [9] Takayanagi J, Sugiura T, Yoshida M, *et al.* 1.0–1.7 μm wavelength-tunable ultrashort-pulse generation using femtosecond Yb-doped fiber laser and photonic crystal fiber [J]. *Photonics Technology Letters*, 2006, **18**(21): 2284–2286.
- [10] Chan M C, Chia S H, Liu T M, *et al.* 1.2 to 2.2 μm tunable Raman soliton source based on a Cr:Forsterite laser and a photonic crystal fiber [J]. *Photonics Technology Letters*, 2008, **20**(11): 900–902.
- [11] Dekker S A, Judge A C, Pant R, *et al.* Highly-efficient, octave spanning soliton self-frequency shift using a specialized photonic crystal fiber with low OH loss [J] *Optics Express*, 2011, **19**(18): 17767–17773.
- [12] Yuan J H, Sang X Z, Wu Q, *et al.* Efficient red-shifted dispersive wave in a photonic crystal fiber for widely tunable mid-infrared wavelength generation [J]. *Laser Physics Letters*, 2013, **10**:045405.
- [13] CHEN Qi-Jie, ZHOU Gui-Yao, SHI Fu-Kun, *et al.* Study of near-infrared dispersion wave generation for microstructured fiber [J]. *Acta Physica Sinica* (陈其杰, 周桂耀, 石富坤, 等. 微结构光纤近红外色散波产生的研究. *物理学报*), 2015, **64**(3): 034215.
- [14] Wang W, Bi X Y, Wang J Q, *et al.* Broadband tunable Raman soliton self-frequency shift to mid-infrared band in a highly birefringent microstructure fiber [J]. *Chinese Physics B*, 2016, **25**(7): 074206.
- [15] Kubat I, Petersen C R, Møller U V, *et al.* Thulium pumped mid-infrared 0.9–9 μm supercontinuum generation in concatenated fluoride and chalcogenide glass fibers [J]. *Optics Express*, 2014, **22**(4): 3959–3967.
- [16] Wang W, Hou L T, Lu M, *et al.* Design of double cladding nearly zero dispersion flattened nonlinear photonic crystal fiber [J]. *Chinese Physics Letters*, 2009, **26**(11): 114205.
- [17] WU Xia, HOU Lan-Tian, WANG Wei. A double cladding dispersion flattened photonic crystal fiber with low confinement loss [J]. *Optical Communication Technology* (吴侠, 侯蓝田, 王伟. 一种双包层低损耗色散平坦光子晶体光纤. *通信技术*), 2011, (12): 21.

(上接第 635 页)

- [14] Bandfield J L, Hayne P O, Williams J P, *et al.* Lunar surface roughness derived from LRO Diviner Radiometer observations [J]. *Icarus*, 2015, **248**: 357–372.
- [15] Ma M. Study on the Lunar Surface Emissivity Inversion and Scale Effect Based on the Diviner Thermal Infrared Data of LRO Satellite [D]. Jilin University, 2016. (马明. 基于 LRO 卫星 Diviner 热红外数据的月表发射率反演及其尺度效应研究 [D]. 吉林大学, 2016.)
- [16] Li J, Li J, Weisz E, *et al.* Physical retrieval of surface emissivity spectrum from hyperspectral infrared radiances [J]. *Geophysical Research Letters*, 2007, **34**(16).