

两级光纤中的中红外超连续谱产生

郝志坚 雷大军 赵楚军* 谢 栋 文双春 范滇元

(湖南大学信息科学与工程学院微纳光电器件及应用教育部重点实验室, 湖南长沙 410082)

摘要 利用数值方法求解了广义非线性薛定谔方程, 分析了中红外超连续谱在两级光纤中的产生机制。模拟结果表明, 自相位调制、受激拉曼散射和色散波放大使频谱在带两个零色散波长的高非线性 SF57 光子晶体光纤(PCF) 中得到了极大的展宽。在较短的 SF57-PCF 中, 获得了 3 dB 功率谱覆盖范围为 1800~3500 nm 的高带宽、平坦度好的中红外超连续谱。而且, 超连续谱的长波长边沿着抽运脉冲峰值功率的增大而进一步展宽。

关键词 非线性光学; 中红外超连续谱; 色散波; 光子晶体光纤

中图分类号 O437; TN21 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201138.0105009

Generation of Mid-Infrared Supercontinuum in Two Cascaded Fibers

Hao Zhijian Lei Dajun Zhao Chujun Xie Dong Wen Shuangchun Fan Dianyuan

(Key Laboratory for Micro/Nano Optoelectronic Devices of Ministry of Education, School of Information Science and Engineering, Hunan University, Changsha, Hunan 410082, China)

Abstract By numerically solving the generalized nonlinear Schrödinger equation, mid-infrared supercontinuum generation in two cascaded fibers has been analyzed. The simulation results show that the spectrum has been greatly broadened in the high nonlinear SF57 photonic crystal fiber(PCF) with two zero dispersion wavelengths by self-phase modulation, stimulated Raman scattering and dispersive waves amplification. Spectrally smooth, highly broadband mid-infrared supercontinuum in a short piece of SF57-PCF is presented here. The spectral range extends from 1800 to 3500 nm with the 3 dB spectral power density. It is found that the long wavelength edge of supercontinuum is further broadened with the increase of the peak pump power.

Key words nonlinear optics; mid-infrared supercontinuum; dispersion waves; photonic crystal fiber

OCIS codes 060.4370; 060.2390; 060.5295; 190.4370; 190.5650

1 引言

由于在红外遥感、光学相干层析技术^[1]、吸收光谱学^[2]等各领域具有很大的应用前景, 中红外超连续谱的产生引起很多人的关注。目前, 中红外光源主要是通过光参量振荡器(OPOs)^[3,4]和量子级联激光器(QCLs)^[5]获得。OPOs 可以得到宽调谐范围、高功率、高重复频率的中红外光谱, 但其要求抽运光的功率较高。作为半导体激光器的 QCLs 则结构较复杂, 输出功率较小。近年来, C. L. Hagen 等^[6~8]做了一些在全光纤型系统中获得中红外超连

续谱的研究。此系统在室温下用 1550 nm 的通信波长抽运便可稳定工作, 使中红外光源进一步走向了实用。

产生中红外超连续谱的光介质要求具有较好的中红外传输窗口^[9]。由硫化物、碲化物和其他重金属氧化物玻璃制备的光纤具有良好的红外透过性能, 已经成为研究中红外光谱的最佳选择。2006 年 F. G. Omenetto 等^[10]在 5.7 mm 的 SF6 软玻璃光纤中获得了 350~3000 nm 的平坦超连续谱。由于这些红外透过性好的光纤的零色散波长通常位于近

收稿日期: 2010-05-05; 收到修改稿日期: 2010-08-16

基金项目: 国家自然科学基金(60890202)和湖南省教育厅项目(08B073)资助课题。

作者简介: 郝志坚(1982—), 男, 硕士研究生, 主要从事光纤光学方面的研究。E-mail: haozhijian123@yahoo.com.cn

导师简介: 范滇元(1939—), 男, 中国工程院院士, 博士生导师, 主要从事强激光技术方面的研究(中国光学学会会员)。

* 通信联系人。E-mail: chujunzhao@gmail.com

红外区或中红外附近,而一般抽运源的输出波长达不到其反常色散区,故需要两级光纤来实现中红外光超连续谱的产生。2006年 C. L. Hagen 等^[6]利用普通单模光纤(SMF)级联 ZBLAN 氟化物光纤,在实验中获得了 1.8~3.4 μm 的频谱展宽。C. Xia 等^[7,8]同样用 SMF 与 ZBLAN 级联,得到了平均功率可调谐的 0.8~4.5 μm 范围内的中红外超连续谱。然而,这些研究用到的第二级光纤只具有一个零色散波长。由于在零色散波长附近,满足相位匹配条件的四波混频有很宽的增益带宽^[11]。而且,在零色散波长附近的孤子可以放大正常色散区的色散波^[12],因此,具有两个或多个零色散波长的光子晶体光纤(PCF)非常有利于超连续谱的产生。本文用 SMF 级联带两个零色散波长的 SF57-PCF,利用分步傅里叶方法,数值分析了中红外超连续谱在两级光纤中产生的物理机制,研究了色散波的产生及演化过程,最后探讨了抽运脉冲的峰值功率对频谱宽度的影响。

2 理论模型

飞秒脉冲在 PCF 中传输时,满足广义非线性薛定谔(Schrödinger)方程^[11],其表达式为

$$\frac{\partial}{\partial \xi} u(\xi, \tau) = i \sum_{k \geq 2} \frac{i^k \beta_k L_D}{k! T_0^k} \frac{\partial^k}{\partial \tau^k} u(\xi, \tau) + i N^2 \times \left(1 + \frac{i}{\omega_0 T_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \left[u(\xi, \tau) \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau') |u(\xi, \tau - \tau')|^2 d\tau' \right], \quad (1)$$

式中 $u(\xi, \tau)$ 为归一化的脉冲振幅, T_0 是输入脉冲最大强度 $1/e$ 处的半峰全宽。 $\beta_k (k > 2)$ 是对应中心频率 ω_0 的各阶色散系数。(1)式的右边分别涉及了高阶色散、自相位调制(SPM)、自陡(SS)和受激拉曼散射(SRS)各效应。由于文中用到的两光纤较短,没有考虑光纤本身损耗的影响。在计算过程中,引入的归一化时间和距离变量定义为

$$\tau = (t - \beta_1 z) / T_0, \quad L_D = T_0^2 / |\beta_2|, \quad \xi = z / L_D, \quad N^2 = \gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2|, \quad (2)$$

式中 N 表示孤子阶数, $\gamma = 2\pi n_2 / (\lambda A_{\text{eff}})$ 为光纤的非线性系数, A_{eff} 是纤芯的有效面积。响应函数 $R(t)$ 表示为

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t), \quad (3)$$

式中 f_R 表示延时拉曼响应对非线性极化的贡献,在硅材料的光纤中,通常取 $f_R = 0.18$,而 SF57-PCF 中的 $f_R = 0.1$ ^[13]。 $\delta(t)$ 表示电学的瞬态响应, $h_R(t)$

为拉曼响应函数,其表达式可写为

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right), \quad (4)$$

在石英光纤中,时间参数 τ_1 和 τ_2 分别为 12.2 fs 和 32 fs,而在 SF57-PCF 中,则分别为 5.5 fs 和 32 fs^[13]。

目前,在带两个零色散波长的 PCF 中产生超连续谱已被证实^[12,14,15]。当两个零色散波长相距较近时,产生超连续谱的主要物理机制是 SPM 和四波混频,获得的超连续谱稳定且频谱密度较高^[14],不过其带宽却是有限的。在两个零色散波长相距较远的 PCF 中,四波混频的相位匹配条件不易满足,对频谱展宽起主要作用的是 SRS 和色散波放大^[12,15],可以得到频带较宽的超连续谱。SF57-PCF 的两个零色散波长相距较远,而且所用光纤较短,除 SRS 和色散波放大外,SPM 对中红外超连续谱的产生也起了很重要的作用。

群速度匹配是色散波在正常色散区初始形成时满足的必要条件^[15],即刚生成的位于正常色散区的色散波与位于反常色散区的孤子会以相同的群速度在光纤中传输。假设孤子的波长为 λ_S ,频率为 ω_S 。其对应的色散波的波长为 λ_D ,频率为 ω_D 。由群速度匹配条件可知

$$1/v_g = \beta_1(\omega_S) = \beta_1(\omega_D), \quad (5)$$

根据 $\beta(\omega)$ 的定义^[11]有

$$\beta_1(\omega) = \beta_1(\omega_S) + \beta_2(\omega_S)(\omega - \omega_S) + \frac{\beta_3(\omega_S)}{2}(\omega - \omega_S)^2, \quad (6)$$

在此只考虑到了 $\beta_3(\omega_S)$,当 $\omega = \omega_D$ 时,通过(5)和(6)式可知

$$\omega_D - \omega_S = -\frac{2\beta_2(\omega_S)}{\beta_3(\omega_S)}, \quad (7)$$

反常色散区的 $\beta_2(\omega_S) < 0$,由(7)式可知色散波的位置由孤子波长对应的 $\beta_3(\omega_S)$ 的符号决定。在短波零色散波长附近,色散斜率是正的,即 $\beta_3(\omega_S) > 0$,从而有 $\omega_D - \omega_S > 0$,产生的色散波发生蓝移。而在长波零色散波长附近,色散斜率是负的,即 $\beta_3(\omega_S) < 0$,从而有 $\omega_D - \omega_S < 0$,产生的色散波发生红移^[16]。也就是说,在带两个零色散波长的 PCF 中,既可以产生蓝移色散波(B-DW),又可以产生红移色散波(R-DW)^[17],这样就可以极大地将频谱展宽。

3 数值模拟及结果分析

适当地选取光子晶体的结构参数,可以得到两

个零色散波长分别位于 1500 nm 和 2300 nm 的 SF57-PCF, 空气孔间距 $\Lambda = 1.752 \mu\text{m}$, 空气孔直径 $d = 0.728 \mu\text{m}$ 。图 1 为 SF57-PCF 的色散曲线图, 两个零色散波长之间的区域为反常色散区, 其他区域为正常色散区。假设抽运脉冲的中心波长为 1550 nm, 其距 SF57-PCF 的 1500 nm 零色散波长太近, 不利于频谱向长波长方向展宽。故在 SF57-PCF 前链接了一根非线性系数较小的 SMF, 其目的是将抽运脉冲的主要能量以红移拉曼孤子的形式转移到 SF57-PCF 反常色散区的适当位置。由于模场失配以及熔接过程中造成的 PCF 包层气孔的塌陷等原因, 光子晶体光纤和普通光纤耦合时存在一定的损耗^[18], 假设其耦合损耗为 3 dB。

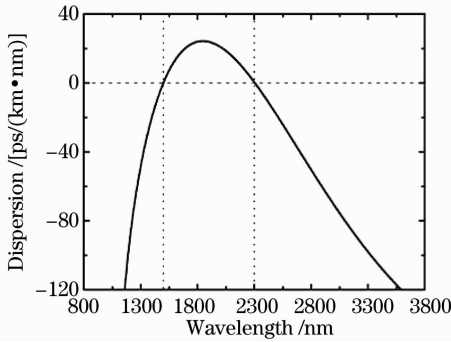


图 1 SF57 光子晶体光纤的色散曲线

Fig. 1 Dispersion profile of the SF57-PCF

假设输入脉冲为双曲正割脉冲 $u(0, \tau) = \text{sech}(\tau/T_0)$, 峰值功率 $P_0 = 9 \text{ kW}$, 脉宽 $T_0 = 100 \text{ fs}$, 中心波长 $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$, SMF 的二阶色散 $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, 非线性系数 $\gamma = 1.6 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, SF57-PCF 的非线性系数为 $316.6 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ 。由于光纤的色散决定着非线性过程(如四波混频和色散波放大)是否满足相位匹配条件^[14], 故其对超连续谱的产生有着重要影响。对于 SF57-PCF 的色散, 考虑到了 β_3 。抽运波长 1550 nm 对应的各阶色散值为: $\beta_2 = -9.0782 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 2.2349 \times 10^{-1} \text{ ps}^3/\text{km}$, $\beta_4 = 1.5620 \times 10^{-4} \text{ ps}^4/\text{km}$, $\beta_5 = -2.9889 \times 10^{-6} \text{ ps}^5/\text{km}$, $\beta_6 = 2.6880 \times 10^{-8} \text{ ps}^6/\text{km}$, $\beta_7 = -1.9261 \times 10^{-10} \text{ ps}^7/\text{km}$, $\beta_8 = 1.8093 \times 10^{-12} \text{ ps}^8/\text{km}$, 并与图 1 的色散曲线相符合。

图 2 给出了在两根级联光纤中频谱的演化过程。在 SMF 中传输的初始阶段, 脉冲受到 SPM 和色散的相互作用而压缩, 频谱对称展宽。接着脉冲发生分裂, 携带脉冲主要能量的基态孤子在 SRS 的作用下向长波长方向移动, 如图 2(b) 和 (c) 所示。从 1.5 m 长的 SMF 中输出的频谱在 20 dB 内展宽到了 1900 nm, 频谱仍然比较靠近 SF57-PCF 的

1500 nm 零色散波长, 根据相位匹配条件, 在 SF57-PCF 中首先产生了 B-DW, 如图 2(d) 所示。在 SPM 和 SRS 的作用下, 频谱在 SF57-PCF 的反常色散区展宽, 孤子向长波长方向移动。随着孤子逐渐远离短波零色散波长, 其附件的相位匹配条件不能很好地满足, B-DW 虽有进一步蓝移, 但未持续有效地展宽。同时, B-DW 的反弹作用使 B-DW 与反常色散区脉冲彼此分离, 这一点可以通过对比图 2(d), (e) 看出。当孤子的中心波长移动到 2300 nm 零色散波长附近时, 根据色散波产生的条件, 产生并放大了 R-DW。通过观察图 2(e) 可知, 从 3 cm 长的 SF57-PCF 中获得了平坦的宽带中红外超连续谱, 其 3 dB 带宽为 1700 nm, 覆盖范围为 1800~3500 nm。

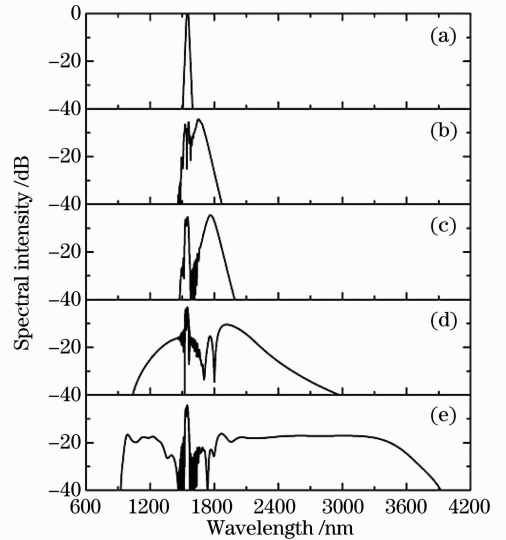


图 2 依次从 (a) 掺铒光纤激光器, (b) 0.75 m 的 SMF, (c) 1.5 m 的 SMF, (d) 1.5 cm 的 SF57-PCF 和 (e) 3 cm 的 SF57-PCF 中输出的频谱图线

Fig. 2 Optical spectra in numerical analysis at the output of the (a) Er-doped fiber laser, (b) 0.75 m-long SMF, (c) 1.5 m-long SMF, (d) 1.5 cm-long SF57-PCF, and (e) 3 cm-long SF57-PCF

为了更好地理解超连续谱在 SF57-PCF 中形成时色散波的产生及演化过程, 图 3, 4 分别给出了从 3 cm 和 20 cm 的 SF57-PCF 中输出光波的时频分布情况, 从中可以清晰地辨别复杂超连续谱的时域和频域特征。从图 3(a), (b) 中可以看出, 在 SF57-PCF 中产生的 B-DW 和 R-DW 极大地展宽了频谱。这些满足群色散匹配条件的色散波在 3 cm 的 SF57-PCF 内并未立即发生色散, 而是与孤子脉冲在光纤中以相同的群速度传输, 在时域上几乎是相互重叠的, 结合图 3(a), (b), 可以清楚地看出这一点, 这也使孤子能够向色散波转移能量^[19,20]。另

外,图 3(b)中抽运波长 1550 nm 附近有一个尖峰,此峰的一部分是原始抽运脉冲残留下来的^[7],对应图 3(c)中时间原点处的脉冲,另一部分是抽运脉冲在 SMF 中进行初始压缩时产生的^[19],对应图 3(c)中的超前孤子。由于它们的强度很低,没有随脉冲在光纤中的传输而展宽。

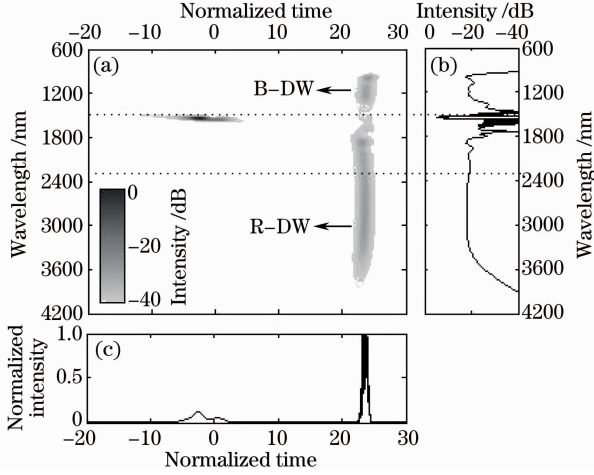


图 3 从 1.5 m SMF 级联 3 cm SF57-PCF 的光纤中输出的时频图(a),频谱图(b)和时域图(c),水平虚线标记的是 SF57-PCF 的两个零色散波长

Fig. 3 Numerically calculated spectrogram (a), spectrum (b), and temporal waveform (c) for the supercontinuum pulse after 1.5 m-long SMF followed by 3 cm-long SF57-PCF, the dash horizontal lines indicate the zero dispersion wavelengths of SF57-PCF

随着脉冲在 SF57-PCF 中的进一步传输,色散波与孤子脉冲的群速度匹配状态被打破。根据色散特性(在正常色散区,短波长脉冲的群速度较慢,而长波长脉冲的群速度较快,在反常色散区则相反^[11]),从图 4(a)中可清晰地看出,从 20 cm 长的 SF57-PCF 中输出的频谱的主体部分呈现出“S”形分布的群速度延迟特性。结合图 4(a)和(c)可知,群速度较慢的 B-DW 和群速度较快的 R-DW 在时域上分别表现为孤子脉冲后沿和前沿的低振幅脉冲。随着孤子的脉冲能量不断向红移色散波转移,来自 R-DW 的频谱反弹作用也不断加强,R-DW 与孤子在 2300 nm 零色散波长附近出现了分离,如图 4(b)所示。另外,通过对比图 3(b)和图 4(b)可知,平坦超连续谱的产生有个最佳长度,在 3 cm 长的 SF57-PCF 中得到的超连续谱最为平坦。

超连续谱的展宽主要是通过光纤的非线性效应产生的,而抽运脉冲的峰值功率大小对光纤的非线性强弱起着决定性作用,也就间接地影响着超连续

谱的产生过程。图 5 给出了不同峰值功率的脉冲分别抽运级联光纤时得到的输出频谱。从图中可以看出,超连续谱的长波长边沿随着抽运功率的增加进一步展宽了,而短波长边沿变化不明显,即抽运脉冲的峰值功率决定着超连续谱的长波长边沿的展宽程度,这一点与文献[8]得到的结论一致。但峰值功率并非越高越好,还要与 SMF 和 SF57-PCF 的损伤阈值,以及在 SMF 中展宽的频谱是否超出了 SMF 的小损耗窗口等因素综合起来考虑。

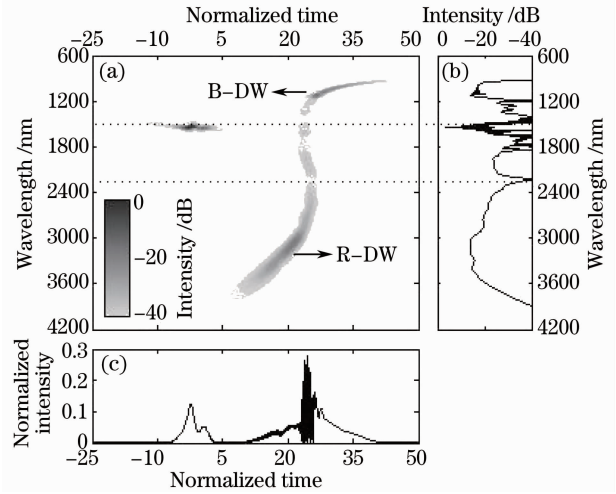


图 4 从 1.5 m SMF 级联 20 cm SF57-PCF 的光纤中输出的时频图(a),频谱图(b)和时域图(c),水平虚线标记的是 SF57-PCF 的两个零色散波长

Fig. 4 Numerically calculated spectrogram (a), spectrum (b), and temporal waveform (c) for the supercontinuum pulse after 1.5 m-long SMF followed by 20 cm-long SF57-PCF, the dash horizontal lines indicate the zero dispersion wavelengths of SF57-PCF

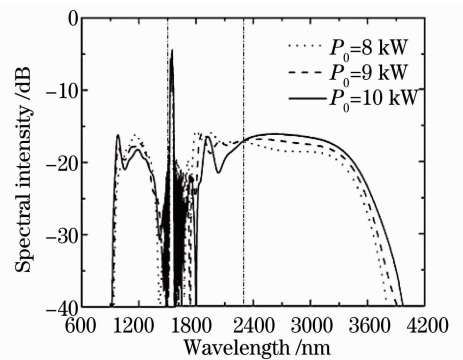


图 5 抽运脉冲的峰值功率不同时,级联光纤中输出的频谱图

Fig. 5 Optical spectra after 1.5 m-long SMF followed by 3 cm-long SF57-PCF when the pump pulses with different peak powers

4 结 论

基于 PCF 中脉冲演变遵循的非线性薛定谔方程,数值分析了中红外超连续谱在两级光纤中的产生机制。飞秒脉冲在反常色散区抽运 SMF,初始阶段频谱在 SPM 的作用下对称展宽,然后在 SRS 的作用下,携带脉冲主要能量的孤子不断向长波长方向移动。从 SMF 中输出的基态孤子在强非线性的 SF57-PCF 中受到高阶色散的微扰,为了维持其孤子形态,要不断地向外辐射能量,并以色散波的形式显示出来。在带两个零色散波长的 SF57-PCF 中,既产生了 B-DW 又产生了 R-DW,从而极大地展宽了频谱。在时域上,刚产生的 B-DW, R-DW 与孤子重叠,它们以相同的群速度在光纤中传输,使孤子能够向色散波转移能量,色散波得到放大。在 1.5 m 长的 SMF 与 3 cm 长的 SF57-PCF 的级联光纤中获得了 3 dB 带宽为 1700 nm,覆盖范围为 1800~3500 nm 的高带宽、平坦度好的中红外连续谱。另外,探讨了抽运脉冲的峰值功率对中红外光谱产生的影响,研究发现超连续谱的长波长边沿着随着峰值功率的增大而进一步展宽。

参 考 文 献

- 1 C. S. Colley, J. C. Hebden, D. T. Delpy *et al.*. Mid-infrared optical coherence tomography[J]. *Rev. Sci. Instrum.*, 2007, **78**(12): 123108
- 2 K. Ke, C. Xia, M. N. Islam *et al.*. Mid-infrared absorption spectroscopy and differential damage in vitro between lipids and proteins by an all-fiber-integrated supercontinuum laser[J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(15): 12627~12640
- 3 L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer *et al.*. Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, **12**(11): 2102~2116
- 4 Zhang Baigang, Yao Jianquan, Ding Xin *et al.*. Continuously tunable optical parametric oscillator based on multi-grating periodically poled lithium niobate[J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(8): 897~902
- 张百钢,姚建铨,丁欣等.连续调谐输出的多周期极化铌酸锂晶体光学参量振荡器[J]. *中国激光*, 2004, **31**(8): 897~902
- 5 J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco *et al.*. Quantum cascade laser[J]. *Science*, 1994, **264**(5158): 553~556
- 6 C. L. Hagen, J. W. Walewski, S. T. Sanders. Generation of a continuum extending to the midinfrared by pumping ZBLAN fiber with an ultrafast 1550-nm source[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2006, **18**(1): 91~93
- 7 C. Xia, M. Kumar, O. P. Kulkarni *et al.*. Mid-infrared supercontinuum generation to 4.5 μm in ZBLAN fluoride fibers by nanosecond diode pumping[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(17):

- 2553~2555
- 8 C. Xia, M. Kumar, M. Y. Cheng *et al.*. Power scalable mid-infrared supercontinuum generation in ZBLAN fluoride fibers with up to 1.3 watts time-averaged power[J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(3): 865~871
- 9 J. H. V. Price, T. M. Monro, F. Poletti *et al.*. Mid-IR supercontinuum generation from nonsilica microstructured optical fibers[J]. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2007, **13**(3): 738~749
- 10 F. G. Omenetto, N. A. Wolchover, M. R. Wehner *et al.*. Spectrally smooth supercontinuum from 350 nm to 3 μm in sub-centimeter lengths of soft-glass photonic crystal fibers[J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(11): 4928~4934
- 11 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics. Principle & Applications of Nonlinear Fiber Optics*[M]. Jia Dongfang, Yu Zhenhong, Tan Bin *et al.*. Transl. Third edition. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002. 21~272
- G. P. Agrawal. *非线性光纤光学原理及应用*[M]. 贾东方,余震虹,谈斌等译.第三版.北京:电子工业出版社,2002. 21~272
- 12 G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen *et al.*. Enhanced bandwidth of supercontinuum generated in microstructured fibers[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(15): 3471~3480
- 13 V. L. Kalashnikov, E. Sorokin, I. T. Sorokina. Raman effects in the infrared supercontinuum generation in soft-glass PCFs[J]. *Appl. Phys. B*, 2007, **87**(1): 37~44
- 14 K. M. Hilligsoe, T. V. Andersen, H. N. Paulsen *et al.*. Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(6): 1045~1054
- 15 M. H. Frosz, P. Falk, O. Bang. The role of the second zero-dispersion wavelength in generation of supercontinua and bright-bright soliton-pairs across the zero-dispersion wavelength[J]. *Opt. Express*, 2005, **13**(16): 6181~6192
- 16 Lei Dajun, Yang Hua, Wen Shuangchun *et al.*. Enhancement and suppression of Raman-induced frequency shifts by third-order dispersion in photonic crystal fibers[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(9): 2295~2299
- 雷大军,杨华,文双春等.三阶色散对拉曼频移的增强和抑制作用[J]. *中国激光*, 2009, **36**(9): 2295~2299
- 17 D. Lei, H. Dong, S. Wen *et al.*. Manipulating dispersive wave generation by frequency chirp in photonic crystal fibers[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2009, **27**(20): 4501~4507
- 18 Zhang Wei, Zhang Lei, Chen Shi *et al.*. Low loss splicing experiment of high nonlinearity photonic crystal fiber and single mode fiber[J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(10): 1389~1392
- 张巍,张磊,陈实等.高非线性光子晶体光纤与单模光纤低损耗熔接实验[J]. *中国激光*, 2006, **33**(10): 1389~1392
- 19 T. Hori, J. Takayanagi, N. Nishizawa *et al.*. Flatly broadened, wideband and low noise supercontinuum generation in highly nonlinear hybrid fiber[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(2): 317~324
- 20 G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen *et al.*. Spectral broadening of femtosecond pulses into continuum radiation in microstructured fibers[J]. *Opt. Express*, 2002, **10**(20): 1083~1098