

全光纤双波长泵浦产生超连续谱的仿真研究

王彦斌^{1,2}, 李 华^{1,2}, 王 敏^{1,2}, 邹前进^{1,2}, 元凤杰^{1,2}, 袁 春^{1,2}

(1. 电子信息系统复杂电磁环境效应国家重点实验室, 河南 洛阳 471003;
2. 中国人民解放军 63892 部队, 河南 洛阳 471003)

摘 要: 文中研究了全光纤结构双波长泵浦光子晶体光纤超连续谱的形成过程和基本理论。在分析了全光纤结构双波长泵浦实验方案的理论模型的基础上, 依据模型采用自适应分步傅里叶法求解广义非线性薛定谔方程, 相继仿真实现了双波长泵浦源的建立以及超连续谱的形成。仿真结果与文献的实验观察相吻合。由仿真结果分析表明: 正是由于交叉相位调制主导下孤子自频移和孤子诱捕效应的共同作用, 促使超连续谱向短波方向延伸至可见光波段, 为双波长泵浦产生超连续谱光源提供理论支持。

关键词: 光子晶体光纤; 超连续谱; 四波混频; 交叉相位调制

中图分类号: TN253 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2013)04-1050-06

Numerical simulation of dual-wavelength-pumped supercontinuum generation in an all-fiber device

Wang Yanbin^{1,2}, Li Hua^{1,2}, Wang Min^{1,2}, Zou Qianjin^{1,2}, Qi Fengjie^{1,2}, Yuan Chun^{1,2}

(1. State Key Laboratory of Complex Electromagnetic Environment Effects on Electronics and Information System, Luoyang 471003, China; 2. Unit 63892 PLA, Luoyang 471003, China)

Abstract: Dual-wavelength-pumped supercontinuum generation in an all-fiber device has been theoretically investigated. Firstly, a theoretical model of dual-wavelength-pumped experimental scheme in an all-fiber device was given. Secondly, by solving the generalized nonlinear Schrödinger equation with the adaptive split-step Fourier method, formation of dual-wavelength pump source and supercontinuum generation one after another were realized. The simulation results agree with the experimental observations very well and reveal that the conjugate action of soliton self-frequency shift and soliton trapping through cross-phase modulation can effectively extend the spectral range to the visible wave band. The research can provide theoretical supports in the realization and construction of dual-wavelength-pumped supercontinuum all-fiber device.

Key words: photonic crystal fiber; supercontinuum; four-wave mixing; cross-phase modulation

收稿日期: 2012-09-01; 修订日期: 2012-10-05

基金项目: 国家自然科学基金(40905011)

作者简介: 王彦斌(1982-), 男, 助理研究员, 博士, 主要从事光纤激光及光子晶体光纤方面的研究。Email: wangyanbin82@163.com

0 引言

现代战场上,伴随着光电精确制导技术和光电对抗技术等军事技术的发展,在武器装备复杂电磁环境适应性考核、对光电探测器干扰效应和实际攻防对抗效果评估等方面对宽光谱的新型超连续谱光源(Supercontinuum, SC)技术^[1-3]不断提出新的军事需求。目前,战场常用的激光器是工作波长为 1.06 μm 的二极管泵浦被动调 Q 固体激光器^[4-5],该激光器发出的激光耦合进零色散点略低于工作波长的高非线性光子晶体光纤中,产生的超连续谱很难覆盖到可见光波的最短波长 400 nm,限制了在可见光范围内的应用。

通过双波长泵浦方案^[5-6]来实现超连续谱向短波方向延伸的全光纤结构超连续谱光源具有光谱范围宽、相干性好的特点,在武器装备复杂电磁环境适应性考核等领域有着独特优势,是新光源技术在军事领域应用的重要发展趋势之一。

参考文献[6]提出了一种两段不同参数的光子晶体光纤熔接在一起的全光纤结构双波长泵浦实验方案,其基本思路是:先在第一段光子晶体光纤中利用四波混频效应产生一个 686/1 064 nm 双波长泵浦源,并在第二段光子晶体光纤中传输演化产生超连续谱,该方案能够显著地将超连续谱的最短波长推进到 360 nm。然而,至今还没有文献资料针对该实验方案给出合适的理论模型,也没有对该泵浦方案极大拓展超连续谱范围的物理机制进行深入研究。

文中采用自适应分步傅里叶法求解广义非线性薛定谔方程的方法,分析了双波长泵浦实验方案的理论模型,仿真研究激光束在第一段光子晶体光纤传输中双波长泵浦源的建立,以及双波长泵浦源在第二段光子晶体光纤中演化产生超连续谱的过程,结合仿真结果深入分析双波长泵浦方案拓展超连续谱范围的潜在物理机制。

1 理论模型

全光纤结构双波长泵浦产生超连续谱的理论模型如图 1 所示。波长为 1 064 nm 的激光束在第一段光子晶体光纤 PCF-A 中传输激发四波混频效应,产生波长为 686 nm 信号光,新产生的信号光与

残留泵浦光组成 686/1 064 nm 双波长泵浦源,双波长泵浦源在第二段光子晶体光纤 PCF-SC 中传输演化产生超连续谱。需要指出的是 PCF-SC 的结构设计使得波长 686 nm 和 1 064 nm 处满足群速度相等,以便信号光和泵浦光在其中传输时能够充分发生相互作用。

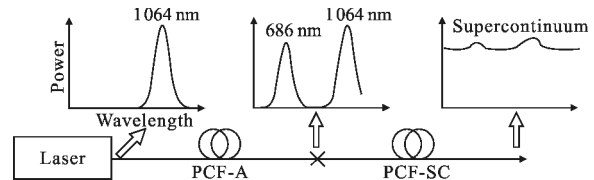


图 1 全光纤结构双波长泵浦产生超连续谱的理论模型

Fig.1 Theoretical model of all-fiber dual-wavelength-pumped SC

通过求解广义非线性薛定谔方程仿真激光脉冲在光子晶体光纤中的传输,其表达式为^[7]:

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} + \frac{1}{2} \alpha \mathbf{A} - i \sum_{k \geq 2} \frac{i^k}{k!} \beta_k \frac{\partial^k \mathbf{A}}{\partial T^k} = i \gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) (\mathbf{A}(z, T) \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{R}(T') |\mathbf{A}(z, T - T')|^2 dT') \quad (1)$$

式中: $\mathbf{A}(z, T)$ 为电场的复振幅; α 为光纤损耗, 光纤长度很短可忽略不计; β_k 为光纤的第 k 阶色散系数; γ 为非线性系数; ω_0 为泵浦光的角频率; 非线性响应函数 $\mathbf{R}(T)$ 可表示为:

$$\mathbf{R}(T) = (1 - f_R) \delta(T) + f_R \frac{\tau_1 + \tau_2}{\tau_1 \tau_2} \exp(-T/\tau_2) \sin(T/\tau_1) \quad (2)$$

对于二氧化硅材料来说,参数 $\tau_1=12.2$ fs, $\tau_2=32$ fs, 等号右边第一项为克尔效应,第二项为拉曼效应,因子 $f_R=0.18$ 决定拉曼效应对非线性效应的贡献。

光纤 PCF-A 和 PCF-SC 结构参数如表 1 所示。

表 1 PCF-A 和 PCF-SC 的结构参数和在波长 1 064 nm 处的色散系数

Tab.1 Structural parameters and dispersion coefficients at 1064 nm of PCF-A and PCF-SC

PCF	$\Lambda/\mu\text{m}$	d/Λ	λ_0/nm	$\beta_2/\text{s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$	$\beta_3/\text{s}^3 \cdot \text{m}^{-1}$	$\beta_4/\text{s}^4 \cdot \text{m}^{-1}$
PCF-A	3.20	0.28	1117	5.1×10^{-27}	3.6×10^{-41}	-5.5×10^{-56}
PCF-SC	2.24	0.75	820	-4.0×10^{-26}	1.2×10^{-40}	-1.1×10^{-55}

表 1 中, $\beta_2, \beta_3, \beta_4$ 为光纤的前四阶色散系数, Λ 为孔间距, d 为空气孔直径, λ_0 为零色散点。采用精度更高、空间步长 dz 自适应变化的分步傅里叶法^[6]对公式(1)进行数值求解。结合参考文献[6]中数据, 等比设置初始入射激光脉冲的峰值功率为 7.5 kW, 综合考虑仿真时间和计算精度, 设置脉冲宽度为 30 ps 替代实验中的 600 ps, 这种替代的有效性可以通过比较脉宽 30 ps、600 ps 分别在短距离光纤中传输结果得到证实。

2 双波长泵浦源分析

将光纤 PCF-A 的前四阶色散系数代入公式(1), 仿真脉宽为 30 ps 的激光脉冲在 2.6m 长的光纤 PCF-A 中传输。图 2 中, 从 PCF-A 末端的输出光谱如图(a)所示, 在波长 686 nm 和 2 369 nm 处分别出现了尖峰, 表明激光脉冲在 PCF-A 中传输时, 由于峰值功率足够高且满足相位匹配条件激发出了四波混频效应, 信号光出现在 686 nm 附近, 与参考文献[6]实验观察吻合; 空闲光在 2 369 nm, 仿真结果出现了空闲光而实验观察却没有, 这是由于仿真中忽略了材料在红外波段的吸收损耗。因此, 空闲光没有被材料吸收掉, 而能够存在于 PCF-A 末端的输出光谱。

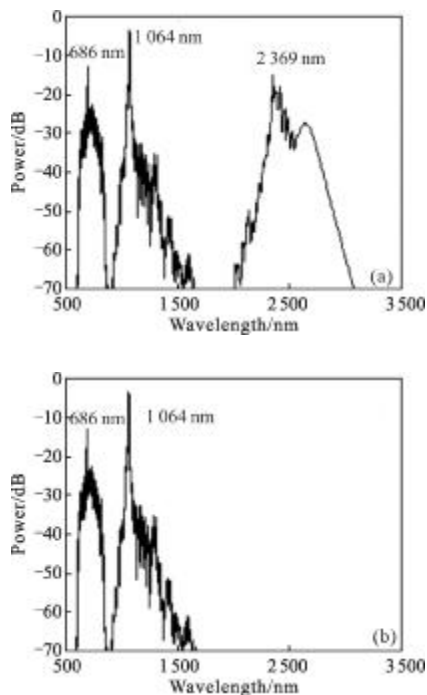


图 2 PCF-A 中的四波混频效应

Fig.2 FWM process in PCF-A

为了避免 2 369 nm 空闲光对最终产生超连续谱的影响, 便于与实验观察结果相比较, 删去空闲光对应的频谱成分, 如图(b)所示, 然后将剩余的频谱成分通过傅里叶逆变换, 转换到时域空间就得出从 PCF-A 末端输出的时域信息, 主要由两部分组成:

$$A_{\text{PCF-A}}(z, T) = A_1(z, T) + A_2(z, T) =$$

$$A_1(z) \exp(-i\omega_1 T) + A_2(z) \exp(-i\omega_2 T) \quad (3)$$

式中: $A_1(z)$ 和 ω_1 对应 1 064 nm 残留泵浦光的电场复振幅和角频率, $A_2(z)$ 和 ω_2 对应信号光的电场复振幅和角频率, 这样残留泵浦光和新产生的信号光就组成了 1 064/686 nm 双波长泵浦源。

3 超连续谱的产生

文中通过仿真 1 064 nm 残留泵浦光在光纤 PCF-SC 传输时的演化过程和 1 064/686 nm 双波长泵浦源在 PCF-SC 传输时共同演化的过程, 分析了双波长泵浦拓展超连续谱的潜在物理机制。

3.1 1 064 nm 残留泵浦光的单独演化

为仿真残留泵浦光在 PCF-SC 中的单独演化, 需要从 PCF-A 末端的输出光谱中, 提取 1 064 nm 残留泵浦光对应的频谱成分, 如图 3(a)所示, 然后由傅里叶逆变换转换为时域信息, 以此作为光纤 PCF-SC 的初始条件, 最后在公式(1)中代入光纤 PCF-SC 的色散系数和相应参数, 通过数值求解公式(1)就可以仿真研究残留泵浦光在 6 m 长 PCF-SC 的演化过程。

图 3(b)-(f)分别显示了残留泵浦光传输至光纤 PCF-SC 长度为 0.15 m、2.4 m、3.6 m、4.8 m 和 6 m 处的输出光谱。由于 1 064 nm 残留泵浦光处于 PCF-SC 的反常色散区(PCF-SC 的零色散点为 820 nm, 见表 1), 调制不稳定性在时域上致使初始入射的 30 ps 脉冲分解为多重的超短脉冲, 如图 3(b)所示。频域上表现为在泵浦光两侧出现对称的斯托克斯和反斯托克斯谱线(波长分别为 1 016 nm 和 1 118 nm, 980 nm 和 1 175 nm)。斯托克斯谱线(波长为 1 118 nm、1 175 nm)由于落入 1 064 nm 泵浦光的拉曼增益谱内, 因此输出功率要比反斯托克斯谱线(波长分为 1 016 nm、980 nm)略高一些。由调制不稳定性导致产生的多重超短脉冲在负的群速度色散和自相位调制相互作用下, 迅速演化为光孤子, 频谱上对应于图 3(c)-(f)长波区一

些清晰可见的小尖峰，而最外层孤子峰对应的波长已在图中标出。由图可见，随着 PCF-SC 长度的逐渐增加，最外层孤子峰也逐渐向长波方向移动，从而将超连续谱的产生范围向长波方向延伸。

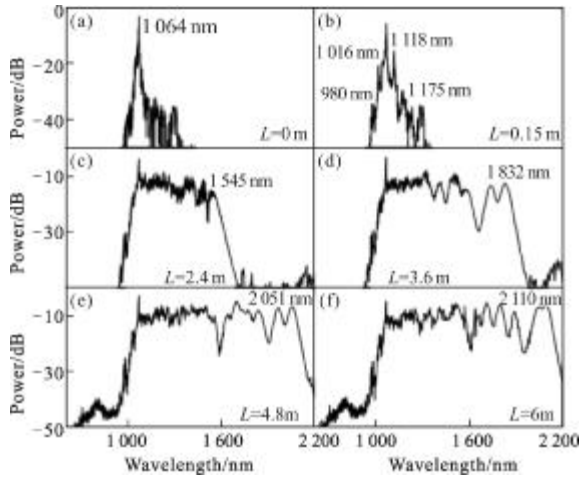


图 3 1064 nm 残留泵浦光在光纤 PCF-SC 中的单独演化,最外层孤子峰对应的波长也在图中标出

Fig.3 Sole evolution of the 1064 nm wave along PCF-SC, the wavelengths of outermost soliton peaks are also labeled

为了研究最外层孤子峰向长波方向移动的内在原因,跟踪它们的移动随 PCF-SC 长度的变化,记录下它们相对于 1064 nm 泵浦光的频移(即频率间隔)和对应的 PCF-SC 长度,并且用圆圈在图 4 中标出。小圆圈的大体走势表明,最外层孤子峰的频移随 PCF-SC 长度的增加近似线性增长。由拉曼效应导致的光谱相对于泵浦光的角频率下移表达式为:

$$\Omega(z) = \frac{8T_R\gamma P_S}{15T_0} z \quad (4)$$

式中:参数 $T_R=3$ fs;非线性系数 $\gamma \sim 28$ W⁻¹/km;超短脉冲的脉宽 $T_0 \sim 60$ fs;光孤子的峰值功率 $P_S \sim 2$ kW。图 4 中斜线显示了随光纤长度 z 的变化趋势,由图可见最外层孤子峰的频移与拉曼效应导致的频移达到了较好的一致。这种一致性表明最外层孤子峰向长波方向的移动是由于拉曼效应引起的,因为光孤子的时域脉宽(小于 1 ps)非常窄,致使其频谱极宽,这就使得同一孤子的高频成分可以充当泵浦光通过拉曼效应放大其低频成分,即功率向低频成分转移,这就是所谓的孤子自频移,表现出来就是孤子峰向长波方向的移动。频移规律见公式(4)。

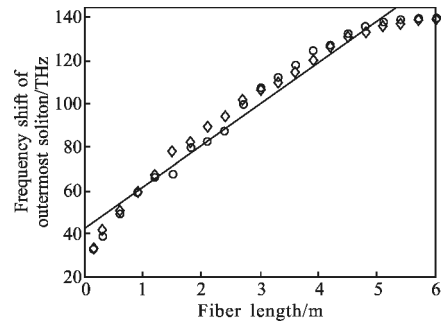


图 4 孤子自频移现象,最外层孤子峰的频移和对应 PCF-SC 长度由圆圈(1064 nm 残留泵浦光单独演化)和菱形(1064/686 nm 双波长泵浦源共同演化)标出

Fig.4 Soliton self-frequency shift along PCF-SC, the frequency shift of outermost soliton peaks and corresponding to the fiber length are marked by the green circles (the sole evolution of the 1064 nm wave) and the red diamonds (the combined evolution of the 1064/686 nm wave)

3.2 1064/686 nm 双波长泵浦源的共同演化

将光纤 PCF-A 末端输出的时域信息,见公式(3),作为 6 m 长光纤 PCF-SC 的初始条件,在公式(1)中代入 PCF-SC 的色散系数和相应参数,就可以仿真研究 1064/686 nm 双波长泵浦源在 PCF-SC 中的演化过程。

图 5(a)~(f)分别显示了 1064/686 nm 双波长泵浦源传输至 PCF-SC 长度为 $L=0$ m、1.2 m、2.4 m、3.6 m、4.8 m、6 m 处的输出光谱。同样跟踪了最外层孤子峰的频移和相对应的 PCF-SC 长度,并且用菱形在图 4 中标出。由图 4 可知,菱形的走势与圆圈大体相同,即不管是双波长共同演化,还是残留泵浦光单独演化,长波区孤子自频移的大体趋势相同,说明 686 nm 信号光的存在对 1064 nm 残留泵浦光的演化几乎没有影响。如图 2 所见,这是由于 686 nm 信号光的峰值功率比 1064 nm 残留泵浦光小很多。

随着 1064 nm 处多重的超短脉冲在反常色散区演化成高功率的光孤子,它们通过交叉相位调制在 686 nm 信号光处施加一个非线性相移,这个非线性相移会诱导产生调制不稳定性,致使 686 nm 信号光的长脉冲分裂为多重的超短脉冲。由于 686 nm 信号光处于 PCF-SC 的正常色散区,这些超短脉冲的低频成分相比高频成分传输得快。因此,反常色散区的光孤子与超短脉冲的前沿相互作用产生低频的光谱成分,而与超短脉冲的后沿相互作用产生高频的

光谱成分, 这些新产生的光谱成分通常称为色散波 (dispersive waves, DWs), 在图 5 中采用红线放大显示了短波区的这些色散波。图 5 中, 随着光孤子经历自频移将超连续谱向长波方向延伸, 同时色散波向短波方向拓展, 这种现象在参考文献[6]中的图 7(b) 也可以清晰观察到。

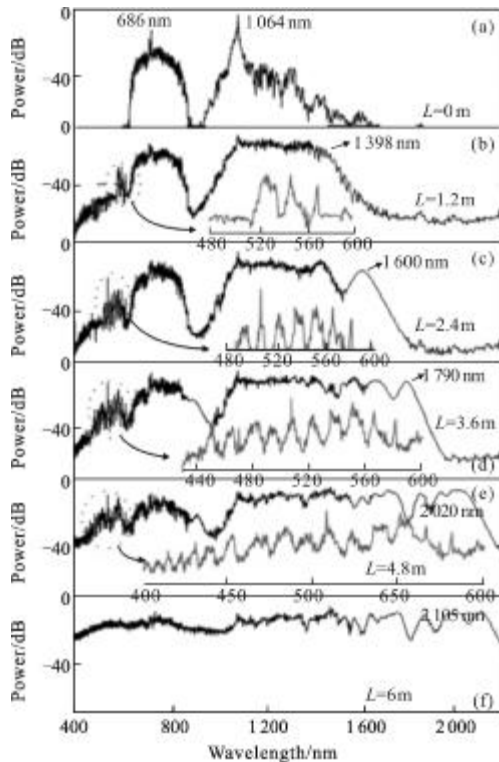


图 5 1064/686 nm 双波长泵浦源在 PCF-SC 中的共同演化, 最外层孤子峰已在图中标出, 而且诱捕的色散波也用红线放大显示

Fig.5 Combined evolution of the 1064/686 nm wave along PCF-SC, the wavelengths of outermost soliton peaks are also labeled and the trapped dispersive waves are amplified in the insets, plotted by the red lines

为了弄清色散波向短波方向拓展的物理机制, 跟踪 PCF-SC 长度逐渐增加时的最外层孤子峰 (最长波长) 和最内层色散波 (最短波长), 记录下它们对应的波长, 并在图 6 中用圆圈标出。图 6 中的曲线是光纤 PCF-SC 的群速度匹配曲线 (group-velocity match, GV match), 由图可见, 圆圈的走势与群速度匹配曲线大体一致, 这就表明参考文献[6]双波长泵浦方案产生超连续谱向短波方向拓展的原因是在孤子峰和色散波满足群速度匹配的前提下, 由于交叉相位调制的互联作用, 随着孤子向长波方向自频移

而诱捕色散波向短波方向拓展^[9]。具体解释为: 在光纤 PCF-SC 中, 1064 nm 处的光孤子与 686 nm 处的超短脉冲由于群速度匹配而发生交叉相位调制, 产生新的高频色散波 (短于 686 nm 的波长成分), 由于 PCF-SC 群速度折射率随波长的变化曲线近似呈“U”型分布, 因此新产生的高频色散波群速度变小; 与此同时, 光孤子向长波方向经历自频移, 群速度也变小, 这就使得频移后的孤子与新产生的高频色散波再次实现群速度匹配, 发生交叉相位调制, 而重复发生上述过程, 如此继续下去, 色散波就被带到了更短波长, 这个过程就是所谓的孤子诱捕效应^[10-11]。可见, 正是在交叉相位调制的主导下, 孤子自频移和孤子诱捕效应的共同作用将超连续谱的产生范围向短波方向拓展, 甚至完全覆盖整个可见光波段。

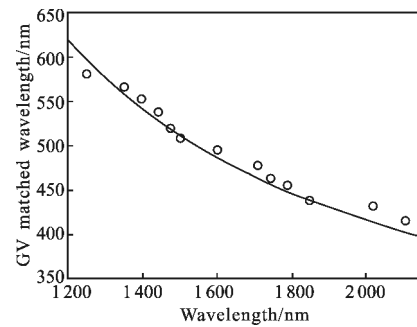


图 6 色散波随孤子自频移的诱捕效应, 最外层孤子峰和对应的最内层色散波由圆圈标出, 曲线是 PCF-SC 的群速度匹配曲线

Fig.6 Trapping of dispersive waves by the redshifted solitons. The wavelengths of outermost soliton peaks and innermost DWs are marked by the red circles. The black line denotes GV matched curve for PCF-SC

图 5(f) 是 6 m 长 PCF-SC 末端的输出光谱, 与参考文献 [6] 中图 6 虚线所示实验测得光谱定性上吻合得很好, 定量上在长波区有些差别, 表现为实验测得光谱非常平滑, 而仿真光谱起伏较大, 孤子峰清晰可见。分析其原因: 一方面实验测量光谱用的光谱仪分辨率较低, 而仿真计算的采样点数很高; 另一方面由于计算时间的限制, 仿真光谱是一个脉冲在光纤中的演化结果, 而实验测量的光谱数据是多个脉冲演化结果的平均值。

4 结论

通过双波长泵浦方案来实现超连续谱向短波方

向延伸的超连续谱光源具有光谱范围宽、相干性好的特点,是光电精确制导武器及其对抗装备复杂电磁环境适应性考核等领域新光源技术应用的重要发展方向。

文中通过数值求解广义非线性薛定谔方程,理论研究了全光纤结构双波长泵浦光子晶体光纤产生超连续谱的形成过程。在仿真 1 064 nm 残留泵浦光的单独演化时,分析输出光谱表明拉曼效应是长波区孤子峰向长波方向移动的内在原因;在仿真 1 064/686 nm 双波长泵浦源的共同演化时,深入探究了参考文献[6]双波长泵浦方案产生超连续谱向短波方向拓展的原因,在长波区孤子峰和短波区色散波满足群速度匹配的前提下,由于交叉相位调制的互耦作用,随着孤子向长波方向自频移而诱捕色散波向短波方向拓展。

文中的研究成果为覆盖可见光波段的宽带超连续谱光源提供有益的参考。

参考文献:

- [1] Wang Wei, Zhu Zimin. Analysis of photonic crystal fibers and its application in supercontinuum[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2007, 36(5): 684-688. (in Chinese)
王伟, 竺子民. 光子晶体光纤分析及其在超连续谱中的应用[J]. *红外与激光工程*, 2007, 36(5): 684-688.
- [2] Li Bin, Fang Xiaohui, Liu Bowen, et al. Research on 7.45 W supercontinuum generation by femtosecond laser[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2012, 41(8): 2012-2016. (in Chinese)
李斌, 方晓惠, 刘博文, 等. 飞秒激光产生 7.45 W 超连续光谱实验[J]. *红外与激光工程*, 2012, 41(8): 2012-2016.
- [3] Zhang Bin, Hou Jing, Jiang Zongfu. Tellurite glass microstructured fibers for mid-IR supercontinuum generation [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2011, 40(2): 328-331. (in Chinese)
张斌, 侯静, 姜宗福. 碲化物微结构光纤应用于中红外超连续谱的产生[J]. *红外与激光工程*, 2011, 40(2): 328-331.
- [4] Wadsworth W J, Joly N, Knight J C, Birks T A, et al. Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres [J]. *Opt Express*, 2004, 12: 299-309.
- [5] Räikkönen E, Genty G, Kimmelma O, et al. Supercontinuum generation by nanosecond dual-wavelength pumping in microstructured optical fibers [J]. *Opt Express*, 2006, 14: 7914-7923.
- [6] Xiong C L, Chen Z L, Wadsworth W J. Dual-wavelength-pumped supercontinuum generation in an all-fiber device [J]. *J Lightwave Technol*, 2009, 27: 1638-1643.
- [7] Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics* [M]. San Diego: Academic, 2007, 30-40.
- [8] Oleg V S, Ronald H, John Z, et al. Optimization of the split-step Fourier method in modeling optical-Fiber communications systems [J]. *J Lightwave Technol*, 2003, 21: 61-68.
- [9] Nishizawa N, Goto T. Pulse trapping by ultrashort soliton pulses in optical fibers across zero-dispersion wavelength [J]. *Opt Lett*, 2002, 27: 152-154.
- [10] Gorbach A V, Skryabin D V. Light trapping in gravity-like potentials and expansion of supercontinuum spectra in photonic-crystal fibres [J]. *Nat Photon*, 2007, 1: 653-657.
- [11] Nishizawa N, Goto T. Characteristics of pulse trapping by ultrashort soliton pulses in optical fibers across the zero-dispersion wavelength [J]. *Opt Express*, 2002, 10(21): 1151-1160.