

文章编号:1004-4213(2010)11-1921-7

双零色散光子晶体光纤中超连续谱的产生及控制*

方亮,赵建林[†],甘雪涛,李鹏,张晓娟

(西北工业大学 理学院 陕西省光信息技术重点实验室;教育部空间应用物理与化学重点实验室,西安 710072)

摘要:通过数值模拟飞秒脉冲在具有双零色散波长的光子晶体光纤中的传输过程,详细分析了超连续谱的产生和控制机制.结果表明:中心波长处于反常色散区的泵浦脉冲在高阶非线性和高阶色散等作用的调制下,将演化为基孤子和正常色散区的两个色散波;该色散波进而经与之相位匹配的基孤子相干加强而使频谱展宽形成超连续谱,同时两个色散波上出现了干涉引起的振荡现象.进一步对比三种结构的光子晶体光纤中超连续谱的特点,定量分析了两色散波对超连续谱的限制作用,阐述了结构参量对超连续谱的影响.基于上述结论,结合对色散波的中心波长与光子晶体光纤的色散曲线、结构参量之间关系的分析,提出了设计光子晶体光纤的结构来控制超连续谱的方法.作为例证,通过优化光子晶体光纤结构理论上实现了频谱分量覆盖可见光区的平坦超连续谱.

关键词:非线性光学;光子晶体光纤;超连续谱;双零色散波长;色散波

中图分类号: O437

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20103911.1921

0 引言

超连续谱(Supercontinuum, SC)由 Alfano 等^[1]于 1970 年首次采用皮秒激光脉冲抽运 BK47 玻璃获得.与传统宽带光源(如白光和荧光)相比,SC 光源具有高亮度、宽频谱等特性,可广泛应用于计量、生物医学及远程通讯等诸多领域.然而,块状非线性介质和普通光纤中形成的 SC 频谱宽度较窄,且所需的泵浦脉冲功率较高,不便于实际应用.光子晶体光纤(Photonic Crystal Fiber, PCF)以其可调色散^[2]、高非线性^[3]和无限单模传输等优良特性^[4],有效地弥补了上述不足.2000 年,Ranka 等^[5]在一段 75 cm 长的 PCF 中成功产生了波长位于 400 ~ 1 600 nm 范围的 SC,使 SC 的研究进入一个新的阶段^[6-12].最近的研究报道表明,具有双零色散波长的 PCF 用于产生 SC 时,与普通单零色散 PCF 相比,具有更加明显的优势^[8-9].由于存在两个零色散点,双零色散 PCF 的色散曲线可灵活调节^[13];泵浦脉冲中心波长位于两个零色散点之间任意位置均能形成 SC,且转化效率高、谱带稳定而平滑^[14].另外,单零色散 PCF 的零色散波长常位于红外区^[15];双零色散 PCF 的第一个零色散波长可调至很短,甚至到可见光区,因而更易于在较短波长或可见光区产生 SC,而第二个零色散波长可以有效限制喇曼孤子

的红移,从而控制 SC 在长波方向的展宽^[16].因此,双零色散 PCF 更利于 SC 的产生和控制,从而使特定波长范围的 SC 光源可以应用于一些特殊领域,如光学相干断层成像、群速度测量等.目前,对 SC 的控制多是从调整泵浦脉冲参量出发^[8-9],而很少从 PCF 结构参量角度来考虑.另外,由于 PCF 中的色散和诸多非线性效应对 SC 的形成均具有影响,因此要对 SC 进行有效控制,首先需要对其形成机制进行深入研究.

本文通过数值模拟飞秒脉冲在双零色散 PCF 中传输时的频谱演化过程,详细分析 SC 的产生机制;进而通过对比不同结构 PCF 中 SC 的特点,得出 PCF 的结构参量与 SC 频谱范围的关系.在此基础上,分析通过优化 PCF 结构及其色散曲线实现不同频谱范围和宽度的 SC,并给出相关例证.

1 理论模型

激光脉冲在光纤中传输所满足的广义非线性薛定谔方程^[17]一般采用传统分步傅里叶算法求解.但由于在双零色散 PCF 中色散项受波长变化的影响较大,且 SC 频谱展宽范围较宽.因此,为保证对 SC 产生和控制机制讨论的可靠性,文中采用一种改进分步傅里叶算法^[18]数值模拟脉冲演化过程.该算法是将整个脉冲包络看成由多个单一频率分量组成,并对各频率分量分别处理,从而将所有频率分量的色散系数都考虑在内,以提高 SC 的模拟准确度.

PCF 中 SC 的产生主要由其色散和非线性效应共同决定.为研究双零色散 PCF 中 SC 的产生机制

*瞬态光学与光子技术国家重点实验室开放基金和西北工业大学基础研究基金(JC200905)资助

[†] Tel: 029-88431663

Email: jljzhao@nwpu.edu.cn

收稿日期: 2010-04-07

修回日期: 2010-05-21

并对其进行控制,首先分析其结构参量对色散和非线性的影响.选取色散和非线性效应随结构参量变化较大的三种 PCF,具体参量如表 1,其中 Λ 为空气孔间距, d/Λ 为空气孔直径与空气孔间距的比值, $\lambda_{D_1} < \lambda_{D_2}$ 分别为两个零色散波长,各参量取值与文献[19]中给出的相近.从表 1 可以看出,与 PCF₂ 相比,PCF₁ 保持 Λ 不变,但 d 变小;PCF₃ 保持相同的

表 1 三种 PCF 的结构参量和零色散点波长

Table 1 Geometrical parameters and zero dispersive wavelengths of the three PCFs

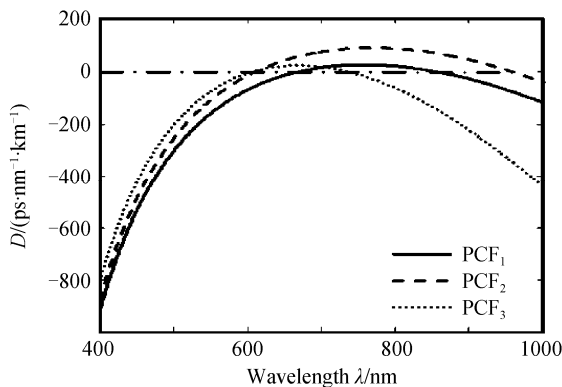
	d/Λ	$\Lambda/\mu\text{m}$	λ_{D_1}/nm	λ_{D_2}/nm
PCF ₁	0.7	0.8	675	854
PCF ₂	0.8	0.8	613	950
PCF ₃	0.8	0.66	608	736

d/Λ ,而 Λ 变小.图 1(a)和(b)分别为利用频域有限差分法得到的三种 PCF 的色散系数 D 和有效模场面积 A_{eff} 随波长的变化曲线.图 1(a)中的色散曲线表明,与 PCF₁ 相比,PCF₂ 具有更宽的反常色散区;而 PCF₃ 虽然与 PCF₂ 具有十分接近的 λ_{D_1} ,但其反常色散区宽度较小.另外,结合非线性系数 γ 与有效模场面积 A_{eff} 之间的关系 $\gamma = 2\pi n_2 / (\lambda_P A_{\text{eff}})$,可根据图 1(b)计算出相应 λ_P 处的非线性系数,其中 $n_2 = 3 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$,是石英的非线性折射率.表 2 列出了本文所选取的泵浦脉冲中心波长 ($\lambda_P = 725 \text{ nm}$)处三种 PCF 的非线性系数.同时,根据图 1(a)中的色散曲线可以得到表 2 中所给出的各阶色散值 β_n ,且为精确起见将 β_n 取到 16 阶.

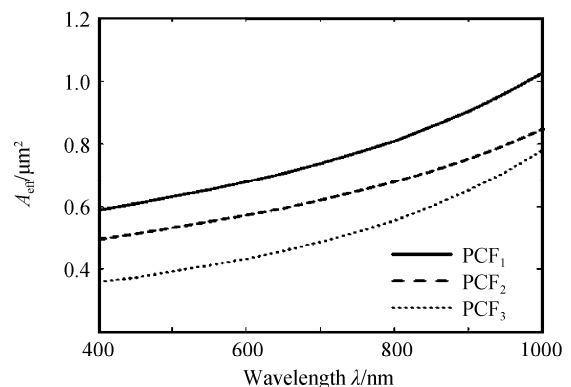
表 2 三种 PCF 的高阶色散值和非线性系数

Table 2 Higher-order dispersions and nonlinear coefficients of the three PCFs

	PCF ₁	PCF ₂	PCF ₃
$\beta_2 (\text{s}^2/\text{m})$	$-6.155 1 \times 10^{-27}$	$-2.337 5 \times 10^{-26}$	$-1.915 4 \times 10^{-27}$
$\beta_3 (\text{s}^3/\text{m})$	$2.144 6 \times 10^{-41}$	3.9923×10^{-41}	$-4.394 6 \times 10^{-41}$
$\beta_4 (\text{s}^4/\text{m})$	$1.047 5 \times 10^{-55}$	$7.820 0 \times 10^{-56}$	$3.124 1 \times 10^{-55}$
$\beta_5 (\text{s}^5/\text{m})$	$-4.289 0 \times 10^{-70}$	$-3.789 1 \times 10^{-70}$	$-1.045 1 \times 10^{-69}$
$\beta_6 (\text{s}^6/\text{m})$	$1.611 3 \times 10^{-84}$	$1.409 2 \times 10^{-84}$	$3.435 0 \times 10^{-84}$
$\beta_7 (\text{s}^7/\text{m})$	$-5.681 2 \times 10^{-99}$	$-5.074 7 \times 10^{-99}$	$-1.079 5 \times 10^{-98}$
$\beta_8 (\text{s}^8/\text{m})$	$1.568 8 \times 10^{-113}$	$2.129 9 \times 10^{-113}$	$2.666 1 \times 10^{-113}$
$\beta_9 (\text{s}^9/\text{m})$	$-1.974 0 \times 10^{-128}$	$-1.095 1 \times 10^{-127}$	$-1.114 7 \times 10^{-128}$
$\beta_{10} (\text{s}^{10}/\text{m})$	$1.134 7 \times 10^{-142}$	$5.921 9 \times 10^{-142}$	$-2.615 7 \times 10^{-142}$
$\beta_{11} (\text{s}^{11}/\text{m})$	$-5.137 5 \times 10^{-156}$	$-2.711 6 \times 10^{-156}$	$-1.231 9 \times 10^{-156}$
$\beta_{12} (\text{s}^{12}/\text{m})$	$9.115 5 \times 10^{-170}$	$5.703 3 \times 10^{-171}$	$5.781 5 \times 10^{-170}$
$\beta_{13} (\text{s}^{13}/\text{m})$	$-1.023 1 \times 10^{-183}$	$7.306 0 \times 10^{-185}$	$-7.562 6 \times 10^{-184}$
$\beta_{14} (\text{s}^{14}/\text{m})$	$6.763 4 \times 10^{-198}$	$-1.366 2 \times 10^{-198}$	$4.677 5 \times 10^{-198}$
$\beta_{15} (\text{s}^{15}/\text{m})$	$2.673 8 \times 10^{-212}$	$1.499 6 \times 10^{-212}$	$4.288 6 \times 10^{-212}$
$\beta_{16} (\text{s}^{16}/\text{m})$	$-1.976 1 \times 10^{-225}$	$-1.263 5 \times 10^{-226}$	$-2.100 1 \times 10^{-225}$
$\gamma (\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1})$	345	410	519



(a) Dispersion curves



(b) Effective mode areas

图 1 三种双零色散 PCF 的色散曲线和有效模场面积

Fig. 1 Dispersion curves and effective mode areas of the three PCFs with two zero dispersion wavelengths

2 超连续谱产生机制的模拟分析

首先以 PCF₁ 为例,数值模拟泵浦脉冲在其中传输时的演化过程,进而分析双零色散 PCF 中 SC 的产生机制. 模拟参量选取如下: 光纤长度 $L = 20$ cm, 泵浦脉冲的中心波长 $\lambda_p = 725$ nm, 初始脉宽

$T_p = 50$ fs, 峰值功率 $P_p = 200$ W. 图 2 为 PCF₁ 中 SC 的数值模拟结果, 其中图 2(a) 表示脉冲光谱随传输距离的演化过程, 图 2(b)~(e) 分别对应图 2(a) 中传输距离为 4.8 cm、6 cm、8 cm、20 cm 处的光谱分布.

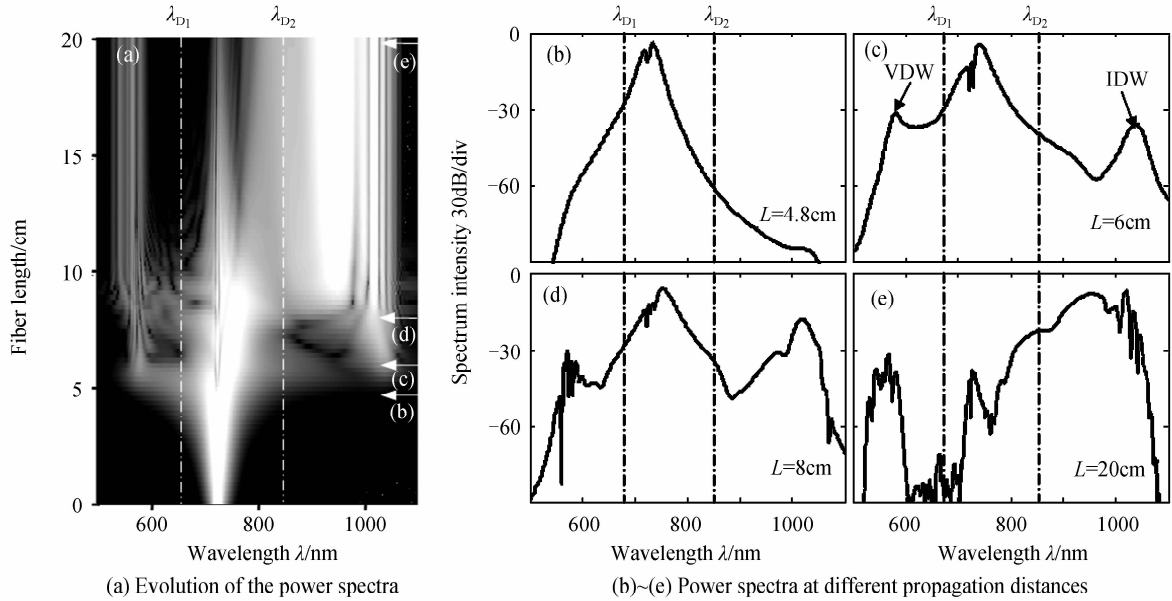


图 2 长度为 20 cm 的 PCF₁ 中脉冲频谱的演化过程

Fig. 2 Evolution of the power spectra versus the fiber length from 0 to 20 cm in PCF₁

从图 2(a) 可以看出, 在脉冲传输的初始阶段, 处于反常色散区的泵浦脉冲在群速度色散和自相位调制的共同作用下, 被压缩形成高阶孤子, 且其频谱得到急剧展宽. 由于高阶孤子的中心波长靠近零色散点, 喇曼散射、自陡等高阶非线性以及高阶色散等作用变得较为明显, 使其表现出调制不稳定性^[17]. 图 2(b) 中 SC 的频谱在泵浦脉冲中心波长处出现的两个旁瓣证实了这种调制不稳定性的存在^[17]. 在该调制不稳定性作用下, 高阶孤子退化为周期性脉冲序列. 由于处于反常色散区, 脉冲序列逐渐演变为基孤子, 同时在正常色散区辐射出非孤子波^[20]. 当这些非孤子波与相应基孤子彼此具有满足相位匹配的中心波长, 且频谱发生重叠时, 非孤子波将从孤子上得到能量而被放大为强度较大的色散波^[21], 如图 2(c). 与单零色散 PCF 不同, PCF₁ 中同时在可见和红外区出现两个色散波, 这里分别称之为可见色散波 (Visible Dispersive Wave, VDW) 和红外色散波 (Infrared Dispersive Wave, IDW), 且模拟结果表明对应的中心波长分别为 $\lambda_{VDW} = 581$ nm 和 $\lambda_{IDW} = 1039$ nm. 上述结果可以通过下述相位匹配条件^[20-21]进行验证

$$\Delta\beta = \beta(\omega_p) - \beta(\omega_{DW}) = (1 - f_R)\gamma(\omega_p)P_p - \sum_{n \geq 2} \frac{(\omega_{DW} - \omega_p)^n}{n!} \beta_n(\omega_p) = 0 \quad (1)$$

式中 $\beta(\omega_p)$ 和 $\beta(\omega_{DW})$ 分别表示泵浦脉冲角频率 ω_p 和色散波角频率 ω_{DW} 处的传播常量, $\gamma(\omega_p)$ 表示 PCF 在 ω_p 处的非线性系数, $\beta_n(\omega_p)$ 表示 β 在 ω_p 处的 n 阶泰勒展开式, f_R 为延迟喇曼响应对光纤的贡献, P_p 为泵浦脉冲的峰值功率. 另外, 由于第一项非线性相移对相位匹配条件的影响很微小, 在求解式(1)时将其忽略^[20]. 将表 2 中 PCF₁ 的数据代入式(1), 可以得到在 $\lambda_p = 725$ nm, $P_p = 200$ W 情况下, $\lambda_{VDW} = 591.6$ nm, $\lambda_{IDW} = 1042.6$ nm, 与图 2(c) 中得到的色散波中心波长吻合得很好, 证实了本文数值模拟算法的正确性.

随着两个色散波被基孤子放大, 频谱逐渐展宽, 如图 2(d). 然而, 基孤子在传输过程中, 由于受激喇曼效应而发生自频移^[16]. 同时, 根据式(1), 与这些基孤子相位匹配的色散波中心波长也会发生变化, 相应的变化曲线如图 3(a) 中实线所示. 可以看出, 随着孤子波长红移, λ_{IDW} 发生蓝移, 孤子和红外色散波的频谱间有效重叠加剧, 红外色散波不断被加强, 在泵浦波长和 λ_{IDW} 之间形成较平坦的 SC. 相应地, 由图 2(a) 的频谱演化可以看出, 具有较高强度的红外色散波频谱逐渐向短波方向移动. 然而, 图 3(a) 表明, PCF₁ 的可见色散波中心波长随孤子波长的变化不明显, 且随着孤子红移, 其频谱与孤子频谱重叠

逐渐减小,因此,可见色散波仅在初始传输阶段出现

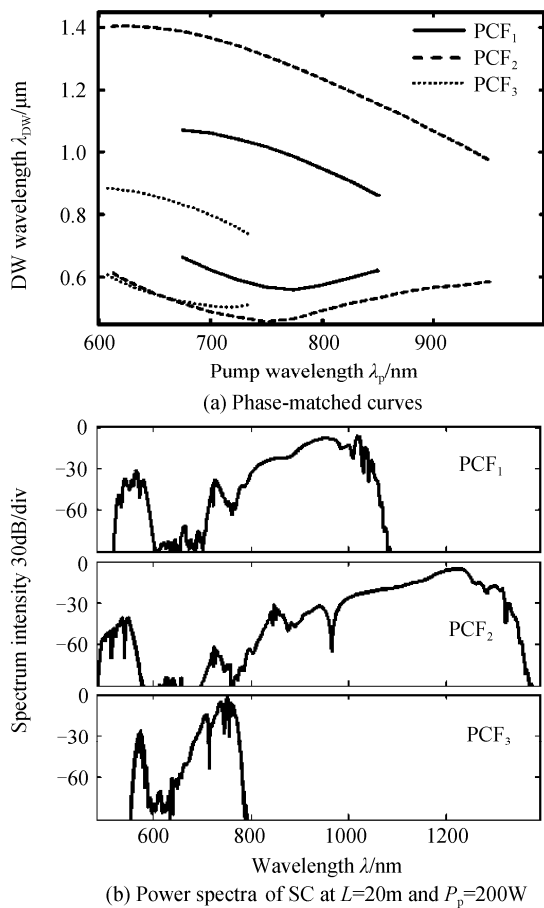


图3 三种PCF中形成SC的数值模拟结果

Fig. 3 Numerical simulations of the SC generated in the three PCFs

明显加强,随后的变化很微弱.

随着不断将能量转移给红外色散波,孤子红移在到达第二个零色散点之前停止^[16].当孤子中心波长达到稳定,与之相位匹配的色散波中心波长也不再发生变化,频谱展宽达到饱和,形成稳定的SC.图2(e)所给出的PCF₁末端输出频谱表明,此时由两个经过放大的色散波限制形成了较宽的SC.值得注意的是,图2(a)中两个色散波频谱在传输一段距离后均由于振荡而分裂为多个彼此分开的频率分量.这是由于两个色散波在经过初始加强后,前沿附近的红移光传输较快,超越了尾部的非红移光,而后沿附近的蓝移光则刚好相反,导致色散波前后沿附近均包含了两种不同频率的光,它们之间发生干涉而出现振荡现象^[17].以上模拟结果表明,经过孤子红移和色散波放大后,可以形成限制在两个色散波之间的较宽SC.

3 三种PCF中超连续谱的对比

为对上述SC产生机制进行验证并研究PCF结构参量对SC的影响,仍采用上述泵浦脉冲数值模

拟PCF₂和PCF₃中SC的产生过程并进行对比分析.图2结果表明,相位匹配引起的色散波放大是形成SC的主要机制,因此首先在图3(a)中给出由式(1)所决定的三种PCF的相位匹配曲线.由于泵浦脉冲波长处于反常色散区,且孤子自频移在到达第二个零色散波长前停止,故在此仅给出泵浦波长位于两个零色散波长之间的相位匹配曲线.可以看出,虽然三种PCF的结构参量不同,但相位匹配曲线具有相同趋势,即:泵浦波长增大, λ_{IDW} 减小, λ_{VDW} 先减小而后增大且变化很小.以 $\lambda_p=725\text{nm}$ 的泵浦脉冲作为初始入射条件,图3(a)结果表明,三种PCF的色散波中心波长最大范围分别为560~1043 nm, 458~1340 nm和505~761 nm.

图3(b)给出了泵浦脉冲在三种PCF中传输20 cm后的SC分布,其自上而下分别对应PCF₁、PCF₂和PCF₃的情况.可以看出,在调制不稳定性和孤子自频移等作用下,两个零色散波长外侧的正常色散区分别出现了经过放大的色散波,使输出频谱发生明显展宽,且被限制的SC范围与由图3(a)中得到的色散波中心波长最大范围符合地很好.同时,在三种PCF中均可以观察到两个色散波中由于干涉引起的振荡现象.但由三种PCF结构参量不同所导致的色散和非线性差异,使得所形成的SC呈现出不同特征.对比PCF₁和PCF₂中的SC(图3(b)上排和中排),可以发现,虽然在可见光区和红外区均出现明显的色散波峰,但PCF₂中的两个色散波之间距离明显加大,从而形成很宽的SC.这与图3(a)中PCF₂的两个色散波中心波长间距明显大于PCF₁相对应.另外,PCF₂的可见色散波所处波长较短,使其SC中两个峰之间形成较宽的能量凹陷^[7].而PCF₃的SC输出结果(图3(b)下排)与上述两种具有明显区别.由于泵浦脉冲的中心波长为725 nm,十分靠近PCF₃的第二个零色散波长(736 nm).因此,泵浦脉冲在初始阶段被压缩后,便与红外色散波之间产生有效的频谱重叠,而将能量大量转移给该色散波.经过进一步的孤子自频移,红外色散波中心波长发生蓝移并得到加强,与孤子相遇而在长波处出现明显峰值,而可见色散波则由于没经过有效放大而频谱展宽较窄.另外,虽然可见光区的色散波不能得到有效放大,但其SC的能量凹陷却不明显.

4 超连续谱的控制

以上三种PCF中SC的形成机制表明正常色散区的两个色散波对SC起限制作用.因此,控制SC的有效途径是合理调节双零色散PCF中两个色散

波中心波长范围. 由于式(1)存在高阶色散值, 需要对色散参量 D 不断求导, 因而过程较繁琐, 不易直接得到色散波中心波长的调控规律. 但式(1)中由色散曲线直接得到的二阶色散值远大于更高阶色散值, 同时大量数值模拟结果表明色散波的中心波长与 PCF 的两个零色散波长之间存在近似对应关系. 结合图 1(a) 和 3(a) 可以看出, 无论泵浦波长处于什么位置, 三种 PCF 的 λ_{IDW} 大小排列顺序与其对应的 λ_{D_2} 具有相同的规律, 即: 由大到小顺序均为 PCF₂、PCF₁、PCF₃; 而 PCF₂ 和 PCF₃ 在 λ_{D_1} 附近具有比较接近的色散曲线, 致使相应的 λ_{VDW} 相近, 此时高阶色散值对相位匹配曲线产生的影响相对明显, 导致两种 PCF 中 λ_{VDW} 与 λ_{D_1} 出现交点, 而 PCF₁ 的 λ_{D_1} 远大于二者, 使其 λ_{VDW} 相应较大. 但从图 3(a) 可以看出, λ_{VDW} 随泵浦波长的变化较小, 对 SC 在可见光区的产生影响不大. 因此, 可以通过调节 PCF 的两个零色散波长对 SC 进行控制. 控制第一个零色散波长有利于实现超短可见光区频谱的展开, 而控制第二个零色散波长则可以加强或限制 SC 的红外区频谱范围, 从而实现不同频谱范围的 SC. 需要说明的是, 虽然 SC 的谱宽和平坦性不易同时得到满足, 但如果能实现较为平坦的色散曲线, 则可以进一步对 SC 的平坦度进行调整^[3].

另外, 图 1(a) 给出的色散曲线表明, PCF 的色散特性可以通过改变其结构参量来灵活调整. 对比 PCF₁ 和 PCF₂ 可以发现, 保持 Λ 不变而增大 d/Λ , 将导致 λ_{D_1} 和 λ_{D_2} 分别向短波和长波方向移动, 即反常色散区宽度扩大; 而 PCF₃ 的色散曲线表明, 保持

d/Λ 不变, 减小 Λ , 可以使 λ_{D_1} 和 λ_{D_2} 均向短波长移动, 但 λ_{D_1} 的移动量相对要小得多, 因此反常色散区宽度变小. 另外, 第一个零色散波长受结构参量的影响较小. 上述结论得到了大量数值模拟结果的验证, 且与文献[13]的结果相符, 因篇幅问题此处不再赘述. 据此, 通过调整 d 和 Λ , 可以在特定波长处实现零色散, 且通过适当增大 d 和 Λ , 可以得到较宽的反常色散区.

为验证以上分析, 现以一种结构参量经过特定设计的 PCF(PCF₄) 为例, 来实现频谱主要落在可见光区的 SC. 首先需设计合适的结构参量使 PCF 具有较小的 λ_{D_1} , 以得到短波长附近的 λ_{VDW} . 同时利用结构参量得到 λ_{D_2} , 再通过相位匹配方法获得 λ_{IDW} , 从而有效限制 SC 在长波长处的展宽及频谱范围. 选取 PCF₄ 的参量为 $d/\Lambda=0.88$, $\Lambda=0.6 \mu\text{m}$, 其 D 和 A_{eff} 随波长的变化曲线如图 4(a), 对应的两个零色散波长分别为 $\lambda_{\text{D}_1}=561 \text{ nm}$ 和 $\lambda_{\text{D}_2}=696 \text{ nm}$; 图 4(b) 给出了相位匹配曲线. 为使脉冲能量转移给正常色散区的可见色散波, 应使泵浦波长 λ_p 靠近 λ_{D_1} , 在此选取泵浦峰值功率 $P_p=100 \text{ W}$, 中心波长 $\lambda_p=610 \text{ nm}$, 初始脉宽 $T_p=55 \text{ fs}$. 图 4(c) 给出泵浦脉冲经 20 cm 长的 PCF₄ 所输出的频谱分布, 结果表明, 利用 PCF₄ 成功实现了频谱范围覆盖 510.8 nm~793.9 nm 的 SC. 与图 3 中 SC 比较可以发现, 由于泵浦脉冲中心波长比较接近第一个零色散点, 可见色散波也得到了有效放大, 且第一和第二个零色散点相距较近而使所形成的 SC 较为平坦.

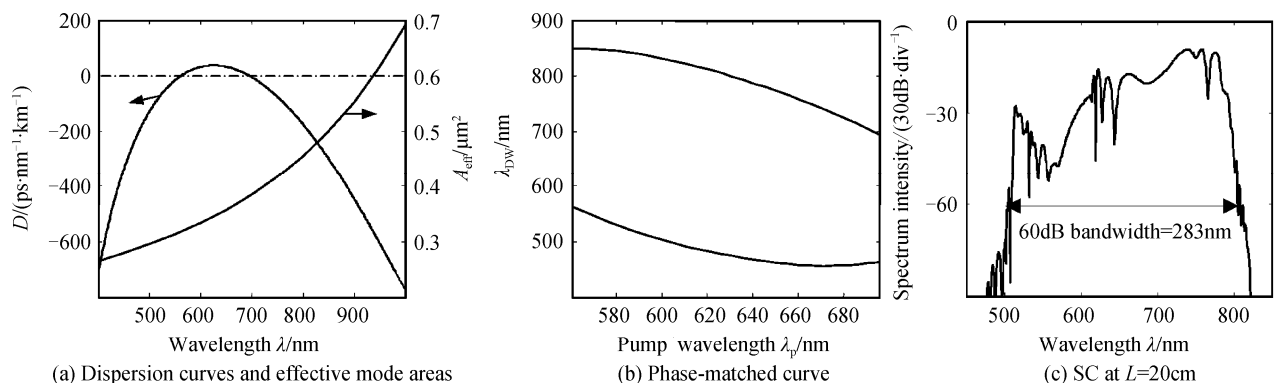


图 4 PCF₄ 中的 SC 产生

Fig. 4 Generation of SC in PCF₄

5 结论

采用改进的分步傅里叶算法数值模拟了飞秒脉冲在双零色散 PCF 中的传输, 详细分析了产生 SC 的频谱演化过程. 通过对比三种不同结构 PCF 中的 SC 产生, 说明了两个色散波对 SC 的展宽所起的主

要作用, 并结合相位匹配条件对数值模拟的色散波中心波长进行了验证. 根据数值模拟结果, 进一步总结 PCF 的结构参量、色散曲线与色散波中心波长的关系, 提出了通过改变结构参量在不同频谱范围实现 SC 的方法. 作为例证, 通过优化 PCF 结构理论上得到了覆盖可见光区的较平坦 SC. 这种通过改变

PCF 结构合理调节色散曲线,进而控制 SC 的方法,可为 SC 应用于不同领域提供一种新思路。

参考文献

- [1] ALFANO R R, SHAPIRO S L. Emission in the region 4000 to 7000Å via four-photon coupling in glass[J]. *Phys Rev Lett*, 1970, **24**(11): 584-587.
- [2] WANG Wei, HOU Lan-tian, SONG Jun-jie, *et al.* Design of nearly zero dispersion flattened photonic crystal fiber with double cladding[J]. *Chinese Physics Letters*, 2009, **26**(5): 054204.
- [3] SAITOH K, KOSHIBA M. Highly nonlinear dispersion-flattened photonic crystal fibers for supercontinuum generation in a telecommunication window[J]. *Opt Express*, 2004, **12**(10): 2027-2032.
- [4] WANG Qing-yue, HU Ming-lie, CHAI Lu. Progress in nonlinear optics with photonic crystal fibers[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2006, **33**(1): 57-66.
王清月,胡明列,柴路.光子晶体光纤非线性光学研究新进展[J].中国激光,2006,**33**(1):57-66.
- [5] RANKA J K, WINDELER R S, STENTZ A J. Visible continuum generation in air - silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm[J]. *Opt Lett*, 2000, **25**(1): 25-27.
- [6] FANG Ping, YANG Zhi, WANG Yi-shan, *et al.* An improved simulation method of supercontinuum generated by sub-nanosecond pulse[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(1): 16-20.
方平,杨直,王屹山,等.数值模拟亚纳秒脉冲产生超连续谱的一种改进方法[J].光子学报,2010,**39**(1):16-20.
- [7] LI Xiao-qing, ZHANG Shu-min, LI Dan, *et al.* Experimental and numerical study of supercontinuum generation in photonic crystal fiber[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(9): 1805-1809.
李晓青,张书敏,李丹,等.光子晶体光纤中超连续谱产生的理论与实验研究[J].光子学报,2008,**37**(9):1805-1809.
- [8] MARTIN-LOPEZ S, ABRARDI L, CORREDERA P, *et al.* Spectrally-bounded continuous-wave supercontinuum generation in a fiber with two zero-dispersion wavelengths[J]. *Opt Express*, 2008, **16**(9): 6745-6755.
- [9] TRAVERS J C, RULKOV A B, CUMBERLAND B A, *et al.* Visible supercontinuum generation in photonic crystal fibers with a 400W continuous wave fiber laser[J]. *Opt Express*, 2008, **16**(9): 14435-14447.
- [10] LIU Wei-hua, SONG Xiao-zhong, WANG Yi-shan, *et al.* Experimental research of supercontinuum generation by femtosecond pulse in highly nonlinear photonic crystal fiber[J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, **57**(2): 917-922.
刘卫华,宋啸中,王屹山,等.飞秒激光脉冲在高非线性光子晶体光纤中产生超连续谱的实验研究[J].物理学报,2008,**57**(2):917-922.
- [11] CHEN Yong-zhu, LI Yu-zhong, XU Wen-cheng. Research on flat ultra-wideband supercontinuum generated in dispersion-flattened decreasing fiber [J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, **57**(12): 7693-7698.
陈泳竹,李玉忠,徐文成.色散平坦渐减光纤产生平坦超宽超连续谱的特性研究[J].物理学报,2008,**57**(12):7693-7698.
- [12] JI Ling-ling, CHEN Wei, CAO Ying-chun, *et al.* Supercontinuum generation based on fission of higher-order solitons in birefringent photonic crystal fibers [J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, **58**(8): 5462-5466.
季玲玲,陈伟,曹迎春,等.双折射光子晶体光纤中基于孤子分裂的超连续光谱产生[J].物理学报,2009,**58**(8):5462-5466.
- [13] WU Ming, LIU Hai-rong, HUANG De-xiu. Dispersion property in highly nonlinear photonic crystal fiber [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(3): 539-542.
吴铭,刘海荣,黄德修.高非线性光子晶体光纤色散特性的研究[J].光学学报,2008,**28**(3):539-542.
- [14] HILLIGSOE K M, ANDERSON T V, PAULSEN H N, *et al.* Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths [J]. *Opt Express*, 2004, **22**(6): 1045-1054.
- [15] WU Jian, LI Yu-hua, LOU Cai-yun, *et al.* Ultrashort pulse generation from supercontinuum source [J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(3): 325-329.
伍剑,李玉华,娄采云,等.利用超连续谱光源产生超短光脉冲[J].光学学报,2000,**20**(3):325-329.
- [16] SKRYABIN D V, LUAN F, KNIGHT J C, *et al.* Soliton self-frequency shift cancellation in photonic crystal fibers[J]. *Science*, 2003, **301**(5640): 1705-1708.
- [17] AGRAWAL G P. 非线性光纤光学[M].贾东方,余震虹,谈斌,等,译.北京:电子工业出版社,2002:27-35.
- [18] CUI Xiu-yan, ZHAO Jian-lin, YANG De-xing, *et al.* Simulation of supercontinuum generation by using modified split-step fourier algorithm[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2009, **36**(8): 2046-2051.
崔秀艳,赵建林,杨德兴,等.利用改进的分步傅里叶算法模拟超连续谱的产生[J].中国激光,2009,**36**(8):2046-2051.
- [19] POLI F, CUCINOTTA A, SELLERI S, *et al.* Tailoring of flattened dispersion in highly nonlinear photonic crystal fibers [J]. *IEEE Photon Technol Lett*, 2004, **16**(4): 1065-1067.
- [20] AKHMEDIEV N, KARLSSON M. Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers[J]. *Phys Rev A*, 1995, **51**(3): 2602-2607.
- [21] CRISTIANI I, TEDIOSI R, TARTARA L, *et al.* Dispersive wave generation by solitons in microstructured optical fibers [J]. *Opt Express*, 2004, **12**(1): 124-135.

Generation and Control of Supercontinuum in Photonic Crystal Fibers with Two-zero Dispersion Wavelengths

FANG Liang, ZHAO Jian-lin, GAN Xue-tao, LI Peng, ZHANG Xiao-juan

(*Shaanxi Key Laboratory of Optical Information Technology, School of Science, Northwestern Polytechnical University; The Key Laboratory of Space Applied Physics and Chemistry, Ministry of Education, Xi'an 710072, China*)

Abstract: The generation and control mechanisms of a broadband supercontinuum (SC) in photonic crystal fibers (PCF) with two-zero dispersion wavelengths are demonstrated by simulating the evolution process of a femtosecond pulse numerically. The results reveal that the intrinsic higher-order dispersions and nonlinear effects of PCFs cause the pump pulse, whose center wavelength locates between the anomalous dispersion region, decay into fundamental solitons and two dispersive waves simultaneously. In virtue to the enhancement of the two dispersive waves by their phase-matched solitons, SC will be formed by the two dispersive waves, on which oscillations happen for the interference. Then, the limited effect on the SC applied by the two dispersive waves is analyzed quantitatively by comparing the SCs in three PCFs with different geometrical parameters. Meanwhile, the effects of the geometrical parameters are demonstrated. Based on the above conclusions, considering the analysis on the relationships between the center wavelengths of the dispersive waves and the dispersion curves of PCFs as well as their geometrical parameters, a method to control the range of SC is promoted based on the design of the geometrical parameters. As an example, a flat SC extending to the visible region is achieved by optimizing the geometrical parameter in theory.

Key words: Nonlinear optics; Photonic Crystal Fiber(PCF); Supercontinuum(SC); Two-zero dispersion wavelengths; Dispersive wave



FANG Liang was born in 1983. Now she is a M. S. degree candidate at Shaanxi Key Laboratory of Optical Information Technology, Northwestern Polytechnical University. Her research interests focus on the characteristics of the photonic crystal fibers.



ZHAO Jian-lin was born in 1958, and received his Ph. D. degree in optics from Xi'an Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Science, in 1998. Currently, he is a professor at Northwestern Polytechnical University, and his main research interests focus on optical information technology and applications.