

## 基于全正色散光子晶体光纤的超连续谱光源\*

刘双龙 陈丹妮 刘伟 牛憨笨†

(深圳大学光电工程学院, 光电子器件与系统(教育部/广东省)重点实验室, 深圳 518060)

(2013年4月13日收到; 2013年5月5日收到修改稿)

利用预估校正分步傅里叶法数值求解非线性薛定谔方程, 模拟超短激光脉冲在全正色散光子晶体光纤中传输时的演化情况, 分析了不同脉宽和能量的脉冲对产生的超连续谱的影响. 结果表明: 无啁啾高斯脉冲在此全正色散光子晶体光纤中传输时, 始终保持单个脉冲特性, 提高脉冲峰值功率可进一步展宽获得的超连续谱. 模拟结果同时表明, 利用中心波长为 1060 nm, 脉宽和能量分别为 50 fs, 15 nJ 的脉冲抽运此光纤, 当传输 12 cm 后便可获得具有较好的光谱连续性和光谱平坦度的超连续谱. 进一步模拟结果表明, 采用棱镜对对其进行脉冲压缩, 可获得脉宽约 15 fs, 谱宽约 700 nm 的理想超连续谱光源.

**关键词:** 超连续谱, 光子晶体光纤, 全正色散

**PACS:** 42.65.Re, 42.65.-k, 82.53.-k

**DOI:** 10.7498/aps.62.184210

## 1 引言

自高非线性光子晶体光纤<sup>[1]</sup> (photonic crystal fiber, PCF) 问世以来, 超连续谱的产生得到迅速发展, 并在许多重要领域体现了其巨大的应用价值, 如: 光学相干层析<sup>[2]</sup>、高精密光学测量<sup>[3]</sup>、可调谐超短激光源<sup>[4]</sup>、非线性光学显微<sup>[5]</sup>等.

目前, 主要采用具有零色散点的 PCF 来产生超连续谱. 当激光脉冲在 PCF 的反常色散区传输时, 光谱展宽主要来自交叉相位调制和四波混频, 脉冲内拉曼散射使能量向长波方向转移, 最终产生高阶孤子, 不稳定的高阶孤子发生破裂, 产生红移的孤子辐射和蓝移的非孤子辐射使光谱得到展宽<sup>[6,7]</sup>, 然而较早产生的基阶孤子具有更大的群速度, 因此传输得较快, 同时也携带更多的能量<sup>[8]</sup>, 表现为时域的脉冲分裂和频域的光谱波动, 因此产生的超连续谱不仅各个谱成分的时间一致性较差(即时谱结构较差), 并且超连续谱对输入脉冲的抖动以及噪声十分敏感<sup>[9]</sup>. 对于某些应用, 往往要求产生的超连续谱具有很好的时间一致性或者很高的稳定性, 例如用于时间分辨系统的超连续谱光源, 不仅要具有

较大的光谱展宽、较好的光谱平坦性和连续性, 同时也要具有较佳的时谱结构, 即不同频率的光谱成分间的相对时间延迟小<sup>[10]</sup>. 此时, 利用这种 PCF 产生超连续谱并不是一个最佳的方案, 为产生具有较好时谱结构的超连续谱, 一个有效的办法就是抑制孤子动态. 双零色散 PCF 抽运在其反常色散区时, 光谱展宽开始以自相位调制 (self-phase modulation, SPM) 为主, 当两个零色散波长间的间隔较大时, 随传输距离的增加, 在反常色散区仍会形成孤子, 且会发生孤子自频移而移向第二个零色散波长, 同时也会在长波端的正常色散区产生非孤子辐射, 此辐射产生的色散波有着较大的光谱展宽和较好的时谱结构<sup>[11]</sup>, 利用滤光片便可将这一段提取出来. 然而此色散波的功率较小, 能量利用率较低. 当两个零色散波长间的间隔较小时, 产生的频率成分很快就越过零色散点进入正常色散区, 而无孤子分裂, 产生的超连续谱更加稳定<sup>[12]</sup>. 然而四波混频会使反常色散区的能量转移到两端的正常色散区, 形成中部几乎被耗尽、两端尖峰的谱分布<sup>[13,14]</sup>, 虽然具有较大的光谱展宽, 可利用的成分却相对较少, 因此能量利用率也较低.

\* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2012CB825802)、国家自然科学基金 (批准号: 61235012, 61178080, 11004136)、国家重大科学仪器设备开发专项 (批准号: 2012YQ15009203) 和深圳市科技计划项目 (批准号: JCYJ20120613173049560, GJHS20120621155433884) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: hbniu@szu.edu.cn

为了充分利用脉冲能量, 另一种更好的超连续谱产生方法是利用全正色散 PCF. 该 PCF 在整个可见光和近红外区均无反常色散区, 超短脉冲在此类光纤中产生的超连续谱主要与 SPM 和光波分裂 (optical wave breaking, WB) 有关<sup>[10,15]</sup>. 由于在传输中仅引入色散, 并无光孤子的形成, 因此在传输过程中仍保持单个脉冲特性, 无脉冲分裂现象, 产生的超连续谱更加稳定. 用此种光纤产生的超连续谱不仅拥有足够的带宽, 同时由于展宽机制单纯, 因此也易于进行后续进一步的脉冲压缩. 本文基于非线性薛定谔方程, 利用预估校正分步傅里叶法<sup>[16]</sup>对激光脉冲在全正色散 PCF 中传输时超连续谱的产生情况进行了理论分析, 同时数值模拟并分析了不同的脉冲参数对产生的超连续谱时谱结构的影响. 在此基础上, 对产生理想时谱结构超连续谱的抽运条件进行了分析, 并对后续脉冲进一步压缩的方法进行了探讨及模拟. 实验结果将对如何利用全正色散 PCF 获取超连续谱提供重要的实验参考及依据.

## 2 理论模型

超短激光脉冲在 PCF 中的传输特性可用非线性薛定谔方程 (nonlinear Schrödinger equation, NLSE) 来描述:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha A}{2} - \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k A}{\partial t^k} \\ & = i\gamma \left( 1 + i\tau_{\text{shock}} \frac{\partial}{\partial t} \right) \\ & \quad \times A \int_{-\infty}^{+\infty} R(t') \times |A(z, t-t')|^2 dt', \quad (1) \end{aligned}$$

式中,  $A$  为脉冲包络的慢变振幅,  $z$  为脉冲在光纤内的传输距离,  $\beta_k (k \geq 2)$  为  $k$  阶色散系数,  $\alpha$  为光纤损耗系数. 非线性系数由  $\gamma(\omega_0) = n_2(\omega_0)\omega_0/cA_{\text{eff}}$  给出,  $\omega_0$  为脉冲中心频率,  $n_2$  为石英玻璃的非线性折射率系数 (一般取  $2.4 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ),  $A_{\text{eff}}$  为有效模场面积.  $\tau_{\text{shock}}$  与脉冲沿的自变陡效应和光学冲击有关, 在一般的计算中可取  $\tau_{\text{shock}} \approx 1/\omega_0$ . 非线性响应函数  $R(t)$  同时包含瞬时电子和延时拉曼项, 其函数形式为:  $R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$ , 其中,  $f_R = 0.18$  表示延迟拉曼响应对总的非线性极化  $P_{\text{NL}}$  的贡献;  $h_R(t)$  表示拉曼响应函数, 一般可写成  $h_R(t) = (\tau_1^2 + \tau_2^2) \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1)/(\tau_1 \tau_1^2)$ ,  $\tau_1$  和  $\tau_2$  是两个可调节的参量, 通常取  $\tau_1 = 12.2 \text{ fs}$ ,  $\tau_2 = 32 \text{ fs}$ .

在数值模拟中, 由于光脉冲传输距离很短, 所以光纤损耗可以忽略不计, 即  $\alpha = 0$ . 假设初始脉冲为无啁啾的高斯脉冲, 其入射光场为

$$A(0, t) = \sqrt{P} \exp(-0.5t^2/t_0^2), \quad (2)$$

(2) 式中  $P$  为峰值功率,  $t_0$  为脉冲半宽度 (在峰值功率的  $1/e$  处). 实际上, 常用半极大全宽度来代替  $t_0$ , 二者间的关系为:  $t_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{\ln 2}t_0$ . 峰值功率  $P$  可由  $P = 0.9 \times E_p/t_{\text{FWHM}}$  求得, 其中  $E_p$  为脉冲能量.

## 3 数值模拟与分析

本文模拟中所采用的全正色散 PCF<sup>[17]</sup>(NKT Photonics) 在所有波段均为正常色散, 且在 1000—1100 nm 具有低损耗、高非线性等特性. 光纤包层中的空气孔缺陷呈规则的锥形排列, 空气孔的直径为  $0.5616 \mu\text{m}$ , 孔间距为  $1.44 \mu\text{m}$ , 纤芯直径为  $2.3 \mu\text{m} \pm 0.3 \mu\text{m}$ . 据此结构, 采用有限元法进行模拟, 计算得到光纤的群速度色散, 如图 1 所示. 从图中可以看出, 此光纤在整个可见光及近红外区均无零色散点, 且最大群速度色散 (GVD) 大约在  $\lambda = 1060 \text{ nm}$  处, 当光纤抽运在此处时, 可获得最大光谱展宽<sup>[10]</sup>, 此时光纤的非线性系数为  $37 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ , 其各阶色散系数分别为  $\beta_2 = 5.630 \times 10^{-6} \text{ fs}^2/\text{nm}$ ,  $\beta_3 = -4.704 \times 10^{-6} \text{ fs}^3/\text{nm}$ ,  $\beta_4 = 1.988 \times 10^{-4} \text{ fs}^4/\text{nm}$ ,  $\beta_5 = -8.650 \times 10^{-4} \text{ fs}^5/\text{nm}$ ,  $\beta_6 = 2.822 \times 10^{-3} \text{ fs}^6/\text{nm}$ .

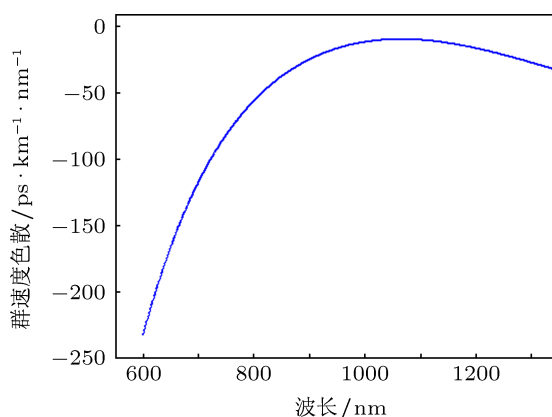


图 1 色散随波长的变化关系

当采用中心波长为 1060 nm, 脉宽为 100 fs, 能量为 3 nJ 的超短脉冲抽运此光纤时, 脉冲在时域和频域随传输距离的演化如图 2(a) 和 (b) 所示. 从图中可以看出, 光谱展宽在较短的传输距离内 (约为 4 cm) 就已完成 (如图 2(b) 中虚线所示), 当传输距

离进一步增加时, 光谱基本不再展宽, 且具有更好的平坦度如图 2(b) 所示. 光脉冲在初始传输阶段并无明显展宽, 之后随传输距离的增加迅速展宽, 且在整个传输过程中, 均保持单个脉冲特性.

如图 3(a) 所示, 在初始传输阶段, 仅由 GVD 引起的脉冲展宽量十分小, 此时脉冲展宽仍为对称展宽. 而高阶色散会引起脉冲形状的畸变, 造成脉冲前沿非对称的振荡结构, 且脉冲前沿有严重的拖尾,

而自变陡效应也会产生脉冲后沿的振荡结构, 同时脉冲后沿会变得陡峭, 此时色散项亦变得十分重要. 脉冲沿光纤传输时, 会不断地产生新的频率成分, 而在正常色散区内, 脉冲的红移分量要比蓝移分量传输得快, 因此与仅由 GVD 感应的脉冲展宽相比, SPM 导致脉冲展宽的速度加快, 同时, 大量的 SPM 感应频率作用于脉冲, 使得较弱的色散效应也会引起显著的脉冲变化.

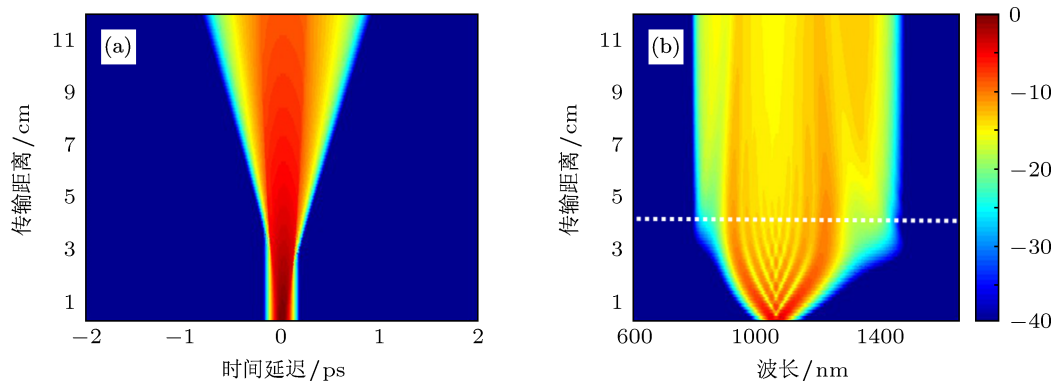


图 2 脉冲在时域和频域随传输距离的演化 (a) 时域; (b) 频域

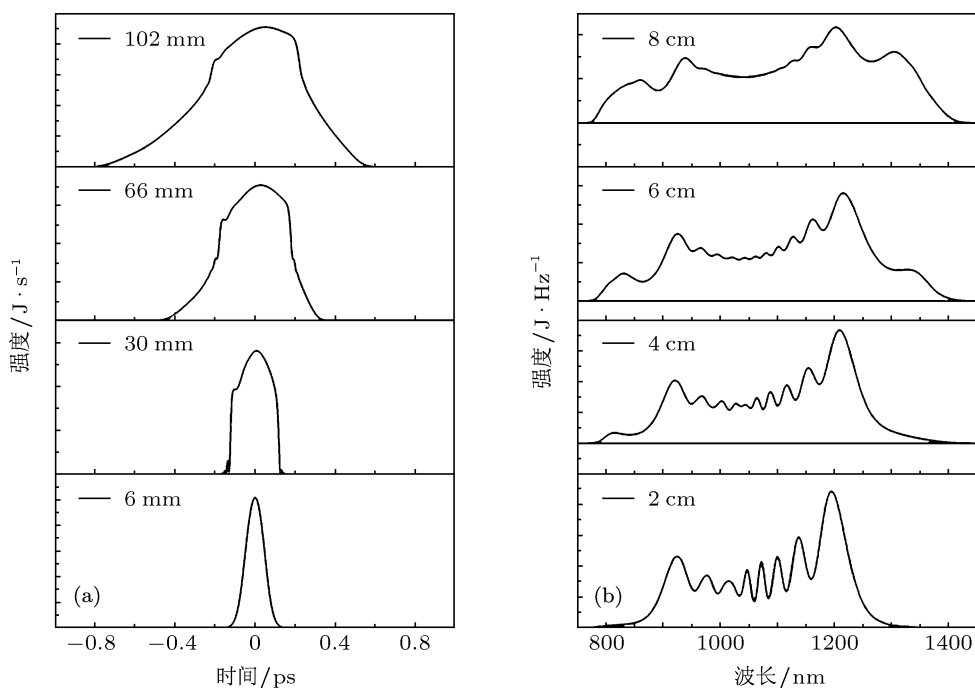


图 3 不同传输距离时的脉冲形状和光谱展宽 (a) 脉冲形状; (b) 光谱展宽

SPM 感应的频率啁啾导致频谱展宽, 产生脉冲前沿附近的红移分量和脉冲后沿附近的蓝移分量, 导致频谱同时向两端展宽, 表现为图 3(b) 中被展宽了的具有多峰结构的频谱. 而自变陡效应会使脉冲变得不对称, 其峰值移向脉冲后沿, 导致脉冲后沿

陡峭, 因此, 蓝端有更大的 SPM 感应频率展宽. 图 3(b) 中红端展宽量比蓝端展宽量差不太多是因为忽略了  $\tau_{\text{shock}}$  中的后两项 [8], 而蓝移峰比红移峰弱是同样的能量分布到更宽的频谱范围内引起的. 同时, 脉冲内拉曼散射也会引起频谱中的拉曼感应频

移,使频谱移向更长波端. SPM 产生的高频分量与脉冲后沿在时域上产生干涉,造成脉冲后沿振荡,在频域内表现为光波分裂,即 SPM 产生的高频分量与原来脉冲的高频分量发生了四波混频效应,产生了新的频率成分,使光谱进一步展宽.

由于在超连续谱产生过程中,除了抽运光脉冲波长以外,脉冲能量、脉宽也是影响超连续谱的重要因素,因此,我们模拟了不同脉冲能量、脉宽条件对所产生的超连续谱的影响.

不同脉冲能量对产生的超连续谱的影响如图 4(a) 所示,计算中保持脉冲宽度 100 fs 不变,并取 20 cm 的传输距离以保证光谱获得最大展宽.从图中可以看出,随输入脉冲能量的增加,光谱展宽量增大,同时,抽运波长附近的光谱凹陷也会更加明显.当脉冲能量为 4 nJ 时(对应峰值功率 36 kW),光谱展宽量达 700 nm (76—1460 nm),继续增加脉冲能量,虽可获得更大的光谱展宽,但光谱平坦度也会变差.同时,随脉冲能量的增加,光谱获得最大展宽所需的传输距离也随之变小,较大的脉冲能量也会加快脉冲展宽的速度,而高阶色散和高阶非线性作用也会更加明显.

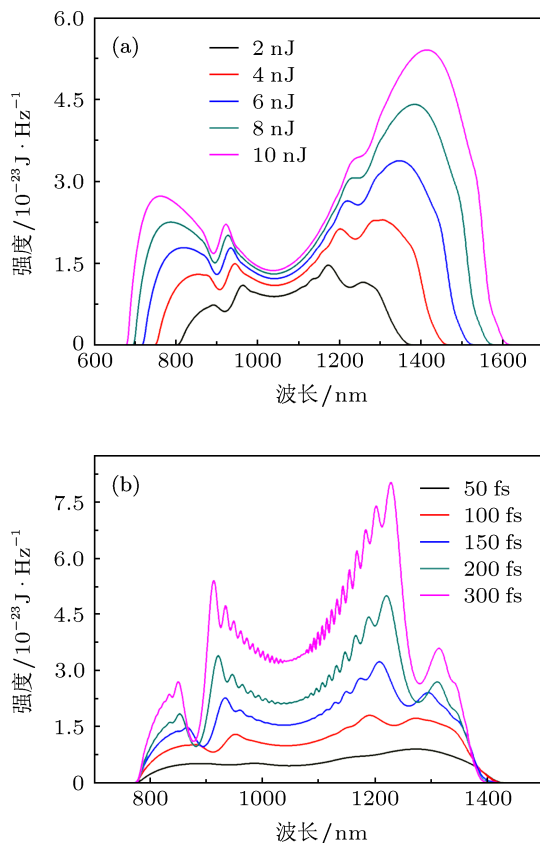


图 4 不同脉冲能量和脉冲宽度下的光谱展宽情况 (a) 不同脉冲能量下的光谱展宽; (b) 不同脉冲宽度下的光谱展宽

图 4(b) 分析了不同的脉冲宽度对光谱展宽的影响,计算中针对不同的脉冲宽度,选取了不同的脉冲能量和传输距离,以保证脉冲的峰值功率不变以及光谱已获得最大展宽.从图中可以看出,当峰值功率一定时,即使不同的脉冲宽度,也可获得同样大的光谱展宽,当选取峰值功率为 27 kW 时,光谱展宽量达 600 nm.随着脉冲宽度的增加,谱功率波动越来越明显,且由 SPM 导致的双峰结构也越来越明显,双峰会向两端发生频移,而光谱两端的边带结构也愈加明显.因为 SPM 产生与光强有关的相移,且最大相移出现在脉冲的中心,SPM 将中心波长附近的能量转移到新生的频率成分上,造成中心波长附近的谱功率凹陷.而 SPM 在脉冲前沿附近产生的红移光传输较快,逐渐追上脉冲前沿尾部的非红移光,造成脉冲前沿附近的振荡结构,表现为频域上的四波混频效应,这种波分裂导致的四波混频会产生图中的频谱边带结构,且随脉冲强度的增加,边带结构越明显.

图 5 对比了超短脉冲在单零色散、双零色散和全正色散 PCF 中传输时超连续谱的产生情况,抽运脉冲的半高宽为 50 fs,峰值功率为 10 kW.其中图 5(a) 采用中心波长为 835 nm 的超短脉冲抽运 15 cm 长、零色散波长为 780 nm 的 PCF;图 5(b) 采用中心波长为 820 nm 的超短脉冲分别抽运 15 cm 长的双零色散 PCF,其零色散波长为 750 nm 和 1260nm;图 5(c) 采用中心波长为 790 nm 的超短脉冲抽运 15 cm 长的双零色散 PCF,其零色散波长为 750 nm 和 970 nm;图 5(d) 采用中心波长为 1060 nm 的超短脉冲抽运 15 cm 长的全正色散 PCF.如图 5(a) 所示,在光纤的反常色散区产生的孤子受到高阶色散和非线性效应的影响而发生分裂,脉冲分裂为多个基阶孤子,该基阶孤子在脉冲内拉曼散射的作用下移向长波方向,同时,较早产生的孤子具有更大的群速度和较高的能量,因而产生的超连续谱不仅时间一致性差,同时光谱平坦度也较差.在图 5(b) 中,两个零色散波长的间隔较大,脉冲在反常色散区的演化仍与孤子动态相关,与单零色散 PCF 不同的是,在长波端零色散波长附近,色散曲线的斜率为负,拉曼孤子红移到此区域时,拉曼感应频移会被抑制,同时在超过长波端零色散波长的正色散区发射非孤子辐射,而在整个过程中仍有孤子分裂和孤子自频移,因而产生的超连续谱的时间一致性也较差.在图 5(c) 中,SPM 作用使光谱得到展宽,随着谱功率密度的降低,产生的新的频率成分参与四波



混频过程,使抽运波长附近的能量发生转移,而产生图 5(c)中抽运波长附近的光谱凹陷,用此类 PCF 产生的超连续谱由于引入大量非线性啁啾而产生图中的“S”型的时谱结构,不同频率成分间的时间延迟较大,时间一致性无明显改善,同时抽运波长附近的光谱凹陷使光谱平坦度变差,抽运波长附近的能量被几乎耗散.在图 5(d)中,由于此类 PCF 无反常色散区,因而抽运脉冲在时域始终保持单个脉冲特性而脉冲无分裂现象,同时调制不稳定性也会受到抑制,因而具有较佳的时间一致性.而 SPM 产生的光谱展宽虽然无法与孤子动态相比,但可以通过适当减小输入脉冲的半高宽和增加其峰值功率来获得需要的光谱展宽量,用此类 PCF 产生的超连续谱具有十分好的时谱结构,并且易于进行脉冲压缩.

由上述分析可以看出,与传统产生超连续谱的方法相比,利用正色散 PCF 产生的超连续谱具有更好的时间一致性、光谱连续性和光谱平坦度.虽然仅由 SPM 获得的光谱展宽量相较于孤子分裂获得的光谱展宽要小,在实际应用中,可根据需要选择具有较小半高宽或较高能量的脉冲来获取较大的光谱展宽.同时,现在商用的飞秒激光脉冲具有

更短脉宽和更高的能量,因此,我们选择用中心波长为 1060 nm,半高宽为 50 fs,能量为 1.5 nJ 的超短激光脉冲来抽运此全正色散 PCF.当传输距离为 12 cm 时,光谱已获得极大展宽(74—1450 nm),同时具有较好的光谱平坦度.不同光谱成分间的时间延迟约为 2 ps,其时谱结构分布如图 6(a)所示.

脉冲在全正色散 PCF 中传输时,GVD 使脉冲产生线性频率啁啾,而 SPM 感应啁啾沿整个脉冲且为非线性的,造成如图 6(a)所示的“S”型分布的时谱结构分布.为使超连续谱中不同频率成分的光能够同时到达样品,可采用棱镜对<sup>[18,19]</sup>对产生的超连续谱脉冲压缩,压缩后的时谱结构图如图 6(b)所示,由于棱镜对产生线性啁啾,并且对高阶色散补偿能力很弱,因此在图中的高频端和低频端仍存在着一个“小尾巴”.图 7 为产生的超连续谱在脉冲压缩前后的脉冲形状,经棱镜对组成的脉冲压缩装置,可将脉冲压缩至约 15 fs,脉冲两端的边带结构是由非线性啁啾引起的,它使不同频率成分的光之间的时间延迟达 600 fs,为获得更佳的时间一致性,在实验中可考虑使用空间光调制器进行更高阶的色散补偿<sup>[20]</sup>.

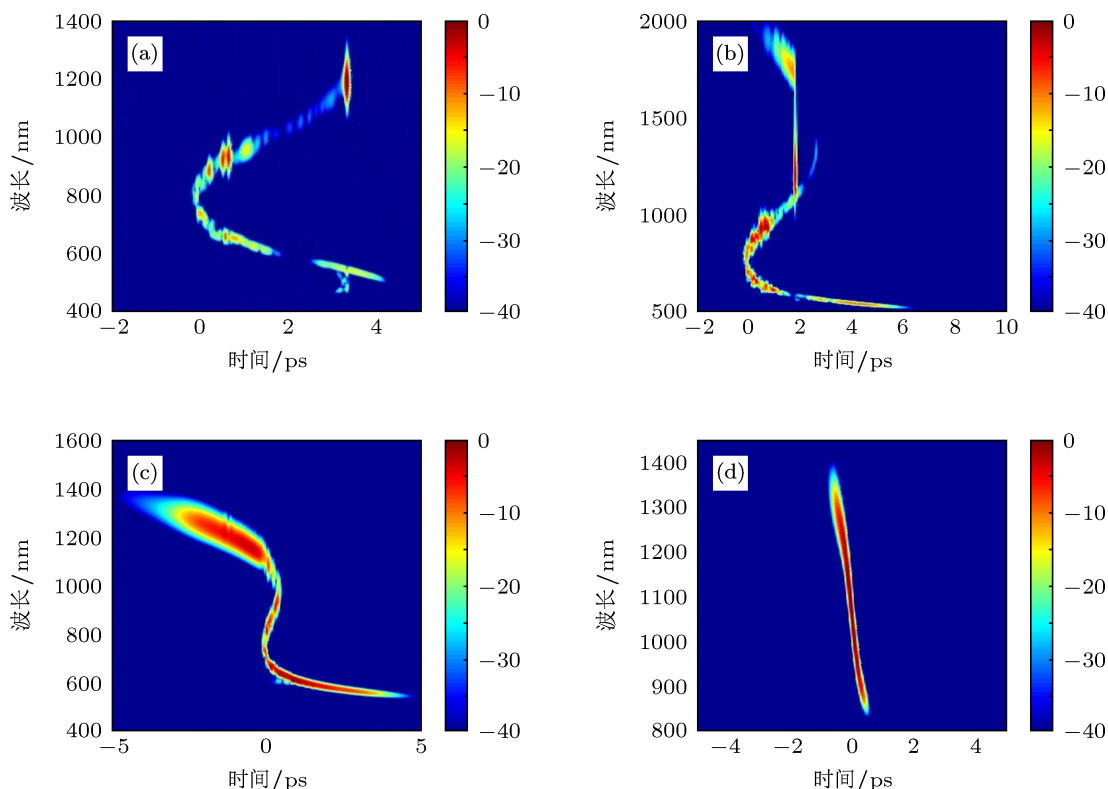


图 5 脉冲在不同类型 PCF 中传输 15 cm 后的时谱结构 (a) 单零色散 PCF 抽运在 835 nm; (b) 双零色散 PCF 抽运在 820 nm; (c) 双零色散 PCF 抽运在 79 nm; (d) 全正色散 PCF 抽运在 1060 nm

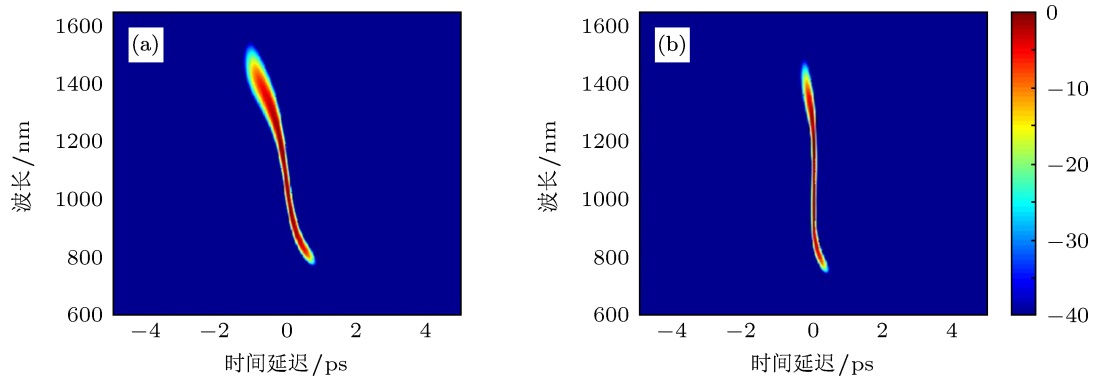


图6 脉冲传输 12 cm 后的时谱结构 (a) 脉冲压缩前; (b) 脉冲压缩后

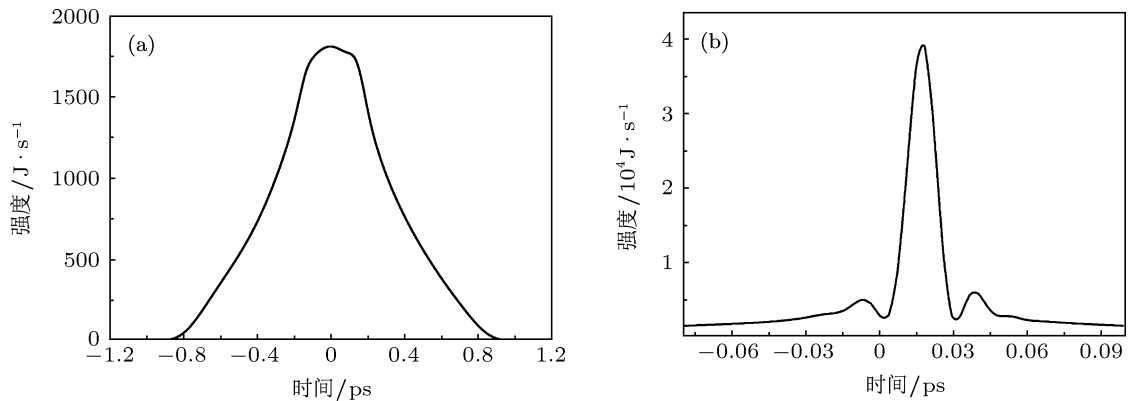


图7 脉冲压缩前后的脉冲形状 (a) 脉冲压缩前; (b) 脉冲压缩后

## 4 结论

本文采用预估校正分步傅里叶法求解非线性薛定谔方程, 理论分析并模拟了飞秒激光脉冲在全正色散 PCF 中产生超连续谱的演化过程, 并对所产生的超连续进行了脉冲压缩. 结果表明, 当采用中心波长为 1060 nm, 脉宽为 50 fs, 脉冲能量为 15 nJ 的超短脉冲抽运此光纤时, 仅需传输 12 cm 就可获

得较好的超连续谱输出, 其光谱宽度约 700 nm, 经脉冲压缩后, 脉冲半高宽约为 15 fs. 这一结果表明, 在合适的抽运条件下, 利用正色散 PCF 可以产生具有光能利用率高、光谱范围宽、光谱均匀性良好、时间一致性佳的超连续谱, 该光源在可调谐超短脉冲激光源、高精密度光学测量、光学相干层析等方面有重要的应用价值.

- [1] Russell P 2003 *Science* **299** 358
- [2] Aguirre A, Nishizawa N, Fujimoto J, Seitz W, Lederer M, Kopf D 2006 *Opt. Express* **14** 1145
- [3] Del'Haye P, Schliesser A, Arcizet O, Wilken T, Holzwarth R, Kippenberg T J 2007 *Nature* **450** 1214
- [4] Fedotov A B, Naumov A N, Zheltikov A M, Bugar L, Chorvat Jr D, Chorvat D, Parasevitch A P, Linde D 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2156
- [5] von Vacano B, Wohlleben W, Motzkus M 2006 *Opt. Lett.* **31** 413
- [6] Herrmann J, Griebner U, Zhavoronkov N, Husakou A, Nickel D, Knight J C, Wadsworth W J, Russell P S J, Korn G 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 173901
- [7] Husakou A V, Herrmann J 2003 *Appl. Phys. B* **77** 227
- [8] Dudley J M, Genty G, Coen S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1135
- [9] Gu X, Kimmel M, Shreenath A, Trebino R, Dudley J, Coen S, Windeler R 2003 *Opt. Express* **11** 2697
- [10] Heidt A M 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 550
- [11] Liu X, Liu W, Yin J, Qu J L, Lin Z Y, Niu H B 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 34202
- [12] Murugkar S, Brideau C, Ridsdale A, Naji M, Stys P K, Anis H 2007 *Opt. Express* **15** 14028
- [13] Hilligs K M, Andersen T, Paulsen H, Nielsen C, Molmer K, Keiding S, Kristiansen R, Hansen K, Larsen J 2004 *Opt. Express* **12** 1045

- [14] Falk P, Frosz M, Bang O 2005 *Opt. Express* **13** 7535  
[15] Hooper L E, Mosley P J, Muir A C, Wadsworth W J, Knight J C 2011 *Opt. Express* **19** 4902  
[16] Liu X, Lee B 2003 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15** 1549  
[17] NL-1050-NEG-1 Nonlinear Photonic Crystal Fiber <http://www.nktphotonics.com>  
[18] Fork R L, Martinez O E, Gordon J P 1984 *Opt. Lett.* **9** 150  
[19] Martinez O E, Gordon J P, Fork R L 1984 *J. Opt. Soc. Am. A* **1** 1003  
[20] Karasawa N, Li L, Suguro A, Shigekawa H, Morita R, Yamashita M 2001 *J. Opt. Soc. Am. B* **18** 1742

# Supercontinuum generation based on all normal dispersion photonic crystal fiber\*

Liu Shuang-Long Chen Dan-Ni Liu Wei Niu Han-Ben<sup>†</sup>

(College of Opto-Electronic Engineering, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China)

(Received 13 April 2013; revised manuscript received 5 May 2013)

## Abstract

Evolutions of ultrashort pulse in time and frequency domain are modeled based on the nonlinear Schrödinger equation by predictor-corrector split-step Fourier method when the pulse travels in an all normal dispersion photonic crystal fiber. And the influences of the pulse duration and energy on generated continuum are also investigated. It is shown that a single pulse is maintained in the time domain and that a larger spectrum broadening is achieved with higher peak power. When the fiber is pumped by an unchirped Gaussian pulse centered at 1060 nm with duration about 50 fs and energy 1.5 nJ, good continuum is available after only 12 cm traveling distance with fine continuity and coherence. And a perfect continuum is achieved with duration about 15 fs and spectrum about 700 nm after pulse compression by a pair of prisms.

**Keywords:** supercontinuum, photonic crystal fiber, all normal dispersion

**PACS:** 42.65.Re, 42.65.-k, 82.53.-k

**DOI:** 10.7498/aps.62.184210

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB825802), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61235012, 61178080, 11004136), the Special Funds of the Major Scientific Instruments Equipment Development of China (Grant No. 2012YQ15009203), and the Science and Technology Planning Project of Shenzhen, China (Grant Nos. JCYJ20120613173049560, GJHS20120621155433884).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: hbnui@szu.edu.cn