

高相干度超连续谱产生的理论研究*

李荧[†] 侯静[‡] 王彦斌 靳爱军 姜宗福

(国防科技大学光电科学与工程学院, 长沙 410073)

(2011年7月4日收到; 2011年8月29日收到修改稿)

超连续谱的相干性直接影响到很多光学测量器件的分辨率及准确性, 如何获得高相干度的超连续谱是当前非线性光学领域的研究热点之一. 本文首先分析超连续谱产生的机理, 认为调制不稳现象是降低超连续谱相干性的重要因素. 因此抑制调制不稳定性, 利用其他非线性效应 (如自相位调制) 是得到高相干性超连续谱的有效方法. 最后设计了一种全波段正常色散光子晶体光纤, 仿真结果表明, 在脉宽 400 fs 无啁啾高斯脉冲抽运, 50 cm 长该光子晶体光纤的条件下, 产生的超连续谱具有在相对功率大于 -80 dB 的全波段高度相干的特性.

关键词: 全波段正常色散, 光子晶体光纤, 超连续谱, 相干度

PACS: 42.65.-k, 42.68.Mj, 42.25.Kb

1 引言

超连续谱 (supercontinuum, SC) 以其光谱宽, 稳定, 简单廉价等优势在频谱分析、相干测量、光相干摄影、光传感和光脉冲压缩等方面都得到了广泛应用. 自第一根光子晶体光纤 (photonic crystal fibers, PCF) 控制成功^[1], 人们就开始研究怎样设计 PCF 结构能够得到高功率、宽光谱的 SC. 在这方面, 国内各研究单位已经做了大量的工作, 取得了比较理想的成果^[2-4]. 然而随着 SC 在各个领域的广泛应用, 其相干性显得越来越为重要. 在光学相干断层成像系统 (OCT) 中, 光源带宽决定系统测量的轴向分辨率^[5], 而光源相干度则会影响到其信噪比^[6]; 在光脉冲压缩方面^[7], SC 相干性的好坏直接影响到脉冲压缩比大小; 噪声的引入也会降低非线性显微镜的分辨率^[8,9]. 由此可见, 相干度的大小是衡量 SC 特性的一个重要方面.

为产生宽光谱的 SC, 人们通常利用短脉冲^[2,3], 在高非线性 PCF 的反正常色散区并靠近零色散点进行抽运, 此时调制不稳定性、孤子效应占主导地位. 相位和强度的剧烈变化都会使 SC 的相干度降低. 由此, 抑制调制不稳定性, 利用其他非线性效应 (如自相位调制) 产生高相干度 SC 的方法引起了大家的注意. Dudley 等^[10]通

过模拟发现, 为实现 SC 的高相干性, 不仅要利用窄脉冲光源, 适当减小 PCF 长度, 还要合理设计 PCF 结构; 2006 年 Humbert 等^[11]用光纤后处理的技术制得的 PCF, 产生高相干度 SC 能够很好的应用于 OCT 中. 2011 年, Hooper 等^[12]用约 400 fs 脉冲抽运全波段正常色散 PCF, 成功地将产生的高相干度 SC 压缩至 26 fs. 但高相干度的 SC 是怎样得到, 以上论文都没有详细的理论推导.

本论文通过分析产生高相干度 SC 的物理机理, 认为调制不稳定性是导致噪声放大进而降低 SC 相干度的直接原因; 设计了一种在整个波段具有正常色散特性的 PCF, 通过模拟结果的对比发现, 这种 PCF 利用自相位调制 (抑制调制不稳定性) 得到的 SC 具有高度相干的特性.

2 理论模型

2.1 非线性薛定谔方程

飞秒脉冲在 PCF 中的传播满足广义非线性薛定谔方程^[13]

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2}\alpha A - i \sum_{k \geq 2} \frac{i^k \beta_k}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial T^k} = i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) A(z, T)$$

* 国家自然科学基金 (批准号: 61077076) 和教育部新世纪优秀人才支持计划 (批准号: NCET-08-0142) 资助的课题.

[†] E-mail: li.ying.zzz@hotmail.com

[‡] E-mail: houjing25@sina.com

$$\times \int_{-\infty}^{+\infty} R(T') |A(z, T - T')|^2 dT', \quad (1)$$

其中 α 为光纤吸收系数, 由于模拟中所用 PCF 比较短, 光纤损耗较小, 可以忽略掉; β_k 为抽运波长处的 k 阶色散, 模拟中精确到六阶; 光纤的非线性系数 $\gamma = \frac{\omega_0 n_2}{c A_{\text{eff}}}$, 其中 n_2 是材料的非线性折射率, 对于 SiO_2 材料, $n_2 \approx 3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, ω_0 为抽运光角频率, A_{eff} 为光纤的有效模场面积; $R(T)$ 为拉曼响应函数,

$$R(T) = (1 - f_R)\delta(T) + f_R h_R(T). \quad (2)$$

包括瞬时和延时的拉曼响应对非线性的影响, $f_R = 0.18$, 是延时拉曼响应对非线性极化的贡献. 拉曼响应函数可表述为^[15]

$$h_R(T) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp(-T/\tau_2) \sin(T/\tau_1). \quad (3)$$

对于 SiO_2 材料, $\tau_1 = 12.2 \text{ fs}$, $\tau_2 = 32 \text{ fs}$.

在计算 PCF 中 SC 产生的过程时, 包含了诸多非线性效应, 如自相位调制、受激拉曼散射、调制不稳定性、孤子效应、四波混频等. 由文献 [14] 研究发现, 利用飞秒脉冲在 PCF 反常色散区抽运时, 调制不稳定性、孤子效应在各种非线性效应中占主要地位; 在 PCF 正常色散区抽运时, 更容易产生自相位调制、受激拉曼散射等非线性效应.

2.2 噪声的引入

在实际实验中, 任何激光场都会有幅度和相位的随机起伏, 称之为噪声, 正是由于噪声的存在才导致调制不稳定性等非线性效应的产生, 模拟过程中设

$$E(z, t) = [A + a(z, t)] \times \exp\{[i(\varphi + \delta\varphi(z, t))]\}, \quad (4)$$

其中, A 和 φ 分别是稳态时候的振幅和相位, 在模拟中引入了随机振幅噪声 $a(z, t)$ 和随机相位噪声 $\delta\varphi(z, t)$, 它们满足以下条件: $\delta\varphi(z, t) \ll \varphi(z, t)$, $a(z, t) \ll A(z, t)$, $\langle \delta\varphi(z, t) \rangle = 0$, $\langle a(z, t) \rangle = 0$.

2.3 超连续谱的相干度

为研究在 PCF 中产生 SC 的相干性, 我们引入 SC 的一阶相干因子^[10]

$$|g_{12}^{(1)}(\lambda, t_1 - t_2)| = \left| \frac{\langle E_1^*(\lambda, t_1) E_2(\lambda, t_2) \rangle}{\sqrt{\langle |E_1(\lambda, t_1)|^2 \rangle \langle |E_2(\lambda, t_2)|^2 \rangle}} \right|, \quad (5)$$

式中, E_1 表示一次计算过程中抽运光脉冲在 PCF 中传输产生的 SC 光场; E_2 表示另一次计算过程

中抽运脉冲在 PCF 中传输产生的 SC 光场, 两次计算的抽运脉冲具有同一个中心波长, 但引入了不同随机噪声. 本论文着重考虑 SC 每个波长处的相干性, 由此设 $t_1 - t_2 = 0$, 表示两次计算过程中入射脉冲传输相等的距离. $\langle E_1^*(\lambda, t_1) E(\lambda, t_2) \rangle$, $\langle |E_1(\lambda, t_1)|^2 \rangle$, $\langle |E(\lambda, t_2)|^2 \rangle$ 都是多次计算后的平均值, 最后再计算得到 g_{12} . 所以 g_{12} 反映的是大量计算结果的统计平均, 反映整个 SC 光谱范围中每个波长处不同计算过程得到的光场之间的关联程度, 相干性越好 (g_{12} 越接近于 1) 表示初始噪声对 SC 的影响越小, SC 的稳定性越好.

2.4 调制不稳定性对 SC 相干性影响的理论分析

抑制调制不稳定性产生高相干度 SC 引起人们的注意是因为调制不稳定性是导致 SC 相干度下降的直接原因, 下面论文就从调制不稳定性的产生理论出发, 分析噪声与调制不稳定性的关系, 进而分析调制不稳定性对 SC 相干性的影响.

对于较长脉冲 ($T_0 > 150 \text{ fs}$)^[14], 忽略光纤中的损耗, 非线性薛定谔方程可以简化为^[14]

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (6)$$

其中 $A(z, T)$ 表示光场的振幅, β_2 为中心波长的二阶色散系数, γ 为方程 (1) 中的光纤非线性系数, 假设 $A(z, T)$ 在 $z = 0$ 处是不随时间改变的, 则方程 (6) 具有稳态解

$$\bar{A} = \sqrt{P_0} \exp(i\varphi_{\text{NL}}), \quad (7)$$

其中, P_0 为入射脉冲的峰值功率, 自相位调制引起的相位变化 $\varphi_{\text{NL}} = \gamma P_0 z$. 由 (7) 式发现, 脉冲在传播过程中除了相位受功率调制之外, 幅度大小是不改变的.

如以上所述, 所有的激光场都不是绝对的无噪声, 我们考虑有微扰 $a(z, T)$ 的情况,

$$A = (\sqrt{P_0} + a) \exp(i\varphi_{\text{NL}}), \quad (8)$$

其中微扰项 $a(z, T)$ 为复数. 将 (8) 式代入 (6) 式中, 只考虑含 a 的项有

$$i \frac{\partial a}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial T^2} - \gamma P_0 (a + a^*), \quad (9)$$

式中, a^* 为 a 的共轭. 正因为有 a^* 的存在, 其解的傅里叶分量中频率 Ω 和 $-\Omega$ 应该是成对出现的, 由此我们设试探解为

$$a(z, T) = a_1 \exp[i(Kz - \Omega T)] + a_2 \exp[-i(Kz - \Omega T)], \quad (10)$$

式中, K 和 Ω 分别是微扰的波数和频率. 由 (9), (10) 式得到的关于 a_1 和 a_2 的线性方程组, 只有满足如下条件时才有解:

$$K = \pm \frac{1}{2} |\beta_2 \Omega| [\Omega^2 + \text{sgn}(\beta_2) \Omega_c^2]^{1/2}, \quad (11)$$

式中, 符号函数 $\text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$ 取决于 β_2 的正负, $\Omega_c = \frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|}$. 当 $\beta_2 < 0$ 时, K 为实数, 微扰项 a 只有相位的波动, 对光场复振幅 A 的影响非常小, 可以忽略; 当处于光纤的反常色散区即 $\beta_2 < 0$, $|\Omega| < \Omega_c$ 时, K 为虚数,

$$K = \frac{i}{2} |\beta_2 \Omega| [\Omega_c^2 - \Omega^2]^{1/2}. \quad (12)$$

将 (12) 式代入 (10) 式中, 发现微扰的增益正是 K 的模. 所以, 当入射光场存在微扰时, 其微扰是随着传播距离的增加成指数增长的.

由此看来, 噪声的引入导致调制不稳定性的产生, 而调制不稳定性又使初始噪声成指数的放大, 再加上孤子效应导致的频移等非线性因素, 光场的幅度波动较大, 由此降低 SC 的相干性.

飞秒脉冲在 PCF 反常色散区抽运时, 调制不稳在各种非线性效应中占主要地位; 而即使在一般 PCF 的正常色散区抽运, 随着光谱的展宽, 长波段也会进入 PCF 的反常色散区导致调制不稳定性

的产生. 由此, 全波段正常色散 PCF 有可能有效抑制调制不稳定性, 利用自相位调制得到高相干度的 SC.

2.5 全波段正常色散 PCF 的设计

利用仿真软件 CUDOS MOF Utilities^[16] 计算发现, 当 PCF 孔间距 $2.0 \mu\text{m} > \Lambda > 1.5 \mu\text{m}$ 和空气孔直径 $0.62 \mu\text{m} > d > 0.6 \mu\text{m}$ 时, 可以得到全波段正常色散 PCF, 且色散曲线在 1064 nm 附近靠近零线 (如图 1(a)); 当 Λ 值增大时, 色散曲线趋于平坦, 更有利于光谱的展宽^[17], 但增大太多会导致 $1.064 \mu\text{m}$ 处色散绝对值 $|D|$ 较大, 不利于自相位调制非线性效应的产生^[17]. 论文在权衡这两方面之后设计 PCF₁, 其结构参数为 $\Lambda = 1.8 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.34$ (如图 1(c) 为 CUDOS MOF Utilities 仿真软件设计得到的光纤端面结构); 为方便比较, 还模拟烽火公司生产的高非线性光子晶体光纤 (PCF₂) 产生 SC 的过程, 其结构参数为 $\Lambda = 3.47 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.625$ (如图 1(d) SEM 图). 由经验公式^[18] 画出其色散曲线如图 1(b) 所示, 实线表示 PCF₂ 色散曲线, 零色散点在 $1.0172 \mu\text{m}$ 处; 虚线是 PCF₁ 的色散曲线, 色散值 D 在 $0.6\text{--}1.8 \mu\text{m}$ 整个的波段都小于零, 即大范围波段处于该光纤的

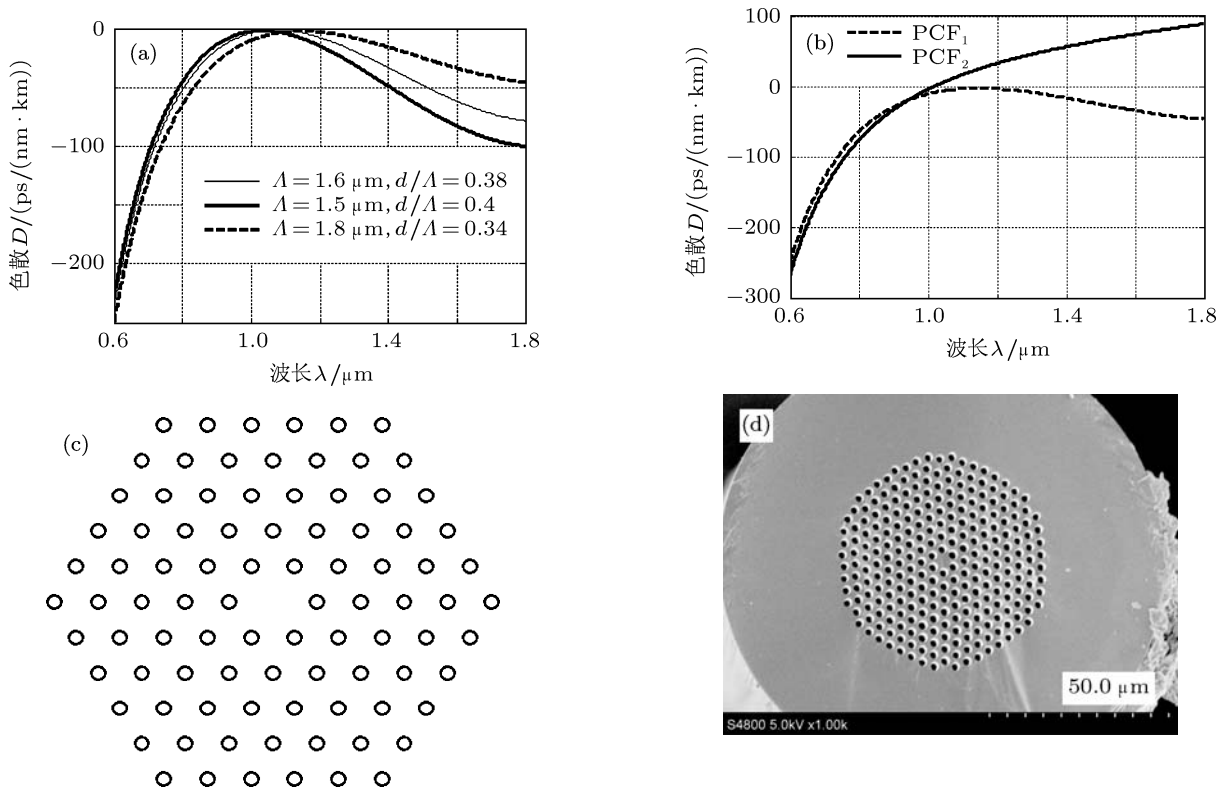


图 1 PCF₁ 和 PCF₂ 色散曲线及光纤端面 (a) 为随结构参数变化的色散曲线; (b) 图中虚线为 PCF₁ 色散曲线, 实线表示 PCF₂ 色散曲线; (c) 为 PCF₁ 的仿真图; (d) 为 PCF₂ 的 SEM 图

正常色散区, 在 $1.064 \mu\text{m}$ 处色散值为 $D = -4.6 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$.

3 仿真结果及分析

3.1 产生 SC 过程仿真

本论文采用自适应分步傅里叶法 [19,20] 模拟两种光纤产生 SC 过程, 模拟过程中演化步长 dz 并非固定不变, 而是根据设定的局域目标误差 δ_G 不断调整, 以保证计算结果的准确性, 本论文设定 $\delta_G = 10^{-5}$. 仿真过程中, 用 100 对引入了不同随机噪声的结果进行相干度计算.

抽运源为无啁啾高斯脉冲, 半极大宽度 (FWHM) 为 400 fs, 中心波长 $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$, 其时域和频域图见图 2, 峰值功率 $P_0 = 10 \text{ kW}$. 分别模拟了 5 cm, 15 cm, 50 cm 三个不同长度下 PCF_1 , PCF_2 分别产生 SC 的过程, 其结果如图 3, 图 4, 图 5 所示. 三图中, 左边从上到下 (a), (c), (e) 分别表示 PCF_1 产生 SC 的时域情况、光谱展宽、相干度; 图 3(b), (d), (f) 分别表示 PCF_2 产生 SC 的时域情

况、光谱展宽、相干度.

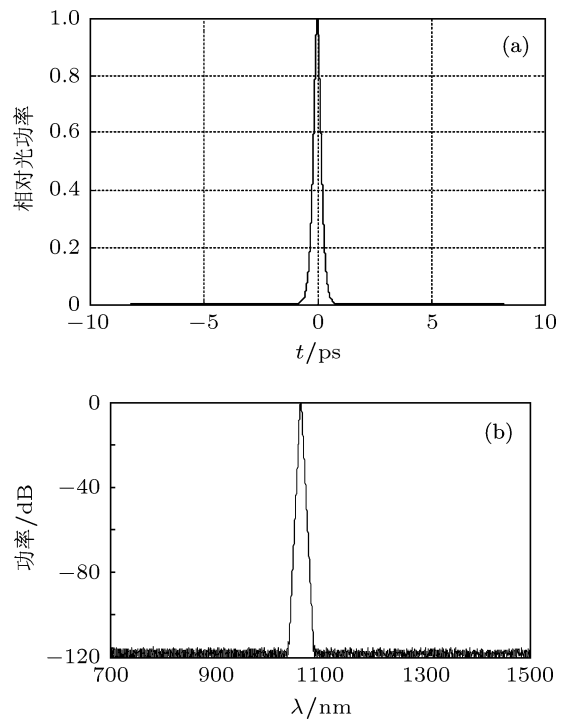


图 2 入射脉冲的时域和频域图 (a) 为脉冲时域图; (b) 为脉冲频域图

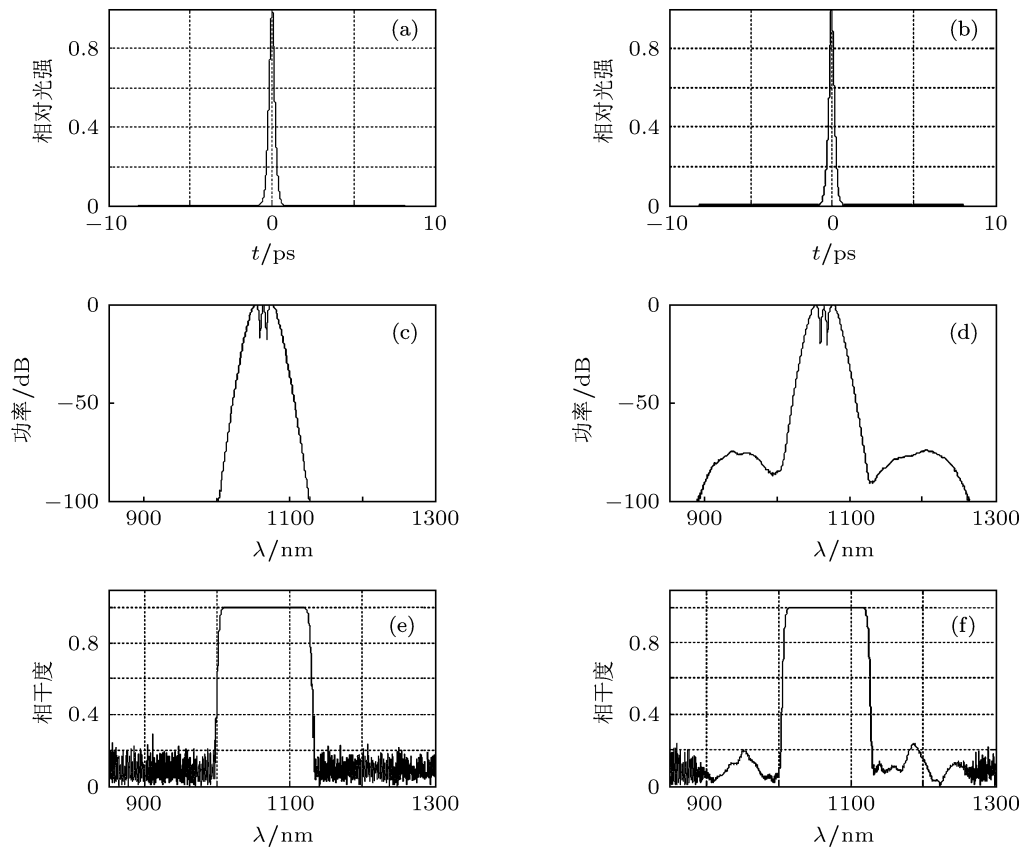


图 3 $L = 5 \text{ cm}$ 长度 PCF 产生 SC 情况 (a), (c), (e) 分别表示 PCF_1 产生 SC 的时域情况、光谱展宽、相干度; (b), (d), (f) 分别表示 PCF_2 产生 SC 的时域情况、光谱展宽、相干度

当 PCF 长度为 5 cm 时, 从光谱展宽情况看, PCF₁ 在 λ_0 附近展宽非常对称, 这是因为抽运光处于 PCF₁ 的正常色散区, 且色散绝对值 $|D|$ 很小, 自相位调制在各种非线性效应中占主导地位, 由此在展宽的光谱范围里, 相干度 $|g_{12}^{(1)}| = 1$. 而对于 PCF₂, 由于 $\lambda_0 = 1.0172 \mu\text{m}$, 而 $\lambda_p = 1.064 \mu\text{m} > \lambda_0$, 是在光纤的反常色散区抽运, 除了有自相位调制引起的对称展宽之外, 在离 λ_0 不远处的两边还有调制不稳定性引起的对称的包络出现, 所以, 在自相位调制引起的光谱展宽范围 $|g_{12}^{(1)}| = 1$, 而在调制不稳定性引起的光谱展宽的光谱范围相干度急剧下降到 $|g_{12}^{(1)}| < 0.2$. 从时域上看, 由于传播距离较短, 输出脉冲与高斯脉冲很相似, 还没有看到脉冲的分裂现象.

随着 PCF 长度的增加, PCF 结构对 SC 相干度的影响也逐渐增大. 如图 4 所示, 当光纤长度 $L = 15 \text{ cm}$ 时, PCF₁ 的光谱在 995—1133 nm ($\geq -30 \text{ dB}$) 范围展宽比较对称, 在大范围的光谱区间相干度保持稳定, $|g_{12}^{(1)}| = 1$ 的光谱范围达到了 251 nm (940—1191 nm), 说明所有展宽机理中依然是自相位调制起主导作用; 对于 PCF₂, 光

谱展宽相对于 PCF₁ 更为明显, 在 -30 dB 的光谱展宽到 610 nm (760—1370 nm), 而相干度相对较高的光谱范围为 996—1135 nm, 非常接近抽运源 1064 nm, 并且在这区域内, $|g_{12}^{(1)}| \leq 0.9$, 也伴有明显的抖动, 这是由于, 随着光纤长度的增加, 除了自相位调制以外的其他非线性效应表现更为突出, 调制不稳定性、孤子效应等都导致了相干度的下降. 比较两者的输出时域脉冲, PCF₂ 出来的脉冲形状相对于高斯脉冲发生了较为明显的变化, 从图 4(b) 左上角的局域放大图看出, 脉冲有时域分裂的迹象.

如图 5 所示, 当光纤长度 L 达到 50 cm 时, 脉冲时域情况差别更为明显, PCF₂ 中以前的高斯脉冲分裂为很多细小的尖峰, 而 PCF₁ 中, 由于自相位调制占主导地位, 脉冲在时域上有所展宽, 但保持了高斯脉冲的大致形状. 从相干度变化情况看, PCF₁ 中 $|g_{12}^{(1)}| = 1$ 范围为 786—1343 nm 对应于 $I \geq -80 \text{ dB}$ 的光谱范围; PCF₂ 中光谱展宽平坦, 在 636—1576 nm 范围相对功率 $I \geq -20 \text{ dB}$, 而 $|g_{12}^{(1)}| \geq 0.5$ 的范围只有 50 nm (1065—1115 nm), 在其他光谱展宽范围相干度几乎为零.

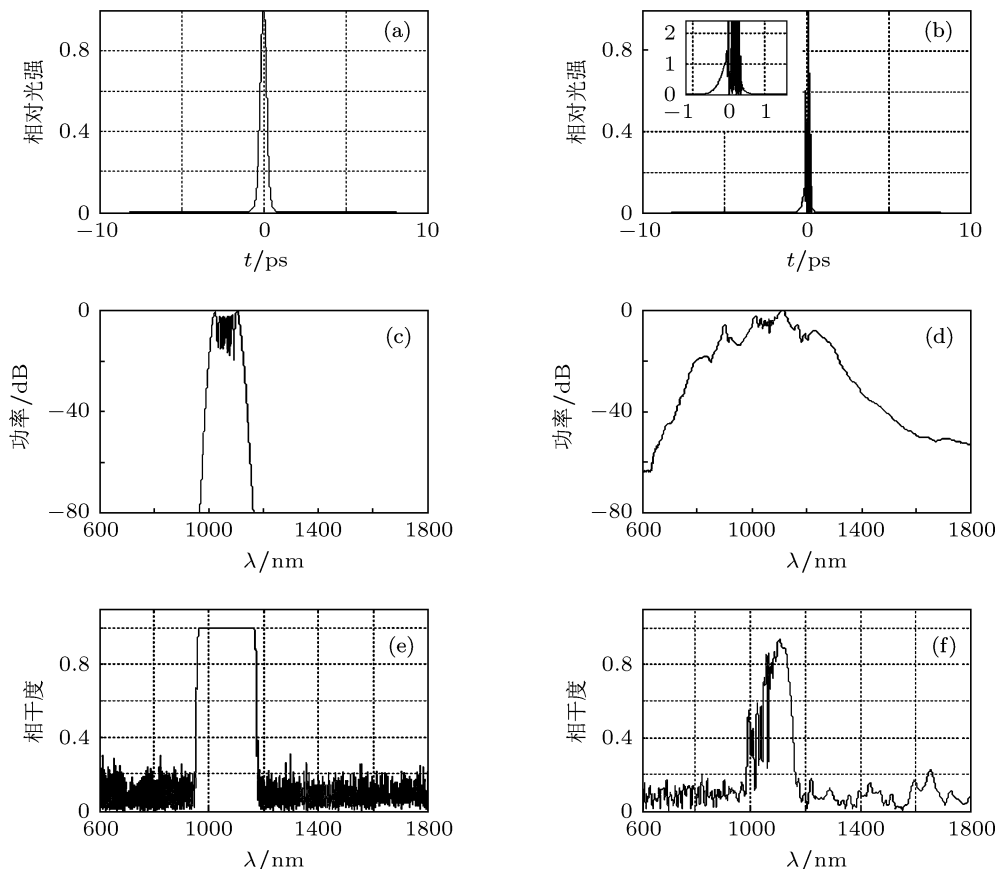


图 4 $L = 15 \text{ cm}$ 长度 PCF 产生 SC 情况 (a), (c), (e) 分别表示 PCF₁ 产生 SC 的时域情况、光谱展宽、相干度; (b), (d), (f) 分别表示 PCF₂ 产生 SC 的时域情况、光谱展宽、相干度, (b) 左上角为时域脉冲的局部放大图

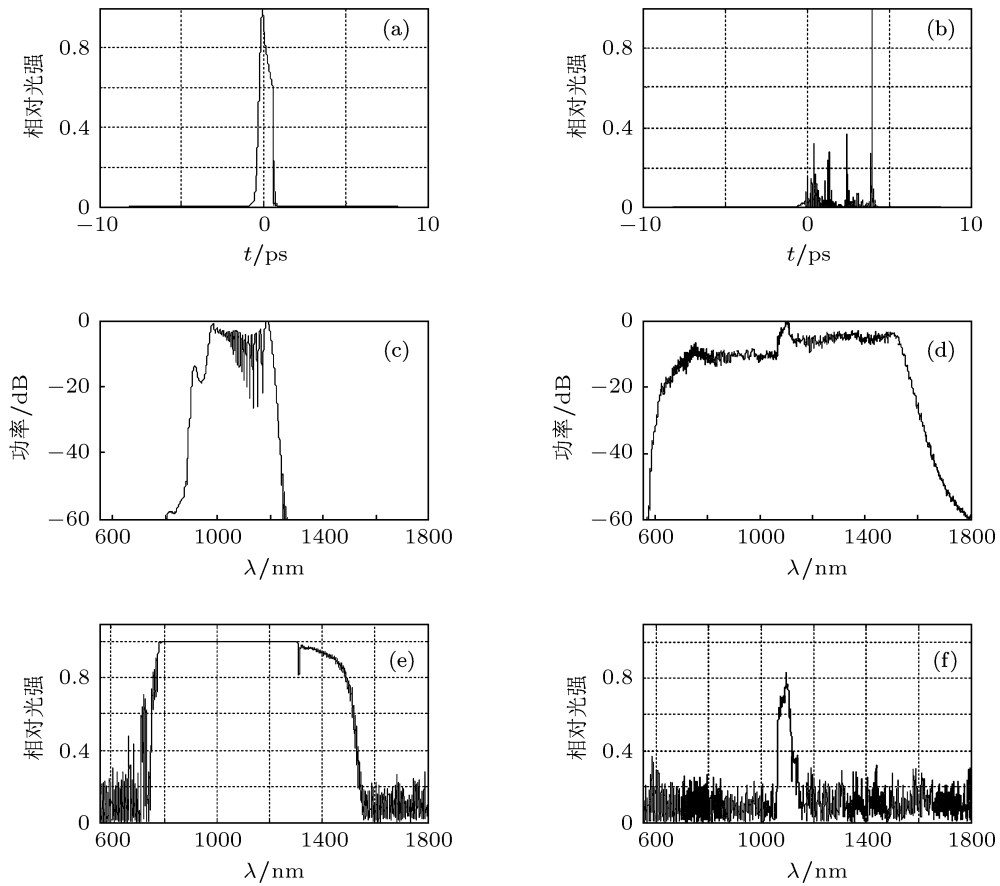


图5 $L = 50 \text{ cm}$ 长度 PCF 产生 SC 情况 (a), (c), (e) 分别表示 PCF_1 产生 SC 的时域情况、光谱展宽、相干度; (b), (d), (f) 分别表示 PCF_2 产生 SC 的时域情况、光谱展宽、相干度

由以上的模拟结果发现, 在光纤的正常色散区抽运 (如 PCF_1 产生 SC 的情况) 时, 抑制了调制不稳定性的发生, 得到的 SC 相干度在整个光谱展宽范围都非常理想; 在光纤 PCF_2 的反常色散区抽运时, 刚开始自相位调制和调制不稳定性同时作用, 但自相位调制比较明显, 此时的 SC 相干度比较高, 随着光纤长度的增加, 调制不稳定性等其他非线性效应逐渐地抢占了主导地位, SC 的相干度也急剧下降. 这与前面的理论分析非常符合.

4 产生 SC 的谱宽优势

在达到高度相干的条件下, 论文设计的 PCF_1 在光谱展宽方面也有一定的优势. 文献 [12] 中计算用到的全波段正常色散 PCF (取名为 PCF_3) 参数为 $\Lambda = 1.6 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.38$, 与论文设计的 PCF_1 色散曲线比较见图 1(a). 从图中可以看出, PCF_1 色散曲线比 PCF_3 的色散曲线平坦, 更利于自相位调制对光谱的展宽, 预测在抽运条件相同的条件下, PCF_1 得到的 SC 更宽. 为此, 论文设定抽运脉冲

峰值功率 $P_0 = 10 \text{ kW}$, 其他条件与图 2 脉冲相同, 在 1 m 长光纤条件下分别模拟两种 PCF 产生 SC, 其结果见图 6. PCF_1 谱宽为 360 nm ($I \geq -40 \text{ dB}$), PCF_3 谱宽为 480 nm ($I \geq -40 \text{ dB}$), 与预测的相符合.

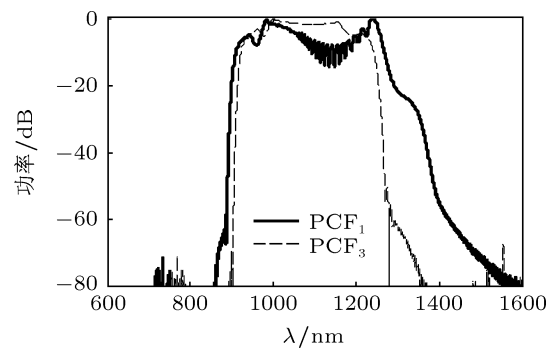


图6 产生 SC 谱宽的比较 (实线表示 PCF_1 产生的 SC; 虚线表示 PCF_3 产生的 SC)

5 结论

本论文通过分析产生 SC 的机理, 发现调制不稳定性是导致 SC 相干度下降的最重要的因素, 由此设计了全波段正常色散 PCF, 抑制调制不稳定性

产生的同时利用自相位调制进行光谱展宽. 采用自适应分步傅里叶法对其产生 SC 过程进行模拟仿真, 并计算相干度. 计算结果发现, 当光纤长度

为 50 cm 时, 产生的 SC 具有在光谱展宽范围高度相干的特性, 设计的 PCF 产生的 SC 具有高相干度的同时还在光谱展宽方面有一定的优势.

-
- [1] Knight J C, Birks T A, Russell P S J, Atkin D M 1996 *Opt. Lett.* **21** 1547
- [2] Yu Y Q, Ruan S C, Du C L, Yao J Q 2005 *Acta Photonica Sinica* **34** 482
- [3] Hu M L, Wang C Y, Li Y F, Chai L, 2006 *Opt. Express* **14** 1942
- [4] Fang P, Yang Z, Wang Q S, Zhao W, Zhang T, Li C 2010 *Acta Photo. Sin* **39** 447 (in Chinese) [方平, 杨直, 王屹山, 赵卫, 张挺, 李成 2010 光子学报 **39** 447]
- [5] Povazay B, Bizheva K, Unterhuber A, Hermann B, Sattmann H, Fercher A F, Drexler W, Apolonski A, Wadsworth W J, Knight J C, Russell P S, Vetterlein M, Scherzer E 2002 *Opt. Lett.* **27** 1800
- [6] Wang Y, Tomov I, Nelson J S, Chen Z, Lim H, Wise F 2005 *J. Opt. Soc. Am.* **22** 1492
- [7] Dudley J M, Coen S 2004 *Opt. Express* **12** 2423
- [8] Paulsen H N, Hilligse K M, Thøgersen J, Keiding S R, Larsen J J 2003 *Opt. Lett.* **28** 1123
- [9] Rinia H A, Bonn M, Müller M, Vartiainen E M 2007 *Chem. Phys. Chem.* **8** 279
- [10] Dudley J M, Coen S 2002 *Opt. Lett.* **27** 13
- [11] Humbert G, Wadsworth W, Leon-Saval S, Knight J, Birks T, Russell P S J, Lederer M, Wiesauer D K K, Breuer E, Stifter D 2006 *Opt. Express* **14** 1596
- [12] Hooper L E, Mosley P J, Muir A C, Wadsworth W J, Knight J C 2011 *Opt. Express* **19** 4902
- [13] Agrawal G P 2007 *Nonlinear Fiber Optics* (4th ed)(San Diego: Claif) p276
- [14] Agrawal G P 2007 *Nonlinear Fiber Optics* (4th ed)(San Diego: Claif) p120
- [15] Dudley J M, Coen S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 4
- [16] <http://sydney.edu.au/science/physics/cudos/research/mofsoftware.shtml>
- [17] Agrawal G P 2007 *Nonlinear Fiber Optics* (4th ed)(San Diego: Claif) p79
- [18] Kunimasa S, Masanori K 2005 *Opt. Express* **13** 267
- [19] Oleg V S, Ronald H, John Z, Menyuk C R 2003 *J. Lightwave Technol.* **21** 61
- [20] Wang Y B, Xiong C L, Hou J, Lu Q S, Peng Y, Chen Z L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 014201 (in Chinese) [王彦斌, 熊春乐, 侯静, 陆启生, 彭杨, 陈子伦 2011 物理学报 **60** 014201]

Theoretical research on the generation of coherent supercontinuum*

Li Ying[†] Hou Jing[‡] Wang Yan-Bin Jin Ai-Jun Jiang Zong-Fu

(College of Optoelectric Science and Engineering, National University of Defense and Technology, Changsha 410073, China)

(Received 4 July 2011; revised manuscript received 29 August 2011)

Abstract

The degree of coherence of the supercontinuum(SC) directly determine the resolution and the precision in many optical apparatus, so how to achieve highly coherent SC is one of the focuses in nonlinear optics. It is shown that modulation instability (MI) is the key element that influences the coherence of SC. Therefore an effective way of achieving coherent SC is to avoid MI and to use other nonlinear effects such as self-phase modulation (SPM). We design a kind of photonic crystal fiber (PCF) which has an all-normal group velocity dispersion (GVD) profile. After numerical investigation on the generation of SC in the PCF we obtain the degrees of the SC in different lengths. Results indicate that for the generated SC by pumping 50 cm of this PCF with $T_{FWHM} = 400$ fs unchirped pulse Gaussian pulse can realize high coherence in the entire broadening area on condition that relative power is larger than -80 dB.

Keywords: all-normal group velocity dispersion, photonic crystal fiber, supercontinuum, degree of coherence

PACS: 42.65.-k, 42.68.Mj, 42.25.Kb

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61077076), and the Program for New Century Excellent Talents in University (Grant No. NCET-08-0142).

[†] E-mail: li-ying_zzz@hotmail.com

[‡] E-mail: houjing25@sina.com