

高非线性光纤正常色散区脉冲尾部非频移分量演化

孙剑 李唐军 王目光 贾楠 石彦超 王春灿 冯素春

Evolution of non-frequency shift components of pulse tail in normal dispersion region of highly nonlinear fiber

Sun Jian Li Tang-Jun Wang Mu-Guang Jia Nan Shi Yan-Chao Wang Chun-Can Feng Su-Chun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 114210 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190111

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190111>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

新型高双折射微结构纤芯光子晶体光纤的可调谐超连续谱的特性研究

Experimental and numerical study of tuneable supercontinuum generation in new kind of highly birefringent photonic crystal fiber

物理学报. 2017, 66(9): 094204 <https://doi.org/10.7498/aps.66.094204>

利用啁啾脉冲光谱滤波和非线性偏振旋转技术实现高稳定性和开机自启动的全光纤掺Yb³⁺光纤锁模激光器

Highly stable and self-started all-fiber Yb³⁺ doped fiber laser mode-locked by chirped pulse spectral filtering and nonlinear polarization evolution

物理学报. 2016, 65(21): 214207 <https://doi.org/10.7498/aps.65.214207>

相位调制信号对窄线宽光纤放大器线宽特性和受激布里渊散射阈值的影响

Effect of phase modulation on linewidth and stimulated Brillouin scattering threshold of narrow-linewidth fiber amplifiers

物理学报. 2017, 66(23): 234203 <https://doi.org/10.7498/aps.66.234203>

高非线性光子晶体光纤中优化产生宽带紫外三次谐波

Optimization of broadband third-harmonic UV generation in highly nonlinear photonic crystal fiber

物理学报. 2017, 66(4): 044205 <https://doi.org/10.7498/aps.66.044205>

基于频移反馈腔的全光纤射频调制脉冲激光研究

All-fiber radio frequency-modulated pulsed laser based on frequency-shift feedback loop

物理学报. 2017, 66(18): 184201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.184201>

窄线宽纳秒脉冲光纤拉曼放大器的理论模型和数值分析

Theoretical and numerical study on narrow-linewidth nanosecond pulsed Raman fiber amplifier

物理学报. 2018, 67(15): 154202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172679>

高非线性光纤正常色散区脉冲 尾部非频移分量演化*

孙剑¹⁾ 李唐军¹⁾ 王目光^{1)†} 贾楠²⁾ 石彦超³⁾ 王春灿¹⁾ 冯素春¹⁾

1) (北京交通大学光波技术研究所, 全光网络与现代通信网教育部重点实验室, 北京 100044)

2) (安阳师范学院物理与电气工程学院, 安阳 455000)

3) (北京宇航系统工程研究所, 北京 100076)

(2019年1月21日收到; 2019年4月17日收到修改稿)

基于广义非线性薛定谔方程(对皮秒双曲正割光脉冲在高非线性光纤 (highly nonlinear fiber, HNLF) 正常色散区传输时尾部非频移分量的演化情况进行了理论研究. 研究表明: 交叉相位调制 (cross-phase modulation, XPM) 和受激拉曼散射 (stimulated Raman scattering, SRS) 在其演化过程中起主导作用, 而三阶色散对其直接影响较小. 在 XPM 效应的作用下, 处于脉冲前沿和后沿尾部的非频移分量逐渐减弱, 其光谱分别发生红移和蓝移, 这一过程具有对称性; SRS 会加速前沿尾部非频移分量的减弱过程, 而减缓后沿的减弱过程, 这一现象在脉冲峰值功率较高时更为明显. 从脉冲尾部非频移分量演化角度分析了啁啾脉冲在 HNLF 正常色散区的光谱和波形特性.

关键词: 超连续谱, 非线性光纤光学, 受激拉曼散射, 交叉相位调制

PACS: 42.65.-k, 42.25.Kb, 42.81.-i, 42.65.Dr

DOI: 10.7498/aps.68.20190111

1 引言

超连续谱 (supercontinuum) 光源具有大均匀带宽、相干性好、功率密度高、波长间隔稳定等优势, 已经广泛应用于波分复用 (wavelength division multiplexing, WDM) 系统多载波光源生成、全光波长转换、多波长短脉冲源生成、脉冲压缩、光频率梳生成^[1-8]等. 峰值功率较高的短脉冲光在非线性质介质中传播的过程中, 受自相位调制 (self-phase modulation, SPM)、交叉相位调制 (cross-phase modulation, XPM)、四波混频 (four wave mixing, FWM)、受激拉曼散射 (stimulated Raman scattering, SRS) 等非线性效应共同作用, 会产生

大量新频率成分, 脉冲光谱宽度被极大地扩展, 生成超连续谱, 宽度可达几百甚至上千纳米. 根据抽运波长对应光纤的色散区域, 可以将超连续谱的生成分为反常色散区抽运和正常色散区抽运两类. 反常色散区超连续谱生成最主要的机制为孤子压缩和孤子分裂^[9], 受到调制不稳定性影响, 噪声会作为种子光源生成新的频率分量, 孤子分裂表现出很强的随机性, 虽然脉冲光谱展宽十分可观, 但光谱对抽运噪声敏感, 相干性较差, 输出脉冲同样具有很强的随机性^[10-13]. 相比之下, 脉冲在正常色散区传输时其光谱展宽主要机制为 SPM^[14], 展宽过程对抽运噪声不敏感, 有良好的相干性和平坦性, 输出脉冲抖动小, 是用于光纤通信系统和光信号处理的理想光源, 早在 1999 年便有报道利用正常色散

* 国家自然科学基金 (批准号: 61775015, 61475015, 61605003) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: 2018JBZ109) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mgwang@bjtu.edu.cn

区生成的超连续谱制作 WDM/OTDM 光源实现容量为 3 Tbit/s 的传输实验^[15].

Tomlinson 等^[16]首次发现了光脉冲在 HNLF 正常色散区传播过程中特有的光波分裂 (optical wave breaking, OWB) 现象, 指出脉冲前后沿出现的精细振荡结构是由不同频率分量在时域重叠所导致. 此后, Finot 等^[17]发现 OWB 现象对于正常色散区超连续谱生成具有积极作用, 由其引入的 FWM 效应可以在距离抽运波长更远处产生新频率分量, 有助于扩展光谱展宽范围, 并保持了良好的相干性, 另外 OWB 过程可以影响不同频率分量在时域上的分布, 进而改善光谱的平坦性. 在色散作用下, 脉冲因 SPM 频移分量和尾部非频移分量在时域重合是出现 OWB 现象的主要原因, 而当尾部非频移分量消失时 OWB 过程结束, 此时脉冲内的不同频率分量不再重叠, 时域和频域的振荡结构也将消失^[18]. 由此可见脉冲尾部非频移分量的演化在展超连续谱宽度和改善平坦度方面发挥了重要作用. 尽管随着 OWB 过程脉冲前后沿尾部非频移分量能量将分别向长波长和短波长转移, 逐渐减弱, 但是对于这种“能量转移”过程的机理尚未深入研究, 这将导致在研究啁啾脉冲或多脉冲 HNLF 正常色散区超连续谱演化时缺乏必要的理论依据.

本文以广义非线性薛定谔方程 (generalized nonlinear Schrödinger equation, GNLSE) 为基础建立数值模型, 采用相互绘景下的四阶龙格-库塔算法 (fourth-order Runge-Kutta in the interaction picture method, RK4IP) 对双曲正割脉冲在 HNLF 正常色散区传输时尾部非频移分量的演化过程进行理论研究, 并对啁啾脉冲在 HNLF 正常色散区光谱和波形的演化特性进行了分析, 进一步发展了正常色散区超连续谱生成理论, 对于之后理论和实验研究具有一定的指导和借鉴意义.

2 数值模型和计算方法

当高强度的脉冲光注入到非线性介质中, 会产生很多新的频率分量, 光谱宽度发生明显展宽, 这一光谱展宽过程由光纤中的线性和非线性效应共同影响. 沿光纤 x 偏振方向并保持基模传播的光脉冲电场为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{x}}F(x, y)A(z, t) \exp[i(\beta_0 z - \omega_0 t)], \quad (1)$$

其中 $\mathbf{r} = (x, y, z)$, $\hat{\mathbf{x}}$ 为 x 偏振方向的单位矢量,

$F(x, y)$ 为光纤基模场分布, $A(z, t)$ 为慢变脉冲包络, β_0 为传播常数 $\beta(\omega)$ 在中心频率 ω_0 处的数值. 脉冲沿光纤传播的演化过程可以通过 GNLSE 进行描述^[14]. 在群速度 $v_g = 1/\beta_1$ 的延时系中, $T = t - \beta_1 z$, 将 $A(z, t)$ 表示为 $A(z, T)$. 则 GNLSE 方程可以表示为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = & i \sum_{m=2} \frac{\beta_m}{m!} (\omega - \omega_0)^m \tilde{A} - \frac{\alpha(\omega)}{2} \tilde{A} \\ & + i\gamma(\omega) \left(1 + \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}\right) F \left\{ A(z, T) \right. \\ & \left. \times \int_{-\infty}^{\infty} R(T') |A(z, T - T')|^2 dT' \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

其中 $\tilde{A}(z, \omega)$ 是 $A(z, T)$ 的傅里叶变换; 在 (2) 式中,

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}, \quad (3)$$

β_2 表示群速度色散, $\beta_2 = 0$ 的波长称为零色散波长 (zero dispersion wavelength, ZDW), 在正常色散区 ($\beta_2 > 0$) 长波长分量传播速度比短波长快, 反常色散区这一现象相反, 导致在不同的色散区域超连续谱展宽的机理和结果具有明显区别; $\alpha(\omega)$ 和 $\gamma(\omega)$ 分别为光纤的衰减系数和非线性参数, 其中 $\gamma(\omega_0) = n_2 \omega_0 / (c A_{\text{eff}})$, n_2 为非线性折射率系数, A_{eff} 为光纤有效模场面积; $[1 + (\omega - \omega_0)/\omega_0]$ 表示脉冲自陡峭效应, 源于群速度对光强的依赖关系, 具体表现为脉冲峰值部分传输速度慢于前后沿, 导致超短脉冲 SPM 展宽频谱的不对称性^[19]. $R(t)$ 为非线性响应函数, 本文采用的模型如下^[20]:

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R [(f_a + f_c) h_a(t) + f_b h_b(t)], \quad (4)$$

模型中 f_R 表示延时拉曼响应对于非线性极化 \mathbf{P}_{NL} 的小数贡献, 这里取 0.245. 拉曼响应的各向同性和各向异性的部分分别由 $R_a = f_a h_a(t)$ 和 $R_b = f_b h_b(t) + f_c h_a(t)$ 表示, 其中

$$h_a(t) = \frac{(\tau_1^2 + \tau_2^2)}{\tau_1 \tau_2^2} \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1), \quad (5)$$

$$h_b(t) = \frac{(2\tau_b - \tau)}{\tau_b^2} \exp(-t/\tau_b), \quad (6)$$

式中 $\tau_1 = 12.2$ fs, $\tau_2 = 32$ fs, $\tau_b = 96$ fs, $f_a = 0.75$, $f_b = 0.21$, $f_c = 0.04$.

对 (2) 式进行逆傅里叶变换就可以得到 GNLSE 时域表达式:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A - \sum_{m=2} \frac{i^{m+1}}{m!} \beta_m \frac{\partial^m A}{\partial T^m} = i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left[A(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} R(T') |A(z, T - T')|^2 dT' \right], \quad (7)$$

该式左端第二项和第三项分别为损耗和色散相, 右端包含 SPM, XPM, FWM 和 SRS 等非线性效应, 该式可以准确地描述光纤中超连续谱的演化过程. 因为受激布里渊散射 (stimulated Brillouin scattering, SBS) 的增益谱带宽很窄 (约为 10—100 MHz), 且散射光传输方向与抽运相反, 由 SBS 造成的展宽效应很小, 在 (7) 式中忽略了 SBS 的影响. GNLSE 是非线性偏微分方程, 大多数情况下不能通过解析的方法对其求解, 需要通过数值计算对其进行分析. 分步傅里叶法 (split-step Fourier method, SSF) 是最常用的数值计算 GNLSE 的方法, SSF 忽略了色散和非线性之间的耦合, 计算精度较低, 对称分步傅里叶法可以降低这一误差, 但仍受限于分步傅里叶法的截断误差, 导致该方法最高只有二阶全局精度 [12,21]. Hult 将用于求解 Gross-Pitaevskii 方程的算法推广至求解 GNLSE, 提出 RK4IP, 该算法与对称分步傅里叶算法一样容易执行, 将色散和非线性算子统合在一起, 实现了五阶局部精度和四阶

全局精度 [22,23]. 本文仿真采用 RK4IP 算法.

3 仿真分析

首先对不同峰值功率脉冲在 HNLF 正常色散区传输过程进行数值计算, 绘制时谱图, 分析和归纳脉冲尾部非频移分量变化趋势. 计算采用的光纤参数为 $\gamma = 11 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$, $\beta_2 = 0.34 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 0.0022 \text{ ps}^3/\text{km}$, 脉冲宽度和中心波长为 1.5 ps 和 1555 nm, 脉冲峰值功率分别为 10, 30, 50 W. 本文所采用的光脉冲波形皆为双曲正割. 图 1 为忽略噪声情况, 在光纤 200, 400 和 600 m 处输入脉冲不同峰值功率条件下的时谱图.

通过图 1 可将脉冲尾部非频移分量变化趋势做如下总结: 1) 随传输距离增加脉冲尾部能量由靠近脉冲中心位置向两侧减弱, 与光谱中红移和蓝移分量相对脉冲尾部非频移分量运动关系一致; 2) 前沿和后沿尾部在能量减弱的同时其波长分别

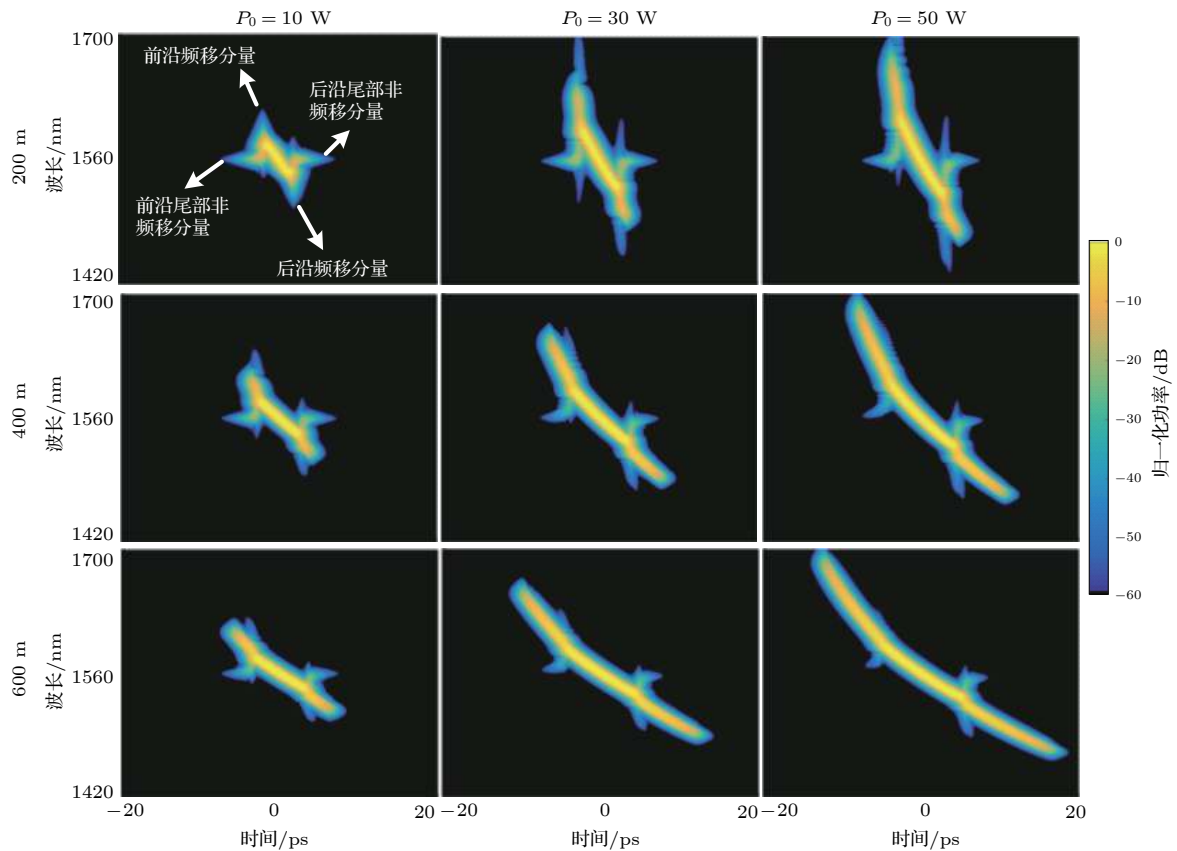


图 1 忽略噪声时输入脉冲不同峰值功率条件下, 光脉冲在 HNLF 200, 400 和 600 m 处的时谱图

Fig. 1. Spectrograms at 200, 400 and 600 m of HNLF with different input peak powers when the noise is ignored.

发生红移和蓝移; 3) 在相同传输距离, 脉冲峰值功率更高的情况下前后沿尾部能量残余更少, 频移更大; 4) 在峰值功率较高时, 脉冲前沿相比于后沿非频移部分波长移动更明显, 残余能量更少, 这一趋势在传输距离较长时更加明显, 而在脉冲峰值功率较低时, 前后沿尾部非频移部分变化趋势没有明显差别.

图 2 中的第一行和第二行分别输入脉冲无噪声和有噪声情况下在光纤不同位置的时谱图. 计算采用的光纤参数与上文相同, 脉冲宽度和峰值功率分别为 1.5 ps 和 30 W. 观察图 2 可以发现, 在考虑噪声的情况下, 虽然处于长波长处的噪声被拉曼散射放大, 时谱图中出现了大面积亮斑, 但其前后沿非频移分量 (红色圆圈标注位置) 的演化情况与无噪声情况具有很好的一致性, 都表现为随传输距离增加逐渐减弱, 并且后沿非频移分量变化趋势较为缓慢. 由此可见噪声并不是非频移分量演化的决定因素, 并且影响较小. 本文的主要目的是对脉冲在正常色散区传输时前后沿非频移分量的演化过程进行定性分析, 因此在之后的数值计算中忽略了噪声的影响, 得到的时谱图更加清晰, 方便理解和分析.

3.1 拉曼散射和三阶色散对脉冲尾部非频移分量影响

图 1 中脉冲前后沿尾部非频移分量出展现了不对称演化, 当峰值功率较高时更为明显. 拉曼散

射会将短波长能量向增益范围内的长波长分量转移, 三阶色散也会导致超连续谱展宽不对称, 通过调整光纤参数来分析以上两点对脉冲尾部非频移分量在 HNLF 正常色散区演化过程中的影响和作用. 图 3 为脉冲宽度和峰值功率为 1.5 ps 和 50 W, 光纤参数 $\gamma = 11 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$, $\beta_2 = 0.34 \text{ ps}^2/\text{km}$ 时, 分别考虑三阶色散和拉曼散射条件下光纤 600 m 处的时谱图.

图 3(a) 中同时忽略了三阶色散和拉曼散射, 此时光谱在时域接近线性分布, 在正常色散区表现为短波长一侧光谱较宽, 与图 1 中峰值功率和传输距离为 50 W 和 200 m 的时谱图对比, 图中脉冲尾部非频移分量已经明显缩小, 并且在前后沿呈对称结构, 证明除拉曼散射和三阶色散外存在其他弱化脉冲尾部非频移分量的机制. 图 3(b) 中, 仅考虑三阶色散, 光谱在时域上呈现出非线性分布, 这是由于三阶色散为正时, 长波长一侧色散值较小, 脉冲在传播过程中脉宽展宽较慢更有利于光谱展宽. 对比图 3(a), 三阶色散会导致光谱不对称展宽, 而对于前后沿尾部非频移部分影响较小. 图 3(c) 中仅考虑拉曼散射, 与图 3(a) 对比, 此时脉冲后沿尾部残余的非频移分量明显强于前沿部分, 这是由于拉曼增益会将短波长能量向长波长转移, 在脉冲前沿表现为非频移分量将能量转移给更长波长的分量, 而在后沿这一过程相反. 图 3(d) 中同时考虑三阶

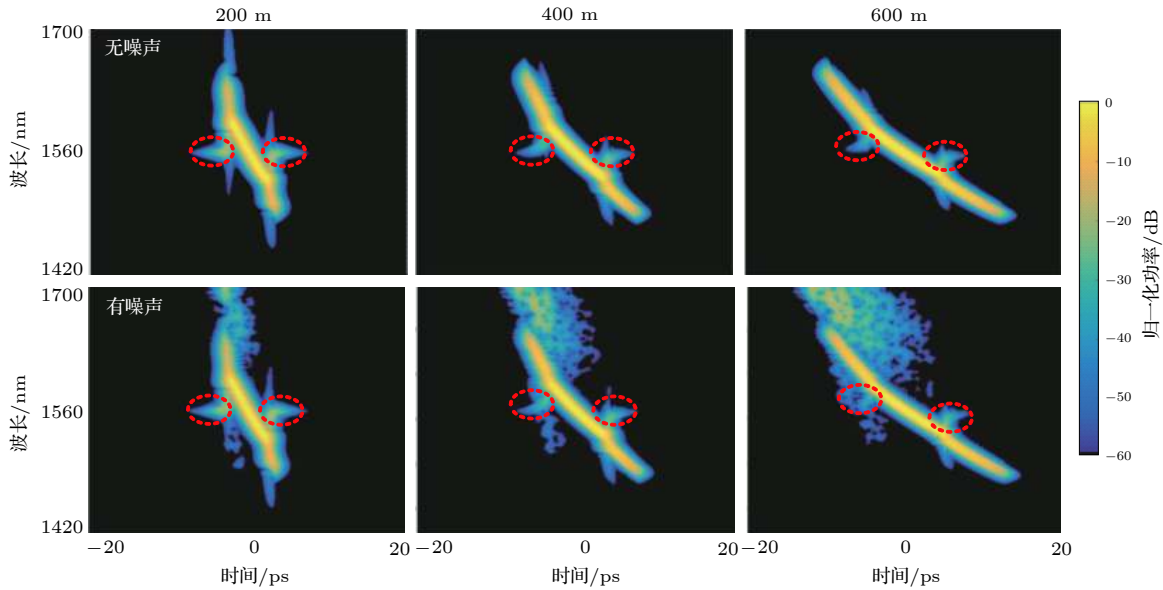


图 2 脉冲峰值功率和脉宽为 30 W 和 1.5 ps 时, 无噪声 (第一行) 和有噪声 (第二行) 情况下在光纤 200, 400 和 600 m 处的时谱图
Fig. 2. Spectrograms at 200, 400 m and 600 m of HNLF without noise (row 1) and with noise (row 2), when the peak power and pulse width are 30 W and 1.5 ps.

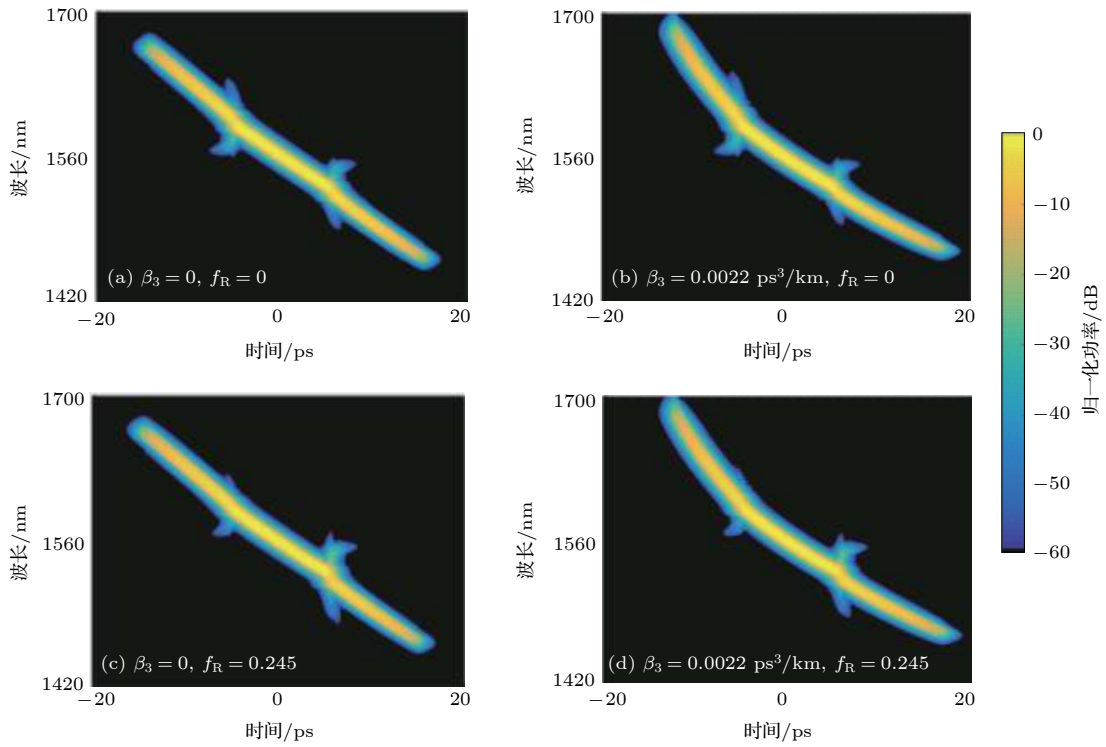


图 3 脉冲峰值功率 50 W 时不同光纤参数下光脉冲在 HNLF 600 m 处的时谱图

Fig. 3. Spectrograms with different third-order dispersion coefficients and with/without SRS at 600 m of HNLF when peak power is 50 W.

色散和拉曼散射, 由上述分析可知此时的脉冲前沿后尾部非频移分量的不对称结构主要由拉曼散射引起, 拉曼散射加速了前沿非频移部分的能量减弱过程, 而减缓了尾沿非频移分量能量减弱, 三阶色散虽然可以导致光谱不对称展宽, 但对于尾部非频移分量影响较小.

这里需要指出的是, 拉曼散射仅会在脉冲内频移和非频移分量因色散导致在时域重叠, 且波长间隔达到拉曼增益范围时才会发生, 因此当脉冲峰值功率较高时, 波长间隔容易达到要求, 拉曼散射对非频移分量影响更大, 不对称性更明显, 而在相同峰值功率下, 脉宽较宽的脉冲由于 SPM 效率较低, 频移分量和非频移分量波长间隔不易达到拉曼增益范围, 此时前后沿非频移分量的对称性更好. 另外, 虽然三阶色散对非频移分量影响较小, 但在正常色散区, 正的三阶色散会导致脉冲在长波长一侧展宽更加充分, 有利于在脉冲前沿满足波长间隔, 提高拉曼效率, 同理, 当二阶色散较小时可以有利于扩展波长间隔, 同时降低走离, 拉曼效率更高.

3.2 XPM 对脉冲尾部非频移分量的影响

脉冲尾部非频移部分的波长处在光谱中心位

置, 在 OWB 现象出现后非频移分量一直处于与其他频移分量交叠的状态, XPM 会在传输过程对其持续影响. 图 4 为中心波长分别为 1555 nm 和 1475 nm (间隔 80 nm) 的脉冲光和连续光一起注入 HNLF 时在光纤不同位置的时谱图, 其中脉冲峰值功率和宽度分别为 15 W 和 1.5 ps, 光纤参数为 $\gamma = 11 \text{ km}^{-1}\cdot\text{W}^{-1}$, $\beta_2 = 0.34 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 0.0022 \text{ ps}^3/\text{km}$. 峰值功率较高的脉冲光将对功率较低的连续光 (幅值为 0.1 W) 进行 XPM, 这一过程与脉冲前后沿频移部分对非频移部分的 XPM 类似, 可通过观察连续光光谱变化来分析脉冲尾部非频移部分受 XPM 的影响.

不同于 FWM 和拉曼散射, 发生 XPM 的分量间不会进行能量交换, 被调制信号会产生相移, 当相移随时间变化时信号发生频移. 频移与抽运光波形有关, 当抽运光为连续光时, XPM 引入固定相移, 频率不发生改变. 而抽运为脉冲光时, 引入变化相移, 光谱发生频移, 抽运前沿和后沿对应位置光谱发生红移和蓝移, 忽略抽运和信号光走离的情况下, 频移绝对值与脉冲沿斜率绝对值成正比. 如图 4 中光纤 100 m 处, 受脉冲光 XPM 作用, 连续

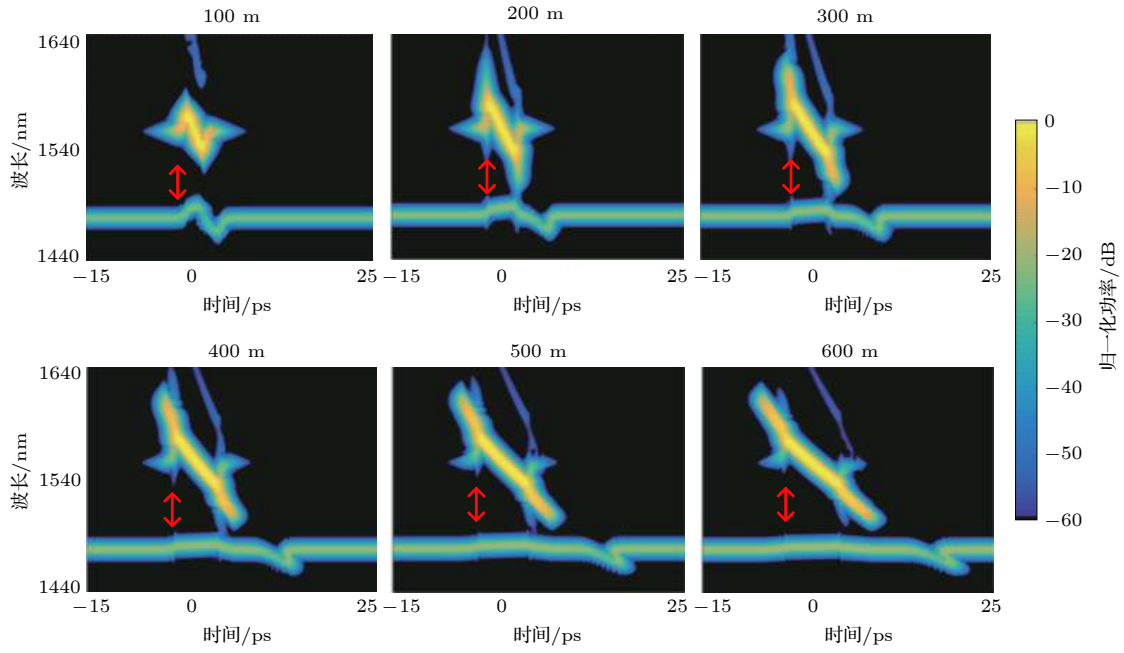


图 4 脉冲和连续光一同进入 HNLF 时不同位置的时谱图

Fig. 4. Spectrograms of CW and pulse light propagating in HNLF.

光光谱在脉冲光前沿和后沿对应位置分别发生红移和蓝移. 在色散作用下, 波长较短的连续光在传播过程中落后于脉冲光, 连续光红移部分由脉冲前沿向后沿移动, 在达到后沿时, 受 XPM 作用发生蓝移, 红移部分被抵消, 而较早发生蓝移的部分随传输距离增加与脉冲光走离, 得以保留.

这里以脉冲前沿非频移分量对应位置处的连续光为研究对象, 此处一直受到脉冲光前沿的 XPM 作用, 并且较早发生的红移分量会因色散向后移动 (因以脉冲中心波长为参考, 波长小于 1555 nm 的分量在图中表现为向后移动), 可以更加准确地反映当前位置 XPM 对连续光光谱的影响. 图中连续光光谱箭头标注位置与因 SPM 展宽至脉冲前沿的分量位置在时域重合, 持续产生红移, 并且与脉冲前沿对应位置保持同步. 随着在光纤中传输, 连续光红移幅度逐渐减弱, 这是由于受色散影响导致脉冲展宽, 峰值功率降低, 边沿变得平缓, XPM 引入的频移量变小. 但是在走离量较小时, 频移会持续累积, 最终频移量将不能忽略, 脉冲非频移分量与 SPM 展宽分量之间的 XPM 便是这一种情况: 当脉冲不同频率分量在前后沿重合时, 能量较强的部分会对能量较弱的非频移部分进行 XPM, 最先在靠近脉冲中心的位置发生, 前沿的非频移部分出现红移, 而后沿部分出现蓝移, 传输过程中非频移

部分一直受到 XPM 作用, 因此红移部分持续红移, 蓝移部分持续蓝移, 波长逐渐靠近前后沿频移部分, 在时谱图中表现为非频移部分在传输过程中慢慢被“吸收”进与其重合的频移部分, 这一过程前后沿保持一定对称性. 另外, 由 XPM 的特性可知, 脉宽更窄的脉冲拥有更加陡峭的前沿和后沿, 此时因 XPM 而发生的红移和蓝移幅度更大, 非频移分量的减弱速度更快.

3.3 啁啾脉冲尾部非频移分量在 HNLF 正常色散区的演化

与无啁啾脉冲不同, 啁啾脉冲在 HNLF 正常色散区光谱展宽过程中前后沿非频移分量具有不同波长. 基于对脉冲尾部非频移分量演化的分析, 对啁啾脉冲非频移分量演化以及其对脉冲和光谱的影响进行分析讨论. 图 5 为啁啾参数 C 分别为 3, 0 和 -3 的脉冲在 HNLF 中不同位置的时谱图, 图 6 为对应的脉冲波形和光谱图. 仿真中采用的脉冲宽度和峰值功率为 1.5 ps 和 50 W, 光纤参数为 $\gamma = 11 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$, $\beta_2 = 0.34 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 0.0022 \text{ ps}^3/\text{km}$.

当输入脉冲初始啁啾为负时, 前沿尾部波长最短, 后沿尾部波长最长, 如图 5 第一行 HNLF 长度为 0 m 处 $C = -3$ 时所示. 相比于无啁啾脉冲, 负啁啾脉冲前后沿处的非频移分量和频移分量波长

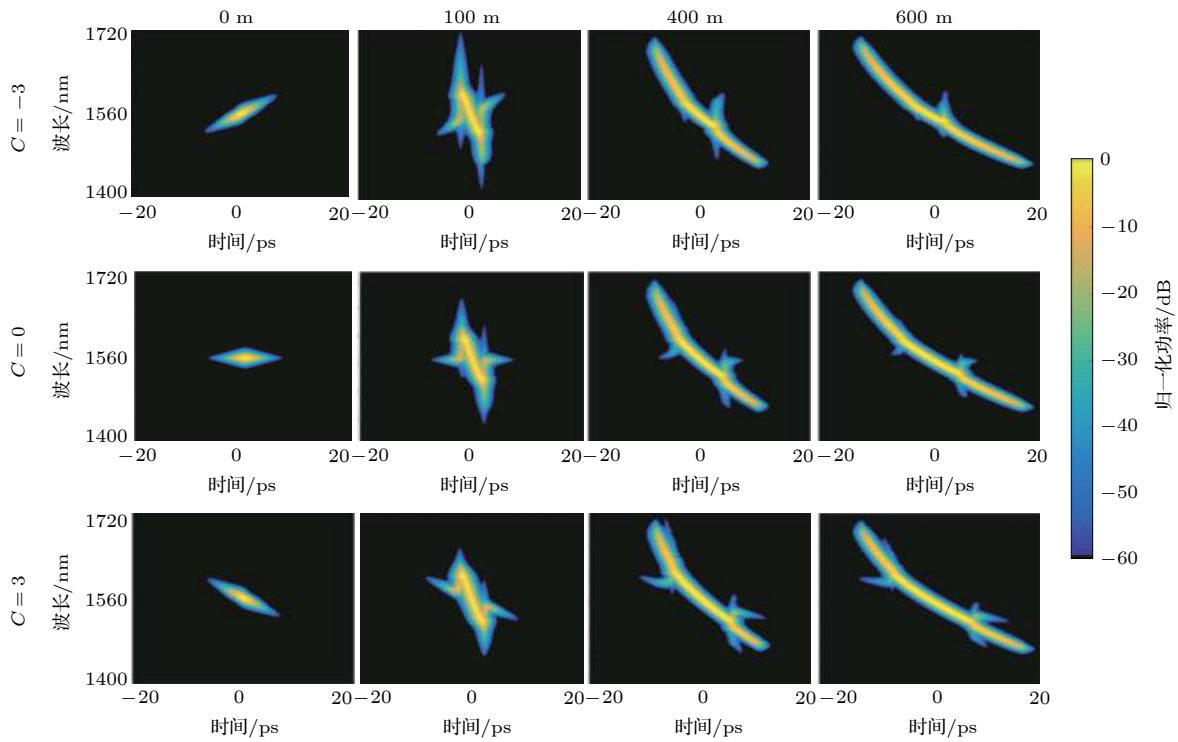


图 5 不同初始啁啾脉冲在 HNLF 中 0, 100, 400 和 600 m 处的时频谱

Fig. 5. Spectrograms at the length of 0 m, 100 m, 400 m, 600 m of HNLF with different C .

间隔更大, 在色散的作用下不同的频率分量更容易在时域重合, 发生 OWB. 如图 6 中 100 m 处的波形图中, $C = -3$ 时光波分裂现象最明显, 并且前后沿重叠的分量更容易达到拉曼增益范围. 由 3.1 节分析可知拉曼散射会导致前后沿非频移分量不对称演化, 而在负啁啾情况下这种不对称变化趋势更加明显, 如图 5 光纤 400 m 处, $C = -3$ 时脉冲前沿非频移分量已基本消失, 后沿非频移分量依然明显. 时域上, 在正常色散作用下, 负啁啾脉冲前后沿非频移分量在传输过程中由脉冲两侧向中心靠拢, 相应的脉冲两侧的振荡结构将由两侧向靠近中心的位置移动. 在拉曼散射的影响下, XPM 不足以将后沿的非频移分量完全频移到与后沿频移分量一样的波长, 如图 5 光纤 600 m 处, $C = -3$ 时, 在传输过程将不断向前沿移动, 在时域表现为原前沿的振荡结构消失而后沿的振荡结构在经过较长传输距离后移动到脉冲前沿, 如图 6 中 600 m 处 $C = -3$ 时, 脉冲前沿振荡消失, 后沿振荡已经移动到脉冲顶部.

当输入脉冲初始啁啾为正时, 前沿尾部波长最长, 后沿尾部波长最短, 如图 5 中 0 m 处 $C = 3$ 时所示. 对比无啁啾脉冲非频移分量的演化过程, 正啁啾脉冲的非频移分量在经历较长传输距离后依

然清晰可见, 并且在前后沿保持对称. 图 6 中 600 m 处脉冲前后沿依然有明显的振荡结构, OWB 特征明显. 这是由于初始啁啾为正的脉冲前后沿频移和非频移分量间的波长间隔较小, 发生 OWB 的时刻更晚 (如图 6 光纤 100 m 处, $C = 3$ 时, 脉冲前后沿尚未出现振荡结构). 因啁啾为正, 脉冲展宽速度更快, 前后沿波形更加平缓, 导致在同等传输距离下 XPM 无法产生足够频移, 非频移分量“收缩”有限. 同时由于前后沿重叠分量的波长间隔没有达到拉曼增益范围, 拉曼散射对非频移部分能量转移影响较小, 非频移分量在前后沿都保持较好的对称性. 在正常色散作用下, 正啁啾脉冲前后沿非频移分量在传输过程中朝脉冲两侧移动, 图 6 中 600 m 处波形图中, 相比其他两种情况, $C = 3$ 时, 脉冲两侧的振荡结构更靠外侧.

对比图 6 中 100 m 处不同啁啾下的光谱图, 可以发现当 $C = 0$ 时仅光谱中心处有强烈振荡, $C = -3$ 时顶部区域都有强烈振荡, 而 $C = 3$ 时光谱中心处平坦. 这是由于无初始啁啾脉冲在 SPM 作用下中心波长分量处于脉冲三个不同位置 (如图 5, 100 m 处, $C = 0$ 时), 光谱在中心波长区域重叠, 发生干涉, 因此在该区域出现强烈振荡, 当前后沿非频移分量减弱或发生频移时, 这些振荡

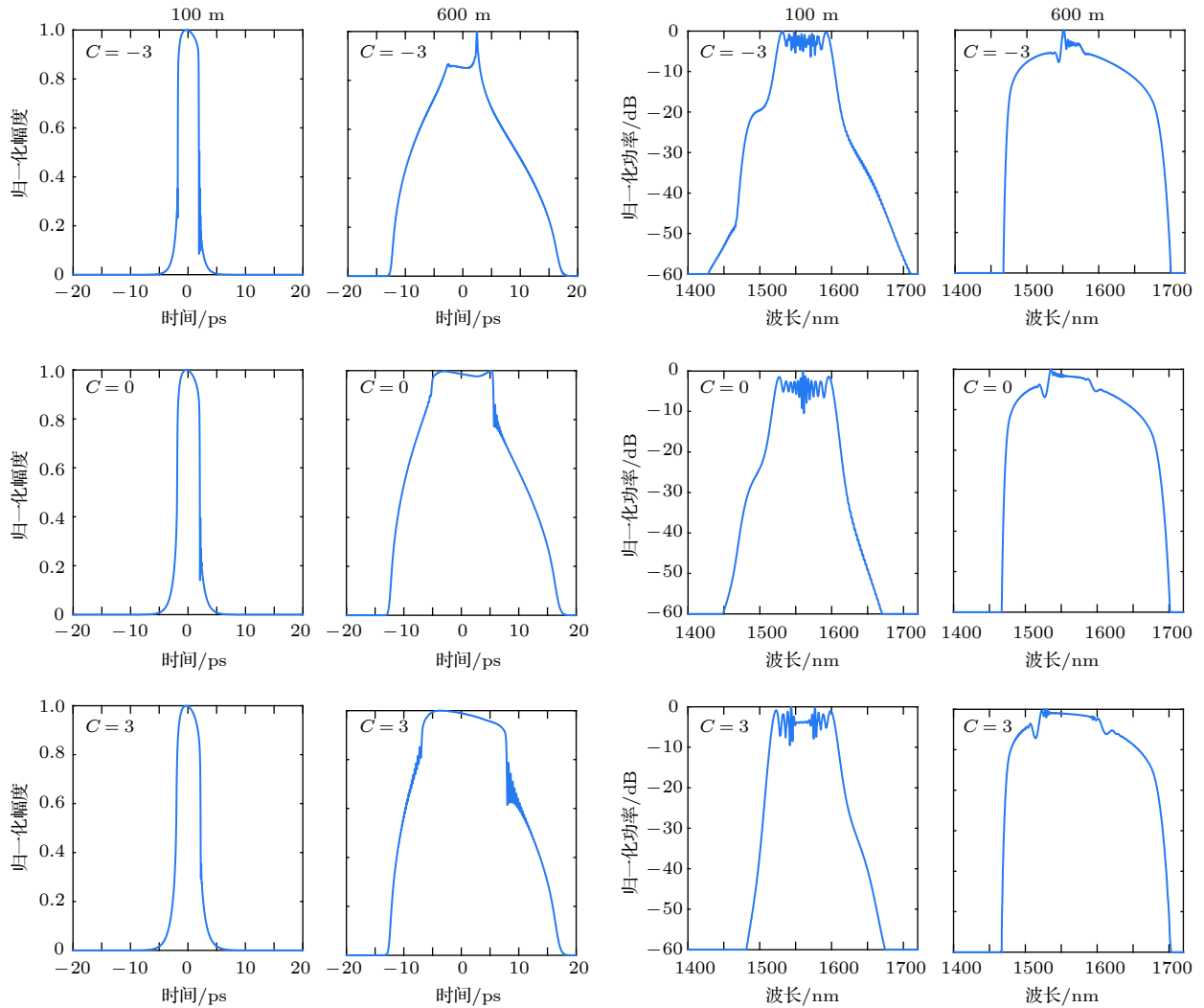


图 6 不同初始啁啾脉冲在 HNLF 中 100, 600 m 处的波形和光谱

Fig. 6. Waveforms and spectra with different C , at 100 and 600 m of HNLF.

也相应减弱甚至消失, 光谱平坦性得到改善. 负啁啾脉冲在 SPM 作用下, 处在前沿的短波长分量发生红移, 而后沿的长波长分量分发生蓝移, 此时光谱重叠区域更大 (如图 5, 100 m 处, $C = -3$ 时), 因此负啁啾脉冲出现光谱强烈振荡区域也更大, 光谱平坦性较差. 正啁啾脉冲在 SPM 作用下长波长部分发生红移, 短波长部分发生蓝移, 中心波长处光谱无重叠 (如图 5, 100 m 处, $C = 3$ 时), 频域上不会发生干涉, 此时正啁啾脉冲中心波长附近出现无振荡结构, 具有良好的平坦性, 并且随着脉冲尾部非频移分量的减弱, 无振荡结构区域将得到扩展, 光谱平坦性得到优化.

4 结 论

对光脉冲在 HNLF 正常色散区传输时其前后

沿非频移分量的演化过程进行了理论研究和数值分析. 研究表明, 脉冲尾部非频移分量主要受到 XPM 和 SRS 的影响, 三阶色散对其直接影响较小. 具体表现为: 在色散的作用下脉冲前后沿非频移分量与因 SPM 产生的频移分量在时域重合, 发生 XPM, 处在前沿的非频移分量光谱发生红移, 而处在后沿的发生蓝移, 这一过程不发生能量交换, 只是非频移分量频率发生改变, 在前后沿具有对称性, 在时谱图表现为非频移分量朝频移分量移动. 当频移和非频移分量在时域重合, 并且波长间隔满足拉曼增益带宽时, 短波长分量会通过 SRS 将能量转移给长波长, 在脉冲前沿为非频移分量减弱而频移分量增强. 而在脉冲后沿与之相反, SRS 导致脉冲前后沿尾部非频移分量不对称演化, 在脉冲峰值功率较高时, 这种现象将更加明显. 与无初

始啁啾的脉冲相比, 初始啁啾为负时发生光波分裂的位置更早, XPM 作用效率较高, 脉冲前后沿的振荡结构出现和消失得更早, 此时尾部频移分量和非频移分量波长间隔大, 更容易受到 SRS 影响, 相同峰值功率和传输长度下前沿尾部非频移分量残余更小, 前后沿非频移分量演化更不对称; 初始啁啾为正时发生光波分裂的时刻较晚, 脉冲波形前后沿振荡结构最晚出现, 保持时间也最长, 脉冲展宽以及峰值功率降低导致 XPM 作用效率较低, 脉尾部频移分量和非频移分量波长间隔较小, 难以达到拉曼增益范围, 相同峰值功率和传输长度下, 前后沿尾部非频移分量最为对称, 残留最多. 同时, 正啁啾脉冲因其中心波长和前后沿尾部非频移分量在时域上没有重叠, 其光谱在中心位置平坦度最好.

参考文献

- [1] Nguyen-The Q, Matsuura M, Kishi N 2014 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **26** 1882
- [2] Peacock A C, Campling J, Runge A F J, Ren H, Shen L, Aktas O, Horak P, Healy N, Gibson U J, Ballato J 2018 *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* **24** 3
- [3] Takada K, Yamada H, Okamoto K 1999 *Electron. Lett.* **35** 824
- [4] Hu H 2017 *Ph. D. Dissertation* (Connecticut: University of Connecticut)
- [5] Yang T, Dong J, Liao S, Huang D, Zhang X 2013 *Opt. Express* **21** 8508
- [6] Ohara T, Takara H, Yamamoto T, Masuda H, Morioka T, Abe M, Takahashi H 2006 *J. Lightw. Technol.* **24** 2311
- [7] Yu S, Bao F, Hu H 2018 *IEEE Photon. J.* **10** 1
- [8] Wu R, Torres-Company V, Leaird D E, Weiner A M 2013 *Opt. Express* **21** 6045
- [9] Husakou A V, Herrmann J 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 203901
- [10] Liu C 2012 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Beijing Jiaotong University) (in Chinese) [刘楚 2012 博士学位论文(北京: 北京交通大学)]
- [11] Dudley J M, Genty G, Coen S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1135
- [12] Hilligsøe K M, Andersen T V, Paulsen H N, Nielsen C K, Mølmer K, Keiding S, Kristiansen R, Hansen K P, Larsen J J 2004 *Opt. Express* **12** 1045
- [13] Gu X, Kimmel M, Shreenath A, Trebino R, Dudley J, Coen S, Windeler R 2003 *Opt. Express* **11** 2697
- [14] Agrawal G P 2006 *Nonlinear Fiber Optics* (4th Ed.) (San Diego: Claif) p31
- [15] Kawanishi S, Takara H, Uchiyama K, Shake I, Mori K 1999 *Electron. Lett.* **35** 826
- [16] Tomlinson W J, Stolen R H, Johnson A M 1985 *Opt. Lett.* **10** 457
- [17] Finot C, Kibler B, Provost L, Wabnitz S 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 1938
- [18] Heidt A M, Hartung A, Bartelt H 2016 *Generation of Ultrashort and Coherent Supercontinuum Light Pulses in All-Normal Dispersion Fibers* (Berlin: Springer) pp 247 – 280
- [19] Grischkowsky D, Courtens E, Armstrong J A 1973 *Phys. Rev. Lett.* **31** 422
- [20] Lin Q, Agrawal G P 2006 *Opt. Lett.* **31** 3086
- [21] Cristiani I, Tediosi R, Tartara L, Degiorgio V 2004 *Opt. Express* **12** 124
- [22] Zhang Z, Chen L, Bao X 2010 *Opt. Express* **18** 8261
- [23] Hult J 2007 *IEEE J. Lightw. Technol.* **25** 3770

Evolution of non-frequency shift components of pulse tail in normal dispersion region of highly nonlinear fiber*

Sun Jian¹⁾ Li Tang-Jun¹⁾ Wang Mu-Guang^{1)†} Jia Nan²⁾ Shi Yan-Chao³⁾
Wang Chun-Can¹⁾ Feng Su-Chun¹⁾

1) (*Key Laboratory of All Optical Network and Advanced Telecommunication Network, Ministry of Education, Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China*)

2) (*College of Physics and Electrical Engineering, Anyang Normal University, Anyang 455000, China*)

3) (*Beijing Institute of Astronautical System Engineering, Beijing 100076, China*)

(Received 21 January 2019; revised manuscript received 17 April 2019)

Abstract

Supercontinuum generated in normal dispersion region of highly nonlinear fiber (HNLF) is widely used in signal processing and communication benefiting from its good flatness and high coherence. Because of the normal dispersion, optical wave breaking (OWB) occurs when non-frequency shift components and frequency shift components caused by self-phase modulation (SPM) overlap in time domain, and ends when non-frequency shift components disappear. The evolution of non-frequency shift components at the front and rear edge of optical pulse play an essential role in the supercontinuum generation process. In this paper, the evolution of non-frequency shift components in normal dispersion region is numerically calculated and analyzed based on generalized nonlinear Schrödinger equation. The results demonstrate that non-frequency shift components shrink gradually as the pulse propagates in the normal dispersion region. Cross-phase modulation (XPM) and stimulated Raman scattering (SRS) play a major role in this process, while the third-order dispersion imposes little effect on it. Because of XPM, non-frequency shift components at the front and rear edge shrink gradually, and keep red shifting and blue-shifting respectively. The influence of XPM on the non-frequency shift components at both edges is symmetrical. However, the influence of SRS on the evolution of non-frequency-shift components at both edges is asymmetric. At the front edge, SRS transfers the energy from non-frequency shift component to frequency shift component, which is opposite to that at the rear edge. At the front edge, SRS accelerates the shrinking process of the non-frequency shift component, while it slows down the shrinking process at the rear edge. And this asymmetric effect is more obvious when the peak power of the pulse is higher and SRS is more efficient. The evolution of the non-frequency shift components of chirped pulses propagating in the normal dispersion region is studied. Comparing with the unchirped pulse, the non-frequency shift components at the front and rear edge of the chirped pulse have different wavelengths. For the negative chirped pulse, the wavelength spacing between the overlapped frequency-shift components and non-frequency shift components is larger, which is easier to satisfy the SRS gain range. Therefore, the evolution of non-frequency-shift components at the front and rear edge of the negative chirped pulse are more asymmetric due to the higher SRS efficiency. For positive chirped pulses, the wavelength spacing between the overlapped components is difficult to satisfy the SRS gain range. The evolution of non-frequency-shift components in the positive chirped pulses is more symmetrical due to the lower SRS efficiency.

Keywords: supercontinuum, nonlinear fiber optics, stimulated Raman scattering, cross-phase modulation

PACS: 42.65.-k, 42.25.Kb, 42.81.-i, 42.65.Dr

DOI: 10.7498/aps.68.20190111

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61775015, 61475015, 61605003) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. 2018JBZ109).

† Corresponding author. E-mail: mgwang@bjtu.edu.cn