

## 光子晶体光纤超连续谱的孤子俘获数值研究\*

李建锋<sup>1)†</sup> 周桂耀<sup>1)2)3)</sup> 侯蓝田<sup>1)2)</sup>

1) (燕山大学红外光纤与传感研究所, 秦皇岛 066004)

2) (燕山大学亚稳材料制备技术与科学国家重点实验室, 秦皇岛 066004)

3) (华南师范大学信息光电子科学学院, 广州 510006)

(2011年9月14日收到; 2011年10月25日收到修改稿)

通过数值求解广义非线性薛定谔方程, 本文对光子晶体光纤中超连续谱的孤子俘获现象进行研究. 利用交叉相关频率分辨光学开关 (X-FROG) 技术, 观测并记录了超连续谱沿着光纤长度的演化, 得到孤子俘获的整个过程. 研究发现: 当满足相位匹配条件时, 孤子与非孤子辐射波发生四波混频, 产生的俘获波频谱随着孤子红移而逐渐蓝移; 增加抽运功率, 孤子与俘获波的作用增强. 为可调谐超短脉冲和超连续谱研究提供理论依据.

**关键词:** 光子晶体光纤, 超连续谱, 孤子俘获, 广义非线性薛定谔方程

**PACS:** 42.25.Bs, 42.65.Sf, 42.65.Tg, 42.65.Ky

## 1 引言

自从 2000 年 Ranka 等人利用光子晶体光纤 (PCF) 观察到超连续谱<sup>[1]</sup>以来, 关于 PCF 的超连续谱的理论<sup>[2,3]</sup>、实验<sup>[4-6]</sup>及应用<sup>[7]</sup>的研究受到极大的关注. 许多研究表明<sup>[3]</sup>: 当几十到几百的飞秒脉冲在 PCF 的零色散点附近抽运, 自相位调制 (SPM) 使得脉冲的频谱展宽, 扩散到反常色散区的频谱受到反常色散的负啁啾调制, 当和 SPM 的正啁啾达到平衡时会形成光孤子<sup>[8]</sup>. Husakou 和 Herrmann<sup>[2,9]</sup>认为高阶孤子分裂为基阶孤子时, 在满足相位匹配的正常色散区会生成非孤子辐射波 (NSR), 也称为 Cherenkov 辐射. 尽管孤子分裂理论和实验结果很符合<sup>[9,10]</sup>, 但是利用交叉相关频率分辨光学开关 (X-FROG) 技术, 在拉曼孤子后沿发现稳定的脉冲波包, 波包频谱处在正常色散区. 由于孤子自频移效应<sup>[11]</sup>, 拉曼孤子会逐渐红移, 正常色散区俘获的波包频谱逐渐蓝移<sup>[12,13]</sup>, 这就是孤子俘获现象. Genty 等人<sup>[14]</sup>利

用交叉相位调制 (XPM) 解释了波包的蓝移; Yulin 和 Skryabin<sup>[15,16]</sup>理论上解释: 拉曼孤子参与的四波混频 (FWM) 是产生蓝移俘获波包的真正原因. 随后在实验上<sup>[17,18]</sup>验证了理论的正确性, 但是 Genty 和 Skryabin 的理论都没有提供基本的物理机理来解释正常色散区的稳定波包, 孤子俘获波包问题尚未解决. 2007 年 Gorbach 和 Skryabin 从根本上解释了孤子俘获: 减速运动的孤子使得折射率局部变化, 产生一个作用力禁止波包扩散, 形成稳定的俘获波包<sup>[19,20]</sup>. 文献<sup>[21]</sup>对孤子俘获进行了系统的研究, 随后孤子俘获多次得到理论和实验上的验证<sup>[22-24]</sup>.

在零色散点附近或反常色散区抽运时, 所形成的超连续谱的主要原因: 自相位调制使得频谱展宽, 然后在反常色散区发生孤子分裂, 形成的拉曼孤子随着传输距离不断红移, 同时在满足相位匹配的正常色散区产生 NSR. 不断红移的拉曼孤子可能会与 NSR 相遇, 因此, 系统的研究拉曼孤子与 NSR 的相互作用, 对于优化和改进超连续谱有非常重要意义. 本文对孤子俘获过程进行数值模拟,

\* 国家重点基础研究发展计划 (973)(批准号: 2010CB327604) 资助的课题.

† E-mail: lijianfeng555@126.com

利用 X-FROG 技术, 研究孤子俘获随传输距离和功率改变的演化, 同时分析孤子俘获的原因及其影响, 为优化和改善超连续谱研究提供理论根据.

## 2 数值模型

### 2.1 基本方程

广义非线性薛定谔方程 (GNLSE) 在慢包络近似的情况下推导, 并且标量近似有效. 尽管如此, 许多实验证明利用方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A - \sum_{n \leq 2} \frac{i^{n+1}}{n!} \beta_n \frac{\partial^n A}{\partial T^n} \\ = i\gamma \left( 1 + i\tau_{\text{shock}} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left( A(z, t) \int_{-\infty}^{+\infty} R(T') \right. \\ \left. \times |A(z, T - T')|^2 dT' \right), \end{aligned} \quad (1)$$

模拟超连续谱相当成功<sup>[3,8]</sup>. (1) 式中,  $A$  为脉冲包络复振幅,  $z$  为脉冲传输距离,  $\alpha$  为损耗系数,  $\beta_n$  为  $n$  阶的色散系数,  $T$  为抽运中心波长的群速度为参考系的时间参量,  $\gamma$  为非线性系数,  $\tau_{\text{shock}}$  为光学冲击参数<sup>[3]</sup>,  $R(T) = (1 - f_R)\delta(T) + f_R h_R(T)$  为非线性响应函数.  $f_R = 0.18$  为拉曼响应贡献参数,  $h_R(T)$  为拉曼响应函数, 文中所采用的  $h_R$  是实验拉曼增益谱<sup>[25]</sup> 的拟合函数, 具体表达式见文献<sup>[26]</sup>.

### 2.2 数值计算方法及 X-FROG 技术

本文利用分步傅里叶法对 GNLSE 进行计算. 尽管有更高效率的改进傅里叶算法<sup>[27,28]</sup>, 但本次研究的重点不是数值算法的效率问题, 而是在数值模型的精度问题. 众所周知发生超连续谱时, 在光脉冲传输的前几厘米内, 脉冲已经极大地展宽<sup>[3]</sup>, 这是一个非线性变化过程. 因此模拟超连续谱最大的难点是方程 (1) 等号右边项 (非线性项). 为了保证足够的精度, 本文利用四阶龙格库塔数值积分<sup>[29]</sup> 来计算非线性项; 同时  $h_R(T)$  的计算是一个关键, 直接影响拉曼孤子的频移程度. 为保证计算的孤子频移与实验符合, 本文的  $h_R(T)$  采用实验数据的拟合函数<sup>[26]</sup>.  $h_R(T)$  先傅里叶变换到频域进行计算 (同时包括实部和虚部), 然后傅里叶反变换到时域. 忽略损耗项, 通过泰勒级数展开色散参量到十阶 ( $n = 10$ ) 来计算色

散项.

为了进一步研究超短脉冲的频域和时域特性, 常用到 X-FROG 技术, X-FROG 是通过非线性晶体的和频过程来实现参考脉冲和输出脉冲的互相关, 最终得到频谱随时间的演化图<sup>[8]</sup>. 高斯形脉冲作为参考脉冲, 脉冲的互相关由下式给出:

$$\begin{aligned} S(z, T, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega T'} e^{-(T'-T)^2/T_g^2} \\ \times A(z, T') dT', \end{aligned} \quad (2)$$

本文采用脉宽  $T_g = 100$  fs 的高斯脉冲作为参考脉冲. 光场强度  $I = |A|^2$ , X-FROG 图显示为光场强度  $I_X = |S|^2$ . 文中所有光场强度都采用归一化, 以 10 为底的对数表示.

## 3 结果和分析

本文采用商用 PCF<sup>[30]</sup>(SC-5.0-1040) 进行模拟, 光纤长度  $L = 2$  m, 零色散波长  $\lambda_0 = 1.03$   $\mu\text{m}$ ,  $\gamma = 0.01066$   $\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$ ,  $\tau_{\text{shock}} = 0.55$  fs. 各阶色散系数为:  $\beta_2 = -7.1 \times 10^{-1}$   $\text{ps}^2/\text{km}$ ,  $\beta_3 = 6.9 \times 10^{-2}$   $\text{ps}^3/\text{km}$ ,  $\beta_4 = -1.02 \times 10^{-4}$   $\text{ps}^4/\text{km}$ ,  $\beta_5 = 2.7 \times 10^{-7}$   $\text{ps}^5/\text{km}$ ,  $\beta_6 = -8.3 \times 10^{-10}$   $\text{ps}^6/\text{km}$ ,  $\beta_7 = 3.0 \times 10^{-12}$   $\text{ps}^7/\text{km}$ ,  $\beta_8 = -1.2 \times 10^{-14}$   $\text{ps}^8/\text{km}$ ,  $\beta_9 = 6.5 \times 10^{-17}$   $\text{ps}^9/\text{km}$ ,  $\beta_{10} = -3.2 \times 10^{-20}$   $\text{ps}^{10}/\text{km}$ . 输入脉冲为无啁啾的双曲正割形, 中心波长  $\lambda_p = 1.035$   $\mu\text{m}$ , 脉冲宽度  $T_{\text{FWHM}} = 1.763T_0 = 50$  fs, 孤子阶数  $N = T_0 \sqrt{\gamma P_0 / |\beta_2|}$ .

### 3.1 观测超连续谱轨迹

图 1 为  $N = 10$  时, 脉冲沿光纤长度频谱和时间的演化. 图 1 所示:  $z = 0.1$  m 之前频谱为对称演化, 这主要是 SPM 导致频谱展宽;  $z = 0.2$  m 左右高阶色散和拉曼感应导致孤子分裂, 形成一个拉曼孤子, 同时在正常色散区  $0.9\text{--}0.95$   $\mu\text{m}$  处出现 NSR;  $z = 0.2$  m 之后由于拉曼感应频域 (RIFS) 使得拉曼孤子红移, 逐渐远离零色散点, 同时群速度也逐渐变小; 最令人注意的是  $z = 1.5$  m 处, 拉曼孤子的后沿出现精细结构 (图 1(b)), 同时 NSR 频谱蓝移 (图 1(a)). 产生的精细结构被称为孤子俘获波<sup>[21]</sup>. 尽管图 1 很好地表示了脉冲的演化, 但是这种频域和时域分开显示的形式, 不能表达脉冲频谱随时间演变.

利用 X-FROG 可以更清楚地看到俘获波. 图 2(b) 是用 X-FROG 模拟计算得到的频谱轨迹, 我们把脉冲频域和时域同时表示在同一个图中, 可以得到脉冲频谱随时间演化过程. 图 2 显示在  $z = 2.0\text{ m}$  处, 利用 (2) 式计算的频谱轨迹, 图 2(a)

是脉冲的时域包络, 在拉曼孤子后沿有一个小的俘获波; 图 2(c) 是脉冲的频谱强度, 可以看到俘获波的频谱位于 NSR 的短波处. 俘获波是在满足相位匹配的条件下, 孤子与 NSR 的 FWM 产生的新频谱 [16].

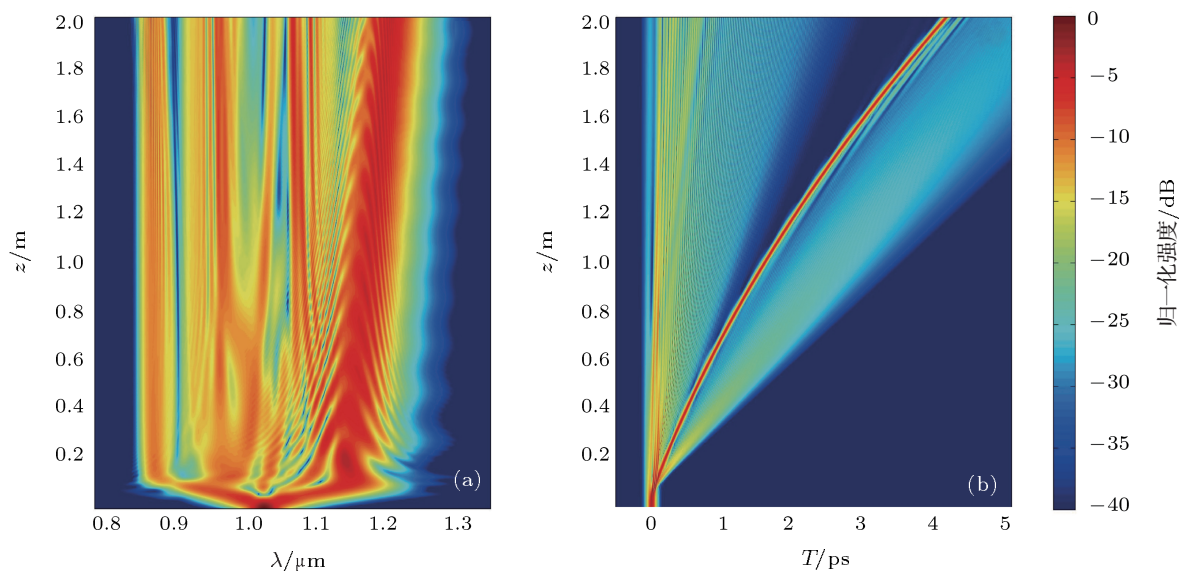


图 1  $N = 10, T_{\text{FWHM}} = 50\text{ fs}$  双曲正割形脉冲在  $1.035\text{ }\mu\text{m}$  抽运 (a) 频谱强度随  $z$  演化; (b) 时域强度随  $z$  演化

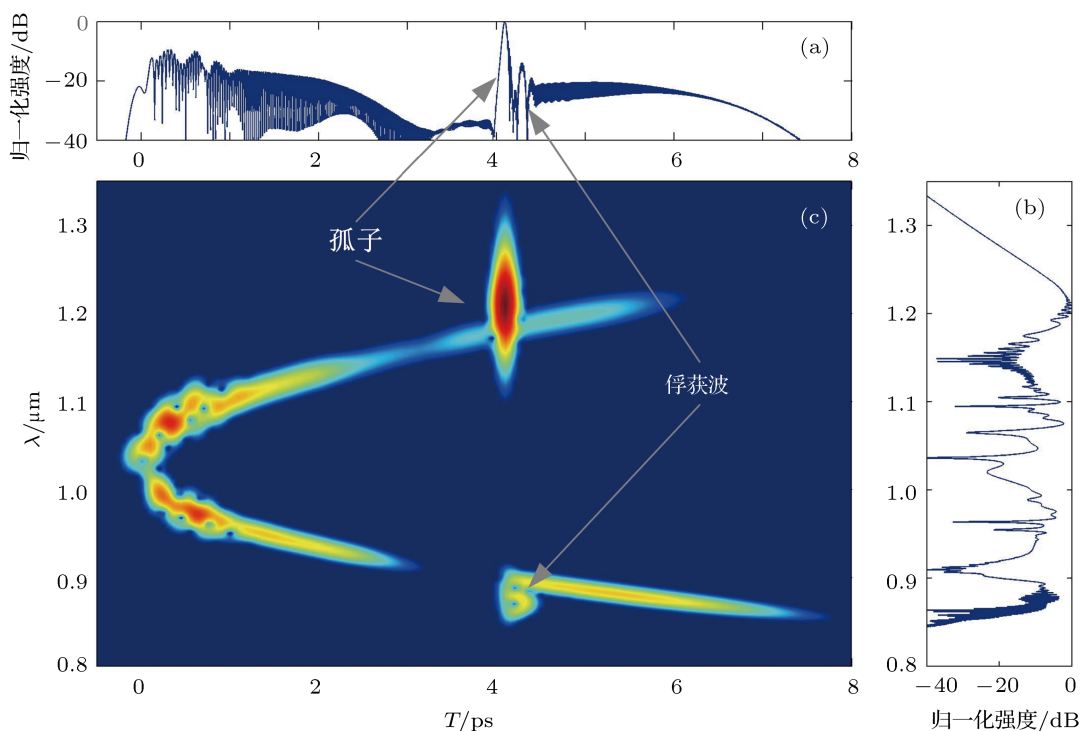


图 2  $z = 2.0\text{ m}$  处  $N = 10, T_{\text{FWHM}} = 50\text{ fs}$  双曲正割形脉冲在  $1.035\text{ }\mu\text{m}$  抽运 (a) 时域包络强度; (b) 频谱强度; (c) X-FROG 模拟计算的频谱强度  $I_x$  轨迹

### 3.2 孤子俘获过程

为了观察孤子俘获的整个过程, 固定抽运脉冲峰值功率  $P_0 = 8.28$  kW 和脉宽  $T_{\text{FWHM}} = 50$  fs, 使得  $N = 10$  不变的情况下, 选取不同的传输距离  $z = 0.5$  m, 1.0 m, 1.5 m, 2.0 m 来记录对应的频谱强度  $I_X$ . 图 1 所示, 当孤子分裂, 形成的拉曼孤子在 RIFS 效应作用下频谱不断红移, 同时其群速度降低. 大约在  $z = 1.5$  m,  $T = 2.6$  ps 处拉曼孤子的后沿出现俘获波, 但从图 1 不能清楚的确定孤子与 NSR 相遇时间, 也无法获得孤子频谱和俘获波频谱的相互作用关系.

从图 3(b) 看到在  $z = 1.0$  m 左右, 孤子与 NSR 相遇, 所产生的俘获波频谱位于 NSR 的短波处. 孤子的中心波长  $\lambda_s = 1.18$   $\mu\text{m}$ , 产生的俘获波中心波长  $\lambda_{\text{trap}} = 0.9$   $\mu\text{m}$ .  $z = 1.5$  m 处 (图 3(c)),  $\lambda_s = 1.2$   $\mu\text{m}$ ,  $\lambda_{\text{trap}} = 0.89$   $\mu\text{m}$ .  $z = 2.0$  m 处 (图 3(d)),  $\lambda_s = 1.22$   $\mu\text{m}$ ,  $\lambda_{\text{trap}} = 0.88$   $\mu\text{m}$ . 可以清楚看到随着孤子红移, 俘获波逐渐蓝移; 同时

俘获波频谱越来越宽, 表明俘获波在时域形成一个越来越窄的脉冲包络. 俘获脉冲频谱在正常色散区, 我们知道脉冲在正常色散区同时受到 SPM 和色散的正啁啾调制, 使得脉冲的时域包络不断展宽, 不能形成稳定的脉冲包络 [8]. 如果把俘获波当作一个脉冲处理, 利用 XPM 可以解释俘获波的频谱蓝移, 但是 XPM 是建立在一个前提之上: 正常色散区的俘获波可以当作稳定的脉冲处理. 一般来讲, 在正常色散区不可能存在稳定的脉冲包络, 所以利用 XPM 来解释俘获波是建立在一个假设之上, 没有提供一个基本的物理机理. 随后 Gorbach 和 Skryabin 认为孤子俘获的原因是: RIFS 效应使得孤子不断红移, 同时由于 Kerr 效应, 孤子脉冲使得非线性折射率局部变化, 当孤子在减速运动时, 会产生一个局部的势场, 这个势场对光子有一个作用力, 使得光子聚集在这个势场内 [20]. 这样就得到了物理上的基本解释, 不但理论上解释了俘获波, 而且理论模拟数据与实验数据 [17,18] 基本符合.

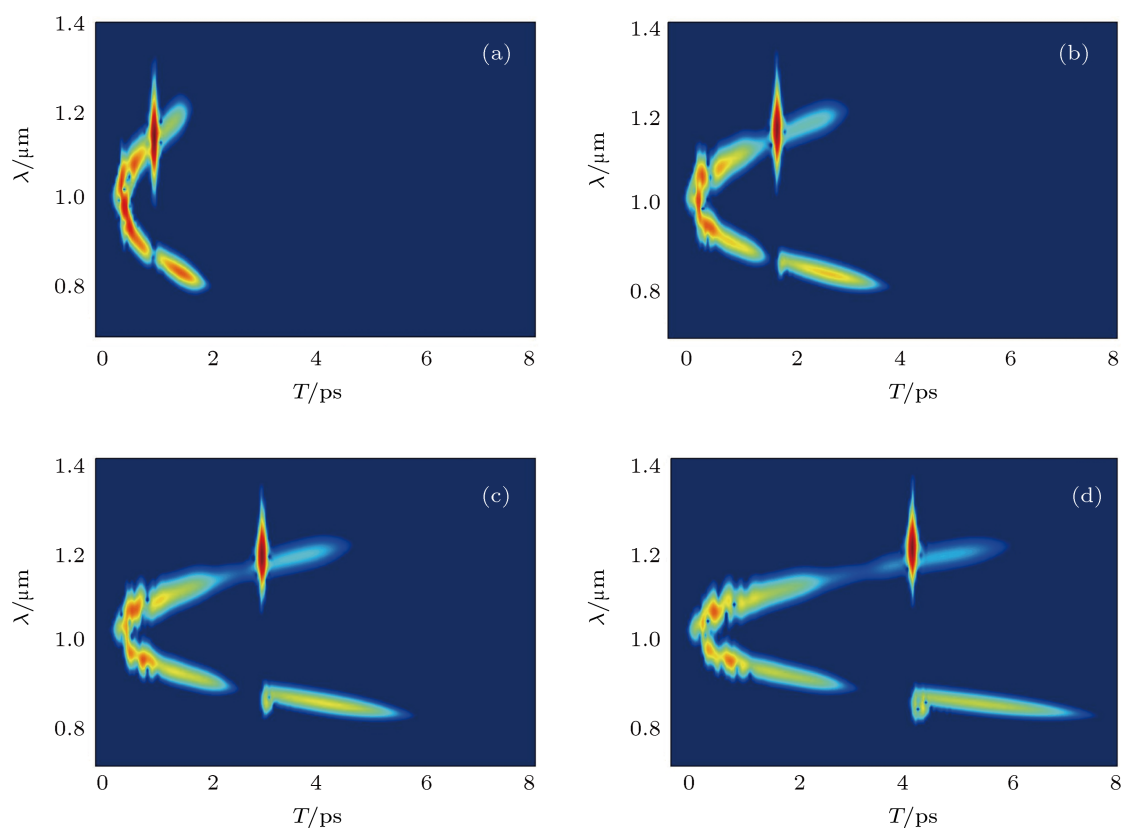


图 3  $N = 10$ ,  $T_{\text{FWHM}} = 50$  fs, X-FROG 模拟得到不同传输距离  $z$  的频谱强度  $I_x$  轨迹 (a)  $z = 0.5$  m; (b)  $z = 1.0$  m; (c)  $z = 1.5$  m; (d)  $z = 2.0$  m



### 3.3 数值结果验证

为验证本文数值结果的正确性, 本文与所用光纤参数一致的文献 [30] 进行比较, 在选用相同的脉宽  $T_{\text{FWHM}} = 50$  fs, 光纤长度  $L = 2.26$  m 时, 本文的数值结果和 Erkintalo<sup>[30]</sup> 的结果近乎完全相同, 说明本文的数值模型和计算是正确的. 再与 Gorbach 的实验数据及模拟分析<sup>[18]</sup> 进行比较, 由于采用不同的光纤参数和抽运脉冲, 这里只能间接对比. 除了忽略了自陡项之外, Gorbach 的数值模型跟本文基本相同, 在文献 [18] 中  $z = 0.15$  m 之前 SPM 导致的频谱对称演化;  $z = 0.45$  m 左右拉曼孤子与 NSR 发生 FWM 产生了俘获波;  $z = 0.45$  m 之后由于 RIFS 使得拉曼孤子红移, 同时俘获波蓝移. 本文跟 Gorbach 的结果分析基本一致, Hill<sup>[22]</sup> 和 Roy<sup>[31]</sup> 的工作也得到基本相同的结论. 需要注意在文献 [19—21] 中有些结果会存在多个拉曼孤子, 每个拉曼孤子都会产生与其对应的俘获波, 这个问题我们在讨论中进行分析.

### 3.4 抽运功率对孤子俘获的影响

为了观测脉冲功率对孤子俘获的影响, 固定传输长度  $z = 2.0$  m, 脉宽  $T_{\text{FWHM}} = 50$  fs, 改变峰值功率  $P_0$  使得孤子阶数  $N = 5, 8, 10, 12$  时, 来观察孤子俘获. 从图 4 看到  $N = 5$  ( $P_0 = 2.07$  kW) 时,  $\lambda_s = 1.1 \mu\text{m}$ , 在正常色散区没有产生俘获波.  $N = 8$  ( $P_0 = 5.3$  kW) 时,  $\lambda_s = 1.15 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_{\text{trap}} = 0.91 \mu\text{m}$ .  $N = 10$  ( $P_0 = 8.28$  kW) 时,  $\lambda_s = 1.21 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_{\text{trap}} = 0.88 \mu\text{m}$ ,  $N = 12$  ( $P_0 = 11.92$  kW) 时,  $\lambda_s = 1.28 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_{\text{trap}} = 0.85 \mu\text{m}$ . 根据数据得到当抽运功率增加, 孤子自频移增强, 这与传统的孤子理论<sup>[8]</sup> 是一致的. Gorbach 证明了<sup>[20]</sup>: 当  $\beta_3 > 0$  时, 孤子与俘获波的相互作用, 使得孤子在没有相互作用的孤子运动参考系中是加速的. 图 4 中数据可以看到, 当功率增大时, 孤子的中心频率逐渐偏离抛物线形的色散轨迹, 与文献 [18,20,21] 结论一致, 说明孤子的确在相对加速运动. 同时 Gorbach 认为孤子与俘获波相互作用时, 孤子自频移增强, 但是本文缺少单独孤子频移做参考, 可作为下一步的研究工作.

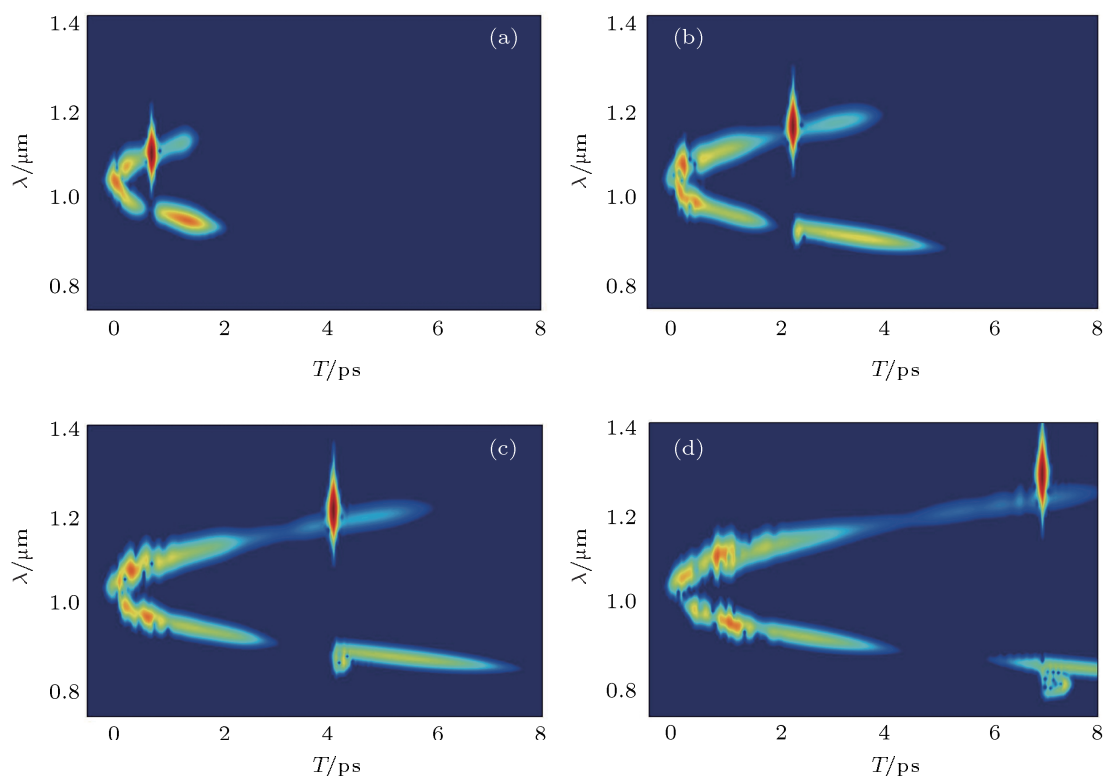


图 4  $z = 2.0$  m,  $T_{\text{FWHM}} = 50$  fs, X-FROG 模拟得到不同  $N$  的频谱强度  $I_x$  轨迹 (a)  $N = 5$ ; (b)  $N = 8$ ; (c)  $N = 10$ ; (d)  $N = 12$

## 4 讨论

从以上分析得到: 高阶孤子分裂后, 形成的拉曼孤子频谱随传输距离红移, 当 NSR 与孤子相遇时, 在相位匹配的波长处会产生俘获波. 从图 3 看到伴随孤子的红移, 俘获波蓝移, 表明了生成超连续谱时, 光纤的长度的选择对波谱宽度有很大影响. 适当的选择光纤结构和抽运脉冲, 不仅可以得到红外光谱, 还可以得到蓝移的紫外光谱. 这对设计超连续谱光源和可调谐超短脉冲<sup>[32]</sup>有重要的意义.

俘获波随抽运功率增加而增强. 当加大抽运功率时, 本文并没有像文献<sup>[18,20,21]</sup>一样出现多个拉曼孤子, 可能与抽运脉宽和光纤参数有关. 当加大抽运功率时, 更高阶的孤子分裂, 形成一个功率更高拉曼孤子. 所以, 本文中增加抽运功率或增大孤子阶数对应于一个更高功率的拉曼孤子. Gorbach 和 Skryabin 所提供的物理机理表明: 更高功率的孤子会形成一个更强的势场, 对光子的作用力越大, 从而使得俘获波功率越高. 同样, 如果适当控制

抽运功率, 不仅可以得到可调谐的红移脉冲, 也可以得到调谐的紫外光谱. 不过其它重要的因素仍需考虑, 例如俘获波的相干性的问题, 俘获波与孤子波的能量转换问题等, 都仍需要进一步研究.

## 5 结论

利用分步傅里叶算法数值模拟了 PCF 中的孤子俘获现象. 首先, 固定峰值功率和脉宽, 改变传输距离来观测到孤子俘获的整个过程. 用 X-FROG 模拟计算得到不同距离处的频谱轨迹, 由于 RIFS 效应使得孤子红移, 当孤子与非孤子辐射波满足相位匹配时发生四波混频, 产生俘获波. 随着孤子频谱红移, 俘获波频谱逐渐蓝移. 然后, 固定传输距离和脉宽, 改变峰值功率, 发现随着孤子功率增大使得孤子自频移增加, 导致孤子与俘获波的相互作用增强. 基于数值模拟详细研究了孤子俘获的过程, 为优化可调谐超短脉冲和超连续谱的研究提供了理论分析基础.

- [1] Ranka J K, Robert S W, Stentz A J 2000 *Opt. Lett.* **25** 25
- [2] Husakou A V, Herrmann J 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2171
- [3] Dudley J M, Genty G, Coen S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1135
- [4] Wadsworth W J, Blanch A, Knight J C, Man T M, Russel P 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2148
- [5] Li S G, Ji Y L, Zhou G Y, Hou L T, Wang Q Y, Hu M L, Li Y F, Wei Z Y, Zhang J, Liu X D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 478 (in Chinese) [李曙光, 冀玉领, 周桂耀, 侯蓝田, 王清月, 胡明列, 栗岩峰, 魏志义, 张军, 刘晓东 2004 物理学报 **53** 478]
- [6] Liu W H, Song X Z, Wang Y S, Liu H J, Zhao W, Liu X M, Peng Q J, Xu Z Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 917 (in Chinese) [刘卫华, 宋啸中, 王屹山, 刘红军, 赵卫, 刘雪明, 彭钦军, 许祖彦 2008 物理学报 **57** 917]
- [7] Smirnov S V, Ania-Castanon J D, Ellingham T J, Kobtsev S M, Kukarin S, Turitsyn S K 2005 *Opt. Fiber Technol.* **12** 122
- [8] Agrawal G P 2007 *Nonlinear Fiber Optics* (4th ed) (San Diego: Calif)
- [9] Herrmann J, Griebner U, Zhavoronkov N, Husakou A, Nickel D, Knight J C, Wadsworth W J, Russell P, Korn G 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 173901
- [10] Blanch A, Knight J C, Russell P 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2567
- [11] Mitschke F M, Mollenauer L F 1986 *Opt. Lett.* **11** 659
- [12] Nishizawa N, Goto T 2002 *Opt. Express.* **10** 1151
- [13] Dudley J M, Gu X, Xu L, Coen S, Windeler R S 2002 *Opt. Express.* **10** 1215
- [14] Genty G, Lehtonen M, Ludvigsen H 2004 *Opt. Express.* **12** 4614
- [15] Yulin A V, Skryabin D V, Russel P 2004 *Opt. Lett.* **29** 2411
- [16] Skryabin D V, Yulin A V 2005 *Phys. Rev. E* **72** 016619
- [17] Efimov A, Taylor A J, Omenetto F G, Yulin A V, Joly N Y, Biancalana F, Skryabin D V, Knight J C 2004 *Opt. Express.* **12** 6498
- [18] Gorbach A V, Skryabin D V, Stone J M, Knight J C 2006 *Opt. Express.* **14** 9854
- [19] Gorbach A V, Skryabin D V 2007 *Nature Photon.* **1** 653
- [20] Gorbach A V, Skryabin D V 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053803
- [21] Skryabin D V, Gorbach A V 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1287
- [22] Hill S, Kuklewicz C E, Leonhardt U, Konig F 2009 *Opt. Express.* **17** 13588
- [23] Nishizawa N, Itoh K 2009 *Appl. Phys. Express.* **2** 062501
- [24] Erkintalo M, Genty G, Dudley J M 2010 *Opt. Express.* **18** 13379
- [25] Stolen R H, Gordon J P, Tomlinson W J, Haus H A 1989 *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 1159
- [26] Hollenbeck D, Cantrell C D 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2886
- [27] Liu X M, Lee B 2003 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15** 1549
- [28] Li S G, Zhou G Y, Xing G L, Hou L T, Wang Q Y, Li Y F, Hu M L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1599 (in Chinese) [李曙光, 周桂耀, 邢光龙, 侯蓝田, 王清月, 栗岩峰, 胡明列 2005 物理学报 **54** 1599]
- [29] Cristiani I, Tediosi R, Tartara L, Degiorgio V 2004 *Opt. Express.* **12** 124
- [30] Erkintalo M, Genty G, Wetzel B, Dudley J M 2010 *Opt. Express.* **18** 25449
- [31] Roy S, Bhadra S K, Saitoh K, Koshiba M, Agrawal G P 2011 *Opt. Express.* **19** 10443

[32] Zhu Q H, Zhou S H, Zhao L, Zeng X M, Hang Z, Zhou K N, Wang X, Huang X J, Feng G Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 084215 (in Chi-

nese) [朱启华, 周寿桓, 赵磊, 曾小明, 黄征, 周凯南, 王道, 黄小军, 冯国英 2011 物理学报 **60** 084215]

## Numerical simulation of soliton trapping of the supercontinuum in photonic crystal fiber\*

Li Jian-Feng<sup>1)†</sup> Zhou Gui-Yao<sup>1)2)3)</sup> Hou Lan-Tian<sup>1)2)</sup>

1) (*Institute of Infrared Optical Fibers and Sensors, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China*)

2) (*State Key Laboratory of Metastable Materials Science and Technology, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China*)

3) (*School for Information and Optoelectronic Science and Engineering, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

(Received 14 September 2011; revised manuscript received 25 October 2011)

### Abstract

In this paper, we numerically study the soliton trapping of supercontinuum in photonic crystal fiber by solving generalized nonlinear Schrödinger equation. Using the cross-correlation frequency resolved optical gating (X-FROG) technique, the propagation of the supercontinuum is recorded along the fiber and the evolution of soliton trapping is observed. When the phase-matching condition is met, new frequency of the pulse trapping is generated from four-wave mixing of soliton with nonsoliton radiation, and is continuously blueshifted while the soliton is redshifted. Higher pump-power shows the strong interaction between soliton and nonsoliton radiation. Provided in the paper is a theoretical basis for tunable ultra-short laser pulses and supercontinuum researches.

**Keywords:** photonic crystal fibers, supercontinuum, soliton trapping, generalized nonlinear Schrödinger equation

**PACS:** 42.25.Bs, 42.65.Sf, 42.65.Tg, 42.65.Ky

\* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (973) (Grant No. 2010CB327604).

† E-mail: lijianfeng555@126.com