

双折射光子晶体光纤中基于孤子分裂的 超连续光谱产生^{*}

季玲玲^{1,2)†} 陈 伟²⁾ 曹迎春²⁾ 杨振宇²⁾ 陆培祥²⁾

1) 武汉科技大学应用物理系, 武汉 430081)

2) 华中科技大学光电科学与工程学院, 武汉 430074)

(2008 年 7 月 18 日收到, 2009 年 1 月 4 日收到修改稿)

利用亚纳焦量级、脉冲宽度为 100 fs 的激光脉冲在双折射光子晶体光纤中获得了 450—1050 nm 的超连续光谱, 且超连续光谱具有明显的分立峰状结构. 分析了光谱中分立峰状结构产生的物理机制, 抽运光波长处于接近零色散波长的反常色散区, 形成高阶孤子, 由于高阶非线性和高阶色散的影响, 高阶孤子分裂成多个基孤子, 使初始光谱上演化出红移的光孤子成分和蓝移的色散波成分. 理论模拟了飞秒激光脉冲在光纤中的色散特性和传输特性, 较好地解释了实验结果.

关键词: 光子晶体光纤, 超连续光谱产生, 孤子分裂, 脉冲俘获

PACC: 4265J, 4280W, 4270Q

1. 引 言

块状材料中超连续光谱产生的主要原因是激光脉冲在自陷成丝过程中形成的超强激光峰值功率导致的高阶非线性效应增强, 包括脉冲自陡、多光子吸收、雪崩电离、自由电子等离子体效应等. 对于零色散波长在 1.3 μm 附近的传统光纤, 在 1980 年以前由于缺少波长大于 1.3 μm 的激光光源, 超连续光谱产生主要是基于级联受激拉曼散射和自相位调制效应, 直到 1980 年以后才在实验上实现了基于高阶孤子分裂导致的超连续光谱产生. 光子晶体光纤诞生之后, 合理设计光纤结构可将零色散波长移至近红外甚至可见光区, 并使其具有较高的非线性系数. 2000 年, Ranka 等^[1]报道了在光子晶体光纤中产生两个倍频程的超连续光谱. 之后, 光子晶体光纤中的超连续光谱产生便成为研究热点, 并被认为是光子晶体光纤最具前景的应用之一^[2]. 利用纳秒^[3]、皮秒^[4]、飞秒^[5-9]量级的激光脉冲可在光子晶体光纤中产生从紫外到红外的超连续光谱. 在光子晶体光纤中产生超连续光谱的原因极为复杂, 自相位调制、高阶孤子分裂、四波混频及色散等诸多效应对超连

续光谱的形成都有贡献^[2,10]. 光子晶体光纤产生之际正值掺钛蓝宝石飞秒激光器的普遍推广期, 因此基于 800 nm 飞秒激光脉冲的超连续光谱产生的研究成果极为丰富^[1,5-8]. 光子晶体光纤具有可控的色散特性和增强的模式限制特性, 比块状材料、传统光纤更适合用于产生超连续光谱. 基于光子晶体光纤的超连续光源已经在多学科交叉领域(如光学相干层析、光谱学和光频标)研究中得到应用. 综上所述, 揭示超连续光谱产生的物理机制非常重要.

Herrmann 等^[6,11]在实验和理论上验证了低功率激光脉冲在光子晶体光纤中基于高阶孤子分裂的超连续光谱产生. 超短激光脉冲在介质反常色散区传输, 当高阶色散不存在时, 自位相调制与群速度色散之间的平衡使得介质内脉冲具有孤子解的形式; 当存在三阶及以上色散时, 将产生叠加在孤子波之上的色散波, 在光谱中将表现为“旁带”(sideband)^[10-13]. 对于单零色散点光纤, 色散波处于正常色散区的短波方向, 因此也常被称为蓝移非孤子辐射(blueshifted nonsoliton radiation). 对于高阶孤子, 高阶色散、拉曼效应和自陡峭效应能使 N 阶孤子分裂成 N 个阶孤子并使能量从孤子移向处于正常色散区中窄的共振区即色散波, 使初始光谱上演

^{*} 高等学校博士学科点专项科研基金(批准号 20040487023)和国家重点基础研究发展计划(批准号 2006CB606006).

[†] E-mail: jilingling@wust.edu.cn

化出红移的光孤子成分和蓝移的色散波成分. 色散波的光谱位置由相位匹配条件决定, 色散波通常在正常色散区. 相位匹配条件要求孤子波与色散波相位差为零^[6,8,11], 即 $\beta(\omega_d) - \beta(\omega_s) - (\omega_d - \omega_s)u_g - \gamma P = 0$, 式中 $\beta(\omega_s)$ 代表频率为 ω_s 的孤子波的传播常数, $\beta(\omega_d)$ 代表频率为 ω_d 的色散波的传播常数, u_g 为孤子波 ω_s 的群速度, γ 为光纤的非线性系数, P 为抽运光的峰值功率. 实验上观测到的关于孤子分裂过程中产生色散波的位置不能完全由以上介绍的相位匹配条件解释^[14], 脉冲俘获 (pulse trapping) 被建议用来说明该问题, 即处于反常色散区的自频移孤子能有效地俘获具有相同群速度的蓝移辐射, 使能量从孤子 (solitons) 转移至色散波 (dispersive wave), 形成色散波峰. 为数不多的报道^[14-17] 涉及用脉冲俘获来解释超连续光谱中蓝移辐射的产生, 具体而系统的理论还没有完全建立起来. 文献 [14] 还认为仅由相位匹配条件不能充分确定蓝移的色散波, 色散波的能量最初来自孤子波, 并且认为任何频率变换应该用非线性过程解释, 以满足最基本的能量守恒法则, 但是没有给出具体的能量守恒公式. 因此, 对孤子分裂物理机制的研究还是有必要的.

本文利用低功率飞秒激光脉冲在双折射光子晶体光纤中实现了较宽带的超连续光谱产生. 超连续光

谱具有分立的峰状结构, 实验系统地研究了出射光谱随抽运光偏振、能量的变化关系, 揭示了具有分立的峰状结构超连续光谱产生的原因. 理论模拟了光在光纤中的传输特性, 当抽运光中心波长处于接近零色散点的反常色散区, 由于自陡峭、拉曼散射等高阶非线性的影响, 高阶孤子分裂成 N 个红移的基本孤子, 使初始光谱上演化成红移的光孤子成分和蓝移的色散波成分, 并发现红移孤子波和蓝移的色散波之间满足脉冲俘获条件.

2. 光子晶体光纤及实验装置

2.1. 光子晶体光纤

实验所用的光子晶体光纤由纯石英玻璃拉制而成, 端面结构如图 1 中的内插图所示. 光纤外径约为 $125 \mu\text{m}$, 纤芯的长轴为 $2.41 \mu\text{m}$, 短轴为 $2.3 \mu\text{m}$, 空气孔间距约为 $3.17 \mu\text{m}$, 空气孔直径约为 $2.5 \mu\text{m}$. 该光纤具有双折射特性, 两个正交基模 M_1 , M_2 模场分布及光场偏振方向如图 1 中的内插图所示, 箭头指示光场极化方向. 模式 M_1 (偏振方向平行于短轴) 和 M_2 (偏振方向平行于长轴) 对应的色散曲线分别如图 1 中的实线和虚线所示, 零色散点分别处于 770 和 785 nm .

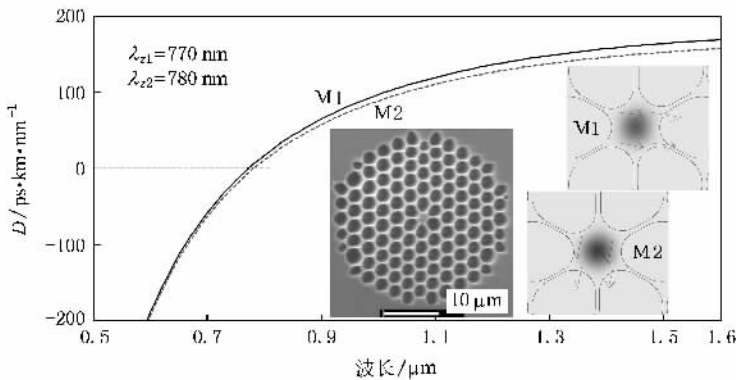


图 1 双折射光子晶体光纤中两个正交基模 M_1 , M_2 对应的色散曲线. 内插图分别为光纤端面扫描电子显微镜像和模式 M_1 , M_2 强度分布, 箭头指向代表光场偏振方向

2.2. 实验装置

实验中使用的光源是 Spectra-Physics 公司生产的飞秒激光器, 最大输出功率为 400 mW , 脉冲重复频率为 80 MHz , 中心波长在 $800 \pm 20 \text{ nm}$ 范围内可调. 利用法拉第光隔离器阻止光纤端面的反射光进入飞秒激光器. 使用 40 倍的显微物镜进行输入光耦

合, 并采用 CCD 监视仪和光功率计监控耦合输入和输出的情况. 半波片和偏振器组成可调谐衰减器来调节入射激光功率. 取下偏振器, 可通过旋转半波片改变入射光的偏振方向. 入射到光纤前的抽运光脉冲宽度约为 100 fs . 输出光谱由光纤光谱仪测量, 其测量范围为 $176-1100 \text{ nm}$.

3. 实验结果及分析

将飞秒激光脉冲耦合到长度为 10 m 的光纤纤芯中,飞秒激光及产生的超连续光均以基模传输,出射光斑如图 2 中(a)的内插图所示.实验首先研究了中心波长为 800 nm,平均功率为 300 mW 的飞秒激光脉冲以不同的偏振方向在光纤中的传输特性,输出光斑形状不变,但输出光谱发生改变(图 2),这是光纤双折射特性导致的必然结果.图 2 中出射光谱对应的抽运光的偏振方向分别沿长轴方向,与长轴成 45°角方向及短轴方向.有关双折射光纤中超连续光谱随抽运光的偏振方向而改变的理论计算在文献[18]中有较为详细的描述,在此不再重复.文献[18]中利用下列非线性薛定谔方程给出了出射光谱随抽运光偏振方向的变化关系

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \dots \\ & = i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left[A(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} R(t') \right. \\ & \quad \left. \times |A(z, t - t')|^2 dt' \right]. \end{aligned}$$

把抽运光功率 P 分解至两正交基模偏振方向上,即纤芯长轴和短轴方向,这两个方向上的光功率分别表示为

$$\begin{aligned} P_l &= P \cos^2 \theta, \\ P_s &= P \sin^2 \theta. \end{aligned}$$

由于两正交基模对应的各阶色散系数 β_i 及损耗系数 α 不同,通过分步傅里叶方法数值求解非线性薛定谔方程,能较好地解释出射光谱在相同抽运功率作用下的光谱变化.但是,该文献没有关注色散波与孤子波的波长关系,在本文中,我们着重讨论利用脉冲俘获条件的高阶孤子分裂过程中的基孤子与色散波之间的关系.

保持抽运光的偏振方向沿纤芯长轴方向,实验研究了超连续光谱随抽运光功率的变化关系,结果如图 3 所示.从图 3 可以看出,随着抽运光平均功率的提高,蓝移辐射增强且向短波方向移动.保持抽运光的偏振方向沿纤芯短轴方向,超连续光谱随抽运光功率的变化关系如图 4 所示.抽运功率增强,蓝移和红移辐射分别向两端扩展,光谱范围更宽.特别是随着入射功率的增加,会出现新的不连续的蓝移峰.由下面的分析得知,这是由于抽运功率增加,孤子阶数也随之增加,孤子分裂时会伴随着更短波长的色

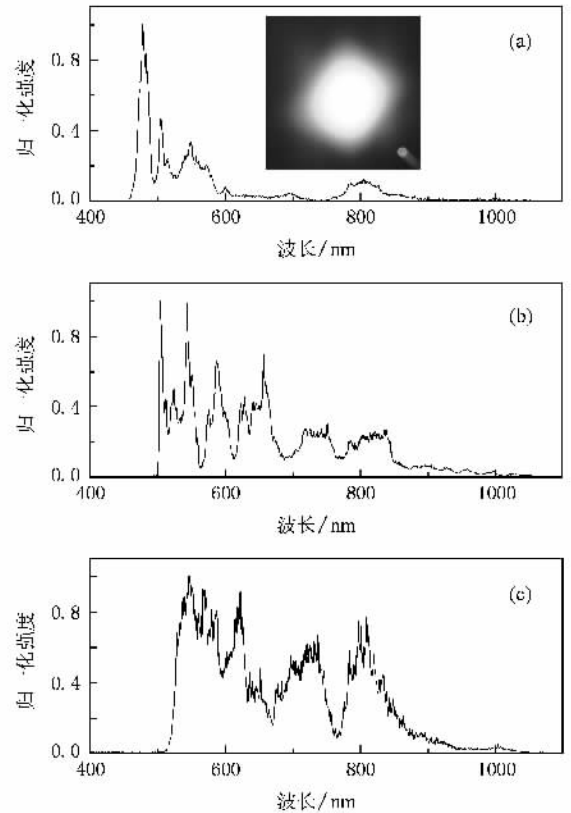


图 2 出射光谱随抽运光偏振方向的变化 (a)偏振方向沿纤芯长轴方向 (b)偏振方向与长轴成 45°角 (c)偏振方向沿短轴方向

散波产生.

从光谱结构看,超连续光谱平坦性较差.由于抽运光处于反常色散区,超连续光谱产生于高阶孤子分裂, N 阶孤子分裂为 N 个基孤子,在拉曼自频移效应影响下基孤子发生红移,能量的损耗以色散波辐射的形式得以补充,从而每个孤子对应满足相位匹配或脉冲俘获条件的色散波.孤子分裂产生超连续光谱平坦性较差但是光谱范围可以较宽.孤子阶数为

$$N = \sqrt{\frac{L_D}{L_{NL}}} = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{|\beta_2|} \frac{T_{FWHM}}{1.665}}.$$

这里 L_D 和 L_{NL} 分别是光纤的色散长度和非线性长度; P_0 为抽运光的峰值功率; β_2 为入射波长处的群速度色散系数

$$\beta_2 = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D,$$

其中 D 为 ω_0 处的群速度色散, c 为真空中的光速; T_{FWHM} 抽运激光脉冲半高宽.当孤子阶数太高时,光谱会连在一起难以区分.为进一步验证以上分析的

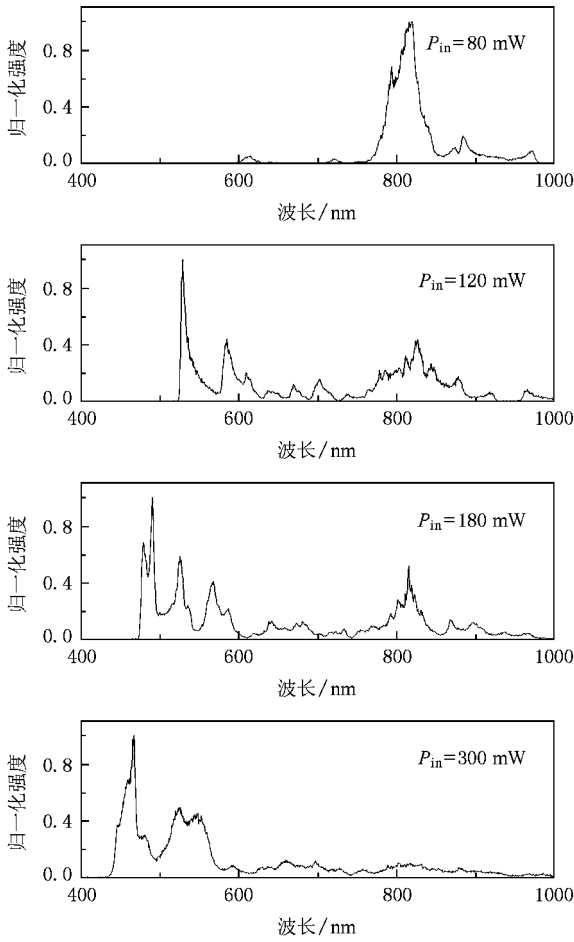


图 3 抽运光偏振方向沿纤芯长轴方向时出射光谱随抽运光功率的变化关系

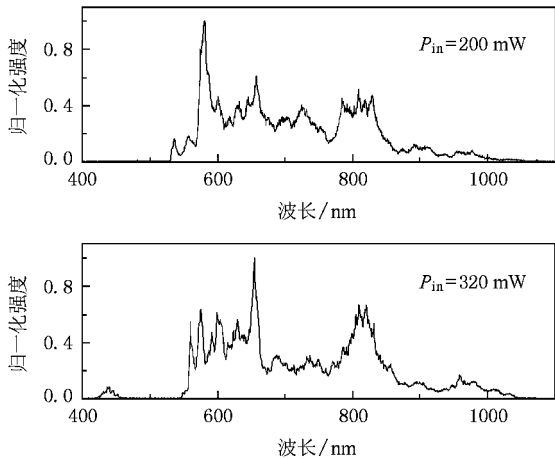


图 4 抽运光偏振方向沿纤芯短轴方向时出射光谱随抽运光功率的变化关系

16 mW ,出射光谱如图 5 所示.

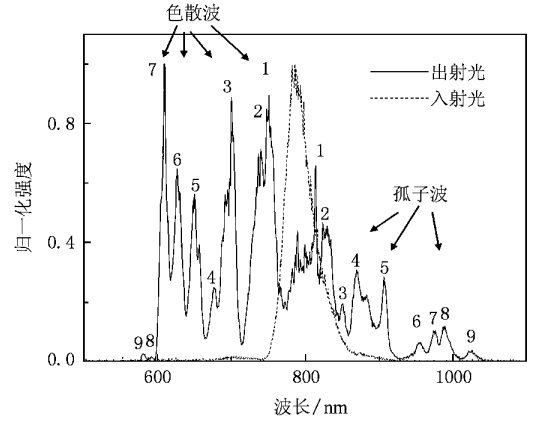


图 5 抽运光偏振方向沿纤芯短轴方向 ,出射功率为 16 mW 时的入射及出射光谱

在本实验条件下 ,经计算得到孤子阶数 $N \approx 9.8$. 从出射光谱图可以看出 ,在抽运光两侧的红移和蓝移光谱区均可以看到 9 个明显的分立峰 ,红移峰对应孤子波 ,蓝移峰对应色散波. M2 模式对应的群速度随波长的变化关系如图 6 所示. 蓝移峰可由脉冲俘获条件作如下解释^[13,14] :在反常色散区的红移的孤子波能俘获与其群速度相同的蓝移辐射 ,从而使蓝移辐射达到共振增强. 从图 6 可以看出 ,近似对应于图 5 中的第 3、第 5、第 6、第 7、第 9 对红移峰和蓝移峰分别具有相同的群速度 ,符合脉冲俘获条件.

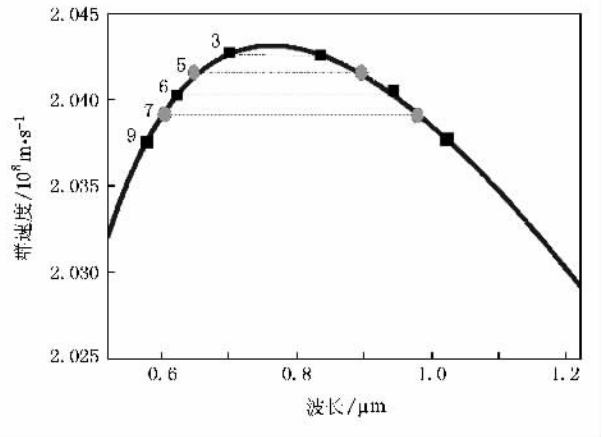


图 6 群速度随波长的变化关系

4. 结 论

在双折射光子晶体光纤中利用亚纳焦量级、脉冲宽度为 100 fs 的飞秒激光脉冲获得了具有明显分立峰状结构的超连续光谱. 分析认为 ,高阶孤子分裂

正确性 ,在长度为 10 m 的光纤中用较低的抽运功率进行试验 ,抽运光中心波长为 787 nm ,出射功率为

伴随的拉曼自频移效应和色散波的产生是导致光谱分立峰状结构的主要原因. N 阶孤子分裂成 N 个红移的基本孤子, 使初始光谱上演化出红移的光孤子成分和蓝移的色散波成分. 理论验证了部分红移孤

子和蓝移的色散波之间满足脉冲俘获条件. 该结果对多波长转换、孤子分裂产生超连续谱的研究有一定的意义.

- [1] Ranka J K , Windeler R S , Stentz A J 2000 *Opt. Lett.* **25** 25
- [2] Dudley J M , Genty G , Coen S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1135
- [3] Provino L , Dudley J M , Maillotte H , Grossard N , Windeler R S , Eggleton B J 2001 *Electron. Lett.* **37** 558
- [4] Coen S , Chau A H L , Leonhardt R , Harvey J D , Knight J C , Wadsworth W J , Russell P S J 2001 *Opt. Lett.* **26** 1356
- [5] Apolonski A , Povazay B , Unterhuber A , Drexler W , Wadsworth W J , Knight J C , Russell P S J 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2165
- [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] Hu M L , Wang Q Y , Li Y F , Wang Z , Zhang Z G , Chai L , Zhang R B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4243 (in Chinese) [胡明列、王清月、栗岩峰、王 专、张志刚、柴 路、章若冰 2004 物理学报 **53** 4243]
- [8] Cristiani I , Tediosi R , Tartara L , Degiorgio V 2004 *Opt. Express* **12** 124
- [9] Schreiber T , Andersen T V , Schimpf D , Limpert J , Tünnermann A 2005 *Opt. Express* **13** 9556
- [10] Agrawal G P , 2001 *Nonlinear Fiber Optics* (San Diego : Academic) p88
- [11] Husakou A V , Herrmann J 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 203901
- [12] Elgin J N 1992 *Opt. Lett.* **17** 1409
- [13] Akhmediev N , Karlsson M 1995 *Phys. Rev. A* **51** 2602
- [14] Tartara I , Cristiani I , Degiorgio V 2003 *Appl. Phys. B* **77** 307
- [15] Nishizawa N , Goto T 2002 *Opt. Express* **10** 1151
- [16] Gorbach A V , Skryabin D V 2007 *Nature Photon.* **1** 653
- [17] Stone J M , Knight J C 2008 *Opt. Express* **18** 2670
- [18] Choi H G , Kee C S , Sung J H , Yu T J , Ke D K , Lee J , Park H Y , Kim J E 2008 *Phys. Rev. A* **77** 035804

Supercontinuum generation based on fission of higher-order solitons in bi-refrangent photonic crystal fibers^{*}

Ji Ling-Ling^{1,2)†} Chen Wei²⁾ Cao Ying-Chun²⁾ Yang Zhen-Yu²⁾ Lu Pei-Xiang²⁾

¹ *Department of Applied Physics , Wuhan University of Science and Technology , Wuhan 430081 , China*

² *College of Optic-Electronic Science and Technology , Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430074 , China*

(Received 18 July 2008 ; revised manuscript received 4 January 2009)

Abstract

The nonlinear propagation of 100 fs Ti :sapphire laser pulses in a bi-refrangent photonic crystal fiber is experimentally investigated. Super-continuum generation with spectra extending from 450—1050 nm was obtained and the spectra consist of distinct peaks. The spectral broadening is shown to be caused by the mechanism of spectral broadening through fission of higher-order solitons into red-shifted fundamental solitons and blue-shifted dispersion waves. The simulation of light propagation property in the waveguide can explain well the experimental results.

Keywords : photonic crystal fiber , super-continuum generation , soliton fission , pulse trapping

PACC : 4265J , 4280W , 4270Q

^{*} Project supported by the Doctoral Program Foundation of Institution of Higher Education , China (Grant No. 20040487023) and the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2006CB806006).

[†] E-mail : jilingling@wust.edu.cn