

在远离光子晶体光纤零色散波长的正常色散区入射飞秒脉冲产生四波混频及孤子效应的实验研究*

李建设¹⁾ 李曙光^{1)†} 赵原源¹⁾²⁾ 韩颖²⁾
陈海良¹⁾ 韩晓明¹⁾ 周桂耀²⁾

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

2)(燕山大学信息科学与工程学院, 河北省特种光纤与光纤传感重点实验室, 秦皇岛 066004)

(2014年3月11日收到; 2014年4月2日收到修改稿)

在远离光子晶体光纤零色散波长的正常色散区入射飞秒脉冲, 实验产生了一对由四波混频引起的信号波带和闲频波带, 及一对由脉冲内拉曼散射和非孤子辐射引起的孤子和色散波带, 并观察到功率饱和现象. 利用有限元法理论模拟了光纤的色散和非线性特性, 用四波混频的相位匹配条件模拟了光纤在满足相位匹配条件下所产生的信号波带和闲频波带出现的可能位置, 并与实验结果符合得很好. 结果表明: 即使在光子晶体光纤的正常色散区抽运激光脉冲亦可以产生四波混频和孤子效应; 研究发现四波混频的产生是由四阶色散参量引起的; 并进一步从理论上解释了孤子及色散波的产生原因.

关键词: 光子晶体光纤, 正常色散区, 四波混频, 光孤子

PACS: 42.65.-k, 42.65.Tg, 42.81.Cn, 78.47.nj

DOI: 10.7498/aps.63.164206

1 引言

光子晶体光纤(PCF)的零色散波长(ZDW)是一个重要的光纤参数, 研究表明选择在该点之前、之后或者附近抽运往往会得到完全不同的输出光谱结果^[1-3]. 由于孤子无法在正常色散区存在, 而高阶孤子分裂是产生超连续谱的重要原因之一, 因此, 通常会选择在近ZDW的反常色散区用超短激光脉冲进行抽运, 利用交叉相位调制、四波混频(FWM)以及脉冲内拉曼散射等非线性效应使能量红移, 形成不稳定的高阶孤子, 高阶孤子再在三阶色散、自变陡和脉冲内拉曼散射等的联合作用下产生孤子分裂^[4-6], 并向正常色散区发射色散波(也叫非孤子辐射或者切连科夫辐射波), 以此获得更大的光谱展宽^[7-12]. 但也有研究表明, 在反常色散区入射产生的超连续谱对输入脉冲的抖动以及噪

声十分敏感^[13], 为此文献^[14, 15]都采用了在全正色散光纤中产生超连续谱的方法, 在正常色散区通过抑制光孤子的形成而由其他效应产生超连续谱, 这样形成的超连续谱相对稳定, 但光谱的展宽程度会受到很大的限制^[16], 甚至有时根本无法形成超连续谱, 而只能形成一些断续的增益波带^[17].

FWM是在光谱展宽过程中用来生成新的参量增益带的重要非线性效应之一, 其还常被用来实现高效的频率变换^[18]. 一般情况下, 当抽运光在反常色散区入射时, 由于群速度色散(GVD)参量 $\beta_2 < 0$, 所以极易形成由 β_2 主导的相位匹配条件下的FWM, 此时的相位匹配可以忽略 β_4 及更高阶偶数次色散的影响, 因此, 一般对FWM的研究主要集中在超短激光从反常色散区入射的情况^[19, 20], 而对正常色散区入射的情况则研究得较少.

本文利用实验室制备的一根石英PCF, 使用钛宝石飞秒激光器在远离ZDW的正常色散区抽运光

* 国家自然科学基金(批准号: 61178026)、河北省自然科学基金(批准号: E2012203035) 和秦皇岛市科学技术研究与发展计划(批准号: 201101A117) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: shuguangli@ysu.edu.cn

纤,发现当入射功率为0.65 W时,增益谱的宽度和强度都不再继续变化,发生了功率饱和现象.并发现了在光纤的正常色散区由四阶色散诱导的FWM效应,同时还发现了由拉曼散射引起的能量红移进入到光纤的反常色散区而形成的光孤子.

本文提供了一个同时发生FWM、孤子形成及非孤子辐射的典型例子,这对研究PCF的参量过程,更好理解超连续谱的产生和频率转移等都具有重要价值.

2 光纤参数及理论模拟

实验使用的光纤由课题组自行设计并制备完成,为石英-空气孔结构,在高倍光学显微镜下测得的端面结构如图1所示,空气孔呈正六边形结构排布,空气孔半径 $r = 1.83 \mu\text{m}$,空气孔节距 $\Lambda = 4.83 \mu\text{m}$.由于PCF的色散和非线性参数不容易测量,根据结构参数采用有限元方法对该光纤的基本属性进行了模拟,得到了色散系数 D (图2)、GVD参量 β_2 (图2)、四阶色散参量 β_4 (图3)、三阶色散参量 β_3 (图4)及非线性系数 γ (图4)随波长的变化曲线.

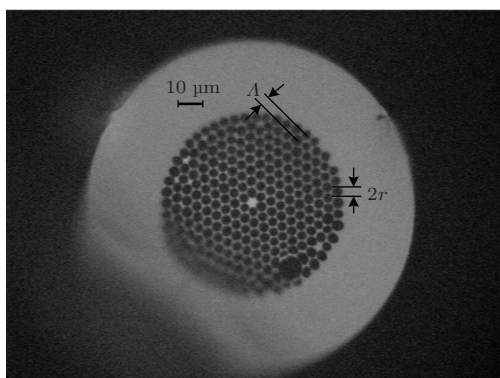


图1 PCF的光纤端面(空气孔半径 $r = 1.83 \mu\text{m}$,空气孔节距 $\Lambda = 4.18 \mu\text{m}$)

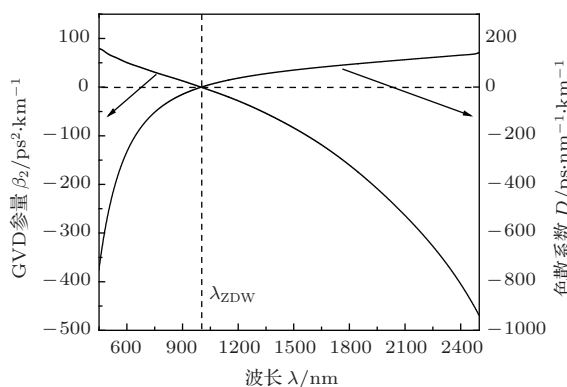


图2 光纤的色散系数 D 及GVD参量 β_2 随波长的变化

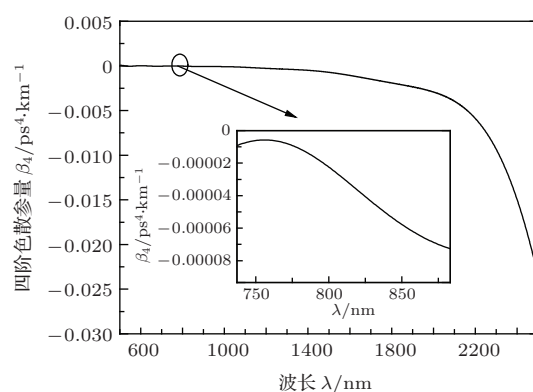


图3 四阶色散参量 β_4 随波长的变化,内插图800 nm附近的 β_4 曲线放大图

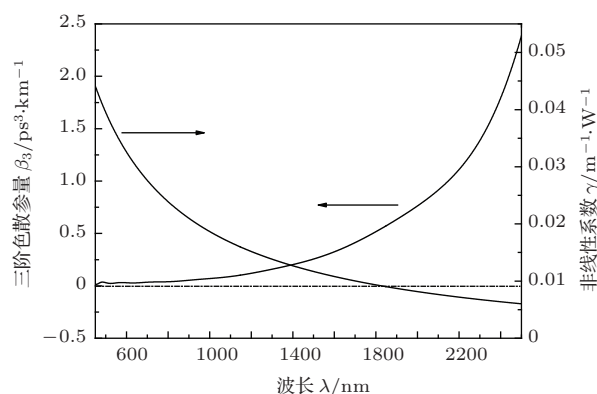


图4 三阶色散参量 β_3 及非线性系数 γ 数随波长的变化

光纤的色散系数 D 的定义为^[21]

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 \text{Re}(n_{\text{eff}})}{d\lambda^2}, \quad (1)$$

式中, c 为光在真空中的传播速度; λ 为操作波长; n_{eff} 为用有限元法模拟得到的基模的有效折射率,在模拟过程中已利用Sellmeier公式考虑了石英的材料色散.

模传输常数 β 的定义为

$$\beta = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda}, \quad (2)$$

m 阶色散参量的计算公式为

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots), \quad (3)$$

式中, β 为模传输常数; m 为色散参量的阶数; ω 为频率, ω_0 为要计算位置处的脉冲频谱的中心频率值.

光纤的非线性系数 γ 定义为^[22]

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}, \quad (4)$$

式中, n_2 为材料的非线性折射率系数,模拟时石英的 $n_2 = 2.7 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ ^[23]; A_{eff} ^[24]为光场的有效模场面积.

3 实验条件及测量光路

实验所用钛宝石飞秒激光器由美国 Coherent 公司生产, 型号为 Mira900, 该激光器采用 Verdi5 (532 nm) 作为抽运源, 波长可调范围为 700—980 nm, 脉冲宽度为 120 fs, 重复频率为 76 MHz, 其输出脉冲类型为双曲正割型. 实验中选用了 Avaspec-2048-USB2 和 Avaspec-IR256-NIR-2.5 型两台光谱分析仪, 分别用来测量可见波段和红外波段的光谱, 具体参数为 Avaspec-2048-USB2 型光谱分析仪的波长可测范围为 200—1100 nm; Avaspec-IR256-NIR-2.5 型光谱分析仪的波长可测范围为 900—2500 nm.

测量光路如图 5 所示, 通过衰减片实现对入射激光功率的调节, 通过 40 倍聚焦透镜将激光脉冲耦合到 60 cm 长的光纤纤芯中, 分别测量了光路中在 40× 聚焦透镜前的入射功率分别为 0.65, 0.55, 0.45 和 0.35 W 时的可见及红外光谱 (图 6).

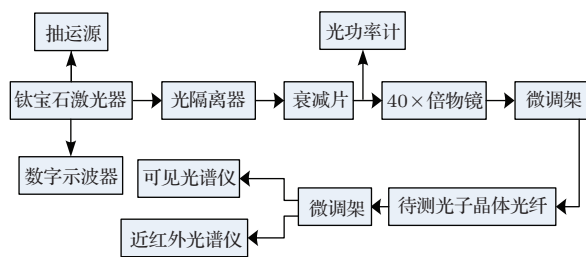


图 5 实验测量光路

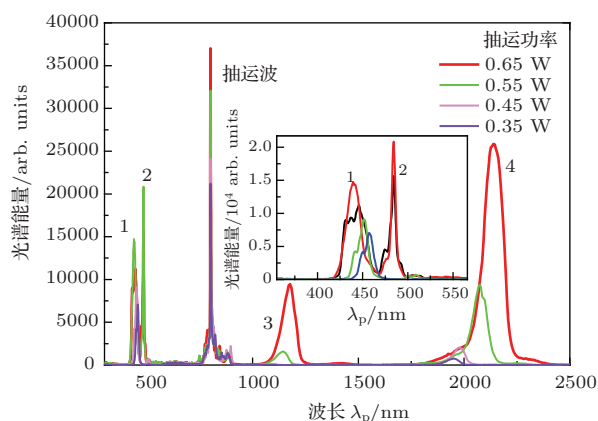


图 6 (网刊彩色) 抽运波长为 800 nm 时, 在不同入射功率下实验测得的光谱图, 内插图为 450 nm 波长附近的光谱放大图

4 实验结果与分析

实验时抽运波长 $\lambda = 800$ nm. 从图 2 可以看出, 此波长处 PCF 的色散值

$$D = -70.02328 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1},$$

$$\beta_2 = 52.93946 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1},$$

光纤的 ZDW 为 1000 nm, 是在光纤的正常色散区入射. 从实验结果看, 在抽运波的两侧分别出现了四个明显的波带, 在图 6 中用 1, 2, 3, 4 序号分别进行了标注, 图 6 的内插图为 1 和 2 波带处的光谱放大图. 实验发现, 随着入射功率的增大, 产生的各波带强度也逐步增大, 并在入射功率为 0.65 W 时出现了功率饱和现象, 继续增加功率, 光谱基本上不再发生变化.

研究表明, 图 6 上的 2, 4 两个波带是由 FWM 过程引起的, 它起源于介质的束缚电子对电磁场的非线性响应. 要发生 FWM, 需要满足下面的相位匹配条件^[25]:

$$\Delta\beta + 2\gamma P_0 = 0, \quad (5)$$

式中, $2\gamma P_0$ 为非线性相位失配项; p_0 为抽运功率; $\Delta\beta$ 为线性相位失配项, 可以写成下式的形式^[25]:

$$\Delta\beta = \beta_s + \beta_i - 2\beta_p, \quad (6)$$

其中, β_s , β_i 和 β_p 分别为信号波、闲频波和抽运波的传播常数.

根据 (5) 和 (6) 式, 本文数值模拟了在不同入射功率下的相位失配项 $\Delta\beta$ 随波长的变化关系, 结果如图 7 所示. 在图 7 中, 每一个 $\Delta\beta$ 值代表一种与 γp_0 值有关的入射情况, 若以任一 $\Delta\beta$ 为纵坐标值做平行于横轴的直线, 则该直线与 $\Delta\beta$ 随波长的变化曲线的交点个数将有零个、一个、两个和四个四种情况. 其中, 零个交点表示在此入射功率下不满足相位匹配条件, 不会发生 FWM; 一个交点对应初始入射的情况, 此时激光在光纤中的传输距离为零; 两个交点代表在此入射功率下可以发生最多一组 FWM; 四个交点则说明在此入射功率下可能会同时发生两组 FWM 效应.

在实验中, 我们将抽运波长选在 800 nm, 从图 4 可以得到, 在 800 nm 处的非线性系数 $\gamma = 0.0239764 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$. 由图 6 可知, 当入射功率为 0.65 W 时的波带 2 和 4 的中心波长分别为 484 和 2140 nm. 在图 7 中, 我们以 2140 nm 为横坐标做一条垂直于横轴的直线, 该直线与曲线相交, 再过交点做垂直于纵轴的直线, 发现该直线与曲线的另一个交点的横坐标值为 0.4895 μm , 该值与实验上波带 2 处的中心波长值 484 nm 对应得很好, 并且该直线恰好与曲线相切. 从图线上说明该直线对应的是发生功率饱和时的情形, 而实验过程亦表明在 0.65 W 时确实发生了功率饱和现象, 这就说明

了图6中的2, 4波带是由FWM引起的, 其中波带4对应的是信号波带, 2对应的是闲频波带.

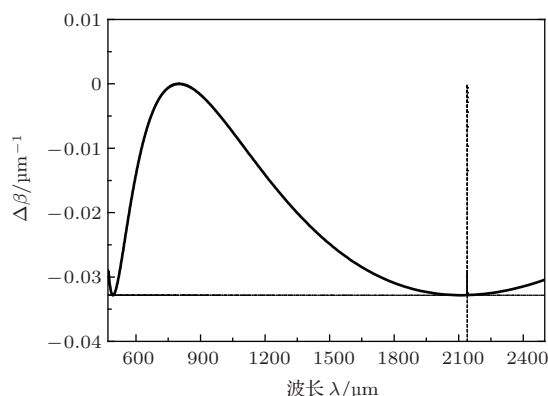


图7 入射功率 p_{in} 为 0.65 W 时的相位失配 $\Delta\beta$ 随波长 λ 的变化

下面研究FWM产生的原因. 我们知道, 在FWM效应的发生过程中, 对相位匹配条件有贡献的只是偶数阶色散. 由于我们选择的抽运波长位于光纤的正常色散区, 而且远离光纤零色散点. 从图2可以看出, 在800 nm附近GVD参量 $\beta_2 > 0$, 且 β_2 很小, 只有 $0.009 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ 左右; 从图3可以看出, β_4 在从631 nm开始一直到2500 nm的整个波段内都小于零, 对于本实验使用的激光脉冲, 正是由 β_4 提供了相位匹配所必须的色散负值^[26]; 由于在 $\beta_4 < 0$ 且 $\beta_2 > 0$ 时将会发生调制不稳定性^[27], 此处正是通过将自发的调制不稳定性作为种子注入, 引发了FWM, 最终在图6标注的4和2处形成了信号波带和闲频波带, $\beta_4 < 0$ 且 $\beta_2 > 0$ 这一条件常常在色散平坦光纤、锥形光纤或某些微结构光纤中比较容易得到满足^[26,28-30].

图6中3处波带的形成则和拉曼效应有关, 自发的拉曼散射会将抽运脉冲的一部分功率向低频处转移, 这就是所谓的红移. 起初红移波位于光纤的正常色散区, 不会形成传输稳定的明显波带, 但是当由脉冲内拉曼散射效应引起的红移波行进到光纤的ZDW (1000 nm)附近时, GVD参量将会改变符号, 红移波带进入反常色散区继续传输, 在GVD和自相位调制SPM的共同作用下, 光波将自行调整其形状和脉宽并演化为光孤子, 随后这部分光波将以光孤子的形式向前行进, 这就是图6中3处所标示的斯托克斯波带的形成原因.

而图6上1处形成的色散波带则和光纤的三阶色散参量 β_3 有关. 从图4不难看出, 在我们模拟计算的整个波段内 β_3 都大于零, 因此当3处的斯托克

斯波带形成之后, 由于受到三阶色散等高阶效应的影响, 孤子将向外辐射出色散波, 并且和孤子满足相位匹配条件, 由于在研究波段内 β_3 都大于零, 因此, 由相位匹配条件可知色散波在形成过程中只会发生蓝移过程(相对光孤子位置向短波长处位移), 当光脉冲在光纤中传输了60 cm后, 蓝移谱形成于437 nm附近, 这就是图6上1处所标示的波带位置.

综上所述, 本实验在PCF的正常色散区使用飞秒激光抽运, 发现了由四阶色散诱导的FWM效应, 即位于2140和484 nm附近的一对参量增益波带是由FWM产生的, 并且在实现相位匹配的过程中起主要作用的不是 β_2 , 而是由在可见到红外波段(631—2500 nm)都小于零的四阶色散参量 β_4 起主要作用引起的; 同时, 在1176和437 nm两个波长附近还观察到了一对增益波带, 其中1176 nm附近的波带是由拉曼散射引起的能量红移进入到光纤的反常色散区而形成的光孤子, 这也有别于通常从反常色散区直接入射的情形, 而437 nm处的波带则对应的是拉曼孤子向外辐射的色散波.

5 讨论

本文所报道的光纤在正常色散区抽运, 主要通过 β_2 , β_3 和 β_4 的参量过程, 通过FWM、拉曼散射及非孤子辐射的作用, 实现了从远离ZDW的正常色散区抽运, 在反常色散区形成中红外孤子波传输的特殊实验效果, 并在420 nm到2500 nm很长的波段内形成了四个独立的波带峰.

文献[31]亦有相似报道, 在文献中将95 pJ的激光注入到文献所讨论的第一根光纤中, 当光在光纤中传输50 cm之后, 形成了分别位于550, 800, 960和1180 nm的四个波带, 文献中的波带形成原因主要在于光纤的特殊结构造就的 β_2 和 β_3 参量的丰富的符号变化, 此光纤被文献作者命名为孔助实芯 (air-hole-assistant solid-core) PCFs^[32], 即在正六边形实芯光纤的纤芯处增加一个空气孔, 这样的好处是可以很方便地实现双零色散的结构设计, 该光纤具有两个ZDW, 因此, 界定出了反常色散区范围 ($710 \text{ nm} < \beta_2 < 1020 \text{ nm}$), 并使三阶色散 β_3 在890 nm处符号由短波区的正值变为长波区的负值. 文献[31]采用在800 nm处的反常色散区抽运, 当光在光纤中传输很短距离后很快就在810 nm附

近形成了父光孤子, 光孤子在高阶效应的作用下向外发射色散波, 由于 810 nm 处的 $\beta_3 > 0$, 因此, 由孤子波与色散波的相位匹配条件可知, 色散波会发生蓝移并最终在 550 nm 处形成明显波带, 而由于 810 nm 接近于抽运波长, 最终该波峰被抽运波的残余能量淹没到 800 nm 的波峰中; 随着光在光纤中的继续传输, 当光传输 50 cm 后, 孤子已传输到 960 nm 处形成了新的孤子波带, 孤子为了保持形状, 仍然会向外色散能量, 但此时 β_3 的符号已经由正号变为负号, 因此, 由相位匹配条件可知, 色散波将发生红移, 并传输到比孤子波长更长的 1180 nm 处形成色散波带.

综上, 本文报道的光谱形状(图 6)与文献[31]所报道的光谱形状虽然相似, 但其形成机理却不尽相同, 在光谱形成过程中起主要作用的高阶色散参量不同, 动力学过程亦不同. 文献[31]引入的纤芯气孔设计极大地丰富了高阶色散参量的符号变化, 从而为复杂的非线性过程的发生埋下了伏笔, 值得去借鉴学习. 但相较而言, 我们报道的光纤结构更简单, 也同样完成了复杂的动力学过程, 并获得了更宽的光谱范围展宽, 值得在今后的研究工作中去更加细致地观测、研究.

据我们所知, 从正常色散区抽运并发生复杂的非线性过程, 能够最终获得如此丰富的新生光谱成分, 本文所述报道尚属首次.

6 结 论

本文采用有限元方法数值模拟了实验室制备的 PCF 的色散及非线性特性, 并利用 FWM 的相位失配公式模拟了 $\Delta\beta$ - λ 曲线: 经分析比较, 发现理论上的信号波带和闲频波带的出现位置和实验现象符合得非常好, 证明了 FWM 的发生. 本文根据光纤的 GVD 参量 β_2 和四阶色散参量 β_4 的符号特点, 解释了 FWM 的形成原因在于研究波段内都小于零的四阶色散参量 β_4 的贡献; 同时, 还解释了拉曼孤子的产生是由于受到脉冲内拉曼散射的影响, 导致能量红移, 当红移波从正常色散区移动到反常色散区时, 在 GVD 和 SPM 的共同作用下形成了光孤子, 并同时在光纤的正常色散区形成了色散波带. 本文的分析思路及方法将有利于解释并预测光纤实验中观察到的各种现象, 包括功率饱和效应、频率转换及超连续谱的形成等.

参考文献

- [1] Jia Y Q, Yan P G, Lü K C, Zhang T Q, Zhu X N 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1809 (in Chinese) [贾亚青, 闫培光, 吕可诚, 张铁群, 朱晓农 2006 物理学报 **55** 1809]
- [2] Wei Y H, Zhan Y, Zheng Y 2013 *Laser J.* **34** 8 (in Chinese) [魏玉花, 詹仪, 郑义 2013 激光杂志 **34** 8]
- [3] Song Y R, Zhu J Y, Zhang X 2011 *Acta Sin. Quant. Opt.* **17** 237 (in Chinese) [宋晏蓉, 朱建银, 张晓 2011 量子光学学报 **17** 237]
- [4] Golovchenko E A, Dianov E M, Prokhorov A M, Serkin V N 1985 *JETP Lett.* **42** 87
- [5] Roy S, Bhadra S K, Agrawal G P 2009 *Opt. Lett.* **34** 2072
- [6] Roy S, Bhadra S K, Saitoh K, Koshiba M, Agrawal G P 2011 *Opt. Express* **19** 10443
- [7] Chang G Q, Chen L J, Kärtner F X 2011 *Opt. Express* **19** 6635
- [8] Zhang L, Yang S G, Chen H W, Chen M H, Xie S Z 2013 *18th Opto-Electronics and Communications Conference Held Jointly with 2013 International Conference on Photonics in Switching* Kyoto, Japan, June 30–July 4, 2013 WS4-4
- [9] Akhmediev N, Karlsson M 1995 *Phys. Rev. A* **51** 2602
- [10] Duan L, Liu X, Wang L, Mao D, Wang G 2011 *Laser Phys.* **21** 1813
- [11] Jin A J, Wang Z F, Hou J, Wang Y B, Jiang Z F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 124211 (in Chinese) [靳爱军, 王泽锋, 侯静, 王彦斌, 姜宗福 2012 物理学报 **61** 124211]
- [12] Mussot A, Lantz E, Maillotte H, Sylvestre T 2004 *Opt. Express* **12** 2838
- [13] Gu X, Kimmel M, Shreenath A, Trebino R, Dudley J, Coen S, Windeler R 2003 *Opt. Express* **11** 2697
- [14] Liu S L, Chen D N, Liu W, Niu H B 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 184210 (in Chinese) [刘双龙, 陈丹妮, 刘伟, 牛慧笨 2013 物理学报 **62** 184210]
- [15] Li S G, Zhu X P, Xue J R 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 204206 (in Chinese) [李曙光, 朱星平, 薛建荣 2013 物理学报 **62** 204206]
- [16] Zhu X P, Li S G, Du Y, Han Y, Zhang W Q, Ruan Y L, Ebendorff-Heidepriem H, Afshar H, Monro T M 2013 *Chin. Phys. B* **22** 014215
- [17] Zhang L, Yang S G, Han Y, Chen H W, Chen M H, Xie S Z 2013 *J. Opt.* **15** 075201
- [18] Shen X W, Yu C X, Sang X Z, Yuan J H, Han Y, Xia C M, Hou L T, Rao F, Xia M, Yin X L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 044203 (in Chinese) [申向伟, 余重秀, 桑新柱, 苑金辉, 韩颖, 夏长明, 侯蓝田, 饶芬, 夏民, 尹霄丽 2012 物理学报 **61** 044203]
- [19] Zhang L, Yang S G, Han Y, Chen H W, Chen M H, Xie S Z 2013 *Opt. Commun.* **300** 22
- [20] Herzog A, Shamir A, Ishaaya A A 2012 *Opt. Lett.* **37** 82
- [21] Lou S Q, Ren G B, Yan F P, Jian S S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1229 (in Chinese) [娄淑琴, 任国斌, 延凤平, 简水生 2005 物理学报 **54** 1229]
- [22] Kerbage C, Eggleton B J 2002 *Opt. Express* **10** 246
- [23] Vogel E M, Weber M J, Krol D M 1991 *Phys. Chem. Glasses* **32** 231

- [24] Yan F P, Li Y F, Wang L, Gong T R, Liu P, Liu Y, Tao P L, Qu M X, Jian S S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5735 (in Chinese) [延凤平, 李一凡, 王琳, 龚桃荣, 刘鹏, 刘洋, 陶沛琳, 曲美霞, 简水生 2008 物理学报 **57** 5735]
- [25] Marhic M E, Wong K K Y, Kazovsky L G 2004 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **10** 1133
- [26] Harvey J D, Leonhardt R, Coen S, Wong G K L, Knight J C, Wadsworth W J, Russell P St J 2003 *Opt. Lett.* **28** 2225
- [27] Agrawal G P 2009 *Nonlinear Fiber Optics* (4th Ed.) (New York: Elsevier) pp383, 464–467
- [28] Wadsworth W J, Joly N, Knight J C, Birks T A, Biancalana F, Russell P St J 2004 *Opt. Express* **12** 299
- [29] Wong G K L, Chen A Y H, Murdoch S G, Leonhardt R, Harvey J D, Joly N Y, Knight J C, Wadsworth W J, Russell P St J 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 2505
- [30] McKinstrie M, Yu C J, Agrawal G P 1995 *Phys. Rev. E* **52** 1072
- [31] Liu B W, Hu M L, Fang X H, Li Y F, Chai L, Wang C Y, Tong W J, Luo J, Voronin Aleksandr A, Zheltikov Aleksei M 2008 *Opt. Express* **16** 14987
- [32] Liu B W 2009 *Ph. D. Dissertation* (Tianjin: Tianjin University) (in Chinese) [刘博文 2009 博士学位论文 (天津: 天津大学)]

Experimental research of four-wave mixing and soliton effects in a photonic crystal fiber pumped femtosecond pulses at the wavelength located normal dispersion regime away from the zero dispersion point^{*}

Li Jian-She¹⁾ Li Shu-Guang^{1)†} Zhao Yuan-Yuan¹⁾²⁾ Han Ying²⁾
Chen Hai-Liang¹⁾ Han Xiao-Ming¹⁾ Zhou Gui-Yao²⁾

1) (State Key Laboratory of Metastable Material Science and Technology, College of Science, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China)

2) (Key Laboratory for Special Fiber and Fiber Sensor of Hebei Province, College of Information Science and Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China)

(Received 11 March 2014; revised manuscript received 2 April 2014)

Abstract

In this paper, we show experimentally that a pair of signal wave and idler wave bands is generated by four-wave mixing, and a pair of optical solitons and dispersion wave bands is induced by intrapulse Raman scattering and non-soliton radiation, and we also observe the power saturation phenomenon of the photonic crystal fiber (PCF) by using the incident femtosecond pulses in normal dispersion region away from the zero-dispersion wavelength of the PCF. The dispersion and nonlinear characteristics of the PCF are studied by the finite element method. The possible positions of the signal wave band and the idler wave band that is generated in the fiber satisfying the phase-matching condition are simulated by four-wave mixing phase matching, the results are in good agreement with the experimental results and show that even the pump laser pulse in the normal dispersion region can also produce the PCF four-wave mixing and optical solitons effects. In the present study it also revealed that the four-wave mixing experiment is generated by the fourth-order dispersion parameter β_4 , and the origins of optical solitons and dispersion wave bands generation are further explained.

Keywords: photonic crystal fiber, normal dispersion region, four-wave mixing, optical solitons

PACS: 42.65.-k, 42.65.Tg, 42.81.Cn, 78.47.nj

DOI: 10.7498/aps.63.164206

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61178026), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. E2012203035), and the Science and Technology Research and Development Plan of Qinhuangdao, China (Grant No. 201101A117).

[†] Corresponding author. E-mail: shuguangli@ysu.edu.cn