

双零色散光子晶体光纤中可见光超连续谱的产生*

张心贵 罗兴 程兰 李海清 彭景刚 戴能利 李进延†

(华中科技大学, 光学与电子信息学院, 武汉光电国家实验室, 武汉 430074)

(2013年8月20日收到; 2013年10月30日收到修改稿)

在掺镱锁模光纤激光器发出的皮秒脉冲的抽运下, 本文报道了双零色散的多芯光子晶体光纤中可见光超连续谱的产生. 这种光子晶体光纤的类似同轴双芯结构提供了相隔很近的双零色散点. 第二个零色散波长的存在阻止了反常色散区内的由脉冲内拉曼散射引起的孤子的频移, 形成了稳态孤子, 在短波长和长波长方向上的正常色散区均产生了可观的色散波. 在 2 W 的平均功率下得到了 550 nm 到 1700 nm 的超连续谱. 此外, 光纤的同轴双芯特性也导致了入射脉冲的模式转换. 实验结果和数值计算十分符合.

关键词: 光子晶体光纤, 同轴双芯, 超连续谱

PACS: 42.65.-k, 42.72.Bj, 42.79.Nv, 42.81.Dp

DOI: 10.7498/aps.63.034204

1 引言

可见光超连续谱具有良好的空间相干性和高亮度, 在生物光子学等方面有重要的应用. 而光子晶体光纤由于具备灵活的色散可控性以及可实现较高的非线性系数, 是目前实现超连续谱的理想介质. 通过改变包层晶格的参数, 如孔间距和空气孔大小等参数可以调节光纤的色散符号和零色散波长^[1]以适用于不同的应用场合. 通常在在近零色散波长的反常色散区抽运可以获得较大的光谱展宽^[2-4], 其动力学过程为孤子引导的俘获效应^[5]: 当减速孤子和色散波^[6,7]发生时域重叠时, 孤子导致的克尔效应使其本身成为一个色散波不能穿越的移动的“势阱”(这种反射的概率高于 90%^[8], 作用类似“白洞”), 色散波被调制蓝移. 在上述机理的作用下, 输出光谱似乎会不断展宽^[2]. 但如果存在第二个零色散点, 则孤子将停止频移^[6]. 稳态的孤子导致了可观的色散波, 同时出现了频谱反冲以补偿拉曼频移. 其结果是双零色散波的存在可以对输出超连续光谱进行定型^[9,10]. 而普通光纤想要获得双零色散波长其几何参数需要控制在很小

的范围内, 细微的尺寸变化即可导致显著的色散变化^[11], 这在实际制备过程中是很有挑战性的. 而同轴双芯光子晶体光纤能可靠地实现双零色散波长, 同时也具有较高的皮实性^[12], 但基于此类光纤的非线性实验报道很少.

本文将实验研究类同轴双芯光子晶体光纤中超连续谱的产生. 在平均功率最高为 2 W 的皮秒脉冲抽运下, 在长波长方向和短波长方向上均产生了稳定的色散波, 同时出现了奇特的模式转换. 理论分析和实验结果十分符合.

2 理论

光纤中色散波的产生机理类似切伦科夫辐射 (Cherenkov radiation), 其产生条件是带电粒子在色散介质中的传播速度大于该介质中的相速度, 即粒子产生的波数小于色散波的波数时会产生切伦科夫辐射^[6]. 一般, 切伦科夫辐射的相位匹配条件需要辐射与粒子动量矢有一定的角度. 在光纤中, 这种相位匹配不可能存在于线性波之间, 光纤中切伦科夫辐射是由反常色散区的孤子发射出的^[13-15], 且这种线性辐射只出现在常色散区. 同

* 国家自然科学基金 (批准号: 81100701) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: lji@mai.hust.edu.cn

时由于光纤是一种一维波导, 时间就构成了另一种维度, 角度就在时空平面中.

为了分析孤子抽运场产生切伦科夫辐射的光纤非线性过程中的相位匹配, 首先需要推导孤子场波数孤子的时域电场可以表示为^[16]

$$A = \psi(\xi) \exp \{-i\omega_s t + i[\beta(\omega_s) + q]z\}, \quad (1)$$

式中, $\xi = t - z/v_g$ 是延时窗口时间, $\psi(\xi)$ 是孤子脉冲形状, β 是传输常数, ω_s 和 v_g 是孤子的中心角频率及其群速度, $q = (1 - f_R)\gamma_0 P_0$ 为非线性导致的相位失谐, P_0 是孤子峰值功率(1)式用傅里叶积分可以表示为

$$A = \int \tilde{F}(\omega) \exp \left\{ -i(\omega_s - \omega)t + i \left[\beta(\omega_s) + q - \frac{\omega_s - \omega}{v_g} \right] z \right\} d\omega, \quad (2)$$

其中 $\tilde{F}(\omega)$ 是孤子形状的傅里叶变换这样, 得到的孤子传播常数为

$$\beta_{sol}(\omega) = \beta(\omega_s) + q + \frac{\omega - \omega_s}{v_g}. \quad (3)$$

考虑 β 的泰勒展开, (3) 式也可写为

$$\beta_{sol}(\omega) = \beta(\omega_s) + \beta_1(\omega_s)(\omega - \omega_s) + q. \quad (4)$$

这里可以看出孤子包内是没有色散的 ($\beta_2 = 0$), 这既是孤子局部地调整光纤的色散特性使得孤子频率范围内没有色散波的波数能接近(匹配)孤子的波数这就阻止孤子内的能量流失^[6]当三阶色散不可忽略时, 即孤子频率范围内光纤群速度变化过快, 超过了孤子的调节能力, 即超过了光纤内某个波长范围内的光速, 或者说某个波长范围内孤子波数小于的色散波的波数:

$$\begin{aligned} \kappa &= \beta(\omega) - \beta_{sol}(\omega) \\ &= \sum_{m=2}^{\infty} \frac{\beta_m(\omega_s)}{m!} (\omega - \omega_s)^m - q > 0, \end{aligned} \quad (5)$$

即满足了切伦科夫辐射的条件, 部分能量逃离出了孤子由于能量守恒, 会孤子产生切伦科夫辐射后会频率红移, 即所谓的频率反冲效应^[14], 这和孤子的拉曼效应类似显然, 这种谐振波的初始振幅与其所处频率除孤子的幅度成正比鉴于孤子的双曲正割的形状, 辐射的振幅正比于 $AT_0 \sqrt{\pi/2} \text{sech}[T_0 \pi(\omega - \omega_s)]$ 离孤子越近的辐射, 能量越大且是指数增长由于动量守恒, 切伦科夫辐射的中心角频率满足关系式相位失谐 $\kappa = 0$ 处只考虑二阶和三阶色散, 且通常辐射角频率和孤子中心角

频率的失谐较大, 因此, 定性分析时非线性项 q 也可以忽略, 则谐振角频率为

$$\omega = \omega_{sol} - \frac{3\beta_2}{\beta_3}. \quad (6)$$

由于孤子所在区域是反常色散区 $\beta_2 < 0, \beta_3 > 0$ 即在第一个零色散波长附近, 谐振波频率大于孤子频率; $\beta_3 < 0$ 即在第二个零色散波长附近, 谐振波频率小于孤子频率三阶色散越大色散波离孤子越远, 极端地 $\beta_3 = 0$ 时, 孤子不会辐射谐振波这也说明孤子辐射是由三阶(高阶)色散引起的, 三阶色散越大(通常在零色散波长附近), 这种辐射效应越明显这也从另一方面说明了谐振波离孤子中心波长越近, 获得的能量更高, 但所需要的是大失谐的谐振波.

3 光纤特性和实验

采用堆砌拉丝法制备的光纤如图 1 所示, 在常见的低占空比光子晶体光纤的包层中有多干空气

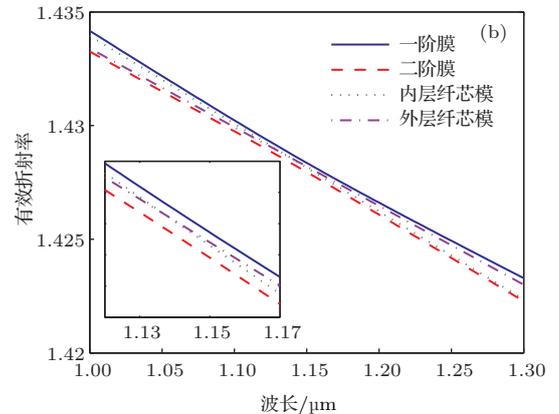
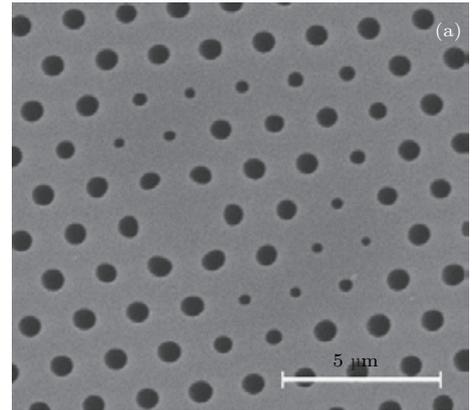


图 1 (a) 准同轴双芯光纤纤芯区域高分辨率电镜扫描图; (b) 和一阶模(蓝色实线)和二阶模(红色折线线)的有效折射率和波长的光系(绿色点线和紫色点划线线分别表示了内层纤芯和外层纤芯独立存在时的模式折射率在相位匹配波长处两个模式发生强烈耦合)

孔的尺寸被减小, 形成外层纤芯光纤直径125 μm , 纤芯直径约为2.9 μm , 整个包层的孔间距 $\Lambda \approx 1.7 \mu\text{m}$, 占空比 $d/\Lambda \approx 0.4$, 形成外纤芯的空气孔直径范围在0.28—0.42 μm 之间整体上光纤可以分为三个波导区间, 其中下方区域的波导区间是作为主要的外层纤芯, 上方的作为次要外层纤芯由于较小的占空比, 每个波导在感兴趣的波长范围内(可见光到近红外)均是单模运转光纤的模式采用频域有限差分法计算, 高精度大面积的端面折射率分布是将不同放大倍率的电镜扫面图等比例叠加而得到的, 这样既保证了光场主要所在区域纤芯的精度, 也保证了足够的外围包层对光的限制。

同轴双芯光子晶体光纤最重要的特征是内层

纤芯模式和外层纤芯模式的有效折射率有相交点, 即相位匹配^[12]波长光纤有效模式折射率对波长的变化如图1所示绿色折线和紫色虚线分别表示了独立的内层纤芯和外层线性的有效折射率, 它们的相交点对应相位匹配波长 $\lambda_P \approx 1150 \text{ nm}$, 这时两个芯的模式强烈耦合, 折射率变化剧烈, 导致极大的色散突变在相位匹配的短波长方向上基模和二阶模分别在各自原有的纤芯区域传播, 如图2(a)和(e)所示在相位匹配波长处(1150 nm), 两个模式的传播常数最为接近, 发生强烈耦合, 光场在两个芯的分布几乎相当(图2(c)和(g))当波长远大于在相位匹配波长 λ_P 时, 两个模式的光场分布发生转换, 基模光场主要在外芯传播, 如图2(d)和(h)。

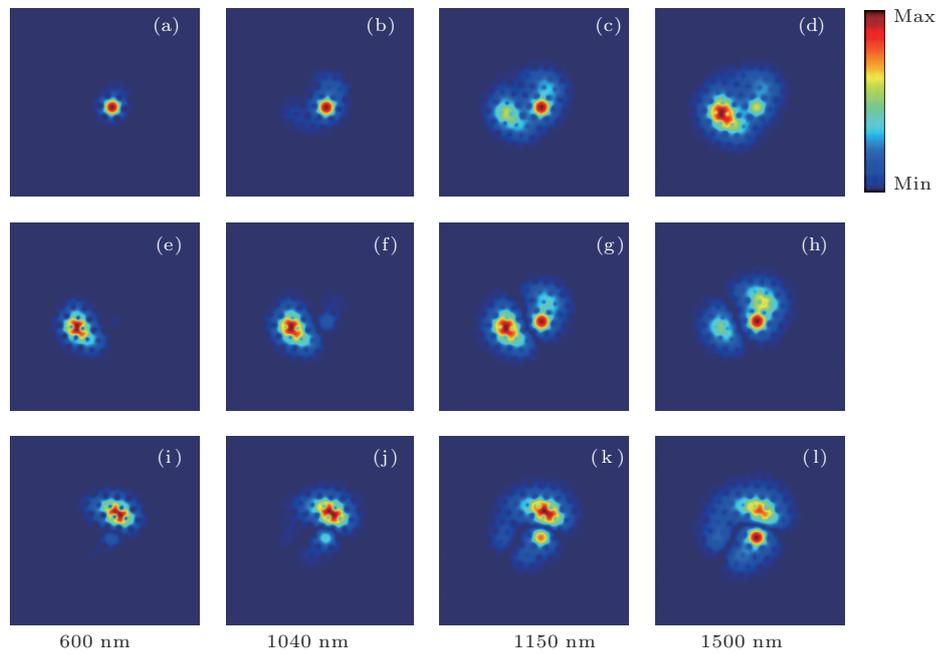


图2 模场分布随波长的增长的变化图 (a), (e), (i) 波长为600 nm; (b), (f), (g) 波长为1040 nm, (c), (g), (k) 波长为1150 nm; (d), (h), (l) 波长为1500 nm; (a), (b), (c), (d) 为基阶模; (e), (f), (g), (h) 为二阶模; (i), (j), (k), (l) 为三阶模

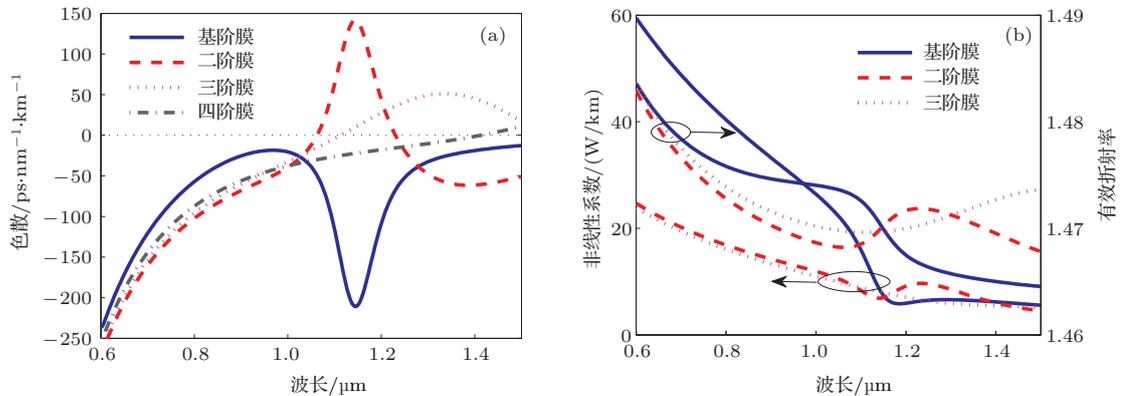


图3 (a) 计算的得到的三个模式的群速度色散; (b) 非线性系数和群速度匹配

计算得到的了光纤的三个模式的色散如图3(a)所示, 对于基模(图3(a)中蓝色实线), 由于较小的光纤孔间距, 色散在很大范围内是正色散, 在相位匹配波长处出现极大正色散, 其值约为 $D \approx 210 \text{ ps}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$. 二阶模的色散(图3(a)中红折线)在 λ_P 处的表现与基模的相反, 仅有一部分出现在反常色散区, 最大值是 $D \approx 141 \text{ ps}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 第二个零色散波长在 1230 nm. 从这两个模式的色散曲线可以判断在仅有内层纤芯存在时是全正色散的, 计算也证明了这一点, 由于第三个纤芯区间的存在, 与其相应三阶模的色散也计算如图3(a)中紫色点线所示, 其色散特性和二阶模非常类似, 只不过最大色散向长波长漂移了一些, 最大值是 $D \approx 51 \text{ ps}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 第二零色散波长在 1540 nm(图中未显示). 其模式分布也和二阶模非常相似(图2最右列)其中值得注意的是两个低阶模式的色散的和接近基阶模的色散凹陷值, 这也说明整个外层的导光区域对内层纤芯构成了耦合区域事实上, 还存在第四阶高阶模, 其色散曲线类是三阶模, 只不过色散最高处更低且向长波长漂移的更远(图3(a)黑色点划线).

非线性系数对非线性展宽的十分重要, 它可以适量地改变模式的传播常数, 调节相位匹配使波长之间的转换更容易. 双芯光子晶体光纤的非线性特性也很有特点, 计算得到的各个模式的非线性系

数如图3(b)所示. 在相位匹配波长 λ_P 的短波长方向上, 基模的非线性系数很高, 但下降很快, 在 600 nm 处达到 $60 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 而在抽运波长处则为 $23 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$; 在相位匹配波长 λ_P 的长波长方向上, 非线性系数基本水平高阶模的色散表现则较为平常, 和普通光子晶体光纤类似. 基模和二阶模的非线性系数出现拐点是是由于在相位匹配波长 λ_P 附近, 一阶模和二阶模发生耦合, 模场分布发生交换(如图2(c), (g)所示). 因此模场面积发生显著变化, 进而导致非线性系数出现突变. 波长继续增加倏失波比例加大(图2(d)), 波长的增加对模场面积的影响很小. 同时即使是正常情况下, 波长越长, 非线性曲线也越平坦. 因此非线性曲线表现很平坦.

实验所用的抽运源是飞秒掺镱光纤激光器^[17]利用非线性偏振旋转技术及光学滤波片实现了全正色散内耗散孤子的锁模, 直接得到了中心波长为 1.04 μm , 重复频率 49.09 MHz, 脉宽 1.03 ps 的 10 W 平均功率的输出(单脉冲能量大约 200 nJ). 实验装置如图4所示, 抽运光率通过一个半波片和一个偏振分束器来调节, 光学隔离器置于振荡器的输出端以防止激光反射回激光器通过显微透镜进入高非线性光子晶体光纤的脉冲的偏振态用另一个半波片控制输出光耦合进高分辨率的光谱仪(ANDO 6315A)中记录光谱, 光谱范围是 350 nm 到 1750 nm.

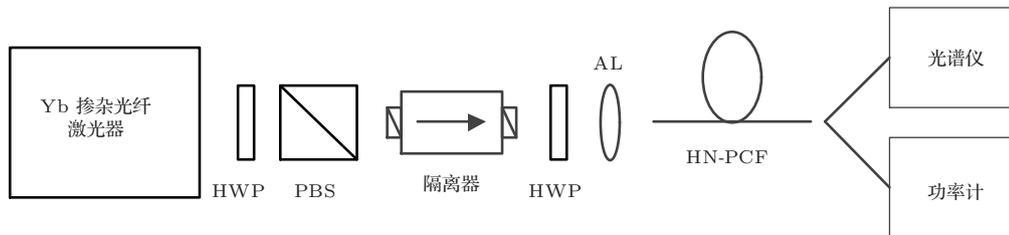


图4 实验装置示意图 HWP: 半波片, PBS: 偏振分束器, AL: 非球面透镜

4 实验结果及分析

激光光束被尽量对准光纤的几何中心, 以使光束从内层纤芯注入. 由于较大的纤芯的较小的占空比, 最终得到了 50% 的耦合效率. 图2给出了波长 1040 nm 时的三个模式的模场分布, 这三个模式的模场面积分别为 $6.0 \mu\text{m}^2$, $13.7 \mu\text{m}^2$ 和 $14.6 \mu\text{m}^2$.

值的注意的是在抽运波长附近的, 基模的色散可以认为全正色散的, 而且在抽运波长处的色散最小, 这对光谱的最大展宽是十分关键的^[18], 它保证

了入射脉冲在初期尽量不被展宽的太快而不及发生足够的非线性效应.

实验所用光纤长度为 40 cm. 在 50 mW 较低的平均入射功率下, 由于较低的峰值功率 (500 W) 和宽脉宽, 没有发生明显的 MI(如图5(a)所示). 最明显的特征是 1250 nm 附近的孤子峰, 以及在 700 nm 的一个窄带峰. 在光纤的所有模式中, 在 1250 nm 处为反常色散的是二阶模和三阶模, 计算得到这两个模式的孤子波长和短波长方向上的色散波波长(在第一个零色散波长的短波长方向上的正常

色散区)的相位匹配关系如图5所示. 波长为1250 nm的孤子对应的谐振波长分别为690 nm(二阶模)和850 nm(三阶模), 因此将短波长方向上的孤立峰解释为二阶模的孤子产生的色散波是非常合理的. 值得注意的是, 此时的孤子接近二阶模的第二个零色散波长, 其相位匹配曲线几乎水平, 即意味不同孤子(每个脉冲导致的孤子有微小差异)映射的色散波落在一个很小的带宽内, 导致产生的色散峰带宽很窄, 这和实验观察十分一致. 在群速度匹配方面(图3(b)), 三阶模的孤子匹配波长均在780 nm

以上, 而二阶模在810 nm以上, 均远小于相位匹配波长. 或者说孤子不可能和波长在810 nm以下的色散波发生非线性作用, 即不存在孤子俘获效应.

对短波长方向上的窄带孤立峰另一个可能的解释是三阶模的四波混频产生的, 计算得到的该模式下抽运波长对应的反斯托克斯波长分别730 nm, 似乎也比较符合实验结果, 但由于缺乏相应的设备测试该波段的相干性, 找不到确切的证据, 而且在皮秒量级发生四波混频效应还是非常罕见的.

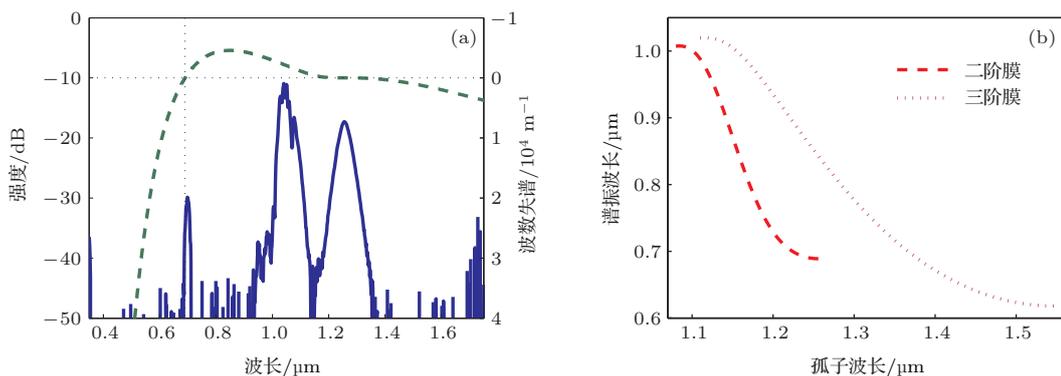


图5 (a) 皮秒脉冲的平均抽运功率为50 mW时输出光谱及孤子在1250 nm处的相位失谐; (b) 二阶模和三阶模的短波长方向上的色散波相位匹配光系(峰值功率均为500 W)

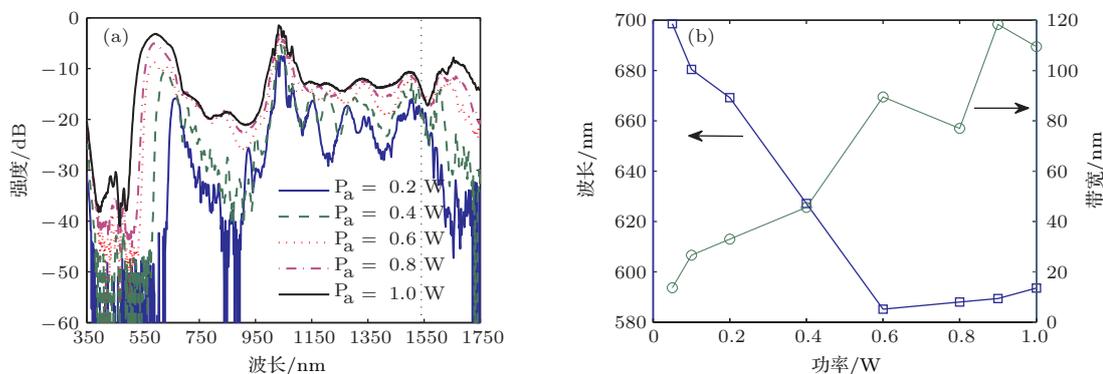


图6 在1 ps的脉冲抽运下, (a) 输出光谱随抽运功率的变化趋势(中垂直虚线表示三阶模的第二零色散波长)和 (b) 可见光区域孤立的中心波长和带宽随抽运功率的变化

继续依次增加平均抽运功率到800 mW, 得到的光谱如图6(a)所示. 当平均功率在200 mW以上时, 长波长方向上频谱均有两个比较明显的凹陷, 分别在1400 nm和1570 nm附近. 对于后者由于光谱在功率增加时没有明显的展宽, 明显是孤子的频移在遇到第二个零色散波长时停止, 同时在长波长方向上的正常色散区产生色散波. 可以判断孤子所在模式的第二个零色散波长略小于1570 nm, 这和计算得到三阶模的第二零色散波长1540 nm十分一致. 此时, 孤子停留在了大约1500 nm, 由于二阶模已经是正常色散区, 仅三阶模的相位匹配波长

被计算, 其值为1670 nm, 和实验的1670 nm一致. 而1400 nm处的凹陷可能是三阶模的孤子频移被阻止第二个零色散波长前而留下的. 但是其波长十分接近孤子的水吸收峰, 也有可能是纯粹的损耗引起的, 因为光纤没有做去水处理. 此外, 在1250 nm出的微小凹陷和二阶模的第二零色散波长亦是对应的.

在短波长方向上孤立峰的波长与带宽随功率变化趋势如图6(b)所示. 带宽的总体变化趋势是随着抽运功率的增加而增加, 在平均抽运功率为900 mW(对应入射的峰值功率为9 kW)时达到极

值的 120 nm. 而在平均抽运功率功率达到 600 mW 时中心波长逐渐趋近于稳定 (590 nm 左右). 由于孤子和色散波之间无法实现相位匹配, 即没有孤子俘获导致的频移现象, 因此没有出现多个孤立峰的现象. 短波长方向上孤立峰的带宽展宽主要由不同的孤子(或孤子在不同的位置)产生不同波长的色散波组成, 抽运功率越高, 孤子数越多, 色散波也逐渐从最短匹配波长(约 700 nm)覆盖整个相位匹配波长区域(三阶模的相位匹配的截止波长为 620 nm, 图 5(b)). 而随着功率的进一步增加, 输出光谱没有明显的展宽. 输出超连续谱的光谱形状主要由

光纤的色散特性所决定. 由于功率的增加, 更多的非线性效应如四波混频, 交叉相位调制等出现使光谱变得平坦 [19].

脉冲在从内层纤芯注入的, 在转播过程中光谱的持续展宽使光场向高阶模转移, 这种模式之间的变换可以从图 2(b), (g), (l) 这条主线可以看到, 即长波长的能量一直在纤芯. 而短波长的则是由高阶模的孤子产生的色散波, 观察得到的最短波长(对应最远孤子, 也是三阶模的)的远场模斑和计算得到的三阶模的远场模斑也十分一致(图 7).

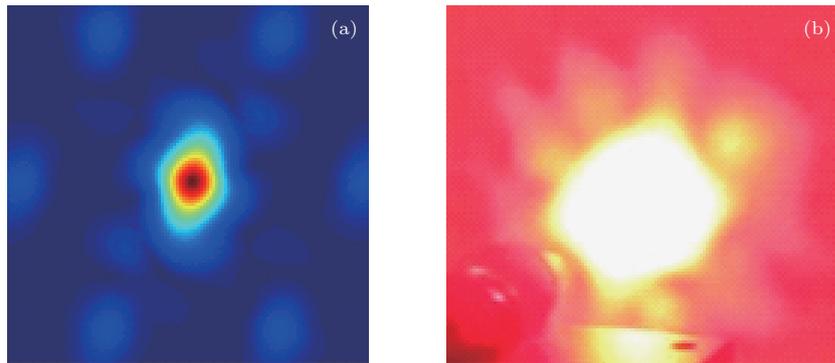


图 7 (a) 计算得到的三阶模的远场模斑; (b) 实验中拍到的远场模斑(波长均为 675 nm)

5 结 论

本文报道了一种新型的相隔很近的双零色散光子晶体光纤中稳定的可见光超连续谱的产生. 根据光谱特性分析了类同轴双芯光子晶体光纤中的非线性光谱展宽时模式的演变过程, 实验结果与理论分析十分一致. 在长波长方向上观察到了稳态孤子的形成以及高效率的色散波. 实验综合了光纤对光的频谱控制和空间控制.

感谢天津大学超快激光研究室提供的实验条件和胡明列教授的有益指导, 感谢方晓慧博士后和黄莉莉博士的热情帮助.

参考文献

- [1] Mogilevtsev D, Birks T A, Russell P S J 1998 *Opt. Lett.* **23** 1662
- [2] Dudley J M, Genty G, Coen S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1135
- [3] Duan L, Liu X, Wang L, Mao D, Wang G 2011 *Laser Phys.* **21** 1813
- [4] Li L L, Feng G Y, Yang H, Zhou G R, Zhou H, Zhou Sh H, Zhu Q H, Wang J J 2009 *Acta Phys Sin.* **58** 7005 (in Chinese) [李林栗, 冯国英, 杨浩, 周国瑞, 周昊, 朱启华, 王建军, 周寿桓 2009 物理学报 **58** 7005]

- [5] Gorbach A V, Skryabin D V 2007 *Nat. Photon* **1** 653
- [6] Skryabin D V, Luan F, Knight J C, Russell P S 2003 *Science* **301** 1705
- [7] Liu W J, Pang L H, Lin X, Gao R X, Song X W 2013 *Chin. Phys. B* **22** 034204
- [8] Choudhary A, König F 2012 *Opt. Express* **20** 5538
- [9] Hilligsoe K M, Andersen T V, Paulsen H N, Nielsen C K, Molmer K, Keiding S, Kristiansen R, Hansen K P, Larsen J J 2004 *Opt. Express* **12** 1045
- [10] Martin-Lopez S, Abrardi L, Corredera P, Gonzalez-Herraez M, Mussot A 2008 *Opt. Express* **16** 6745
- [11] Frosz M, Falk P, Bang O 2005 *Opt. Express* **13** 6181
- [12] Ni Y, Zhang L, An L, Peng J D, Fan C C 2004 *IEEE Photonic Tech. L* **16** 1516
- [13] Wai P K A, Menyuk C R, Lee Y C, Chen H H 1986 *Opt. Lett.* **11** 464
- [14] Akhmediev N, Karlsson M 1995 *Physical Review A* **51** 2602
- [15] Tartara L, Cristiani I, Degiorgio V 2003 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **77** 307
- [16] Serebryannikov E E, Fedotov A B, Zheltikov A M, Ivanov A A, Alfimov M V, Beloglazov V I, Skibina N B, Skryabin D V, Yulin A V, Knight J C 2006 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **23** 1975
- [17] Zhang D P, Hu M L, Xie C, Chai L, Wang Q Y 2012 *Acta Phys Sin.* **61** 044203 (in Chinese) [张大鹏, 胡明列, 谢辰, 柴路, 王清月 2012 物理学报 **61** 044203]
- [18] Hartung A, Heidt A M, Bartelt H 2011 *Opt. Express* **19** 7742
- [19] Liu X, Wang L, Mao D, Duan L 2012 *Laser Phys.* **22** 227

Visible supercontinuum generation in dual-concentric-core-like photonic-crystal fiber*

Zhang Xin-Ben Luo Xing Cheng Lan Li Hai-Qing Peng Jing-Gang
Dai Neng-Li Li Jin-Yan[†]

(Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, School of Optcal and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology Wuhan 430074, China)

(Received 20 August 2013; revised manuscript received 30 October 2013)

Abstract

We report the visible supercontinuum (SC) generation in the double zero dispersion multi-core photonic crystal fiber (PCF), pumped by picosecond pulses from Yb-doped fiber laser. Such a dual-concentric-core-like PCF provides two closely spaced zero-dispersion wavelengths (ZDW). The redshift solitons will be canceled out at the vicinity of the second ZDW, and the steady solitons will cause considerable dispersive waves at the edges of the output SC which spans from 550 to 1700 nm at an average pump power 1 W. Moreover, the optical field is transferred from the inner core to the outer core. Experimental results agree well with the theoretical calculations.

Keywords: photonic crystal fiber, dual concentric cores fiber, supercontinuum

PACS: 42.65.-k, 42.72.Bj, 42.79.Nv, 42.81.Dp

DOI: [10.7498/aps.63.034204](https://doi.org/10.7498/aps.63.034204)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 81100701).

[†] Corresponding author. E-mail: l jy@mai.hust.edu.cn