

# 充气 Kagome 空芯光子晶体光纤 中超连续光谱产生的动力学研究

孟凡超<sup>1</sup>, 刘博文<sup>1\*</sup>, 王思佳<sup>2</sup>, 刘军库<sup>2</sup>, 栗岩锋<sup>1</sup>, 王清月<sup>1</sup>, 胡明列<sup>1\*</sup>

(1. 天津大学 精密仪器与光电子工程学院 光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072;

2. 中国空间技术研究院 钱学森空间技术实验室, 北京 100094)

**摘要:** 利用飞秒激光在充氩气的 Kagome 结构空芯光子晶体光纤中产生了高亮度宽带的超连续光谱. 通过改变填充气体的气压以及输入激光的单脉冲能量可以对产生的超连续光谱进行控制. 利用中心波长 980 nm 的飞秒脉冲作为抽运获得了光谱范围覆盖 340 ~ 1 550 nm 的宽带超连续光谱. 通过基于载波的单向脉冲传输方程研究了超短脉冲在充氩气的 Kagome 光纤中产生超连续光谱的动力学过程.

**关键词:** 超连续光谱; 高阶孤子; 充气光纤; 光子晶体光纤

**中图分类号:** O43 **文献标识码:** A

## Dynamics of supercontinuum generation in argon-filled Kagome-structured hollow-core photonic crystal fiber

MENG Fan-Chao<sup>1</sup>, LIU Bo-Wen<sup>1\*</sup>, WANG Si-Jia<sup>2</sup>, LIU Jun-Ku<sup>2</sup>,  
LI Yan-Feng<sup>1</sup>, WANG Qing-Yue<sup>1</sup>, HU Ming-Lie<sup>1\*</sup>

(1. Key Laboratory of Opto-electronic Information Technical Science of Ministry of Education,

School of Precision Instrument and Opto-electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China;

2. Qian Xuesen Laboratory of Space Technology, China Academy of Space Technology, Beijing 100094, China)

**Abstract:** Bright supercontinuum was experimentally generated in an argon-filled hypocycloid-core Kagome fiber pumped by a femtosecond laser. The spectrum of the generated supercontinuum can be controlled by changing the gas pressure and input pulse energy. By use of a pump laser centered at 980 nm, a bright broadband supercontinuum ranging from 340 nm to 1 550 nm was generated. The dynamics of the supercontinuum generation in the argon-filled Kagome fiber was investigated using an accurate carrier-resolving unidirectional pulse propagation equation.

**Key words:** supercontinuum, high order soliton, gas-filled fiber, photonic crystal fiber

**PACS:** 42.65.-k, 42.65.Tg, 42.72.Bj, 42.81.-i

## 引言

超连续光谱如今已被广泛用于诸如光谱学, 脉冲压缩, 光学相干断层成像, 光学频率计量以及光通信等领域<sup>[1]</sup>. 超连续光谱最早在二十世纪七十年代初在块状玻璃中被观察到<sup>[2]</sup>, 此后在人们又在其他

材料(例如各种液体以及波导)中对这一现象进行了更广泛的研究. 二十世纪末一种新型光波导——光子晶体光纤的出现引发了超连续光谱研究中的一场革命. 1999 年 Ranka 首次在光子晶体光纤中观察到了近两个倍频程的超连续光谱(400 ~ 1 500 nm)输出<sup>[3]</sup>. 自此以后, 光子晶体光纤以其特有的优势

收稿日期: 2017-10-13, 修回日期: 2018-01-18

Received date: 2017-10-13, revised date: 2018-01-18

基金项目: 国家自然科学基金(61535009, 61405245), 北京市自然科学基金(4173080), 强场激光物理国家重点实验室开放基金.

**Foundation items:** Supported by National Natural Science Foundation of China (61535009, 61405245), the Natural Science Foundation of Beijing, China (4173080), and the Open Fund of the State Key Laboratory of High Field Laser Physics (Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics)

**作者简介 (Biography):** 孟凡超(1989-), 男, 黑龙江哈尔滨人, 博士研究生, 主要研究领域为光子晶体光纤和非线性光学. E-mail: mengfc1989@tju.edu.cn

\* 通讯作者 (Corresponding author): E-mail: bwliu@tju.edu.cn and huminglie@tju.edu.cn

成为产生超连续光谱的重要工具。

通过控制结构参数(例如纤芯尺寸,包层空气孔的大小和间距等),光子晶体光纤的色散可以被精确的设计。此外,通过减小纤芯尺寸,还可以显著增强光子晶体光纤的非线性效应。尽管实芯光子晶体光纤在超连续光谱产生中取得了巨大的成功,但纤芯所用的固体材料的一些固有缺陷限制了超连续光谱的产生。首先固体材料限制了实芯光纤的传输窗口,在实芯光纤中很难产生覆盖深紫外以及更短波段的超连续光谱。此外,固体材料的破坏阈值一般较低。而且适合产生超连续光谱的实芯光子晶体光纤一般具有较小的纤芯尺寸,因而限制了抽运激光的脉冲能量,从而也限制了所能产生的超连续激光的能量密度。然而空芯光纤却可以弥补以上的不足。空芯光纤具有更宽的传输窗口和更高的破坏阈值。如果将空芯光纤填充以合适的气体作为非线性介质,通过更换填充气体以及调节气压可以方便灵活地控制色散和非线性,从而实现对超连续光谱的控制。另外,气体具有很好的自愈特性,即使发生电离破坏,也很容易恢复。结构简单的充气毛细玻璃管波导已经被成功用于脉冲压缩<sup>[4]</sup>,深紫外产生<sup>[5]</sup>甚至高次谐波产生<sup>[6]</sup>。但是由于其束缚光的性能不佳,使用中为了减小损耗往往使用较大的纤芯尺寸,因而对其非线性以及色散等特性造成一定限制。带隙型空芯光子晶体光纤由于利用了光子带隙机制进行导光,因而具有极低的传输损耗,已被用于脉冲压缩<sup>[7]</sup>和高能激光传输<sup>[8]</sup>等应用中。但是由于光子带隙一般较窄,因而带隙型光子晶体光纤的应用非常受限于其传输带宽<sup>[9]</sup>。

Kagome 结构空芯光子晶体光纤(以下简称 Kagome 光纤)弥补了毛细管波导和带隙型空芯光子晶体光纤的不足。它同时具有较低的传输损耗和极宽的传输带宽<sup>[10]</sup>。Kagome 光纤是一种包层为六角星形结构的空芯光纤,最早在 2002 年被报道用于受激拉曼散射实验<sup>[11]</sup>。后来的研究表明,Kagome 光纤包层的周期性结构在空气线附近并不具有光子带隙<sup>[12]</sup>,因而它不是依靠光子带隙来导光的。Kagome 光纤的导光机理目前还尚未完全阐明<sup>[9]</sup>。一种观点认为它是利用抑制纤芯模式和包层模式的耦合来导光的<sup>[13]</sup>,另一种观点倾向于认为它是利用反谐振机理来导光的<sup>[9, 14]</sup>。2011 年内摆线形纤芯的 Kagome 光纤被提出<sup>[15]</sup>,由于纤芯周围负曲率结构的贡献,内摆线形纤芯的 Kagome 光纤对光具有更好的束缚能力,因而具有更低的损耗。负曲率纤芯有助于减

小损耗这一特点引发了此后大量的对于负曲率反谐振光纤的研究<sup>[16-17]</sup>。Kagome 光纤具有很多独特的优势<sup>[10]</sup>,特殊的导光机理使其具有较低的损耗、极宽的传输带宽,同时在传输窗口以内具有很低的色散。由于纤芯可以做得比较小(几十微米),其波导结构引入的负色散可以和气体材料引入的正色散相当,因而可以通过调节气压来有效调节充气光纤的净色散,其零色散波长可以在紫外和红色的范围内进行调节<sup>[9]</sup>。基于以上诸多优势,Kagome 光纤已被广泛用于高能量脉冲传输<sup>[18]</sup>,超短脉冲压缩<sup>[19-20]</sup>,深紫外激光产生<sup>[21]</sup>以及多芯光纤输出合束<sup>[22]</sup>等应用领域中。

本文利用充氩气的内摆线形纤芯的 Kagome 光纤实现了高亮度的超连续光谱输出。所有光谱成分空间上均呈现良好的高斯基模形式。极宽的传输带宽,极高破坏阈值以及独特的色散特性使得在 Kagome 光纤中可以获得脉冲能量高达 1.69  $\mu\text{J}$  的高亮度超连续光谱。通过改变气压和抽运脉冲能量可以实现对产生的超连续光谱的控制。理论模拟表明,超连续光谱的产生与高阶孤子传输动力学有关,由于使用了单原子的惰性气体作为非线性介质,因而没有受激拉曼散射的影响,几乎完美的瞬时非线性效应使得自陡峭效应变得明显,造成了光谱向短波(紫外)方向的显著展宽。

## 1 实验装置

实验装置如图 1 所示,实验所用激光源是由一台 35 fs 的钛宝石放大器抽运的飞秒光学参量放大器(TOPAS Prime, Spectra Physics 公司),重复频率为 5 kHz。本实验所用抽运激光的中心波长为 980 nm。光学参量放大器输出的激光的功率由可变中性密度滤光器(VND)来调节,实验中利用长通滤光片(Filter)滤除光学参量放大器输出的多个干扰波长。由于所用微结构光纤具有一定的双折射,实验中使用一个宽带半波片(HWP)来控制抽运激光的偏振方向。抽运激光经过一对透镜(L1 和 L2)进行扩束准直,然后经由一个耦合透镜(L3)耦合到一段 42 cm 长的 Kagome 光纤中。光纤两端分别固定并密封于两个自制的不锈钢高压气室中,每个气室可以独立的充气或者抽气,气室的窗镜为优质蓝宝石片。实验中两个气室以及空芯光纤中均被充以高纯度的氩气,开始时经过多次的抽气和充气过程以确保气室中氩气达到较高纯度。实验中发现改变气压对输出光谱的影响几乎是瞬时的。抽运激光在光纤

中演化后输出,经过透镜(L4)准直然后由功率计、光谱仪(OSA1 和 OSA2)以及 CCD 进行测量诊断,图 1 中间显示的两个光斑从左到右分别对应 CCD 测量的抽运激光的近场和远场光斑。

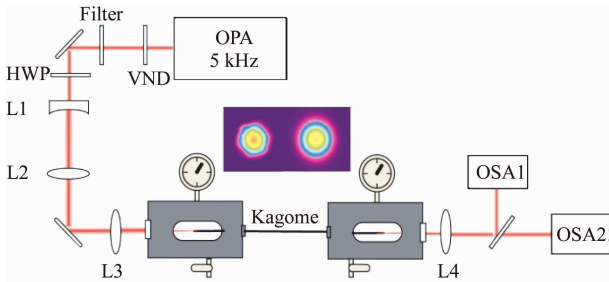


图 1 超连续光谱产生实验装置图  
Fig. 1 Experimental setup for supercontinuum generation

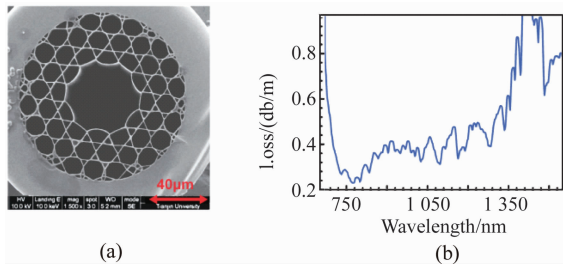


图 2 (a) Kagome 光纤的横截面扫描电镜图, (b) Kagome 光纤的传输损耗谱  
Fig. 2 (a) Scanning electron microscope for the cross section of Kagome fiber, (b) loss spectrum of Kagome fiber

实验中所使用的光纤为 GLOphotonics 公司的内摆线形纤芯的 Kagome 光纤 (PMC-C-780)。光纤结构的扫描电子显微镜照片如图 2 (a) 所示, 光纤的传输损耗谱如图 2 (b) 所示。光纤的纤芯直径可以用两个特征尺寸 ( $D_{ou}$  和  $D_{in}$ ) 来表征。  $D_{ou}$  和  $D_{in}$  分别对应纤芯的较大内切圆直径和较小内切圆直径。这里  $D_{ou} = 49 \mu\text{m}$ ,  $D_{in} = 45 \mu\text{m}$ 。光纤包层周期结构的孔间距约为  $15 \mu\text{m}$ , 纤芯周围玻璃壁的厚度  $t$  约为  $340 \text{ nm}$ , 对应的谐振波长<sup>[23]</sup>为  $\lambda_r = 2t \sqrt{n_{gl}^2 - 1} = 714 \text{ nm}$ , 其中  $n_{gl}$  为玻璃的折射率。在谐振波长附近的谐振区内光纤表现出较高的传输损耗。

## 2 实验结果

气体的非线性系数和气压成正比,首先在较高气压(即较高的非线性系数)下研究入射激光的脉冲能量对光谱演化的影响。当填充气压固定在 11 bar 时,我们通过逐渐调节中性密度滤波片连续控制输入的单脉冲能量。实验测得的不同单脉冲能量下

的输出光谱如图 3 所示,可以看出当入射脉冲能量较低为  $0.08 \mu\text{J}$  时,由于非线性作用较弱,脉冲通过光纤后没有明显的光谱展宽。随着脉冲能量逐渐增加,非线性作用增强,脉冲光谱逐渐展宽,当脉冲能量达到  $1.23 \mu\text{J}$ ,输出光谱已经覆盖紫外、可见和近红外波段。当脉冲能量达到  $1.46 \mu\text{J}$  时,紫外光谱部分产生一个明显的峰,这是由于随着非线性的增加,展宽的抽运光谱覆盖到与之相位匹配的色散波的位置,谐振的色散波被有效辐射出来。此时光谱在红外区域也至少覆盖到了  $1550 \text{ nm}$ 。值得注意的是所有输出光谱在  $700 \text{ nm}$  附近有一个较窄的特征凹陷区,这是由于此处对应光纤的谐振区,有相对较大的损耗以及变化剧烈的色散。

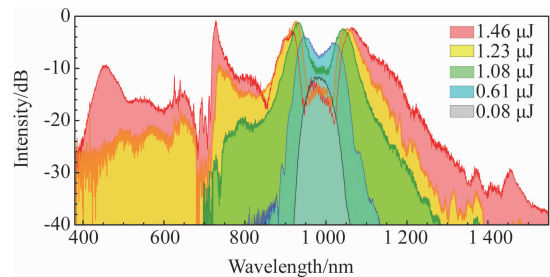


图 3 在 11 bar 的气压下,实验测量的输出光谱随入射单脉冲能量的演化  
Fig. 3 The measured spectral evolution with input pulse energy at the pressure of 11 bar

如前所述,充气光纤的一大优势是它的色散和非线性特性可以通过改变气体的气压来进行调节,既方便又灵活。在较高的单脉冲能量下,又研究了填充气体的气压对于光谱演化的影响。当固定输入脉冲能量为  $1.69 \mu\text{J}$  时,实验测得的不同气压下的输出光谱如图 4 所示。图 4 (a) 中的灰色填充光谱为当气压为 1 bar 时测得的输出光谱,由于低气压下气体的非线性系数较低,因而非线性效应较弱,所以光谱没有显著的展宽。随着气压的逐渐升高,非线性效应逐渐增强,输出光谱也不断展宽。当气压为 7.5 bar 时(图 4 (a) 中彩色填充光谱),可以看出光谱显著展宽并形成了超连续光谱。当气压增加到 8 bar,如图 4 (b) 所示,短波和长波部分的光谱能量均有所增加,光谱覆盖了  $340 \sim 1550 \text{ nm}$  的范围,且紫外区域有明显的色散波辐射,表现为一个位于  $385 \text{ nm}$  的谱峰。当气压升高到 11 bar,如图 4 (c) 所示,可见超连续的光谱的紫光部分向长波移动,此时色散波的中心波长位于  $451 \text{ nm}$ ,这是因为随着气压的升高,零色散波长向长波移动,色散波的相位匹配条

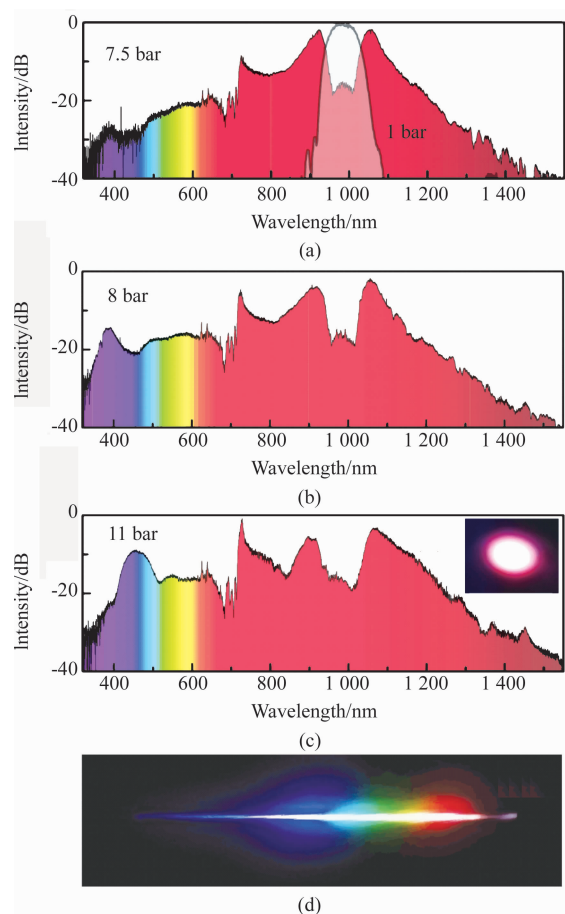


图4 单脉冲能量为  $1.69 \mu\text{J}$  时,输出光谱随气压的变化 (a), (b) 和 (c) 为不同气压下测得的超连续光谱, (c) 中嵌入的光斑图为 11 bar 下超连续光谱的对应的远场光斑; (d) 为 11 bar 下,输出光束经棱镜分光后的照片

Fig. 4 The measured spectral evolution with gas pressure at the pulse energy of  $1.69 \mu\text{J}$ . (a), (b) and (c) represent the measured supercontinuum spectra at different pressures, the inset in Fig. 4(c) shows the far field beam spot of the supercontinuum at the pressure of 11 bar, (d) the photo of the output beam after transmission from a prism at gas pressure of 11 bar

件也受气压影响,当气压升高时匹配的色散波波长发生红移. 图 4 (c) 右上的插图为该气压下测得的远场光斑,高亮度的超连续光谱形成了非常耀眼的白色光斑. 同时正圆形的光斑意味着各色光谱成分均为良好的基模传输. 图 4 (d) 为 11 bar 下输出的超连续光斑经棱镜分光形成的彩虹色带.

### 3 模拟和分析

为了更好地理解充氩气 Kagome 光纤中超连续光谱产生的动力学过程,利用基于载波的单向脉冲传输方程 (unidirectional pulse propagation equation, UPPE)<sup>[24-25]</sup> 对这一过程进行数值模拟研究. 由于在

充气光纤中光谱显著展宽可达将近两个倍频程,时域上脉冲宽度最窄可达仅仅几个飞秒,因而传统的基于慢变包络近似的非线性薛定谔方程不再适用. UPPE 是直接处理高频载波的方程,不依赖于慢变包络近似,适用于任意窄脉宽的计算,并且方程中考虑了全部阶数的色散以及自陡峭效应. UPPE 已被用于处理各种复杂的脉冲传输过程例如成丝现象<sup>[25-26]</sup>等.

在光纤中通过将电场分解为横模和纵向电场的乘积,可以得到纵向电场满足如下 UPPE<sup>[24]</sup>:

$$\frac{\partial \tilde{E}(z, \omega)}{\partial z} = i(\beta(\omega) - \frac{\omega}{v_r}) \tilde{E}(z, \omega) - \frac{\alpha(\omega)}{2} \tilde{E}(z, \omega) + \frac{i\omega^2}{2c^2 \epsilon_0 \beta(\omega)} \tilde{P}_{\text{NL}}(z, \omega), \quad (1)$$

式(1)中  $\beta(\omega)$  是轴向波数,  $v_r$  是参考坐标系的移动速度,  $\alpha(\omega)$  是光纤的损耗,  $c$  是真空中光速,  $\epsilon_0$  是真空中介电常数, 并且  $\tilde{P}_{\text{NL}}(z, \omega) = F_{\text{T}}[P_{\text{NL}}(z, t)] = F_{\text{T}}[\epsilon_0 \chi^{(3)} E^3(z, t)]$ , 其中  $F_{\text{T}}$  是傅里叶变换算子,  $\chi^{(3)}$  是三阶极化率. 由于本文研究的非线性作用的介质是稀有气体,不具有拉曼效应,因而此处仅仅考虑克尔效应. 利自适应步长<sup>[27]</sup>的分布傅里叶方法来求解以上方程,并且在非线性步中使用四阶龙格库塔算法来提高运算精度<sup>[28]</sup>.

图 5 为模拟的飞秒脉冲沿光纤长度的频域 (图 5 (a)) 和时域 (图 5 (b)) 演化图以及光纤的二阶色散曲线 (图 5 (c)). 光纤为上述的 PMC-C-780 Kagome 光纤, 光纤长度 42 cm, 光纤内填充 11 bar 的氩气. 入射的飞秒脉冲能量为  $1.46 \mu\text{J}$ , 脉冲形状为高斯型, 脉冲的中心波长为 980 nm, 光谱宽度根据实验测量值拟合得到, 模拟中脉冲宽度取为 65 fs. 模拟中忽略了光纤的损耗. 光纤的色散采用反谐振波导模型<sup>[29-30]</sup>来计算, 其中氩气的色散由拟合的 Sellmeier 方程得到<sup>[31]</sup>. 从光纤的色散曲线 (图 5 (c)) 可以看出光纤的零色散波长为 864 nm, 输入激光波长位于光纤的反常色散区域, 由以上输入参数计算得到的孤子阶数<sup>[32]</sup>为  $N = 9.5$ . 从数值模拟结果可见, 此处飞秒脉冲的演化是由高阶孤子动力学主导. 由于没有拉曼效应的作用, 因而非线性响应几乎是瞬时的, 这使得在脉冲自压缩过程中自陡峭效应得以体现<sup>[21, 33]</sup>. 从图 5 可以看出, 在初始阶段由于自相位调制和反常色散的综合作用, 脉冲演化类似于经典的高阶孤子演化过程: 具体表现为在 0 ~ 30 cm 范围内脉冲的光谱 (图 5 (a)) 较为对称

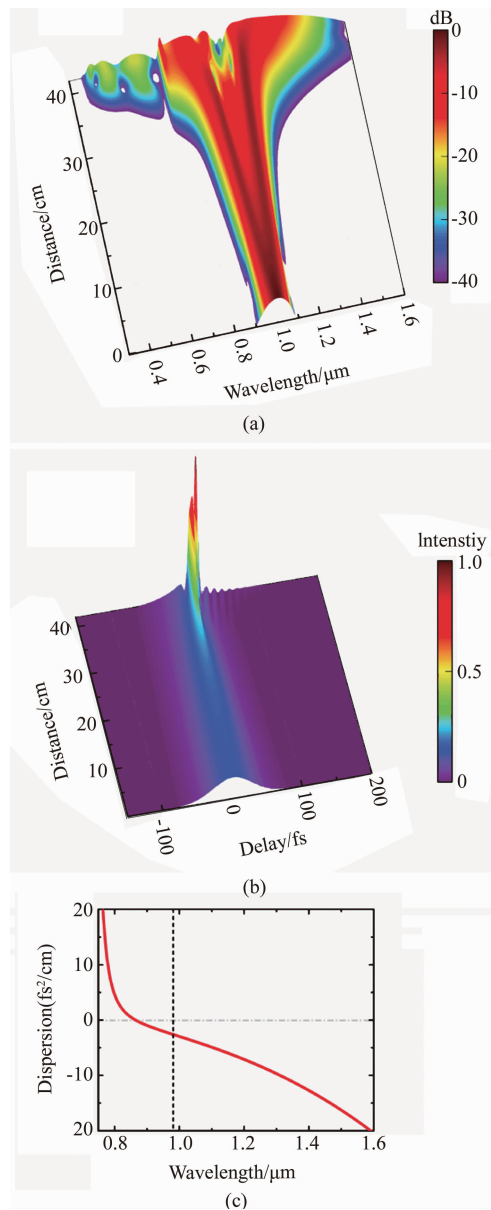


图5 模拟得到的脉冲在光纤内随着传输距离的演化图以及充气 Kagome 光纤的色散曲线。(a) 光谱随传输距离的变化,(b) 脉冲时域形状随传输距离的变化,(c) 氩气气压为 11 bar 时,光纤的色散曲线,图中的黑色竖直虚线表示入射的激光波长为 980 nm

Fig. 5 Simulation results for pulse evolution with distance within the fiber and the dispersion curve of the gas-filled Kagome fiber. (a) Spectral evolution with propagation distance, (b) temporal profile evolution with propagation distance, (c) the dispersion curve of the fiber at a pressure of 11 bar, the vertical black-dashed line represents the input laser wavelength is 980 nm

地展宽,时域(图5(b))上脉冲自我压缩导致脉冲宽度逐渐变窄. 脉冲的自压缩导致脉冲的峰值强度逐渐增加,自陡峭效应逐渐显著,自陡峭效应导致了群折射率随光强的变化,脉冲中光强较大的部分群

折射率也较大,因而这部分传输较慢,最后导致了时域上脉冲具有比较陡峭的后沿,这在传输到  $\sim 37$  cm 处清晰可见. 另外,显著的自陡峭效应又导致了光谱向短波部分显著展宽<sup>[1, 21, 34]</sup>,如图5(a)所示. 当光谱覆盖到  $\sim 450$  nm 时,在这一波长附近有和孤子相位匹配的色散波产生,色散波连同显著展宽的光谱形成了明亮的超连续光谱. 同时,在时域上可见脉冲压缩后分裂为多个子脉冲,在 42 cm 处较强子脉冲的脉冲宽度仅为  $\sim 2.1$  fs.

## 4 结论

本文研究了利用充氩气的内摆线形纤芯的 Kagome 光纤产生高亮度的超连续光谱. 实验上研究了抽运激光的脉冲能量以及充气的气压对于超连续光谱的影响. 在 11 bar 的气压下可以获得脉冲能量为  $1.69 \mu\text{J}$  的超连续光谱,且所有光谱成分空间上均呈现出完美的基模传输. 通过减小气压可获得覆盖更短波长的超连续光谱. 在理论上使用基于载波的单向脉冲传输方程对超连续的产生过程进行模拟. 模拟结果表明,在脉冲的传输过程中高阶孤子动力学发挥了重要作用. 同时由于所用的稀有气体没有拉曼响应,这使得自陡峭效应变得明显并导致了光谱更多向短波方向显著地展宽. 总之,利用充氩气的 Kagome 光纤,实现了光谱可调的超连续光谱输出. 可以期待,基于充气 Kagome 光纤的高亮度紧凑超连续光源将为光谱学、光学相干断层成像以及光学频率计量等领域提供有力的工具.

## References

- [1] Dudley J M, Genty G R, Coen S. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber [J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2006, **78**(4): 1135–1184.
- [2] Alfano R R, Shapiro S L. Emission in the Region 4000 to 7000 Å Via Four-Photon Coupling in Glass [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, **24**(11): 584–587.
- [3] Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J. Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(1): 25–27.
- [4] Nisoli M, De Silvestri S, Svelto O. Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1996, **68**(20): 2793–2795.
- [5] Durfee C G, Backus S, Murnane M M, et al. Ultrabroadband phase-matched optical parametric generation in the ultraviolet by use of guided waves [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(20): 1565.
- [6] Popmintchev T, Chen M, Arpin P, et al. The attosecond nonlinear optics of bright coherent X-ray generation [J]. *Nat. Photonics.*, 2010, **4**(12): 822–832.

(下转第 250 页)