

# 抽运波长对中红外超连续谱影响的数值模拟

高鹏飞<sup>1</sup>, 李晓辉<sup>1</sup>, 罗文峰<sup>2</sup>, 邹德峰<sup>1</sup>, 柴通<sup>1</sup>, 庞星星<sup>1</sup>

<sup>1</sup>陕西师范大学物理学与信息技术学院, 陕西 西安 710119;

<sup>2</sup>西安邮电大学工程学院, 陕西 西安 710121

**摘要** 采用数值模拟研究了飞秒脉冲在悬吊芯  $\text{As}_2\text{S}_3$  微结构光纤中传输时, 抽运波长对中红外超连续谱产生的影响。通过分步傅里叶算法数值求解广义非线性薛定谔方程, 对不同抽运波长的飞秒脉冲在悬吊芯  $\text{As}_2\text{S}_3$  微结构光纤中传输时的传输特性及演化过程进行分析。模拟结果表明, 当抽运波长为 2300 nm 时, 处于光纤的反常色散区且近零色散波长, 可获得宽带且平坦的中红外超连续谱, 光谱范围覆盖 1.2~7  $\mu\text{m}$ ; 当抽运波长为 2500 nm 时, 处于光纤的反常色散区且远离零色散波长, 可获得超宽带中红外超连续谱, 光谱范围覆盖 1.2~7.5  $\mu\text{m}$ , 但其平坦度略差。该结果对产生中红外超连续谱时选择合适的激光抽运波长, 进而优化中红外超连续谱具有重要的参考价值。

**关键词** 超快光学; 中红外超连续谱; 光子晶体光纤; 抽运波长; 非线性效应

中图分类号 O437

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.0703023

## Numerical Simulation of Effect of Pump Wavelength on Mid-Infrared Supercontinuum

Gao Pengfei<sup>1</sup>, Li Xiaohui<sup>1</sup>, Luo Wenfeng<sup>2</sup>, Zou Defeng<sup>1</sup>, Chai Tong<sup>1</sup>, Pang Xingxing<sup>1</sup>

<sup>1</sup>School of Physics & Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an, Shaanxi 710119, China;

<sup>2</sup>School of Electronic Engineering, Xi'an University of Posts & Telecommunications, Xi'an, Shaanxi 710121, China

**Abstract** Numerical simulation is used to study the effect of pump wavelength on mid-infrared supercontinuum generation when femtosecond pulse is transmitted in  $\text{As}_2\text{S}_3$  suspended-core microstructure optical fiber. The transmission characteristics and evolution process of femtosecond pulse with different pump wavelengths in  $\text{As}_2\text{S}_3$  suspended-core microstructure optical fiber are analyzed by using split-step Fourier method to solve the generalized nonlinear Schrödinger equation numerically. The analytical results demonstrate that the flatter and wider mid-infrared supercontinuum of 1-7  $\mu\text{m}$  can be obtained when the pump wavelength is 2300 nm, locating in anomalous dispersion region and closing to zero dispersion wavelength. And the wider mid-infrared supercontinuum of 1-7.5  $\mu\text{m}$  can be obtained when the pump wavelength is 2500 nm, locating in anomalous dispersion region and keeping away from zero dispersion wavelength. But the flatness of mid-infrared supercontinuum with 2500 nm is slightly worse. This study has a significant reference value for selecting pump wavelength and optimizing mid-infrared supercontinuum.

**Key words** ultrafast optics; mid-infrared supercontinuum; photonic crystal fiber; pump wavelength; nonlinear effect

**OCIS codes** 320.6629; 060.5295; 140.5560; 320.7110

收稿日期: 2017-03-06; 收到修改稿日期: 2017-04-06

基金项目: 国家自然科学基金(61605106)、陕西师范大学启动基金(1112010209, 1110010717)

作者简介: 高鹏飞(1992—), 男, 硕士研究生, 主要从事超短激光脉冲、中红外超连续谱方面的研究。

E-mail: gaopengfei@snnu.edu.cn

导师简介: 李晓辉(1983—), 男, 博士, 研究员, 主要从事超短脉冲光纤激光器方面的研究。

E-mail: lixiaohui@snnu.edu.cn(通信联系人)

# 1 引 言

超短脉冲在高非线性光纤中传输时,因光孤子效应和多种非线性效应(如自相位调制、交叉相位调制、受激拉曼散射及四波混频等)的共同作用而使得输出光谱得到极大展宽,这种光谱即为超连续谱<sup>[1]</sup>。超连续谱由于具有较宽的光谱特性而得到了广泛的关注与研究,在可见光、近红外、中红外乃至远红外区域的不断研究,极大地提高了超连续谱在实际中的应用价值。目前,中红外超连续谱已成为一个重要的研究热点<sup>[2-3]</sup>。中红外超连续谱的实现光纤的非线性系数<sup>[4]</sup>、色散特性以及波长透过率的要求较高。相比于亚碲酸盐和氟化物光纤,硫化物光纤具有更加优异的非线性系数和中红外透过率,更适合中、远红外超连续谱的产生<sup>[5]</sup>;此外,通过结构的设计<sup>[6]</sup>,可使零色散波长在很大程度上向短波方向转移,满足抽运波长<sup>[7-8]</sup>的需要。在实际应用中,中红外超连续谱光源不仅在波分复用和光时分复用<sup>[9-10]</sup>中具有较大的应用潜能,而且在光学相干层析、荧光成像、光谱测量以及光纤通信等领域<sup>[11-12]</sup>具有重要的应用价值。

超连续谱的光谱展宽宽度与平坦度一直都是研究热点,光子晶体光纤和软玻璃微结构光纤的出现更加促进了中红外超连续谱的发展。2005年12月,美国海军实验室的Shaw等<sup>[13]</sup>首次报道了用波长为2.5 μm、脉宽为100 fs的激光抽运1 m长的As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>微结构光纤,产生了2.1~3.2 μm的超连续谱,这标志着硫系玻璃中红外超连续谱研究的开始。2009年,Roy等<sup>[14]</sup>模拟计算了四方晶格As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>和As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>微结构光纤的超连续谱输出特性,当孔间距Λ=4 μm、孔直径d=3.6 μm时,采用峰值功率为600 W、脉宽为200 fs的2.7 μm脉冲激光抽运20 cm长的As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>微结构光纤可产生1.90~3.65 μm的超连续谱;当Λ=5 μm,d=4.5 μm时,采用峰值功率为400 W、脉宽为200 fs的4.1 μm脉冲激光抽运20 cm长的As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>微结构光纤可产生2.95~5.70 μm的超连续谱。2010年,法国科学研究中心的M. El-Amraoui等<sup>[15]</sup>首次设计并制备出悬吊芯As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>微结构光纤,随后用脉宽为400 fs的1.55 μm脉冲激光器(峰值功率为5.6 kW)抽运长度为68 cm的该光纤,获得了平坦的1.0~2.6 μm的超连续光谱<sup>[16]</sup>。2011年,胡晓红等<sup>[17]</sup>使用1.05 μm的皮秒脉冲抽运一段长为5 m的商业光子晶体光纤,获得了500~1700 nm的超连续谱。2016年,Gao等<sup>[18]</sup>使用纤芯为AsSe<sub>2</sub>、包层为As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>的硫化物阶跃型光纤产生了1550~3300 nm的中红外超连续谱。2005年,于永芹等<sup>[19]</sup>通过实验研究了抽运波长对光子晶体光纤中超连续谱产生的影响,但实验用激光器的可调波长范围有限,会对研究结果有一定的限制。所以本课题组采用数值模拟的方法来进行研究,所选取的波长范围没有限制,更有利于研究抽运波长对超连续谱的影响。

通过数值模拟研究了不同抽运波长的飞秒脉冲在悬吊芯As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>光纤中传输时产生中红外超连续谱的演化过程,分别从频域、时域及输出光谱等三方面来探究抽运波长对中红外超连续谱的影响。经比较和分析模拟结果后可知,抽运波长处于光纤的 near-zero dispersion wavelength,且在反常色散区有利于产生宽而平坦的中红外超连续谱。

# 2 理论分析

飞秒脉冲在高非线性光纤中传输需满足广义非线性薛定谔方程<sup>[20]</sup>:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A - \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k A}{\partial t^k} = i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left[ A(z, t) \int_{-\infty}^{+\infty} R(t') |A(z, t-t')|^2 dt' \right], \quad (1)$$

方程左边为线性项。式中A=A(z, T)为脉冲慢变包络振幅,i为虚数单位,t为以中心波长群速度移动的参考系的时间参量,α为光纤损耗系数,z为脉冲在光纤中传输的距离,β<sub>k</sub>为高阶群速度色散系数(k为色散的阶数)。方程右边为非线性项,右边项的时间导数与自频移和光冲击有关。γ为光纤的非线性系数,其定义为γ=n<sub>2</sub>ω<sub>0</sub>/(cA<sub>eff</sub>)(n<sub>2</sub>为非线性折射率系数,ω<sub>0</sub>为脉冲中心频率,c为真空中的光速,A<sub>eff</sub>为有效纤芯面积)。拉曼响应函数R(t)=(1-f<sub>R</sub>)δ(t)+f<sub>R</sub>h<sub>R</sub>(t),它包括电学和振动的拉曼影响,δ(t)为狄克拉函数。对于As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>光纤,在模拟过程中我们取f<sub>R</sub>=0.17<sup>[21]</sup>,表示延时拉曼响应对非线性极化的贡献。拉曼响应函数中的h<sub>R</sub>(t)可表示为h<sub>R</sub>(t)=(τ<sub>1</sub><sup>2</sup>+τ<sub>2</sub><sup>2</sup>)/(τ<sub>1</sub>τ<sub>2</sub><sup>2</sup>)exp(-t/τ<sub>2</sub>)sin(t/τ<sub>1</sub>)。其中的τ<sub>1</sub>和τ<sub>2</sub>是可调节的参数,通过合理调节这两个参量可以较好地拟合实际的拉曼增益谱。在模拟过程中,取τ<sub>1</sub>=15.5 fs,τ<sub>2</sub>=230.5 fs<sup>[22]</sup>。由于As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>悬吊芯微结构光纤具有较低的损耗和极大的非线性系数,所以在较短的光纤中就能够产生较宽的超连续谱。因此在模拟中忽略损耗的影响,取α=0。通过合理地选取参数,用Matlab软件

采用分步傅里叶算法求解广义非线性薛定谔方程,用以模拟飞秒脉冲在  $\text{As}_2\text{S}_3$  微结构光纤中的传输特性以及中红外超连续谱的产生。

### 3 数值模拟中红外超连续谱的产生

#### 3.1 参考光纤简介

将文献[15]中的悬吊芯  $\text{As}_2\text{S}_3$  微结构光纤作为数值研究中红外超连续谱产生的参考光纤。参考光纤的相关参数如下:纤芯直径为  $2.6 \mu\text{m}$ ;光纤的零色散波长(ZDW)位于  $2.2 \mu\text{m}$ ,其色散曲线和损耗曲线<sup>[15]</sup>分别如图 1 和图 2 所示。由图 2 可知,在波长  $4 \mu\text{m}$  处有 1 个损耗峰值,损耗大小为  $22 \text{ dB} \cdot \text{m}^{-1}$ ,这主要是由 S—H 吸收造成的<sup>[11]</sup>。虽然  $4 \mu\text{m}$  处的损耗较大,但损耗曲线的纵坐标单位为  $\text{dB} \cdot \text{m}^{-1}$ ,而本课题组选取的光纤长度只有  $5 \text{ cm}$ ,所以可忽略损耗对超连续谱产生的影响。

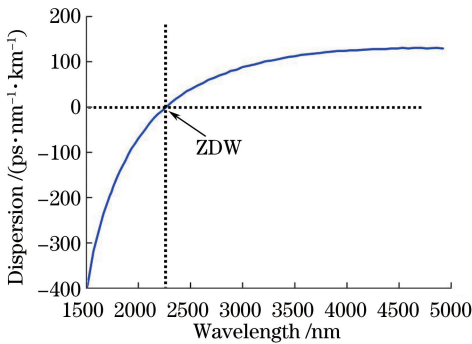


图 1 悬吊芯  $\text{As}_2\text{S}_3$  微结构光纤的色散曲线  
Fig. 1 Dispersion curve of  $\text{As}_2\text{S}_3$  suspended-core microstructure optical fiber

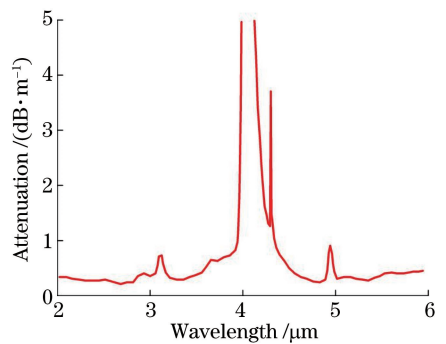


图 2 悬吊芯  $\text{As}_2\text{S}_3$  微结构光纤的损耗曲线  
Fig. 2 Attenuation curve of  $\text{As}_2\text{S}_3$  suspended-core microstructure optical fiber

在研究红外超连续谱过程中,光纤的非线性系数是一个非常重要的参数,它的大小会随着波长的增加而减小,所以计算不同抽运波长对应的非线性系数是必要的。通过公式  $\gamma = n_2 \omega_0 / (cA_{\text{eff}})$  计算得到不同抽运波长对应的非线性系数如表 1 所示,非线性系数随波长变化的曲线以及参考光纤的结构如图 3 所示。

表 1 不同抽运波长对应的非线性系数

Table 1 Nonlinear coefficient corresponding to different pump wavelengths

Pump wavelength /nm	1550	2100	2300	2500
Nonlinear coefficient /( $\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ )	2150	1587	1449	1333

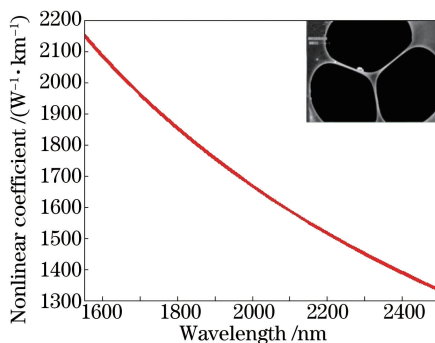


图 3 非线性系数随抽运波长变化的曲线(内嵌图为悬吊芯  $\text{As}_2\text{S}_3$  微结构光纤的结构)

Fig. 3 Variation of nonlinear coefficient with pump wavelength (the inset is structure of  $\text{As}_2\text{S}_3$  suspended-core microstructure optical fiber)

#### 3.2 数值模拟与结果分析

数值模拟的参数选择如下:参考光纤长度为  $5 \text{ cm}$ ,抽运峰值功率为  $15 \text{ kW}$ ;初始脉冲半高全宽为  $T_{\text{FWHM}} = 50 \text{ fs}$  ( $T_{\text{FWHM}} = 1.763 T_0$ ,  $T_0$  为输入脉冲宽度);损耗系数  $\alpha = 0$ ;抽运波长分别为  $1550, 2100, 2300, 2500 \text{ nm}$ 。通过计算可以得到各波长对应的高阶群速度色散系数(计算到 6 阶),如表 2 所示。输入的脉冲

形状为双曲正割型:

$$U(0, T) = \operatorname{sech}\left(\frac{T}{T_0}\right). \quad (2)$$

为了确保模拟结果的准确性,在模拟过程中将取样点取到  $n=2^{15}$ ,时间窗口为 82.5 ps,充分保证了时域演化与频域演化对窗口的要求,没有出现时域演化与频域演化窗口不够的情况,确保了模拟结果的准确性。

表 2 不同抽运波长对应的高阶群速度色散系数  $\beta_k$

Table 2 Higher-order group-velocity dispersion coefficients corresponding to different pump wavelengths

Wavelength /nm	$\beta_2 /(\text{ps}^2 \cdot \text{km}^{-1})$	$\beta_3 /(\text{ps}^3 \cdot \text{km}^{-1})$	$\beta_4 /(\text{ps}^4 \cdot \text{km}^{-1})$	$\beta_5 /(\text{ps}^5 \cdot \text{km}^{-1})$	$\beta_6 /(\text{ps}^6 \cdot \text{km}^{-1})$
1550	339.16	0.721	$-7.849 \times 10^{-4}$	$2.5368 \times 10^{-6}$	$-1.0391 \times 10^{-8}$
2100	49.588	1.1898	$-2.6 \times 10^{-3}$	$1.1537 \times 10^{-5}$	$-6.4166 \times 10^{-8}$
2300	-52.247	1.4343	$-3.7 \times 10^{-3}$	$1.817 \times 10^{-5}$	$-1.1073 \times 10^{-7}$
2500	-155.28	1.7247	$-5.2 \times 10^{-3}$	$2.7557 \times 10^{-5}$	$-1.8258 \times 10^{-8}$

使用上述数据,通过 Matlab 软件对不同抽运波长的飞秒脉冲在 5 cm 长的悬吊芯  $\text{As}_2\text{S}_3$  微结构参考光纤中的传输特性以及演化过程进行数值模拟。不同抽运波长对应的频域和时域演化分别如图 4 和图 5 所示,其中频域演化图所取波长的范围为 1000~7500 nm。

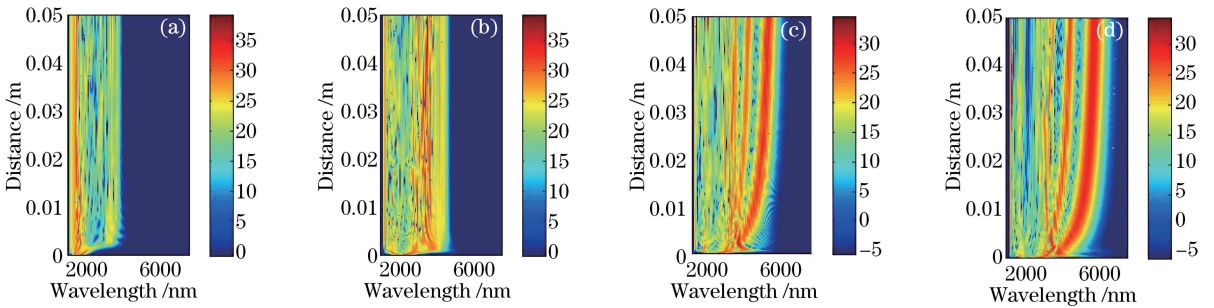


图 4 不同抽运波长对应的频域随光纤长度的演化。(a) 1550 nm;(b) 2100 nm;(c) 2300 nm;(d) 2500 nm

Fig. 4 Frequency domain evolution with fiber length corresponding to different pump wavelengths.

(a) 1550 nm; (b) 2100 nm; (c) 2300 nm; (d) 2500 nm

由图 4 可知,随着激光抽运波长从 1550 nm 增大到 2500 nm,飞秒脉冲的频域演化明显不同。随着抽运波长增大,光谱的展宽呈现出变宽的趋势,尤其是当抽运波长处于参考光纤的正常色散区和反常色散区时,变宽的趋势更加明显;当抽运波长处于完全相反的两个色散区时,对产生中红外超连续谱起主导作用的非线性效应也完全不同,其中参考光纤的零色散波长为 2.2  $\mu\text{m}$ 。图 4(a)和(b)为 1550 nm 和 2100 nm 抽运波长光纤正常色散区对应的的光谱演化图,可以看出,在光纤的正常色散区,当波长越接近零色散波长时,光谱的展宽越宽,此时自相位调制在光谱展宽的过程中起到了主导作用。图 4(c)和(d)为 2300 nm 和 2500 nm 抽运波长对应的光谱演化图,抽运波长处于光纤的反常色散区,光谱展宽较为明显。这是由于在反常色散区更容易形成高阶孤子,由于高阶孤子的不稳定性,在孤子传输过程中会受到高阶色散及拉曼效应的影响,高阶孤子就会分裂成  $N$  个基态孤子,进而产生更强的切连科夫辐射,分裂后的孤子会使能量向长波方向转移,也就是孤子自频移,分别在短波和长波区域产生明显的展宽;同时,高阶色散和高阶非线性效应的共同影响导致色散波辐射,以及产生四波混频效应和交叉相位调制等现象,它们共同决定了反常色散区的光谱展宽。

由图 5 可以看出,(a)、(b)和(c)、(d)在光谱展宽方面起主要作用的非线性效应明显不同。当抽运波长在光纤正常色散区且远离零色散波长时,在时域上没有观察到斯托克斯光的产生,如图 5(a)和(b)所示;当抽运波长处于光纤的反常色散区时,能够明显地观察到高阶孤子分裂,由受激拉曼散射效应产生了斯托克斯光及拉曼孤子捕获色散波<sup>[23]</sup>,如图 5(c)和(d)所示。

飞秒脉冲在 5 cm 长悬吊芯  $\text{As}_2\text{S}_3$  微结构参考光纤中传输后的输出光谱如图 6 所示。可知,随着抽运波长增加,光谱展宽明显变宽,这与分析频域演化时得到的结果一致。在抽运波长为 2300 nm 和 2500 nm 对应的输出光谱中可以明显地观察到斯托克斯光的产生,使光谱向长波方向展宽,并产生了级联拉曼散射,这与分析时域演化图时得到的结果是一致的。比较 2300 nm 与 2500 nm 的输出光谱能够明显看出,在反常色

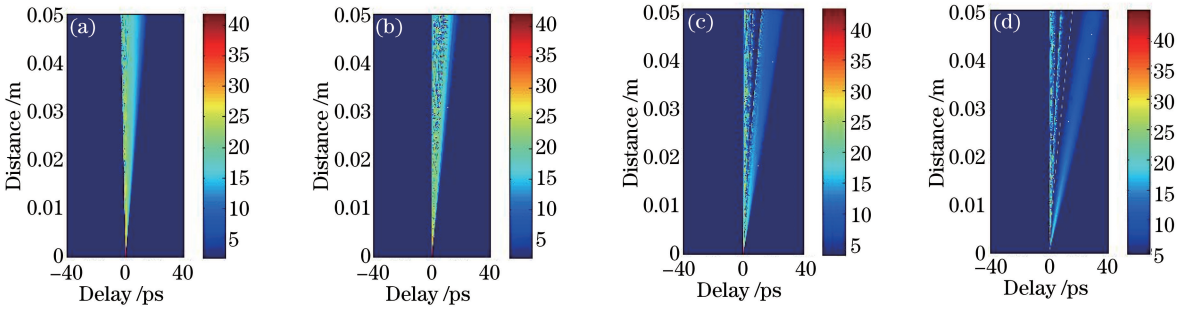


图 5 不同抽运波长对应的时域随光纤长度的演化。(a) 1550 nm;(b) 2100 nm;(c) 2300 nm;(d) 2500 nm

Fig. 5 Temporal domain evolution with fiber length corresponding to different pump wavelengths.

(a) 1550 nm; (b) 2100 nm; (c) 2300 nm; (d) 2500 nm

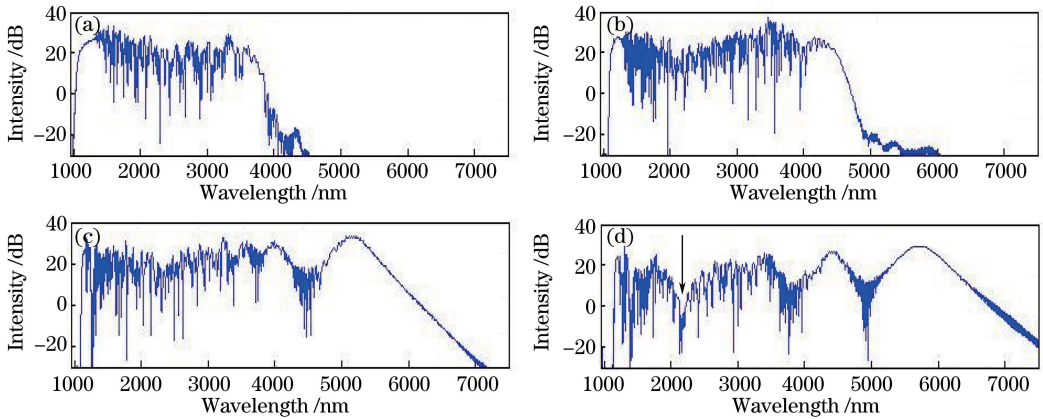


图 6 不同抽运波长对应的输出光谱。(a) 1550 nm;(b) 2100 nm;(c) 2300 nm;(d) 2500 nm

Fig. 6 Output spectra corresponding to different pump wavelengths. (a) 1550 nm;

(b) 2100 nm; (c) 2300 nm; (d) 2500 nm

散区,抽运波长越接近零色散波长,输出光谱越平坦。虽然 2500 nm 抽运波长输出的光谱展宽比 2300 nm 抽运波长输出的光谱要宽很多,且获得了 1.2~7.5  $\mu\text{m}$  的中红外超连续谱,但 2500 nm 的光谱平坦度明显不如接近零色散点的 2300 nm 的。这是因为,在反常色散区,当抽运波长远离零色散波长时,要实现相位匹配就会变得较为困难,四波混频效应相对较弱<sup>[24]</sup>,同时零色散波长附近的光谱带隙就越明显<sup>[25]</sup>。与 2300 nm 抽运波长对应的输出光谱相比,2500 nm 抽运波长对应的输出光谱在零色散波长(2.2  $\mu\text{m}$ )处有一个凹槽(黑色箭头标记),这使得输出光谱的平坦度劣化。当抽运波长为 2300 nm 时,获得了波长范围覆盖 1.2~7  $\mu\text{m}$  的中红外超连续谱。

## 4 结 论

采用数值模拟的方法研究了飞秒脉冲在悬吊芯  $\text{As}_2\text{S}_3$  微结构光纤中传输时抽运波长对超连续光谱展宽及其平坦度的影响,经过分析模拟得到了频域、时域演化图和输出光谱图,对不同抽运波长下影响中红外超连续谱的非线性效应进行了研究。研究表明,当抽运波长接近光纤的 near-zero dispersion wavelength,且处于反常色散区时,能够得到宽且平坦的超连续谱。此结论对超连续谱产生时抽运波长的选择具有指导意义。

## 参 考 文 献

- [1] Alfano R R, Shapiro S L. Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses[J]. Physical Review Letters, 1970, 24(11): 592-594.
  - [2] Liu Kun, Shi Hongxing, Liu Jiang, *et al.* All-fiber mid-infrared supercontinuum generation pumped by noise-like pulses[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(9): 0902003.
- 刘 昆, 师红星, 刘 江, 等. 基于类噪声脉冲抽运的高功率全光纤中红外超连续谱光源[J]. 中国激光, 2015, 42

- (9): 0902003.
- [3] Zhu Lei, Wang Lulu, Dong Xinyong, *et al.* Mid-infrared supercontinuum generation with highly germanium-doped silica fiber[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(3): 0319001.  
朱磊, 王鹿鹿, 董新永, 等. 基于高掺锗石英光纤的中红外超连续谱产生[J]. *光学学报*, 2016, 36(3): 0319001.
- [4] Miao Lili, Yi Jun, Wang Qingkai, *et al.* Broadband third order nonlinear optical responses of bismuth telluride nanosheets[J]. *Optical Materials Express*, 2016, 6(7): 2244-2251.
- [5] Wang Yingying, Dai Shixun, Luo Baohua, *et al.* Progress in infrared supercontinuum generation in chalcogenide glass fiber[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2016, 53(9): 090005.  
王莹莹, 戴世勋, 罗宝华, 等. 硫系光纤红外超连续谱输出研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2016, 53(9): 090005.
- [6] Shi Weihua, Wang Mengyan. Generation and control of supercontinuum in photonic crystal fiber with three-zero dispersion wavelengths[J]. *Chinese J Lasers*, 2015, 42(8): 0805009.  
施伟华, 王梦艳. 三零色散光子晶体光纤中超连续谱的产生与控制[J]. *中国激光*, 2015, 42(8): 0805009.
- [7] Du J, Zhang M, Guo Z, *et al.* Phosphorene quantum dot saturable absorbers for ultrafast fiber lasers[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 42357. DOI: 10.1038/srep42357.
- [8] Chu Z, Liu J, Guo Z, *et al.* 2  $\mu\text{m}$  passively Q-switched laser based on black phosphorus[J]. *Optical Materials Express*, 2016, 6(7): 2374.
- [9] Morioka T, Mori K, Kawanishi S, *et al.* Multi-WDM-channel, Gbit/s pulse generation from a single laser source utilizing LD-pumped supercontinuum in optical fibers[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1994, 6(3): 365-368.
- [10] Nakasyotani T, Toda H, Kuri T, *et al.* Wavelength-division-multiplexed millimeter-waveband radio-on-fiber system using a supercontinuum light source[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2006, 24(1): 404-410.
- [11] Rolfe P. *In vivo* near-infrared spectroscopy[J]. *Annual Review of Biomedical Engineering*, 2000, 2(2): 715-754.
- [12] Monnier J D. Optical interferometry in astronomy[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2003, 66: 789-857.
- [13] Shaw L B, Nguyen V Q, Sanghera J s, *et al.* IR supercontinuum generation in As-Se photonic crystal fiber[J]. *Advanced Solid-State Photonics*, 2005: 864-868.
- [14] Roy S, Chaudhuri P R. Supercontinuum generation in visible to mid-infrared region in square-lattice photonic crystal fiber made from highly nonlinear glasses[J]. *Optics Communications*, 2009, 282(17): 3448-3455.
- [15] El-Amraoui M, Fatome J, Jules J C, *et al.* Strong infrared spectral broadening in low-loss As-S chalcogenide suspended core microstructured optical fibers[J]. *Optics Express*, 2010, 18(5): 4547-4556.
- [16] El-Amraoui M, Gadret G, Jules J C, *et al.* Microstructured chalcogenide optical fibers from As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> glass: towards new IR broadband sources[J]. *Optics Express*, 2010, 18(25): 26655-26665.
- [17] Hu Xiaohong, Zhang Wei, Yang Zhi, *et al.* High average power, strictly all-fiber supercontinuum source with good beam quality[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(14): 2659-2661.
- [18] Gao Weiqing, Xu Qiang, Li Xue, *et al.* Supercontinuum generation in a step-index chalcogenide fiber with AsSe<sub>2</sub> core and As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> cladding[J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2016, 55(12): 122201.
- [19] Yu Yongqin, Ruan Shuangchen, Zeng Jianchun, *et al.* Supercontinuum generation in photonic crystal fibers depends on pump wavelengths[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, 34(9): 1293-1296.  
于永芹, 阮双琛, 曾剑春, 等. 泵浦波长对光子晶体光纤产生超连续谱的影响[J]. *光子学报*, 2005, 34(9): 1293-1296.
- [20] Agrawal G P. *Nonlinear fiber optics*[M]. [S.l.]: Elsevier Incorporated, 1989: 26-50.
- [21] Kohoutek T, Yan X, Shiosaka T W, *et al.* Enhanced Raman gain of Ge-Ga-Sb-S chalcogenide glass for highly nonlinear microstructured optical fibers[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2011, 28(9): 2284-2290.
- [22] Granzow N, Stark S P, Schmidt M A, *et al.* Supercontinuum generation in chalcogenide-silica step-index fibers[J]. *Optics Express*, 2011, 19(21): 21003-21010.
- [23] Nishizawa N, Goto T. Characteristics of pulse trapping by ultrashort soliton pulse in optical fibers across zero dispersion wavelength[J]. *Optics Express*, 2002, 10(21): 1151-1160.
- [24] Wadsworth W J, Joly N, Knight J C, *et al.* Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres[J]. *Optics Express*, 2004, 12(2): 299-309.
- [25] Lehtonen M, Genty G, Ludvigsen H, *et al.* Supercontinuum generation in a highly birefringent microstructured fiber [J]. *Applied Physics Letters*, 2003, 82(14): 2197-2199.