

微结构硫化物光纤中中红外超连续谱的产生

夏兰叶 文建国 赵楚军 谢 栋

(湖南大学信息科学与工程学院, 湖南 长沙 410082)

摘要 采用微结构硫化物光纤,以非线性薛定谔方程(NLSE)为理论模型,利用分步傅里叶计算方法,研究了输入脉冲的中心频率和脉宽对中红外超连续谱(SC)的影响。采用的微结构硫化物光纤具有较高的非线性效应和两个零色散波长(ZDW),且第二个零色散波在中红外波段,有利于中红外超连续谱的产生。通过仿真发现,输入脉冲的中心频率和脉宽对连续谱的产生都有很大影响。数值仿真中,输入具有不同频率和脉宽的脉冲,输入波长接近零色散点时较远离色散点时产生的中红外超连续谱要宽。而且,在保持峰值功率不变的情况下,脉宽对频谱展宽程度没有影响,但是较短脉冲产生的中红外超连续谱更为平坦。

关键词 非线性光学;非线性薛定谔方程;分步傅里叶算法;中红外超连续谱;微结构硫化物光纤

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/LOP48.041901

Mid-Infrared Supercontinuum Generation from Microstructured Chalcogenide Fibers

Xia LanYe Wen Jianguo Zhao Chujun Xie Dong

(School of Information Science and Engineering, Hunan University, Changsha, Hunan 410082, China)

Abstract By using microstructured chalcogenide fibers, split-step Fourier algorithm and nonlinear Schrödinger equation (NLSE), effects of centre frequency and pulse width of seed pulse on mid-infrared supercontinuum (SC) generation are studied. The microstructured chalcogenide fibers used here have high nonlinear effect and two zero dispersion wavelengths (ZDW). The second ZDW is in mid-infrared, which is helpful to mid-infrared SC generation. There are marked effects of centre frequency and pulse width of seed pulse on SC generation. In numerical stimulation, seed pulses have different frequencies and durations. Mid-infrared SC generation whose input wavelength is near ZDWs is wider than those far from ZDWs. When keeping peak power invariable, frequency spectrum broadened by pulse width is steady, but the shorter pulse can generate smoother mid-infrared SC.

Key words nonlinear optics; nonlinear Schrödinger equation; split-step Fourier algorithm; mid-infrared supercontinuum; chalcogenide fiber

OCIS codes 190.0190; 060.0060; 070.0070

1 引言

1500~9000 nm的中红外超连续(SC)光源是近年来的研究热点,此波段的超连续光源应用将会非常广泛,包括光谱检测^[1],医学诊断及治疗^[2],光通信系统^[3,4],国防^[5]等。普通硅光纤非线性效应很小,很难产生超连续谱。而硅材料的光子晶体光纤虽有较强的非线性效应^[6,7],有利于频谱展宽,但由于硅材料本身的限制,在波长大于2500 nm时,光纤的损耗很大^[8],不能产生足够宽的中红外超连续谱。各种软玻璃光纤^[9]在很大程度上解决了这些问题。软玻璃光纤又称复合玻璃光纤,因其熔点较低和组成成分多而得名。这种光纤在中红外波段有很宽的透过窗口^[8],是用来获得中红外超连续光源的理想材料。微结构光子晶体光纤中,当两个零色散波长相差较小时,光纤对由调制不稳定性引起的噪声放大和孤子分裂有抑制作用,而且对输入

收稿日期: 2010-08-10; **收到修改稿日期:** 2010-10-26

基金项目: 湖南省自然科学基金重点项目(10JJ2047)资助课题。

作者简介: 夏兰叶(1984—),女,硕士研究生,主要从事中红外超连续谱方面的研究。E-mail: xialanye17@163.com

导师简介: 文建国(1954—),男,博士,教授,主要从事光信息处理与光通信方面的研究。E-mail: jgwen911@126.com
(通信联系人)

脉冲宽度,啁啾等参数不敏感^[10]。另外,Hilligsøe认为在这种光纤中,新频谱的产生主要是因为自相位调制(SPM)和四波混频(FWM)的作用。而文献[11]认为,超连续谱产生的机制是色散波放大和孤子自频移。文献[10]与[11]两者的区别在于光纤的色散不同,前者两零色散波长相差很小(小于200 nm),而后者相差大于700 nm。可见,在超连续谱的产生中,色散的作用非同小可。本文设计的是As₂S₃微结构光纤,它也具有两个零色散点,根据需要改变参数可以获得具有不同色散曲线的光纤^[8,12]。

2 理论模型

As₂S₃是目前所有光纤材料中在中红外波段的透过窗口最大的种类之一^[8],在6000 nm附近损耗才开始变得明显。本文用As₂S₃设计出一种微结构光纤,其色散曲线如图1所示, Λ 为孔间距, d 为空气孔直径。从图中可以看出,这根光纤的第一个零色散波长在2 μ m附近,第二个零色散波长约为3.36 μ m。

用非线性薛定谔方程来描述脉冲在微结构光纤中的传输^[13]:

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

式中 $A(z,t)$ 为电场包络, z 为脉冲在光纤中的传输距离, t 表示时间。 α 是损耗,因为传输距离很短,损耗很小,设 $\alpha = 0$ 。 $\beta_1 = 1/V_g$ 与脉冲的群速度有关, $k \geq 2$ 时, β_k 表示中心频率 ω_0 处的色散参数,表示的是二阶及高阶色散效应(HOD)。(1)式等号右边表示非线性光学效应,包括SPM,自陡峭作用,FWM以及受激拉曼散射(SRS)等。 $R(t)$ 是光纤对电场 $A(z,t)$ 的非线性响应,响应函数为

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t), \quad (2)$$

式中 f_R 表示对非线性极化中延时拉曼响应作用的部分,本文中的As₂S₃光纤 $f_R = 0.11$ ^[14]。 $h_R(t)$ 是拉曼响应函数,其表达式为

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1), \quad (3)$$

式中 τ_1, τ_2 分别为15.2 fs和230.5 fs^[15]。

γ 为非线性参数,在As₂S₃光纤中,当输入波长是2.2 μ m时 γ 值可达3571 km⁻¹W⁻¹,远远大于石英光子晶体光纤的值。于是脉冲在这种光纤中传播很短的距离就能够得到很大的频谱展宽,从而可以忽略损耗。将(1)式进行必要的简化,并做归一化处理,用分步傅里叶计算方法对脉冲的传输过程进行数值模拟。

3 数值模拟及分析

模拟光脉冲在本文设计的光纤中的传输过程,分析脉冲频谱展宽机制。输入脉宽为0.2 ps,中心波长为2830 nm,峰值功率为1 kW的高斯脉冲,输出结果如图2所示。

显然,在脉冲传输的初始段[图2(a)],脉冲的展宽由自相位调制引起^[13]。脉冲继续传输[图2(b)],由于孤子和色散波的交叉相位调制,短波方向出现振荡。而长

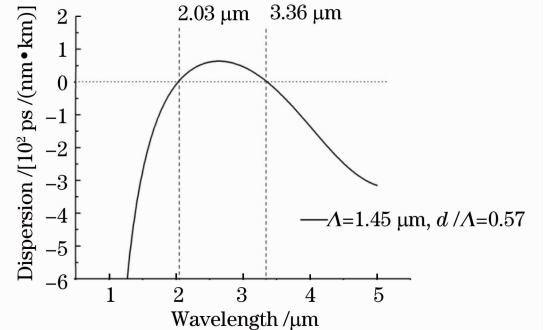


图1 一种As₂S₃微结构光纤的色散曲线

Fig. 1 Dispersion profile of an As₂S₃ microstructured fiber

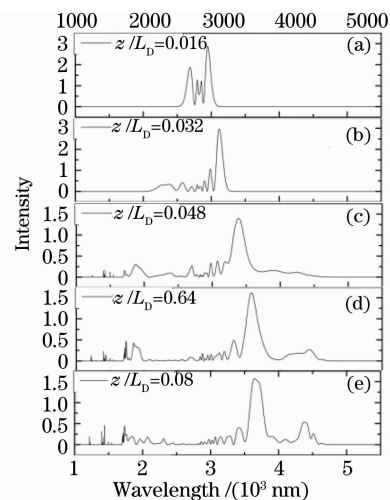


图2 超连续谱在As₂S₃微结构光纤中的产生
Fig. 2 Supercontinuum generation in As₂S₃ microstructured fiber

波段波峰继续向长波长方向转移,形状几乎无变化,这是拉曼效应引起的孤子自频移。接着[图 2(c)~(e)],脉冲不断产生新的频谱分量,并越过两个零色散点,到达正常色散区,这与色散波的产生和放大有关。脉冲在反常色散区传输,相当于高阶孤子,它在分裂产生基态孤子的同时产生色散波。当色散波与孤子达到相位匹配条件时,就会被放大^[11,12]。色散波与孤子满足相位匹配条件^[16]:

$$\Delta\kappa = \beta(\omega_d) - \beta(\omega_s) - (\omega_d - \omega_s)/u_g - \gamma P = 0,$$

式中 $\beta(\omega_d)$, $\beta(\omega_s)$ 分别为色散波和孤子的传播常数, u_g 为孤子的群速度, P 为孤子的峰值功率。随着传输距离的增加,孤子作为抽运源不断把能量转移到与之相位匹配件的色散波^[11],特别是向蓝移的色散波转移。因此,在仿真过程中,需反复试验选择长度适中的光纤,一方面使频谱向中红外足够展宽,另一方面使能量向高频转移较少。另外,超连续谱的产生是个非常复杂的过程,它还受到四波混频,孤子自频移和自陡等效应的影[16,17]。

3.1 输入波长的影响

在光纤中输入波长分别为 2030, 2230, 2430, 2630, 2830, 3030 和 3230 nm, 脉宽为 0.2 ps 的脉冲, 仿真结果如图 3 所示。

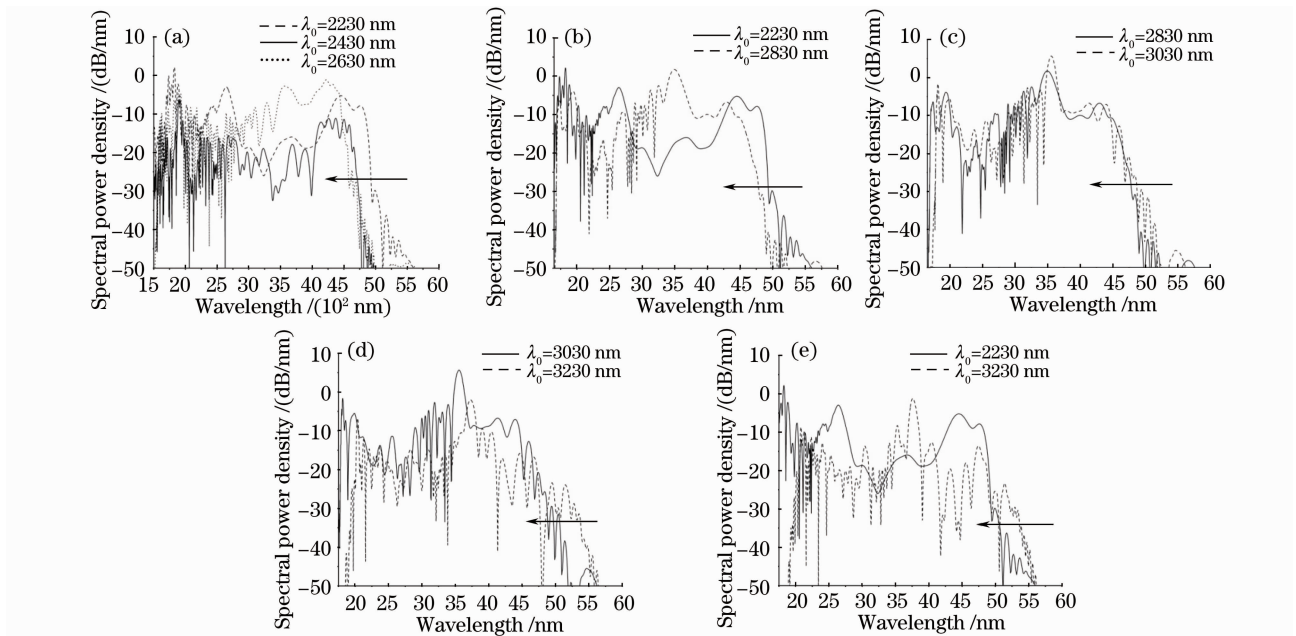


图 3 脉冲红移随输入波长的变化

Fig. 3 Variation of red-shift changing with seed pulse wavelength λ_0

当输入波长的二阶色散几乎为零时($\lambda_0 = 2030$ nm), 脉冲展宽很小。图 3 表示, 在一定范围内, 随着脉冲中心波长的增加, 中红外超连续谱的展宽会相应减少[图 3(a)]。这是因为, 脉冲波长从 2230 nm, 增加到 2630 nm 时, 色散值也增加(如图 1), 于是其分裂产生的孤子脉宽也随之增加^[13], 导致孤子拉曼增益减少, 结果红移量也相应降低^[11]。反之, 当脉冲中心波长增加到一定程度后, 继续增加, 色散值降低, 则出现频谱红移增强的现象[图 3(c), (d)]。也就是说, 红移量的变化与三阶色散符号有关, 在反常色散区, 当三阶色散为正(输入波长约小于 2700 nm, 色散值增加)时, 输入波长越短(二阶色散接近零的情况除外), 输出频谱越宽; 三阶色散为负时则相反[图 3(c), (d)]。但三阶色散为负时更有利于超连续谱在中红外波段的展宽[图 3(e)]。尽管如此, 频谱的展

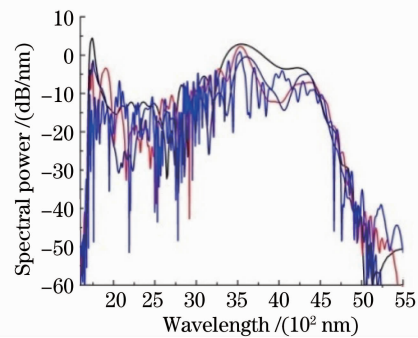


图 4 不同宽度脉冲对应的输出超连续谱宽度比较
Fig. 4 Comparison of various pulse duration corresponding to actput SC width

宽,还有一个重要原因就是色散波的放大(频谱跨过两零色散点达到正常色散区,正常色散区不能产生孤子)。随着输入波长增加,第二个零色散点附近的色散波更容易得到放大。

3.2 脉冲宽度对中红外超连续谱产生的影响

在光纤中输入峰值功率相同时,波长为 2830 nm,脉宽分别为 0.05,0.1,0.2 和 0.5 ps 的高斯脉冲,输出频谱如图 4 所示。经比较可知(图 4),它们的展宽程度几乎完全相同。也就是说,在保证输入脉冲峰值功率不变的情况下,脉宽对频谱的展宽程度没有影响。将它们的频谱图分开(图 5)比较发现,虽然频谱宽度没有受到影响,但是它们的平滑程度却有差别。输入脉宽越窄,输出频谱越平滑。从公式 $N^2 = \gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2|$ 易知, T_0 越大, N 的数值越大,也就是说,当脉冲宽度越大时,孤子阶数就越高,频谱曲线越复杂,其平坦程度就越低。

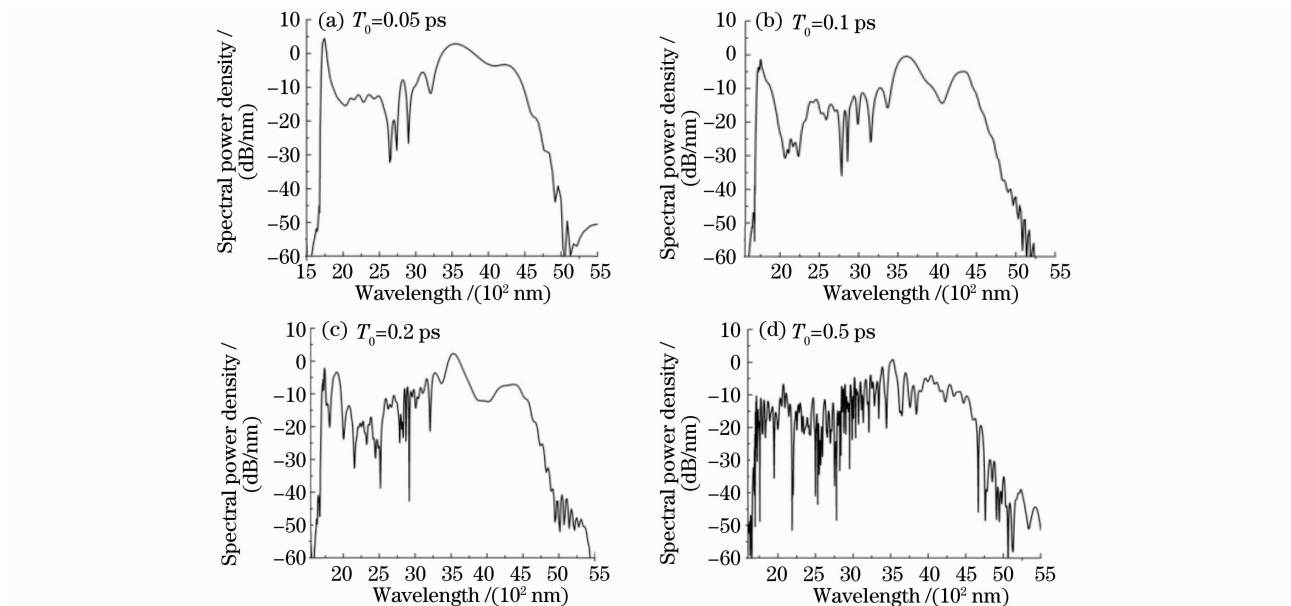


图 5 超连续谱随输入脉宽的变化

Fig. 5 Variation of SC spectra changing with seed pulse duration

4 结 论

采用 As_2S_3 微结构光纤,以非线性薛定谔方程为理论模型,利用分步傅里叶计算方法,研究了中红外超连续谱产生的机制,以及输入脉冲的中心波长和脉宽对中红外超连续谱的影响。研究表明,在 As_2S_3 微结构光纤中,脉冲传输初始阶段的频谱展宽由自相位调制引起。随后,又有交叉相位调制,拉曼效应的作用使脉冲频谱进一步展宽。另外,脉冲分裂产生的色散波也是频谱展宽的重要因素,处于反常色散区的孤子不断把能量转移给相位匹配的色散波,使之放大。研究还发现,当输入脉冲的中心波长接近第一个零色散点和第二个零色散点时,产生的中红外超连续谱宽度更大,接近第二个零色散点时红移更加明显。在保证输入峰值功率不变的情况下,脉宽对中红外超连续谱的展宽几乎没有影响,但是能影响中红外超连续谱的平滑程度,脉宽越窄,中红外超连续谱越平滑。

参 考 文 献

- 1 R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hansch *et al.*. Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**(11): 2264~2267
- 2 Chenan Xia. Mid-Infrared Supercontinuum Laser System and its Biomedical Applications [D]. Michigan: University of Michigan, 2009. 104~108
- 3 M. N. Islam, G. Sucha, I. Bar-Joseph *et al.*. Broad bandwidths from frequency-shifting solitons in fibers [J]. *Opt. Lett.*, 1989, **14**(7): 370~372
- 4 T. Morioka, K. Mori, S. Kawanishi *et al.*. Multi-WDM-channel, GBit/s pulse generation from a single laser source

- utilizing LD-pumped supercontinuum in optical fibers [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1994, **6**(3): 365~368
- 5 S. C. Buchter, B. Andersen, M. D. Nielsen *et al.*. Nanosecond supercontinuum generation at the mJ level [C]. SPIE European Symp. on Optics/Photonics in Security and Defence, 2004, **5620**: 22~27
- 6 Jonathan C. Knight. Photonic crystal fibres[J]. *Nature*, 2003, **424**(6950): 847~851
- 7 J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell *et al.*. All-silicain91e-mode optical fiber with photonic crystal cladding [J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(19): 1547~1549
- 8 Jonathan H. V. Price, Tanya M. Monro, H. Ebneclofff-Heidepriem *et al.*. Mid-IR supercontinuum generation from nonsilica microstructured optical fibers[J]. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2007, **13**(3): 738~749
- 9 T. M. Monro, K. M. Kiang, J. H. Lee *et al.*. High nonlinearity extruded single-mode holey optical fibers[C]. Opt. Fiber Commun. Conf. Post deadline paper FA1, Anaheim, 2002: 1~3
- 10 Karen Marie Hilligse, Thomas Vestergaard Andersen, Henrik Paulsen *et al.*. Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(6): 1045~1054
- 11 G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen *et al.*. Enhanced bandwidth of supercontinuum generated in microstructured fibers [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(15): 3471~3480
- 12 Michael H. Frosz, Peter Falk, Ole Bang. The role of the secone zero-dispersion wavelength in generation of supercontinua and bright-bright soliton-pairs across the zero-dipersion wavelength[J]. *Opt. Express*, 2005, **13**(16): 6181~6192
- 13 Govind P. Agrawal. Nonlinear Fiber Optics & Applications of Nonlinear Fiber Optics[M]. Jia Dongfang Transl. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002
阿戈沃. 非线性光纤光学原理及应用[M]. 贾东方译. 北京: 电子工业出版社, 2002
- 14 C. Xiong, E. Magi, F. Luan *et al.*. Raman response in chalcogenide As₂S₃ fiber [C]. IEEE, Hongkong, 2009. 1~2
- 15 Michael R. E. Lamont, Barry Luther-Davies, Choi Duk-Yong *et al.*. Supercontinuum generation in dispersion engineered highly nonlinear ($\gamma=10$ /W/m) As₂S₃ chalcogenide planar waveguide [J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(19): 14938~14944
- 16 Ilaria Cristiani, Riccardo Tediosi, Luca Tartara *et al.*. Dispersive wave generation by solitons in microstructured optical fibers [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(1): 124~134
- 17 Guanshi Qin, Xin Yan, Chihiro Kito *et al.*. Ultrabroadband supercontinuum generation from ultraviolet to 6.28 μm in a fluoride fiber[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2009, **95**(16): 161103