

氟化物光纤中孤子自频移效应的数值研究

薛光辉 殷科 张斌 杨未强 侯静

(国防科学技术大学光电科学与工程学院, 湖南长沙 410073)

摘要 研究了超短激光脉冲在氟化物光纤中的孤子自频移效应。当波长为 1550 nm 的长脉冲光抽运氟化物光纤时, 光纤中的调制不稳定性及脉冲传输时的孤子自频移效应, 以及短波方向产生的色散波对脉冲的频谱演化起了重要作用。当输入脉冲为超短脉冲且孤子阶数较低时, 输出频谱的变化主要受孤子自频移效应的影响。研究了飞秒脉冲抽运时脉冲峰值功率、初始啁啾及光纤长度等参数对孤子自频移效应的影响。通过改变 1550 nm 抽运脉冲的峰值功率, 可将氟化物光纤中最大红移拉曼孤子的中心波长调谐到 2.6 μm 以上。利用氟化物光纤中的孤子自频移效应, 结合特定波段的稀土掺杂光纤放大器, 通过级联拉曼孤子自频移的方式可实现大波长范围的可调谐近中红外激光输出。

关键词 光纤光学; 孤子自频移效应; 氟化物光纤; 可调谐激光

中图分类号 TN248 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL201340.s105010

Numerical Investigation on Soliton Self Frequency Shift in Fluoride Fiber

Xue Guanghui Yin Ke Zhang Bin Yang Weiqiang Hou Jing

(College of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China)

Abstract The characteristics of soliton self frequency shift of ultra-short pulse propagation in fluoride fibers are investigated. Modulation instability, soliton self frequency shift and the dispersive waves generated in the short wavenlength direction play improtant roles in the spectral evolutions in fluoride fibers when pumped at 1550 nm. The output spectrum is mainly dominated by soliton self frequency shift when the soliton order of the pump pulse is small. The effects of the length of fluoride fiber, peak power of pump pulse and initial chirp on soliton self frequency shift are discussed. By adjusting the peak power of the pump pulse at 1550 nm, the central wavelength of maximum red shifted Raman soliton can be tuned to above 2.6 μm . Combined with some special rare earth doped fiber amplifiers, a widely tunable fluoride infrared fiber laser can be realized through the method of cascaded Raman soliton self frequency based on soliton self frequency shift effect in fluoride fibers.

Key words fiber optics; soliton self frequency shift; fluoride fiber; tunable laser

OCIS codes 320.7090; 190.5530; 140.3510

1 引言

超短脉冲由于其在光通信、光学相干层析、生物医学等方面的广泛应用, 近年来引起人们的强烈关注^[1]。目前通过使用可饱和吸收体锁模、偏振锁模等方式能够获得超短脉冲激光输出, 然而这些超短脉冲光纤光源都是基于光纤中掺杂稀土离子的受激

发射制作的, 工作波长受到稀土离子的发射谱限制, 难以覆盖整个近红外波段^[2], 从而难以实现大范围的可调谐输出。

当超短脉冲在光纤的反常色散区抽运时, 光纤的非线性会对脉冲产生正啁啾频率调制, 而光纤的负色散对脉冲产生一定量的负啁啾频率调制, 如果

收稿日期: 2013-07-27; 收到修改稿日期: 2013-09-16

基金项目: 国家自然科学基金面上项目(61077076)、湖南省杰出青年基金(12JJ1010)

作者简介: 薛光辉(1990—), 男, 硕士研究生, 主要从事光纤激光器与超连续谱等方面的研究。

E-mail: 834608310@qq.com

导师简介: 侯静(1975—), 女, 研究员, 博士生导师, 主要从事光纤激光器及光子晶体光纤等方面的研究。

E-mail: houjing25@sina.com

条件合适,正啁啾量和负啁啾量得以抵消,孤子就能在光纤中稳定存在,并保持时域和频率特征不变。如果这时候孤子的频谱宽度足以覆盖光纤材料的拉曼增益谱,通过脉冲内受激拉曼散射效应,频谱中的高频分量作为抽运源,将能量不断地转移到低频分量,同时孤子的中心波长不断红移,该过程称为孤子自频移效应^[3-4]。自从1986年在实验上第一次实现了光纤中的孤子自频移效应以来^[5],通过孤子自频移效应实现可调谐波长输出的光纤激光器的方法已经被国内外很多小组进行了深入的研究^[6-12]。2008年,Chan等^[1]通过Cr:Forsterite激光器和硅基光子晶体光纤在实验上获得了基于孤子自频移效应的1.2~2.2 μm波长范围内可调谐输出的拉曼孤子光纤激光器,这是目前已报道的硅基光纤中输出波长最长的拉曼孤子光纤激光器,文章指出输出拉曼孤子的最大波长受硅基光纤的长波损耗限制。

由于硫化物、氟化物和碲化物等软玻璃材料具有比硅基玻璃更大的红外透射窗口^[13],为了克服长波损耗限制对孤子自频移效应的影响,人们提出使用软玻璃光纤替代硅基光纤实现中红外波段的可调谐光纤激光器的方案。2012年Al-kadry等^[14]对直径渐变的硫化物光纤中的孤子自频移效应进行了理论研究,该光纤具有两个零色散点,可实现的输出孤子波长在2100~2750 nm之间可调谐。氟化物光纤也是对中红外透明的一种软玻璃,其长波损耗限制在5 μm附近,与其他软玻璃光纤相比具有更高的损伤阈值,目前已用于制作稀土掺杂氟化物光纤激光器^[15]和研究中红外超连续谱的产生^[16-17]。2012年Yan等^[18]通过重新考虑氟化物(ZBLAN)光纤的非线性拉曼响应函数和拉曼系数,区别氟化物光纤和硅基光纤不同的拉曼增益谱,指出ZBLAN光纤中孤子自频移效应比硅基光纤中的强,他们认为ZBLAN光纤是一种很具有研究前景的孤子自频移材料。

本文分析了氟化物光纤中的孤子自频移效应。通过全矢量有限元差分法研究了ZBLAN光纤的色散和非线性特性,然后结合频率域广义非线性薛定谔方程(GNLSE),重点研究了不同光纤长度、不同抽运功率和初始啁啾下,超短脉冲抽运ZBLAN光纤输出的最大红移拉曼孤子的中心波长特性,指出通过改变1550 nm处的超短脉冲的抽运功率,基于ZBLAN光纤中的孤子自频移效应能够实现1550~2600 nm的波长调谐输出,并且能量转换效率能够保持在40%以上。提出结合稀土掺杂光纤放大器

实现级联孤子自频移的方式,能够有效克服孤子自频移中频率移动的饱和效应,获得更大范围的可调谐中红外拉曼孤子激光输出。

2 数值仿真

2.1 广义非线性薛定谔方程

很多文献推导了描述光纤中脉冲演化的频域GNLSE^[19-20],其具体形式如下:

$$\frac{\partial \tilde{C}}{\partial z} = L(\omega)\tilde{C} + i\gamma(\omega)\frac{\omega}{\omega_0}\mathcal{F}\{C(z,t) \times \int_{-\infty}^{\infty} R(T')|C(z,T-T')|^2 dT'\}, \quad (1)$$

式中 $\tilde{C}(z,\omega) = [A_{\text{eff}}(\omega)/A_{\text{eff}}(\omega_0)]^{-1/4}\tilde{A}(z,\omega)$, ω_0 为抽运脉冲的频率, $A_{\text{eff}}(\omega)$ 为各个频率处的有效模场面积, $\tilde{A}(z,\omega)$ 为光谱复振幅包络, $\tilde{C}(z,\omega)$ 是 $C(z,t)$ 的傅里叶变换, $R(T')$ 是拉曼响应函数, T' 是与时间相关的变量。

$$L(\omega) = i[\beta(\omega) - \beta(\omega_0) - \beta_1(\omega_0)(\omega - \omega_0)] - \alpha(\omega)/2,$$

$$\gamma(\omega) = n_2 n_0 \omega_0 / [c n_{\text{eff}}(\omega) \sqrt{A_{\text{eff}}(\omega) A_{\text{eff}}(\omega_0)}]$$

为频率相关的非线性系数, β_1 为传输常数 β 在抽运频率处的泰勒展开的一阶系数, $\alpha(\omega)$ 为与频率有关的吸收系数, n_2 为非线性折射率系数, n_0 为线性折射率系数, n_{eff} 是传输模式中与频率有关的有效折射率系数。

2.2 ZBLAN 光纤参数

仿真采用ZBLAN光纤,纤芯直径为8 μm,包层直径为125 μm,纤芯数值孔径 $NA=0.27$,对应各组分的原子数分数为56%:14%:6%:2%,该光纤的零色散点在1.495 μm附近,采用文献中给出的Sellmire公式可以计算ZBLAN光纤的材料折射率^[21],即

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{i=1}^k \frac{a_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2}, \quad (2)$$

式中 k 是所有的对相关频率范围有贡献的介质谐振频率对应的波长数, $a_1 = 1.168$, $a_2 = 2.77$, $\lambda_1 = 0.0954 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 25 \mu\text{m}$,该公式对应波长的有效使用范围为0.50~4.8 μm。图1给出了采用全矢量有限元差分法计算ZBLAN光纤的非线性系数和群速度色散曲线。ZBLAN光纤的拉曼增益谱可以由两个高斯函数来拟合,计算中使用的ZBLAN光纤的拉曼响应 $R(T)$ 函数见图2。需要指出的是ZBLAN光纤的损耗在波长大于5 μm以后才急剧变大^[12],而本文主要考虑1550 nm处抽运脉冲的频谱演化,频谱未到达5 μm,所以后文的计算中不考虑光纤损耗对脉冲传输的影响。

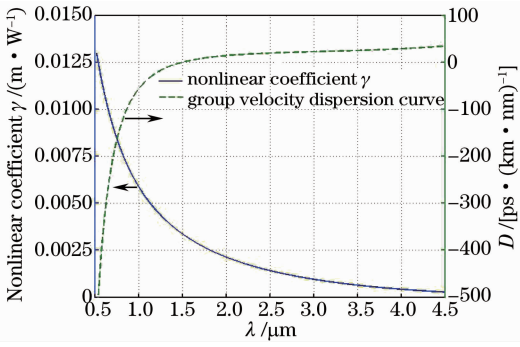


图1 ZBLAN 光纤的非线性系数和群速度色散曲线

Fig. 1 Nonlinear coefficient and group velocity dispersion curves of ZBLAN fiber

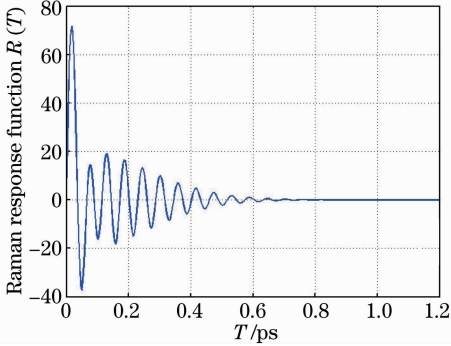

 图2 ZBLAN 光纤的拉曼响应函数 $R(T)$

 Fig. 2 Raman response function $R(T)$ of ZBLAN fiber

2.3 抽运脉冲参数

仿真中抽运脉冲采用中心波长为 1550 nm 的双曲正割脉冲^[3], 其时域具体表达式为

$$A(0, T) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech}\left(\frac{T}{T_0}\right) \exp\left(-\frac{iC_0 T^2}{2T_0^2}\right), \quad (3)$$

式中 P_0 为抽运脉冲的峰值功率, T_0 是泵浦脉冲的脉冲宽度, T 为采用分步傅里叶法求解 GNLSE 的时间窗口宽度, $T_{\text{FWHM}} = 2\ln(1 + \sqrt{2})T_0 \approx 1.763T_0$ 为抽运脉冲宽度, C_0 为抽运脉冲啁啾值。抽运脉冲的孤子阶数 $N = \sqrt{\gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2|}$, 色散长度 $L_D = T_0^2 / |\beta_2|$, 非线性长度 $L_{\text{NL}} = 1 / (\gamma P_0)$, 孤子分裂长度 $L_{\text{fiss}} = L_D / N$ 。

2.4 输出拉曼孤子的参数定义

光纤输出频谱中拉曼孤子的中心波长为 $\lambda_{\text{central}} = \frac{\int \lambda E(\lambda) d\lambda}{\int E(\lambda) d\lambda}$, $E(\lambda)$ 为孤子脉冲每个频率分量对应的谱能量, 积分区域 A 为孤子脉冲占的输出频谱的区域, 积分区域 B 代表整个输出频谱范围。孤子脉冲宽度定义为输出孤子脉冲在时域上的半峰全宽, 输出孤子的峰值功率定义为该孤子在时域上的峰值功率。

3 仿真结果与讨论

3.1 超连续谱的产生

根据 2.1 节中的理论方程和仿真参数, 首先研究了不同峰值功率, 不同脉冲宽度下输出脉冲的频谱变化, 计算中使用的 ZBLAN 光纤长度 L 为 10 m, 抽运脉冲啁啾 C_0 均为 0, 相关的其他数据见表 1, 仿真结果见图 3。

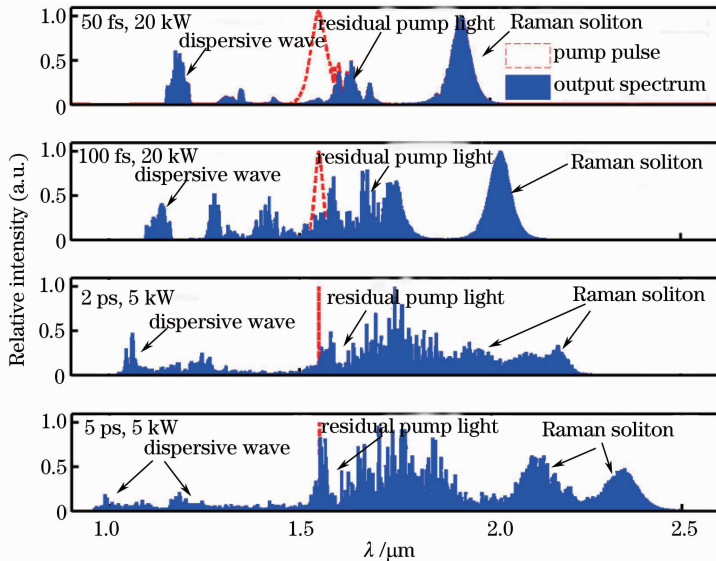


图3 不同峰值功率和不同脉冲宽度抽运下 ZBLAN 输出频谱

Fig. 3 Output spectra of ZBLAN fiber pumped with different peak powers and pulse widths

表 1 不同峰值功率,不同脉冲宽度下使用的仿真参数值

Table 1 Parameters used in the simulation under different peak powers and pulse widths

Peak power /kW	Pulse width /fs	Dispersion length /m	Nonlinear length /m	Splitting length /m	Soliton order N
20	50	0.25	0.016	0.06	4
20	100	0.98	0.016	0.12	8
5	2	392	0.06	4.94	80
5	5	2456	0.06	12.35	199

当选取 50 fs 和 100 fs 超短脉冲光抽运 ZBLAN 光纤时,在峰值功率为 20 kW 下,对应的孤子阶数分别为 4 和 8,输出的频谱中大部分能量集中在了一个红移的拉曼孤子上。计算表明 50 fs 和 100 fs 抽运时,其最大红移拉曼孤子能量占整个输出频谱能量比例分别为 63.2% 和 44.7%,最大红移的拉曼孤子的中心波长分别为 1932 nm 和 2025 nm。从图 3 中还可以看出剩余能量主要集中在拉曼孤子红移伴随产生的色散波和未能形成孤子的残余抽运光中,它们和红移拉曼孤子一起构成了整个输出频谱。

而在抽运脉冲宽度分别为 2 ps 和 5 ps 时,对应的孤子阶数分别为 80 和 199,从图 3 中可以看出输出频谱能量不再集中在某一个拉曼孤子上。这表明当长脉冲抽运 ZBLAN 光纤时,由于孤子阶数较高,随着脉冲在光纤中的传输,脉冲进行了非常强烈的频谱演化,起初时调制不稳定使得抽运脉冲分裂,形成时域上的大量孤子,一部分孤子在脉冲内拉曼效应的作用下,不断红移,同时伴随着短波方向大量的色散波,最后整个频谱得到急剧展宽,演化形成超连续谱输出^[12]。

3.2 孤子自频移效应

图 4 给出了 50 fs, 20 kW 抽运下,光纤内拉曼

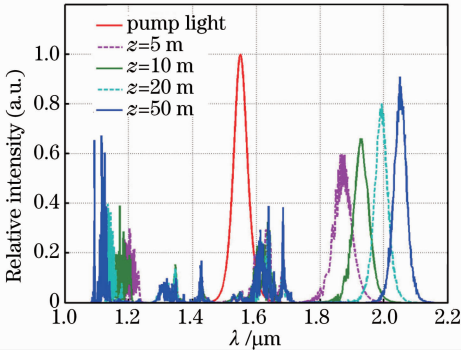


图 4 50 fs, 20 kW 抽运下光纤内拉曼孤子随传输距离的频谱演化

Fig. 4 Spectral evolution of intrapulse stimulated Raman of fibers with the transmission distance changes in the conditions of 50 fs, 20 kW pumping

孤子随传输距离的频谱演化。从图 4 中可以发现,当 $z = 5$ m 时,输出拉曼孤子的中心波长为 1870 nm,对应时域峰值功率为 7.86 kW,而此时脉宽为 60 fs,当 $z = 50$ m 时,输出孤子的中心波长移动至 2048 nm,对应的峰值功率降为 5.07 kW,时域脉宽展宽至 120 fs。随着传输距离的增加,最大红移的拉曼孤子的中心波长不断向长波方向移动,但移动速率却逐渐降低,脉冲在时域上不断被展宽,孤子频率移动逐渐达到饱和。

保持脉宽为 50 fs 和光纤长度为 10 m 不变,通过改变抽运脉冲的峰值功率,进一步研究了不同抽运功率下,孤子自频移随抽运脉冲峰值功率的变化,仿真结果见图 5。可以看出,随着抽运峰值功率的提高,最大红移拉曼孤子的中心波长移向更远的长波,当抽运峰值功率 $P_0 = 25$ kW 时,孤子阶数 $N = 4.5$,输出最大红移孤子的频谱有效到达了掺铈光纤激光器的 1.9~2 μm 之间的发射区域。当抽运峰值功率 $P_0 = 150$ kW 时,孤子阶数 $N = 11$,这时输出的最大红移拉曼孤子的中心波长为 2740 nm,该孤子占输出频谱的能量比例为 46.5%。进一步分析可知随着抽运光功率的提升,孤子阶数增加,抽运脉冲分裂之后形成了多个孤子,当 N 很大的时候能量不再集中在最大红移的拉曼孤子上,故最大红移拉

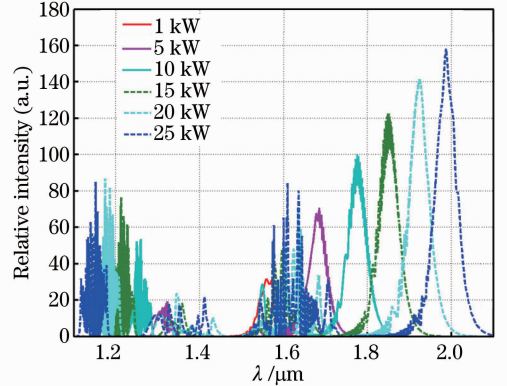


图 5 50 fs 时不同抽运峰值功率下 ZBLAN 光纤输出频谱

Fig. 5 Output spectra of ZBLAN fiber with 50 fs different peak powers pumping

曼孤子占整个输出频谱的能量比例随着功率提升却在不断下降。

当超短脉冲在光纤的反常色散区传输时,色散和非线性带来的啁啾量通过影响孤子脉冲的脉宽、频谱和峰值功率之间的关系而影响整个自频移过程^[22]。图6给出了抽运脉冲宽度为50 fs和峰值功率保持20 kW不变,光纤长度为10 m时,不同抽运脉冲初始啁啾量下,输出拉曼孤子的频谱变化图。结果发现当抽运啁啾 $C_0 = -1$,输出拉曼孤子的中心波长从啁啾 $C_0 = 0$ 时的1932 nm,向短波方向移动到了1906 nm。当抽运啁啾 $C_0 = 1$,输出拉曼孤子的中心波长为1961 nm,比初始啁啾量 C_0 为0的时候进一步红移了29 nm。从图6的结果可知,通过改变抽运脉冲的初始啁啾量的大小,可以对输出波长进行调谐。

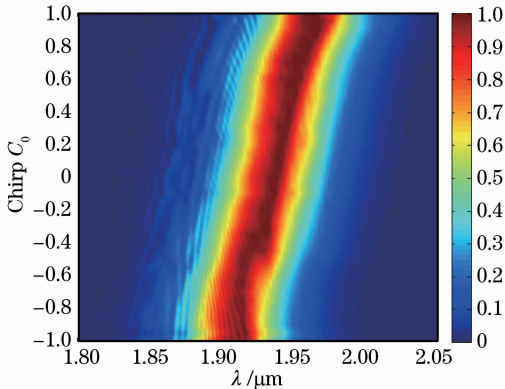


图6 不同抽运啁啾下输出脉冲频谱变化
Fig. 6 Spectral evolution of output pulse with different chirps pumping

图7给出了ZBLAN光纤中,超短脉冲抽运波长为 $2 \mu\text{m}$ 时,抽运脉宽为50 fs,峰值功率为50 kW时的频谱演化。这时对应的孤子阶数 N 为1.7,从图中可以看出,该抽运条件下整个传输过程中只产生了一个红移孤子。在 $z=10 \text{ m}$ 时,孤子中心波长已红移到 $2.59 \mu\text{m}$,孤子脉宽展宽为76 fs,峰值功率已经下降到21 kW,所占能量比例为83%。由于 $2 \mu\text{m}$ 已经远离ZBLAN光纤的零色散点,从仿真结果可以看出此时短波方向已经不能产生匹配色散波,剩余能量主要集中在抽运残余抽运光中。

3.3 讨论

反常色散区抽运ZBLAN光纤产生的孤子传输过程中,开始时刻频率感应的正啁啾和非线性感应的负啁啾很容易匹配,从而能够保证孤子在一定长度的传输距离中保持其脉冲宽度和峰值功率不变,实现大范围的孤子自频移。然而当孤子在光纤中传

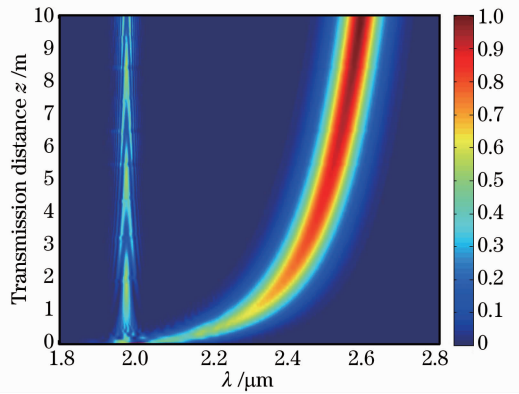


图7 $2 \mu\text{m}$ 超短脉冲抽运ZBLAN光纤的输出频谱随传输距离的演化

Fig. 7 Output spectral evolution of ZBLAN fiber with different transmission distances and $2 \mu\text{m}$ ultrashort pulse pumping

播时,ZBLAN光纤的非线性作用越来越小而色散作用却越来越大,非线性带来的正啁啾已经不能够和色散带来的负啁啾相抵消,孤子脉冲开始被展宽,脉冲峰值功率下降,孤子自频移速率降低,最后出现饱和现象。当初始脉冲加入一定量的正啁啾时,能够在一定程度上对输出脉冲展宽进行补偿,保证孤子能够进一步红移。另外由于孤子自频移的同时短波方向伴随有匹配色散波产生,导致部分的孤子能量向色散波转移,所以ZBLAN光纤中的孤子自频移还受限于孤子自频移过程中匹配色散波的产生情况。经过仿真结果分析表明,当抽运脉冲的孤子阶数 N 为1~10的时候,最大红移拉曼孤子占输出频谱的能量比例在40%以上。

仿真结果表明通过提高抽运脉冲的峰值功率和选择合适的光纤长度,可以将孤子自频移的中心波长向更长的波长方向移动。另外通过合理设计抽运脉冲的初始啁啾对输出孤子的中心波长也可以进行一定范围的调谐。由于稀土掺杂激光器输出波长受稀土掺杂元素的发射谱限制,选择合适的光纤通过拉曼孤子自频移的方式可以实现更大范围内的频谱调谐。如果将一种稀土掺杂激光器输出波长通过孤子自频移的方式将孤子的波长移动到另一种掺稀土放大器的工作波段上,就可以实现对拉曼孤子的功率放大,放大之后的脉冲重新获得了高的峰值功率,当它被再次抽运进入另外一段非线性光纤时,它能够克服孤子自频移的饱和效应,进行再一次的孤子自频移,通过这样的级联孤子自频移的方式有望实现近中红外波段内的大范围可调谐光纤激光输出。

4 结 论

在研究 ZBLAN 光纤的非线性系数、群速度色散曲线和非线性响应函数的基础上,通过分布傅里叶法数值求解了广义非线性薛定谔方程,引入了分析输出的红移拉曼孤子的中心波长的方法,详细讨论了不同抽运脉宽,抽运峰值功率和初始脉冲啾啾下输出拉曼孤子中心波长的变化规律,同时指出通过调整抽运脉冲功率,选择合适的 ZBLAN 光纤长度和初始脉冲啾啾可以对 ZBLAN 光纤中孤子自频移效应进行调谐,获得不同中心波长的脉冲输出。指出了抑制光纤中孤子进一步进行孤子自频移的原因,并且展望通过级联拉曼孤子自频移的方法可以有效克服该限制,实现基于 ZBLAN 光纤中孤子自频移效应的大范围可调谐光纤激光输出。

参 考 文 献

- 1 M C Chan, S H Chia, T M Liu, *et al.*. 1.2-2.2- μm tunable raman soliton source based on a Cr: forsterite-laser and a photonic-crystal fiber[C]. Optical Society of America, 2008.
- 2 B Cumberland. Wavelength Extension in Speciality Fibres[D]. London: Imperial College, 2009.
- 3 G P Agrawal. Nonlinear Fiber Optics[M]. San Diego: Academic Press, 1995.
- 4 Wu Xianli, Li Heping, Liao Jinkun, *et al.*. Widely tunable femtosecond soliton pulse generation in highly nonlinear fiber[J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29(s2): 248-251.
吴显理, 李和平, 廖进昆, 等. 利用高非线性光纤产生宽可调谐飞秒孤子脉冲的研究[J]. 光学学报, 2009, 29(s2): 248-251.
- 5 F M Mitschke, L F Mollenauer. Discovery of the soliton self-frequency shift[J]. Opt Lett, 1986, 11(10): 659-661.
- 6 Cheng Chunfu, Wang Xiaofang, Lu Bo. Nonlinear propagation and supercontinuum generation of a femtosecond pulse in photonic crystal fibers [J]. Acta Physica Sinica, 2004, 53(6): 1826-1830.
成纯富, 王晓方, 鲁波. 飞秒光脉冲在光子晶体光纤中的非线性传输和超连续谱产生[J]. 物理学报, 2004, 53(6): 1826-1830.
- 7 Jia Yaqing, Yan Peiguang, Lu Kecheng, *et al.*. Experimental study and numerical analysis of femtosecond pulse propagation and supercontinuum generation in highly nonlinear photonic crystal fiber[J]. Acta Physica Sinica, 2006, 55(4): 1809-1814.
贾亚青, 闫培光, 吕可诚, 等. 高非线性光子晶体光纤中飞秒脉冲的传输特性和超连续谱产生机制的实验研究及模拟分析[J]. 物理学报, 2006, 55(4): 1809-1814.
- 8 Zhu Qihua, Zhou Shouheng, Zhao Lei, *et al.*. Theoretical and experimental studies on ultra-broad-bandwavelength tunableness by optical soliton mechanism[J]. Acta Physica Sinica, 2011, 60(8): 084215.
朱启华, 周寿桓, 赵磊, 等. 利用光孤子机制实现超宽范围波

- 长调谐的理论和实验研究[J]. 物理学报, 2011, 60(8): 084215.
- 9 J Takayanagi, N Nishizawa, T Sugiura, *et al.*. 1.0~1.7 μm wavelength-tunable ultrashort pulse generation using high-power mode-locked Yb-doped fiber laser and highly-nonlinear photonic crystal fiber[C]. Optical Society of America, 2006.
- 10 J Licea Rodr'iguez, K Garay Palmett, R Rangel Rojo. Femtosecond pulse source based on soliton filtering from a supercontinuum generated in a microstructured fiber[J]. Revista Mexicana De Fisica, 2010, 56(4): 311-316.
- 11 X Liu, C Xu, W H Knox, *et al.*. Soliton self-frequency shift in a short tapered air-silica microstructure fiber[J]. Opt Lett, 2001, 26(6): 358-360.
- 12 A Bétourné, A Kudlinski, G Bouwmans, *et al.*. Control of supercontinuum generation and soliton self-frequency shift in solid-core photonic bandgap fibers[J]. Opt Lett, 2009, 34(20): 3083-3085.
- 13 S Yin, P Ruffin, C Brantley, *et al.*. Recent advances on IR supercontinuum source and its applications[C]. SPIE, 2009, 7420.
- 14 Alaa M Al-kadry, Martin Rochette. Mid-infrared sources based on the soliton self-frequency shift[C]. J Opt Soc Am B, 2012, 29(6): 1347-1355.
- 15 X Zhu, A Schülzgen, H Li, *et al.*. Coherent beam transformations using multimode waveguides[J]. Opt Express, 2010, 18(7): 7506-7520.
- 16 Chenan Xia, Malay Kumar, Ojas P Kulkarni, *et al.*. Mid-infrared supercontinuum generation to 4.5 μm in ZBLAN fluoride fibers by nanosecond diode pumping[J]. Opt Lett, 2006, 31(17): 2553-2555.
- 17 Yang Weiqiang, Zhang Bin, Hou Jing, *et al.*. The first time to achieve full fiber watt-level mid-infrared supercontinuum [J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(4): 0402009.
杨未强, 张斌, 侯静, 等. 国内首次实现瓦级全光纤中红外超连续谱光源[J]. 中国激光, 2013, 40(4): 0402009.
- 18 X Yan, C Kito, S Miyoshi, *et al.*. Raman transient response and enhanced soliton self-frequency shift in ZBLAN fiber[J]. J Opt Soc Am B, 2012, 29(2): 238-243.
- 19 J Dudley, J R Taylor. Supercontinuum Generation in Optical Fibers[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2010.
- 20 Chen Haihuan, Chen Zilun, Zhou Xuanfeng, *et al.*. Numerical study of supercontinuum generation in photonic crystal fibers with two zero dispersion wavelengths[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(s2): s205002.
陈海寰, 陈子伦, 周旋风, 等. 双零色散波长光子晶体光纤中产生超连续谱的数值模拟[J]. 中国激光, 2012, 39(s2): s205002.
- 21 Richard N Brown, Joseph J Hutta. Material dispersion in high optical quality heavy metal fluoride glasses[J]. App Opt, 1985, 24(24): 4500-4503.
- 22 Liu Yongfang, Peng Qinjun, Xu Zuyan, *et al.*. Effect of initial chirp on supercontinuum generation by femtosecond pulse in photonic crystal fibers[J]. Acta Physica Sinica, 2006, 55(4): 1815-1820.
李永放, 彭钦军, 许祖彦, 等. 初始啾啾对飞秒脉冲在光子晶体光纤中超连续谱产生的影响[J]. 物理学报, 2006, 55(4): 1815-1820.

栏目编辑: 史敏