

# 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\*

朱启华<sup>1)2)</sup> 周寿桓<sup>1)</sup> 赵磊<sup>2)†</sup> 曾小明<sup>2)</sup> 黄征<sup>2)</sup> 周凯南<sup>2)</sup> 王遣<sup>2)</sup> 黄小军<sup>2)</sup> 冯国英<sup>1)</sup>

1)(四川大学电子信息学院,成都 610064)

2)(中国工程物理研究院激光聚变研究中心,绵阳 621900)

(2011年1月13日收到;2011年4月28日收到修改稿)

以获得光参量啁啾脉冲放大系统主激光与抽运光两种波长、宽带、超短脉冲的产生及精密同步为目标,探索采用光孤子机制实现超宽带宽范围的可调谐超短脉冲产生. 数值模拟了孤子传输过程中的时域-频域演化过程及与其他非线性效应的相互作用过程和特性. 实验验证了利用光孤子机制产生可调谐脉冲的方法. 同时还观察到孤子的形成、分裂、自频移等现象,在可见光到近红外波段都演示了波长可调谐的输出特性,并且与理论分析结果符合较好.

**关键词:** 光参量啁啾脉冲放大, 可调谐脉冲产生, 非线性薛定谔方程, 孤子机制

**PACS:** 42. 65. Tg, 42. 65. Yj

## 1. 引言

高能、超高功率、超短脉冲激光驱动器在高能量密度物理、先进辐射源技术等领域有着非常广泛的应用<sup>[1]</sup>. 传统的啁啾脉冲放大技术由于增益带宽和信噪比等方面的限制,已经很难满足应用的需求<sup>[2]</sup>. 而光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)技术<sup>[3]</sup>结合了光参量放大(OPA)与啁啾脉冲放大的优点,成为一种有前途的超短脉冲放大技术. 利用OPCPA技术获得高信噪比、高光束质量、大能量、超短高功率激光脉冲,在高能、超高功率激光驱动器中有着重要应用<sup>[4-7]</sup>. 具有不同波长的宽带超短脉冲的主激光与抽运光的产生及精密同步是超短OPCPA技术的关键<sup>[2]</sup>. 采用两个锁模振荡器可以分别获得主激光和抽运光两种波长的短脉冲,但无法达到高的同步要求. 1996年,Sosnowski等<sup>[8]</sup>提出了超连续谱注入的OPA技术,利用钛宝石激光器抽运产生一个超连续谱白光信号源,实现了整个可见光波段的白光(OPA). 随后,德国Max-planck研究所<sup>[9,10]</sup>和中国工程物理研究院激光聚变研究中心<sup>[11]</sup>等将该技术推广应用到超短脉冲OPCPA系统. 超连续谱注入的OPA技术的基本思想是将超短脉冲分束中的

一部分能量利用某种机制产生超连续谱,光谱范围覆盖抽运光基频波长或信号光波长,由于主激光和抽运光来自同一个种子源就可以实现精密的“光学零同步”. Max-planck研究所采用光子晶体光纤(PCF)产生小能量超连续谱,将超连续谱的1064 nm波长通过Nd:YAG系统放大并倍频得到532 nm波长的抽运光,通过对钛宝石振荡器输出的信号光的OPCPA,实现了超短(数飞秒)超高峰值功率脉冲输出<sup>[9,10]</sup>. 中国工程物理研究院激光聚变研究中心则对钛宝石再生放大器的输出进行分束,其中一束聚焦到白宝石块状介质产生大能量超连续谱,另一束作为抽运光通过OPCPA放大超连续谱的1053 nm附近波长,实现了1053 nm宽带超短脉冲的产生和放大,并通过后续的钜玻璃放大系统得到了大能量的超短脉冲输出<sup>[11]</sup>.

利用超连续谱注入的OPA技术实现1 μm波段宽带超短脉冲的产生及超短脉冲OPCPA精确同步的方法引起了广泛关注<sup>[12,13]</sup>. 但由于超连续谱产生的是一个覆盖上百甚至上千纳米的超宽光谱,而OPA过程只利用了其中很小一个波段的能量,这意味着OPA的有效注入能量很小,很难实现饱和放大,导致其输出能量稳定性较差,并且对产生超连续谱的抽运光抖动非常敏感. 如果能够使得超连续

\* 中国工程物理研究院科学技术发展基金(批准号:2008A0401017)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: leizhao@nudt.edu.cn

谱的光谱只集中在需要的波段,将有望解决这些问题. 我们通过对超连续谱产生过程的深入细致研究发现,光孤子机制提供了解决这一关键问题的思路.

在反常色散的光传输介质中,色散和非线性效应相互平衡,形成脉冲时域和频域沿传输距离周期变化的孤子结构特征. 对于超短脉冲,由于受到损耗、噪声、高阶色散、非线性效应等扰动,孤子的这种传输特性将发生改变,出现脉冲内拉曼散射(IRS)、孤子自频移(SSFS)、孤子分裂、色散波等效应,这些效应统称为孤子机制<sup>[14, 15]</sup>. 孤子机制的作用可以导致脉冲能量在频域分裂、展宽,并不断向长波和短波方向转移. 这样,孤子机制成为一种产生宽带短脉冲的便捷方法,而孤子的载波频率还可以通过改变传输介质长度或输入峰值功率来调谐.

本文首先以描述光纤中非线性效应的广义非线性薛定谔方程(GNLSE)为模型,采用改进的分步傅里叶方法(SSFM)进行求解,数值模拟了脉冲在光纤中的孤子传输机制. 明确了孤子传输过程

中的时域-频域演化过程,研究了光孤子机制和其他非线性效应的相互作用过程和特性. 同时还研究了光纤各参数对孤子机制的影响以及利用光孤子机制产生可调谐脉冲的方法. 在此基础上,通过实验详细地进行了验证. 实验观察到孤子的形成、分裂、自频移等现象,在可见光到近红外波段都演示了波长可调谐的输出特性,并且与理论分析结果符合较好.

## 2. 利用光孤子机制产生可调谐超短脉冲的理论研究

### 2.1. 理论模型

孤子机制是一系列非线性效应的综合,和其他非线性效应一起服从对麦克斯韦方程组简化后得到的GNLSE<sup>[10, 11]</sup>. 这里,选择光纤作为传输介质考虑,GNLSE的基本形式如下:

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

这里 $\alpha$ 为介质的损耗系数; $\omega_0$ 为脉冲的中心频率; $\beta_k$ 为各阶群速度色散(GVD)系数( $k$ 为色散阶数),

$$\beta_k = \left[ \frac{d^k \beta}{d\omega^k} \right]_{\omega=\omega_0};$$

$\gamma$ 为非线性系数,

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}},$$

其中 $A_{\text{eff}}$ 为介质的有效面积,根据光场的横向分布函数 $F(x, y)$ 可以表示为

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left( \iint |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint |F(x, y)|^4 dx dy};$$

$n_2$ 为非线性折射率系数,对石英PCF一般取 $n_2 = 2.6 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ .

响应函数 $R(t)$ 包含电学的影响和振动的影响. 假设电学的影响几乎是瞬时的, $R(t)$ 的形式可以写成

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

式中 $f_R$ 为拉曼响应对非线性极化的贡献,利用已知

的峰值拉曼增益系数值可计算得出 $f_R$ 约为0.18. 拉曼响应函数 $h_R(t)$ 的一个有用形式为

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

式中 $\tau_1$ 和 $\tau_2$ 是两个可以调节的参数,通常的使用值是 $\tau_1 = 12.2 \text{ fs}$ 和 $\tau_2 = 32 \text{ fs}$ .  $\theta(t)$ 是Heaviside函数.

GNLSE(1)中每一项的物理意义都很明确,方程左边表示损耗/增益和色散,右边表示自相位调制(SPM)、自陡(self-steepening)、延迟拉曼响应(delayed Raman response)等各种非线性效应.

GNLSE是非线性偏微分方程,在一般情况下不适于解析求解,只能依靠各种各样的数值解法,这些方法大体上可以分为有限差分法和伪频谱法两大类. 一般而言,达到相同的精度,伪频谱法较有限差分法快1—2个数量级. SSFM就是一种已经广泛应用到解非线性色散介质的脉冲传输问题的伪频谱法,这种方法相对于大多数有限差分法有较快的

速度. 这里, 采用一种改进了的 SSFM<sup>[12]</sup> 对 GNLS 进行较为精确的求解.

### 2.2. 光孤子机制产生可调谐超短脉冲的理论研究

孤子是光传输介质中色散和非线性效应平衡的结果. 在无损耗和扰动情况下, 孤子可以沿传输距离无形变地周期演化. 图 1 描述了非整数阶孤子的这种时域和频域周期性演变. 从物理意义上看, 起初阶段, SPM 产生了一个正的频率啁啾, 脉冲前沿相对中心频率产生红移, 后沿蓝移, 而光纤的反常 GVD 将压缩脉冲, 当 GVD 作用超过 SPM 时, 脉冲时域开始变窄, 光谱也达到最大展宽. 之后, GVD 又开始展宽脉冲, SPM 和 GVD 相互平衡时, 又

开始重复这种时域和频域的周期性压缩展宽过程. 值得注意的是, 因为 SPM 所致啁啾仅在脉冲中间部分近似线性, 所以仅仅是脉冲的中间部分变窄, 脉冲前后沿附近的一部分能量则以非孤子辐射 (NSR) 的形式继续传输<sup>[15]</sup>, 如图 1 (a) 时域中脉冲主峰旁边的部分. 从数学上看, 孤子是非线性薛定谔方程的一类本征解<sup>[14]</sup>, 形成孤子的阶数  $N$  由色散和非线性强度共同决定, 具体表示为

$$N = [(\gamma P_0 T_0^2) / |\beta_2|]^{1/2}.$$

一般情况下, 这里的  $N$  不是整数, 形成孤子时剩余的能量也将以 NSR 的形式传输, 这部分能量不会改变光谱结构<sup>[11]</sup>. 在无损耗和扰动情况下, 孤子可以沿光纤无形变地周期演化.

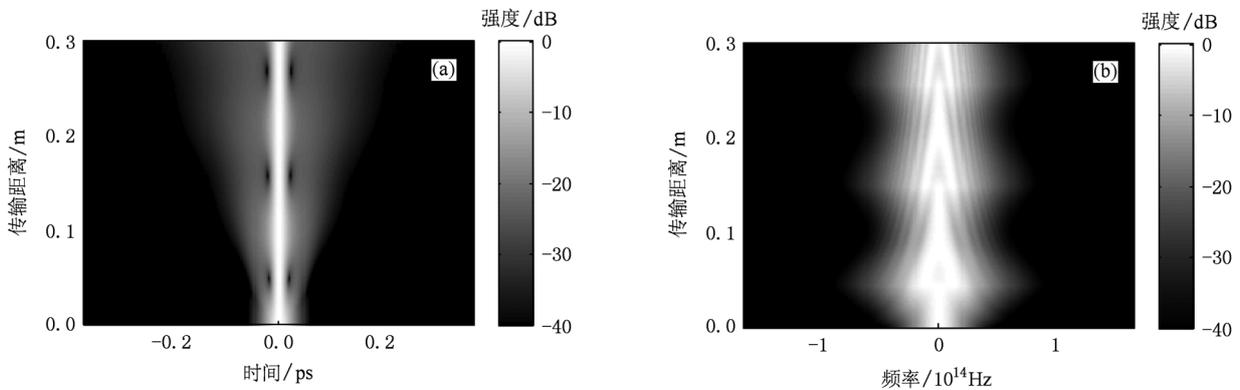


图 1 光纤中脉冲孤子传输演化过程 (a) 时域, (b) 频域

对于超短脉冲, 由于其自身光谱宽度大于拉曼增益谱宽, 脉冲本身可同时作为拉曼抽运光和频移光, 高频分量作为抽运通过拉曼效应放大其低频分量, 致使能量不断地从低频分量转移到高频分量, 这一效应称为 IRS<sup>[15]</sup>. 在光

纤反常色散区形成孤子时, IRS 效应相当显著, 表现为孤子频谱的红移, 所以又被称为 SSFS. 拉曼自频移产生的孤子称为拉曼孤子. 图 2 给出了孤子的这种自频移现象在频域的演变和光谱.

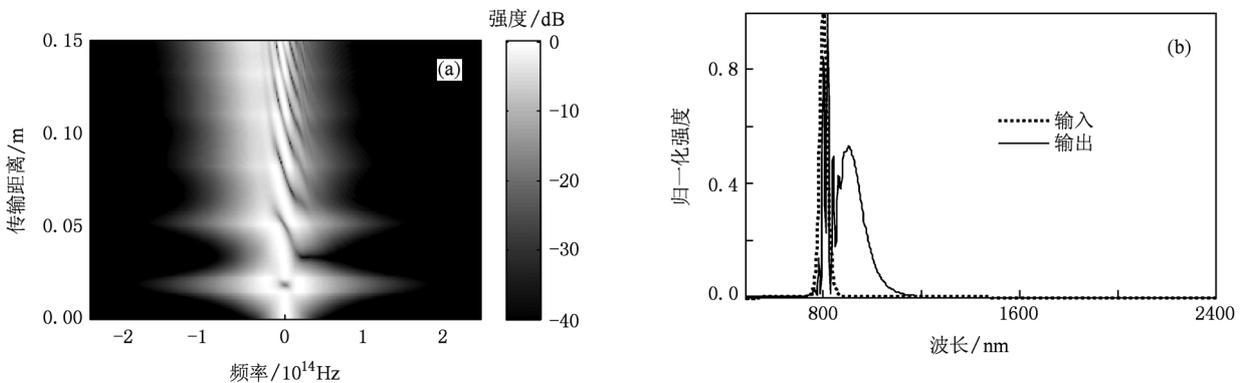


图 2 IRS 作用下 SSFS 现象 (a) 频域的演变, (b) 光谱

以上只是考虑特殊情况下光孤子的传输特性,而孤子在传输过程中可能受到损耗、噪声、高阶色散、非线性效应等的扰动,孤子的这种传输特性将发生改变,高阶孤子分裂成基阶孤子,基阶孤子发生衰变. 高阶色散和拉曼效应被认为是孤子分裂的主要因素<sup>[15]</sup>. 当脉

冲宽度小于 20 fs 时,孤子分裂是高阶色散导致的;当脉冲宽度大于 200 fs 时,拉曼效应是孤子分裂的主要因素. 而当脉冲宽度介于这两者之间时,高阶色散和拉曼效应同时起作用. 图 3 描述了高阶孤子在 IRS 的作用下发生分裂的过程.

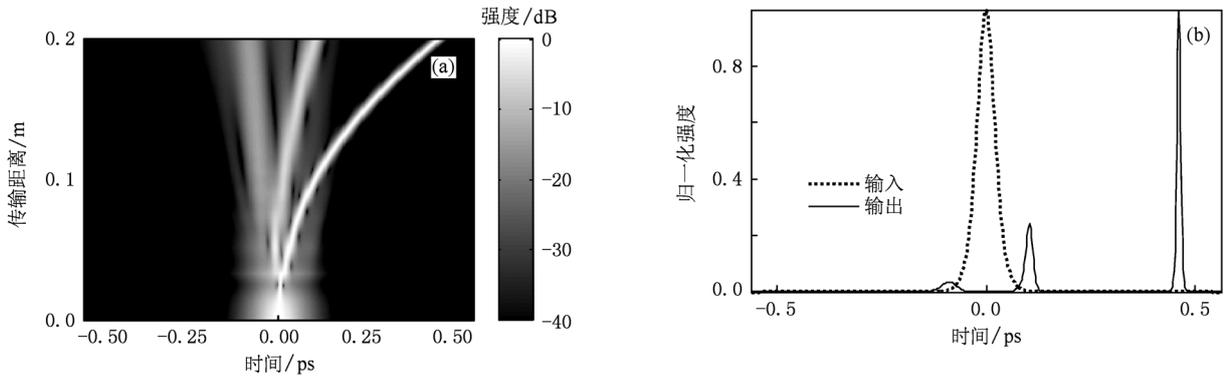


图 3 IRS 引起的高阶孤子分裂 (a) 时域的演变, (b) 时间波形

当高阶色散存在时,不但导致高阶孤子裂变,同时还会导致另一种现象出现——色散波产生 (dispersive wave generation)<sup>[15]</sup>. 如图 4 所示,当高阶孤子分裂、频谱红移时,高阶色散使得部分能量通过与红移孤子的相位匹配转移到正常色散区的短波部分,同时脉冲时域

产生一个小振幅的包络. 色散波产生和高阶孤子分裂几乎是同时发生的. 孤子分裂产生的频谱红移的基阶孤子与频谱蓝移的色散波又可以通过四波混频进一步加宽光谱. 因此,色散波产生是导致光谱向短波方向加宽的主要因素.

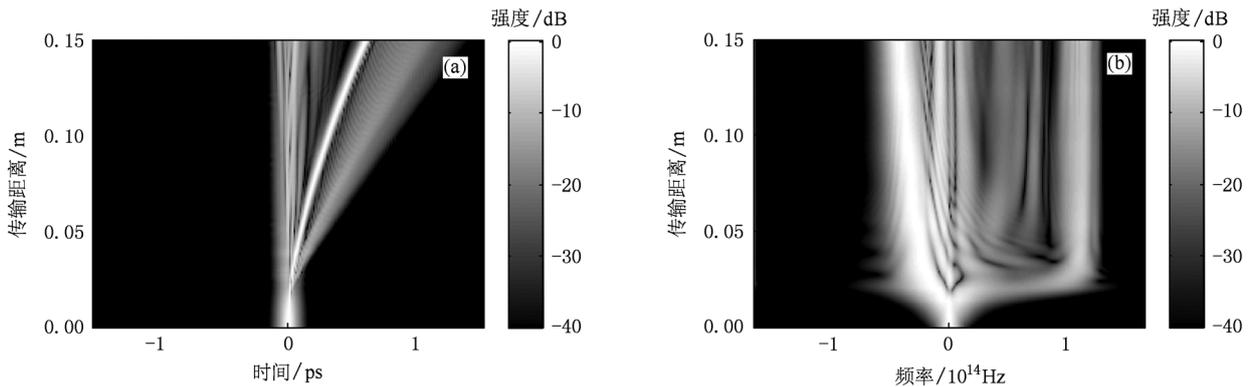


图 4 高阶色散引起的色散波产生 (a) 时域的演变, (b) 频域的演变

孤子的形成、分裂、频移和色散波产生等效统称孤子机制<sup>[16]</sup>. 当考虑到所有这些效应时,脉冲在时域和频域的传输演化过程及结果如图 5 和图 6 所示.

由以上模拟计算和分析可知,孤子机制在导致脉冲时域压缩、分裂、孤子传输的同时,高阶孤子分裂产生的基阶孤子分别通过孤子频移,不断向长波方向转移. 同时,高阶色散导致的色散波

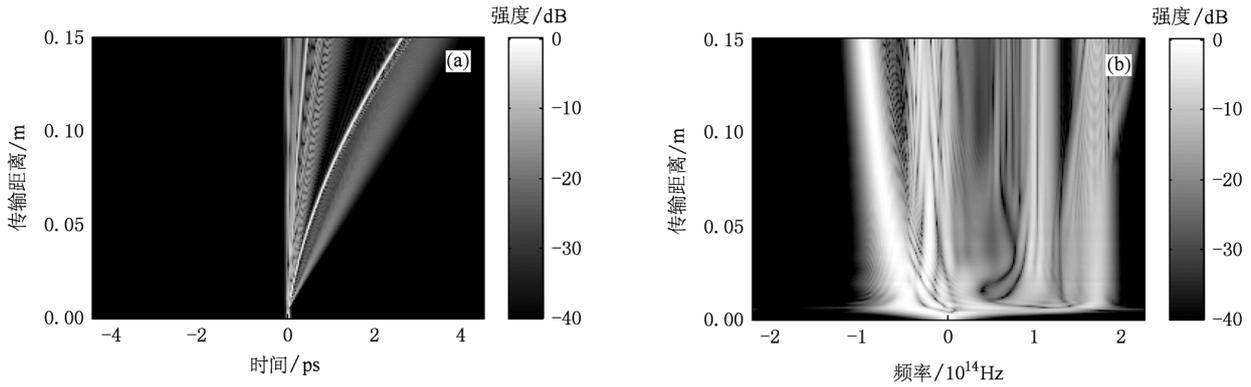


图5 在孤子机制的作用下脉冲的传输演化过程 (a)时域,(b)频域

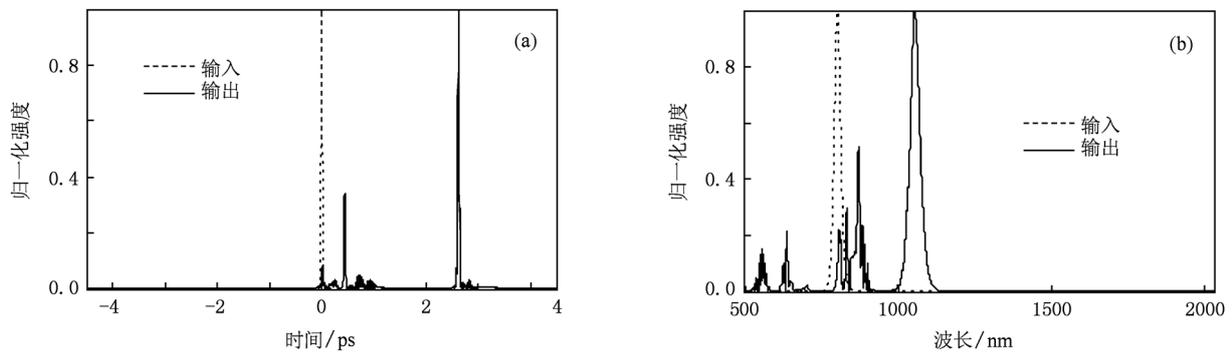


图6 在孤子机制的作用下脉冲的传输演化结果 (a)时间波形,(b)光谱

使得部分能量通过与红移孤子的相位匹配转移到正常色散区的短波部分,这说明孤子机制作用的结果导致脉冲能量在频域分裂、展宽并不断向长波和短波方向转移.这样,孤子机制成为一种产生宽带短脉冲的便捷方法,而孤子的载波频率还可以通过改变光纤长度或输入峰值功率来调谐.图7是理论模拟计算给出的不同输入峰值功率情况下 PCF 的输出光谱.从图7可以看出,通

过调节输入脉冲的峰值功率(耦合效率)即可以实现波长连续调谐的超短脉冲输出.实际上,通过选择不同的光纤长度也可以实现波长调谐输出,改变输入脉冲的中心波长、啁啾量或 PCF 的色散等参数还可以改变光谱的形状和能量集中度等特性以满足不同的应用需求.

孤子机制的作用与介质的色散和非线性有着密切的关系,即要求激光波长处于介质的反常

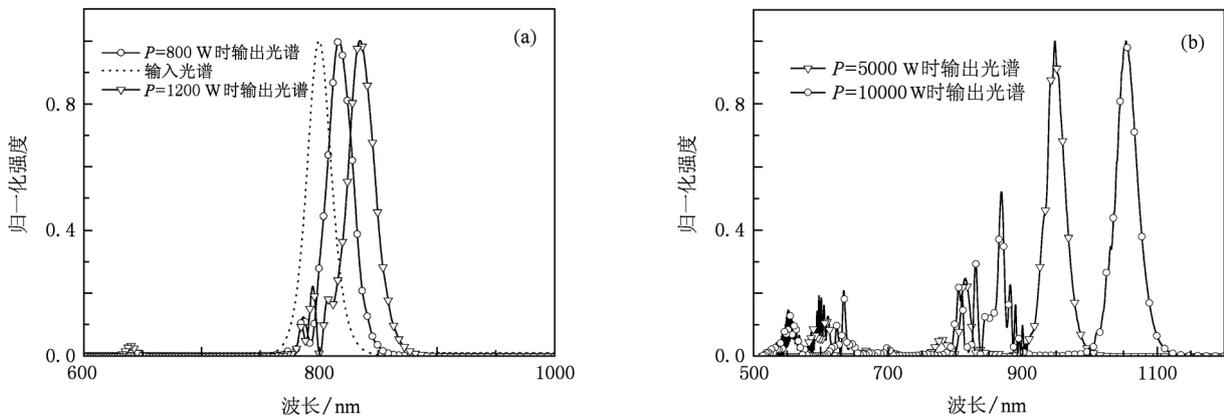


图7 不同脉冲峰值功率下 PCF 的输出光谱 (a)峰值功率为 800 和 1200 W,(b)峰值功率为 5000 和 10000 W

色散区,并且要有合适的非线性强度. 普通光学介质色散特性比较固定,特别是其零色散点位于1310 nm附近,对一般的抽运波长都是正常色散,孤子机制难以发生. 而PCF有着独特的波导特性和灵活多变的设计自由度,允许所设计的光纤具有高的非线性系数和可控的零色散点、适当的色散条件、良好的模式特性<sup>[17]</sup>. 因此,通过合理设计PCF的色散和非线性以改变孤子机制的作用,使能量转移到所需要的波长,可以得到用

于超短 OPCPA 的宽带超短种子脉冲,并可以同时产生抽运光波长脉冲,实现种子光和抽运光的“光学零同步”.

### 3. 利用光孤子机制产生可调谐超短脉冲的实验研究

根据以上的理论分析和数值模拟,我们开展了实验研究. 实验系统如图8所示.

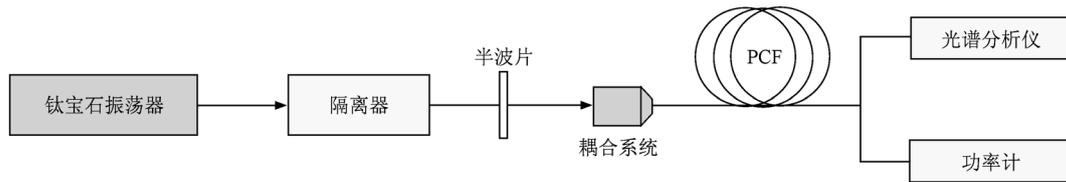


图8 可调谐超短脉冲产生的实验装置示意图

钛宝石锁模振荡器输出锁模脉冲的平均功率为300 mW,重复频率为70 MHz,脉冲宽度为28 fs,分别经过隔离器和半波片保证振荡器不受反激光影响并调整其偏振态,此后再经一个60倍的显微物镜聚焦至一段1.9 m长的PCF端面. PCF选用丹麦Crystal Fiber公司生产的NL-PM-750型高非线性PCF,纤芯直径为1.8 μm,波长为800 nm处非线性系数高达 $95 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ ,PCF

的色散和损耗特性如图9所示. 零色散波长位于750 nm附近,在800 nm附近为负色散. 由于PCF的纤芯极细,因而实验中使用两个调整精度较高的五维调整架分别夹持光纤和显微物镜. PCF输出端用功率计监测耦合情况,并用Agilent 86142B型光谱仪测量输出光谱,该光谱仪测量精度为0.02 nm,测量范围为600—1700 nm.

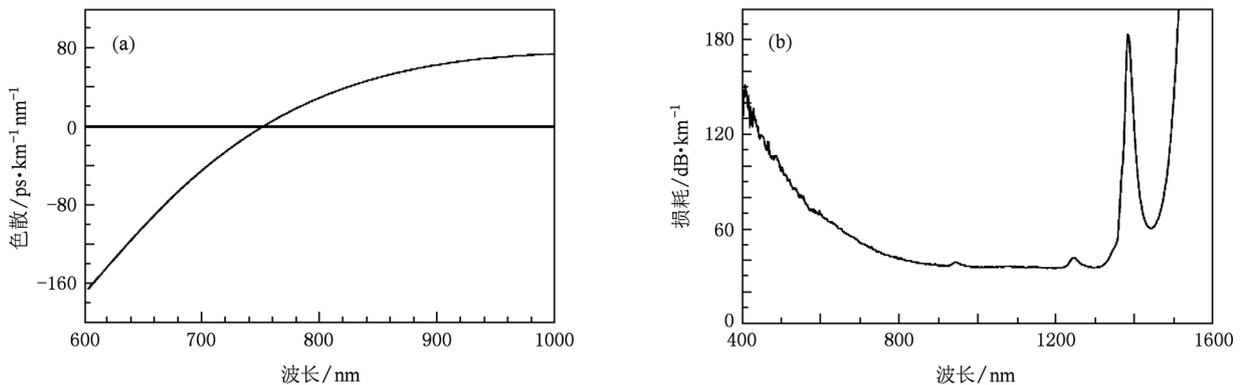


图9 实验用高非线性PCF的色散和损耗特性 (a)色散曲线,(b)损耗曲线

由于所用的PCF非线性系数大、长度较长,并且输入脉冲的峰值功率较高,因而当耦合输出功率很小(2 mW)时就观察到了脉冲光谱向长波方向频移的现象,结果如图10所示. 由以上的理

论分析可知,由于此时脉冲非线性强度较低,形成的光孤子为基阶孤子(理论的孤子阶数为1.2),光谱红移是IRS导致的SSFS结果,脉冲在传输过程中光谱的谱峰逐渐向长波方向移动. 形

成孤子剩余的能量以 NSR 的形式传输,抽运波长 800 nm 附近即为这部分的光谱. 同时,由于高阶色散的存在,理论上一部分 NSR 形成色散波,脉

冲光谱在短波部分将出现一个小的包络,但由于这部分能量相对很弱,光谱仪尚未能测量出这部分光谱.

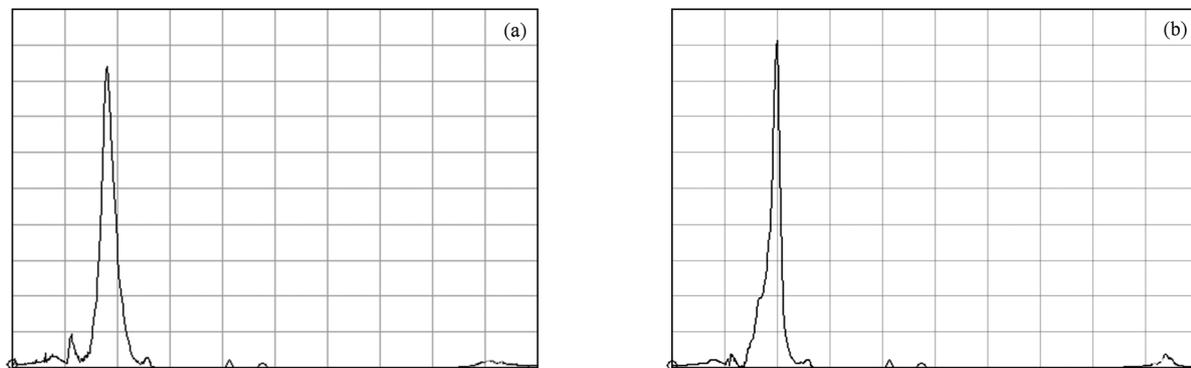


图 10 输出光谱 (a) 钛宝石锁模振荡器输出光谱,(b) PCF 输出功率为 2 mW 时的光谱

逐渐增加耦合进 PCF 的功率达到 3 mW 时, SSFS 的速度加快,频移量增加. 由于此时仍未形成高阶孤子(理论的孤子阶数为 1.6),剩余的 NSR 部分能量相对增加,即抽运光波长 800 nm 附近能量增加,同时,色散波成分也相对增加,光谱仪上已可明显分辨出这部分短波光谱成分. 此时,脉冲的整体光谱形状如图 11(a) 所示,光纤

输出端呈现红色. 增加耦合进 PCF 的功率达到 6 mW 时,SSFS 的速度更快,频移量也更大. 而且,光纤端面出射光的颜色由红色变为橙黄色,但由于光谱仪量程的限制,没有完全测出这部分的光谱. 由图 7 对应的理论模拟结果可以看出,此时产生的色散波波长蓝移,已扩展到了 600 nm 附近.

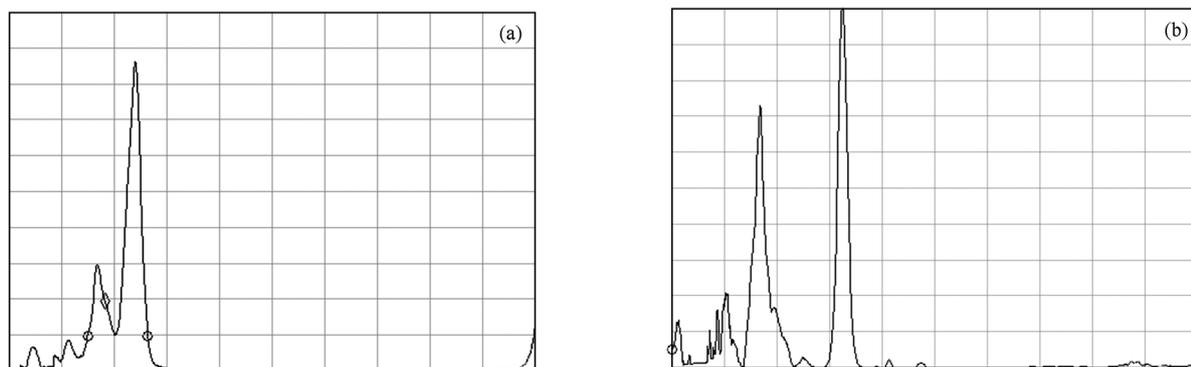


图 11 PCF 输出功率为 3,6 mW 时的光谱 (a) 输出功率为 3 mW 时的光谱,(b) 输出功率为 6 mW 时的光谱

进一步增加耦合功率至 10 mW 左右时,脉冲进入 PCF 后很快形成了高阶孤子(理论的孤子阶数为 3.3),频谱出现多个分裂的峰,如图 12(a) 所示. 理论表明,这是高阶孤子分裂的结果. 而且,此时 SSFS 的速度更快,色散波也进一步增强并继续向短波方向移动,光纤输出端呈现为绿

色. 值得注意的是,此时输出光谱长波方向波长已经扩展到了 1053 nm. 在此处也表现为 SSFS 的谱峰结构,谱峰的半高全宽为 28 nm. 该脉冲可以作为高能短脉冲激光系统的种子光,经过 OPA 或钽玻璃片状放大器放大并压缩至超高峰值功率输出.

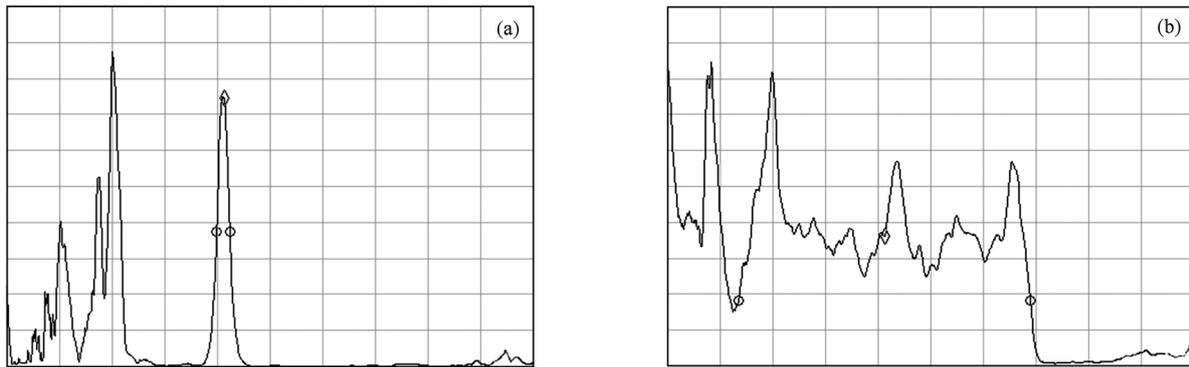


图 12 PCF 输出功率为 10, 110 mW 时的光谱 (a) 输出功率为 10 mW 时的光谱, (b) 输出功率为 110 mW 时的光谱

再进一步增加耦合功率达到 110 mW 甚至更高的时候, 输出光谱表现出了更高阶孤子分裂的多峰结构, 如图 12(b) 所示. 同时, 由于四波混频等其他非线性效应的参与, 出现了更多新的频率成分, 光谱在很大范围的中间区域都已经无明显的间隙, 光谱范围在长波方向和短波方向均超出了光谱仪的量程, 远远超过了一个倍频程, 形成了所谓的超连续谱输出.

#### 4. 结 论

本文在高能、超高功率、超短脉冲激光装置的需求背景下, 以具有不同波长的宽带超短脉冲的 OPCPA 主激光与抽运光的产生及精密同步为目标, 探索采用光孤子机制实现超宽带宽、范围

可调谐的超短脉冲产生. 首先以描述光纤中非线性效应的 GNLSSE 为模型, 采用改进的 SSFM 进行求解, 数值模拟了脉冲在光纤中的孤子传输机制. 明确了孤子传输过程中的时域-频域演化过程, 研究了光孤子机制和其他非线性效应的相互作用过程和特性. 同时还研究了利用光孤子机制产生可调谐脉冲的方法, 并且通过实验详细地进行了验证. 实验观察到了孤子的形成、分裂、自频移等现象, 在可见光到近红外波段都演示了波长可调谐的输出特性, 并且与理论分析结果符合较好. 这一结果不但为解决超短脉冲 OPCPA 中的精密同步、超短种子光产生等问题提供了新的解决思路, 也证实了可以采用光孤子机制结合 OPA 或固体介质放大器实现超宽带宽范围的可调谐脉冲输出.

- [1] Peng H S 2006 *Chin. J. Lasers* **33** 865 (in Chinese) [彭翰生 2006 中国激光 **33** 865]
- [2] Dubietis A, Butkus R, Piskarskas A 2006 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **12** 163
- [3] Dubietis A, Jonusauskas G, Piskarskas A 1992 *Opt. Commun.* **88** 437
- [4] Ross I N, Matousek P, Towrie M, Langley A J, Collier J L 1997 *Opt. Commun.* **144** 125
- [5] Yang X D, Xu Z Z, Leng Y X, Lu H H, Lin L H, Zhang Z Q, Li R X, Zhang W Q, Yin D J, Tang B 2002 *Opt. Lett.* **27** 1135
- [6] Lozhkarev V V, Freidman G I, Ginzburg V N, Katin E V, Khazanov E A, Kirsanov A V, Luchinin G A, Malshakov A N, Martyanov M A, Palashov O V, Poteomkin A K, Sergeev A M, Shaykin A A, Yakovlev I V, Garanin S G, Sukharev S A, Rukavishnikov N N, Charukhchev A V, Gerke R R, Yashin V E 2006 *Opt. Express* **14** 446
- [7] Liu H J, Chen G F, Zhao W, Wang Y S, Zhao S H 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1717 (in Chinese) [刘红军、陈国夫、赵卫、王屹山、赵尚弘 2001 物理学报 **50** 1717]
- [8] Sosnowski T S, Stephens P B, Norris T B 1996 *Opt. Lett.* **21** 140
- [9] Teisset C, Ishii N, Fuji T, Metzger T, Köhler S, Holzwarth R, Baltuška A, Zheltikov A, Krausz F 2005 *Opt. Express* **13** 6550
- [10] Ahmad I, Trushin S A, Major Z, Wandt C, Klingebiel S, Wang T J, Pervak V, Popp A, Siebold M, Krausz F, Karsch S 2009 *Appl. Phys. B* **97** 529
- [11] Zhang X M, Fan D Y, Zeng X M, Wei X F, Huang X J, Wang X, Zhu Q H, Qian L J 2006 *Opt. Lett.* **31** 646
- [12] Zhai H, Xu S X, Xu Z X, Cai H, Yang X, Wu K, Zeng H P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2821 (in Chinese) [翟惠、徐

- 世祥、许智雄、蔡华、杨旋、吴昆、曾和平 2007 物理学报 **56** 2821 ]
- [ 13 ] Christian S, Stefan L Patrizia K, Eberhard R 2008 *Opt. Lett.* **33** 192
- [ 14 ] Agrawal G P 2001 *Nonlinear Fiber Optics* (3rd ed) (San Diego: Academic Press)
- [ 15 ] Dudley J M, Genty G, Coen S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1135
- [ 16 ] Zhao L, Sui Z, Zhu Q H, Zuo Y L, Zhang Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 359 (in Chinese) [ 赵磊、隋展、朱启华、左言磊、张颖 2009 物理学报 **58** 359 ]
- [ 17 ] Russell P S J 2006 *J. Lightwave Technol.* **24** 4729

## Theoretical and experimental studies on ultra-broad-band wavelength tunableness by optical soliton mechanism \*

Zhu Qi-Hua<sup>1)2)</sup> Zhou Shou-Huan<sup>1)</sup> Zhao Lei<sup>2)†</sup> Zeng Xiao-Ming<sup>2)</sup> Huang Zheng<sup>2)</sup>

Zhou Kai-Nan<sup>2)</sup> Wang Xiao<sup>2)</sup> Huang Xiao-Jun<sup>2)</sup> Feng Guo-Ying<sup>1)</sup>

1) (School of Electronics and Information, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

2) (Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 13 January 2011; revised manuscript received 28 April 2011)

### Abstract

It is crucial but challengeable that the generation of optical exact by synchronized seed pulses both for the main amplifier chain and for the pump-laser chain of an optical parametric chirped pulse amplification system, which are tried to be developed by the soliton mechanism. Detailed numerical simulation of the soliton propagation mechanism are accomplished. So the evolutions of solitons in time-domain and frequency-domain as well as the reciprocity characteristic with other nonlinear effects are clarified. Experiments are carried out, for validating the method of using soliton mechanism to generate ultra-broad band tunable ultra-short laser pulses. Forming, breaking up and self-frequency shift of a soliton are observed. The favorable tunablenesses of the wavelength between the visible and the near-infrared regions are exhibited. All these experimental results are well consistent with the theoretical analyses.

**Keywords:** optical parametric chirped pulse amplification, tunable pulse generation, nonlinear Schrödinger equation, soliton mechanism

**PACS:** 42. 65. Tg, 42. 65. Yj

\* Project supported by the Science and Technology Development Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 2008A0401017).

† Corresponding author. E-mail: leizhao@nudt.edu.cn