

## 全正色散多波长被动锁模耗散孤子掺镜光纤激光器\*

徐中巍 张祖兴†

(江西师范大学物理与通信电子学院, 江西省光电子与通信重点实验室, 南昌 330022)

(2012年10月10日收到; 2012年12月9日收到修改稿)

报道了一种带有周期性双折射光纤滤波器的全正色散多波长被动锁模耗散孤子掺镜光纤激光器. 通过数值模拟发现加入滤波器后激光器能输出多波长耗散孤子脉冲, 调节滤波器带宽大小可以得到不同波长个数和波长间隔的多波长锁模耗散孤子脉冲. 在激光器产生的四波长和五波长耗散孤子脉冲中观察到了耗散孤子分子, 并且通过调节滤波器参数和饱和功率可以改变多波长脉冲中耗散孤子分子的个数和波长. 这是在被动锁模光纤激光器中首次实现包含有耗散孤子分子的多波长脉冲. 另外还在实验上实现了全正色散双波长被动锁模耗散孤子的产生.

**关键词:** 全正色散, 耗散孤子, 多波长脉冲, 孤子分子

**PACS:** 42.55.Wd, 42.65.Re

**DOI:** 10.7498/aps.62.104210

## 1 引言

多波长锁模脉冲光纤激光器能够同时在不同波长上产生超短脉冲, 这在光传感、光学测量、微波光子学、光信号处理、太赫兹波产生和波分复用(WDM)光传输系统等都有着非常重要的应用<sup>[1,2]</sup>. 传统的孤子脉冲光纤激光器由于反常群速度色散和非线性效应的共同作用可以产生稳定的孤子脉冲输出<sup>[3]</sup>. 为了进一步提高激光器锁模脉冲能量, 在激光谐振腔中引进了正负色散两种光纤进行色散管理, 这样的展宽脉冲锁模光纤激光器可以提高输出的单脉冲能量和平均输出功率<sup>[4]</sup>. 为了获得更高能量的锁模脉冲, 人们研究出了输出脉冲具有很强线性啁啾的自相似脉冲光纤激光器<sup>[5]</sup>. 近几年, 全正色散光纤激光器成为研究热点, 这是由于激光腔内没有负色散的器件, 输出脉冲可以被去啁啾压缩到 100 fs 量级. 全正色散光纤激光器展现了与先前的锁模激光器不同的脉冲形状和演化, 单脉冲的能量达到 20 nJ 量级, 甚至更高<sup>[6]</sup>. 已有报道表明, 使用半导体饱和吸收镜 (SESAM) 锁模的掺铒光纤激光器能够产生多波长耗散孤子脉冲<sup>[7]</sup>, 相比于传统孤子或者色散管理孤子, 耗散孤子具有更

高的脉冲能量<sup>[8]</sup>. 然而, 由于在光纤激光器中利用的是激光腔本身固有双折射的缘故, 激光器产生的双波长脉冲和三波长脉冲都是随机分布的. 另外, 使用一个长周期光纤光栅作为激光器谐振腔内的频谱滤波器, 激光器可以调谐输出双波长锁模脉冲<sup>[9]</sup>, 但是这种激光器产生的双波长锁模脉冲的波长间隔是不能调节的. 最近的一个研究中, 在一个“8”字形、正净腔色散的掺铒光纤激光器中观察到了双波长耗散孤子的产生, 详细的实验测量证实双波长锁模是由激光腔双折射诱导的结果<sup>[10]</sup>.

在多波长锁模脉冲光纤激光器的理论研究中, 有一种理论解释了多波长锁模脉冲的产生和锁模<sup>[11-13]</sup>. 但是还没有对全正色散光纤激光器产生多波长耗散孤子脉冲的工作特性进行理论分析. 在锁模光纤激光器中产生的孤子分子 (soliton molecules) 是近几年超短脉冲研究中的热点<sup>[14]</sup>. 孤子分子是由两个脉冲间隔为定值的脉冲所组成, 理论上已经证明了几种在锁模光纤激光器中稳定输出的标量孤子分子<sup>[15,16]</sup>, 但是目前还未在被动锁模光纤激光器中实现包含有耗散孤子分子的多波长脉冲.

本文报道了对全正色散多波长被动锁模掺铒光纤激光器产生多波长耗散孤子脉冲的数值模拟.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 60807014, 60967002) 和江西省教育厅科学基金 (批准号: GJJ12170) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: stellazh@hotmail.com

通过调节激光器的参数可以得到不同波长个数和波长间隔的多波长锁模脉冲. 减小滤波器带宽到 6.4 nm 以下时, 激光器能够产生包含有耗散孤子分子 (DSM) 的多波长脉冲. 保持滤波器带宽不变, 增加饱和功率可以改变多波长脉冲中 DSM 的个数和波长. 在理论数值模拟的指导下, 首次在实验上实现了全正色散双波长被动锁模耗散孤子的产生.

## 2 仿真模型

图 1 是全正色散多波长被动锁模耗散孤子掺镜光纤激光器的结构图. 由全正色散光纤所组成的环形腔中, 采用半导体激光器 (LD) 通过 WDM 来对一段掺镜光纤 (YDF) 进行抽运. 两个偏振控制器 (PC) 分别位于偏振相关隔离器 (PDI) 的两端, 它们组成了激光器的锁模部分. 一个等效 Lyot 双折射光纤滤波器是由一段插入在偏振相关隔离器后面的保偏光纤 (PMF) 所组成. 一个耦合比为 10:90 的耦合器被用来作为在掺镜光纤之后的输出端.

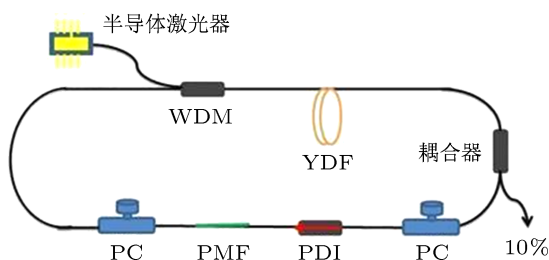


图 1 全正色散多波长被动锁模耗散孤子掺镜光纤激光器的结构图

为了模拟我们所展示的多波长锁模激光器, 直接使用 Ginzburg-Landau 方程<sup>[17]</sup> 还不能够在偏振上描述脉冲在光纤中传播的细节. 因此, 本文采用耦合模方程<sup>[17]</sup>, 然后结合 Ginzburg-Landau 方程, 得到了新的耦合方程组

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial z} = & -i\beta u + \delta \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{i\beta_3}{6} \frac{\partial^3 u}{\partial t^3} \\ & + i\gamma(|u|^2 + \frac{2}{3}|v|^2)u + \frac{i\gamma}{3}v^2u^* + \frac{g}{2}u \\ & + gT_2^2 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \\ \frac{\partial v}{\partial z} = & i\beta v - \delta \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + \frac{i\beta_3}{6} \frac{\partial^3 v}{\partial t^3} \\ & + i\gamma(|v|^2 + \frac{2}{3}|u|^2)v + \frac{i\gamma}{3}u^2v^* + \frac{g}{2}v \\ & + gT_2^2 \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $u$  和  $v$  表示脉冲在两个正交偏振方向上的振

幅, 两个偏振模的波数差  $2\beta = 2\pi\Delta n/\lambda$ , 反向群速度差  $2\delta = 2\beta\lambda/2\pi c$ ,  $\lambda$  是波长,  $\beta_2$  是二阶色散系数,  $\beta_3$  是三阶色散系数,  $\gamma$  是非线性系数,  $g$  是增益光纤中的饱和增益. 单模光纤的饱和增益为零, 掺镜光纤的增益则为

$$g = G_0 \exp \left[ - \frac{\int (|u|^2 + |v|^2) dt}{E_{\text{sat}}} \right], \quad (2)$$

其中  $G_0$  是小信号增益系数,  $E_{\text{sat}}$  是饱和能量. 偶极子弛豫时间  $T_2 = 2\pi/ck^2\Delta\lambda_g$ ,  $\Delta\lambda_g$  是激光器增益带宽. 光纤激光器中的锁模部分可以等效为快饱和吸收体, 由  $T(\tau) = 1 - \Delta R/(1 + (|u\tau|^2 + |v(\tau)|^2)/P_A)$  这个透过率方程来描述, 其中  $\Delta R$  是非饱和损耗,  $P_A$  是饱和功率.

具有周期性通带的等效 Lyot 双折射滤波器<sup>[18]</sup> 是由一段保偏光纤、一个起偏器和两个偏振控制器组成. 调节两个偏振控制器来控制保偏光纤和起偏器之间偏振轴的夹角 ( $\theta_1$  和  $\theta_2$ ). 双折射光纤滤波器的归一化透过率方程为

$$\begin{aligned} |T(\lambda)| = & \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2 + \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2 \\ & + \frac{1}{2} \sin 2\theta_1 \sin 2\theta_2 \cos(\varphi_1 + \varphi_2 + \Delta\varphi), \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $\Delta\varphi = (2\pi/\lambda)L\Delta n$  是两个正交偏振分量的相位差,  $L$  是保偏光纤的长度,  $\Delta n$  是双折射度,  $\varphi_1$  和  $\varphi_2$  分别是两个 PC 所产生的相位差. 滤波器峰值间隔带宽  $\Delta\lambda = \lambda^2/L\Delta n$ .

为了尽可能地接近于实验条件, 使用以下参数: 单模光纤的长度为 3.6 m, 掺镜光纤的长度为 2 m, 单模光纤和掺镜光纤的群速度色散系数分别为  $-38 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  和  $-60 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ , 激光腔内的净色散为  $0.16 \text{ ps}^2$ . 非线性系数  $\gamma = 5.7 \text{ W}^{-1}/\text{km}$ , 增益带宽  $\Delta\lambda_g = 40 \text{ nm}$ , 增益饱和能量  $E_{\text{sat}} = 1 \text{ nJ}$ , 小信号增益系数  $G_0 = 2.8 \text{ m}^{-1}$ , 非饱和损耗  $\Delta R = 70\%$ , 保偏光纤的双折射度为  $4.0 \times 10^{-4}$ . 考虑到 PMF 与 SMF 连接时引入的损耗和 10% 的功率耦合输出, 耦合传输比设为 85%.

## 3 仿真结果与分析

在模拟仿真中采用对称分步傅里叶法<sup>[17]</sup> 来对耦合方程组 (1) 进行数值求解. 首先将滤波器带宽设置为 16.4 nm, 饱和功率设置为 1 W. 图 2(a) 是脉冲的时域演化过程, 从中可以看到输入的初始脉冲在滤波器的调制作用下经过前 10 次循环后由于群速度的不同而产生了两个脉冲, 这是由于腔内净色

散不为零并且脉冲处于不同的工作波长上的原因. 因此, 脉冲间隔会随着循环次数增加而呈线性增大, 这不同于在单波长光纤激光器中的多孤子随着循环次数的增加脉冲间隔最终会固定下来<sup>[19,20]</sup>. 图 2(b) 是脉冲的频域演化过程图, 从中可以看到经过 50 次循环后双波长脉冲稳定锁模, 在前 50 次循环中是不稳定状态<sup>[21]</sup>. 双波长锁模脉冲光谱如图 2(c) 所示, 因为激光器环形腔是由全正色散光纤所组成, 所以双波长锁模脉冲同样具有陡峭边缘这样的耗散孤子的特征.

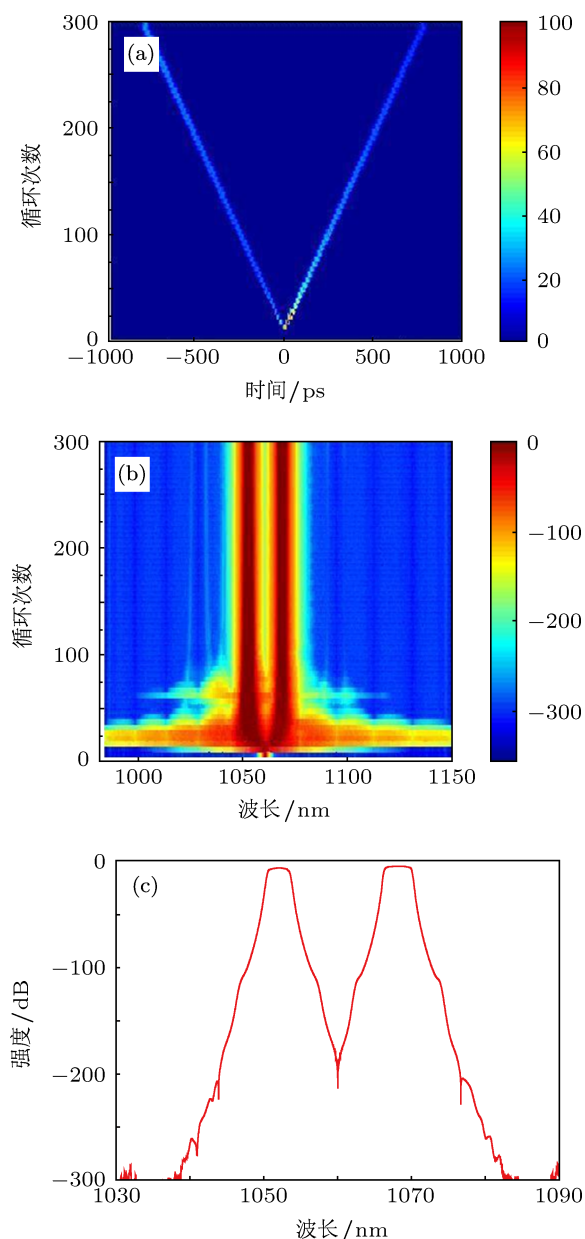


图 2 双波长脉冲 (a) 时域演化过程; (b) 频域演化过程; (c) 脉冲光谱

减小滤波器带宽到 10 nm, 并且提高饱和功率到 3 W. 从图 3(a) 中可以看到经过 50 次循环后脉冲

一分为三. 脉冲频域演化过程如图 3(b) 所示, 经过 100 次循环后三波长脉冲稳定锁模. 图 3(c) 三波长锁模脉冲光谱中相邻波长的间隔均为 10 nm, 这与调整后的滤波器带宽是相符的. 我们发现减小滤波器带宽可以增加输出脉冲的波长个数, 保持脉冲的稳定锁模还需要在减小滤波器带宽的同时提高饱和功率.

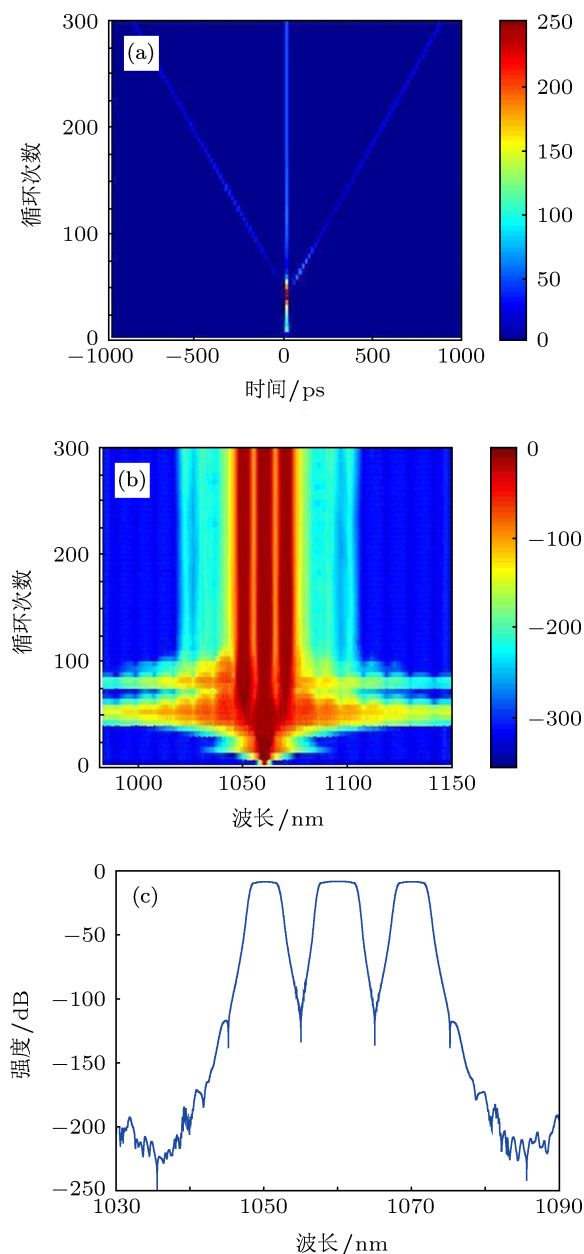


图 3 三波长脉冲 (a) 时域演化过程; (b) 频域演化过程; (c) 脉冲光谱

进一步减小滤波器带宽到 6.4 nm, 同时将饱和功率增加到 5 W. 如图 4(a) 所示脉冲时域演化过程中, 脉冲一分为三经过 50 次循环后左侧的一支脉冲由于滤波器的调制作用再次一分为三. 其中两

个脉冲在 50 次循环后脉冲间隔一直保持在 63.25 ps, 这说明激光器已经工作在稳定锁模区. 从图 4(b) 中可以很明显地看到开始的三波长脉冲经过 50 次循环后转变成四波长脉冲, 并且在第 150 次循环后稳定锁模. 在图 4(c) 中可以很容易地看到在 1053.6—1060 nm 波长上的脉冲为 DSM, 其光谱调制深度达为 15 dB 左右, 这和文献 [16] 中实验得到的 3 dB 有一定差异, 需要指出的是光谱调制深度与激光腔色散大小、腔内滤波器带宽和偏振状态等因素有关.

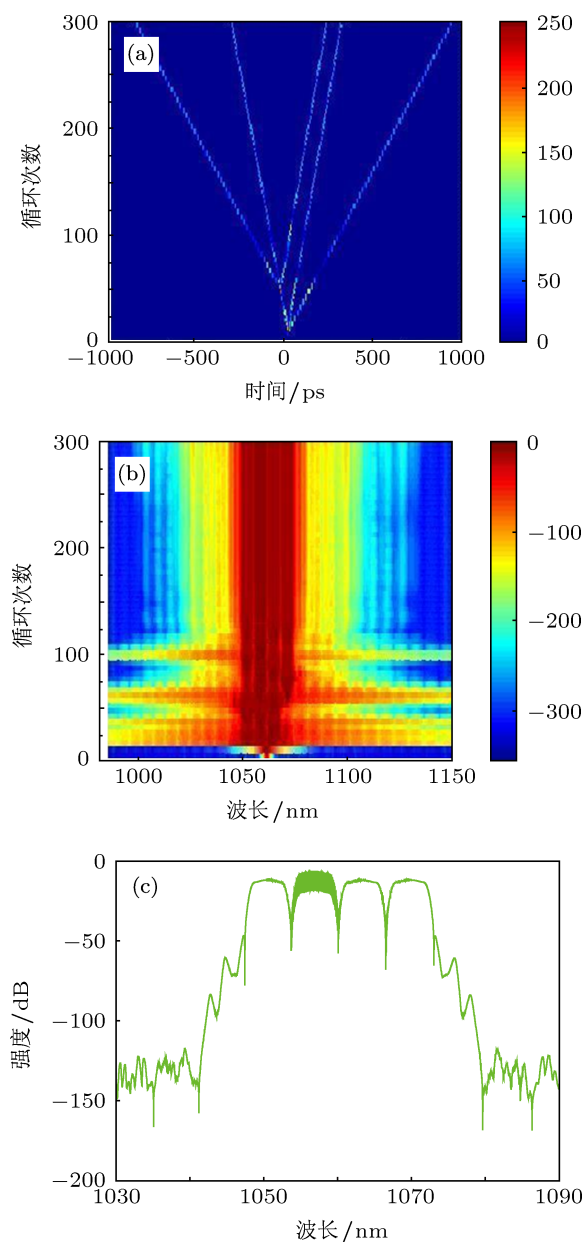


图 4 四波长脉冲 (a) 时域演化过程; (b) 频域演化过程; (c) 脉冲光谱

保持滤波器带宽为 6.4 nm, 将饱和功率增加到 10 W. 图 5(a) 和图 4(a) 中的脉冲时域演化过程在

前 50 次循环中是类似的, 经过 50 次循环后中间的一支脉冲一分为三. 在图 5(b) 中可以看到 50 次循环后三波长脉冲稳定锁模, 与第 50 次循环之前的三波长脉冲不同的是, 在 1047.2—1053.6 nm 和 1060—1066.4 nm 波长上的脉冲已转变为 DSM, 在图 5(c) 中可以很明显地观察到位于两个波长上的 DSM. 在时域上组成两个 DSM 的两组脉冲的间隔分别为 54.3 ps 和 47.0 ps. 与饱和功率为 5 W 时产生的多波长锁模脉冲相比, 饱和功率的增加使得多波长脉冲中 DSM 的个数和所在的波长都有所变化.

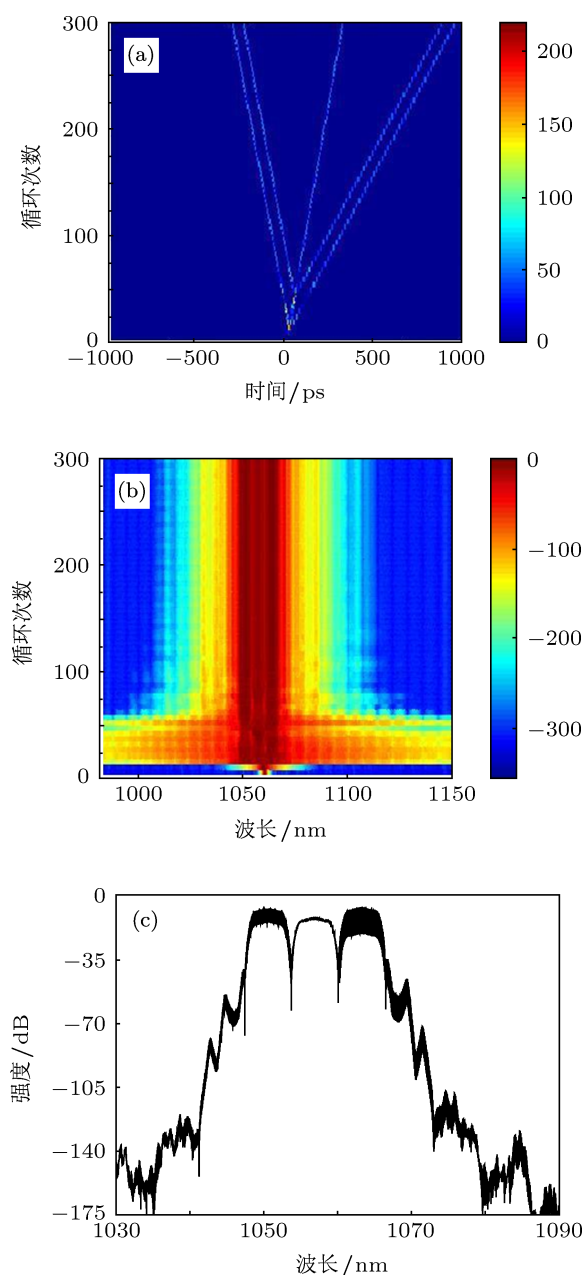


图 5 滤波器带宽为 6.4 nm 时三波长脉冲 (a) 时域演化过程; (b) 频域演化过程; (c) 脉冲光谱

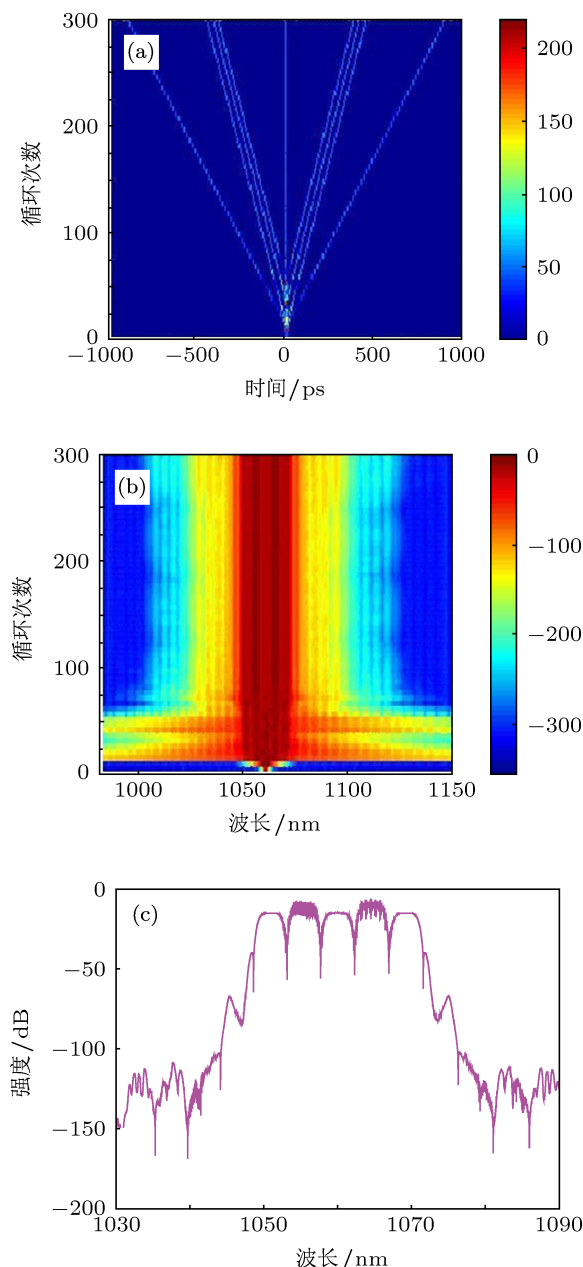


图6 五波长脉冲 (a) 时域演化过程; (b) 频域演化过程; (c) 脉冲光谱

饱和功率保持在 10 W, 将滤波器带宽减小到 4.6 nm. 图 6(a) 中脉冲一分为九, 除中间脉冲的另外八支脉冲镜像对称分布并朝四个方向扩散, 其中有两组脉冲在第 50 次循环后脉冲间隔保持稳定. 从图 6(b) 中可以看到经过 70 次循环后五波长脉冲实现稳定锁模, 锁模脉冲光谱如图 6(c) 所示. 由于滤波器的调制作用, 使得 1053.1—1057.7 nm 和 1062.3—1066.9 nm 波长上的脉冲演化为 DSM. 组成 1062.3—1066.9 nm 上的 DSM 的三个脉冲在时域上两两相邻的脉冲间隔分别稳定在 27.45 ps 和 21.66 ps, 另一波长上的 DSM 所包含的三个脉冲在时域上两两相邻的脉冲间隔分别保持在 25.9

ps 和 26.63 ps. 可见, 当在某一波长处出现 DSM 时, DSM 内多脉冲之间的间隔保持不变. 与  $\Delta\lambda = 6.4$  nm,  $P_A = 10$  W 时所产生的三波长锁模脉冲相比,  $\Delta\lambda = 4.6$  nm 时产生的五波长锁模脉冲中的 DSM 光谱更加复杂.

## 4 实验结果

以上述理论模拟为指导, 按照如图 1 所示的激光器结构图在实验上构建了一个全正色散掺镱锁模光纤激光器. 激光腔内使用了一段 17.1 cm 长的 PMF, 它和 PDI 组成一个波长间隔为 16.4 nm 的等效周期性双折射滤波器. 合适地调节两个偏振控制器 PC1 与 PC2, 得到如图 7 所示的双波长锁模脉冲. 双波长的波长间隔是 16.4 nm, 与滤波器带宽间隔一致, 并且光谱都具有陡峭边沿, 因此说明输出脉冲是双波长耗散孤子. 时域上双波长锁模脉冲可以达到同步, 即有两个不同波长的脉冲同时存在于激光腔内, 并且具有不同的脉冲重复频率<sup>[10]</sup>. 与仿真结果中图 2(c) 所示的双波长脉冲相比, 图 7(a) 中双波长脉冲光谱中两个脉冲的两沿被抬起并且形成尖峰. 这是因为在实验中脉冲通过 YDF 后具有整个环形腔内最高的脉冲能量和峰值功率, 接着脉冲在 YDF 后面的一段 SMF 中被迅速展宽, 两沿逐渐被抬起形成尖峰. 而在模拟中我们简化了激光器结构, 将所有的 SMF 整合为一段单模光纤, 因此与实验结果相比还是存在一些细微的区别, 但不影响对全正色散激光器输出多波长脉冲的性质与原因的研究和解释.

## 5 结论

通过数值模拟首次发现全正色散掺镱锁模光纤激光器在加入多波长滤波器后可以产生多波长耗散孤子脉冲. 减小滤波器带宽可以使多波长脉冲中的波长个数增加. 为了保持多波长脉冲稳定锁模, 还需要在减小滤波器带宽的同时增加饱和功率. 当滤波器带宽缩小到 6.4 nm 甚至更小时, 多波长脉冲中靠近中心波长 1060 nm 的一两个波长上的脉冲会转化为 DSM, 这是由于滤波器带宽的减小使得脉冲在频域中受到足够深度的调制, 饱和功率的改变也会对脉冲中形成稳定的 DSM 有所影响. 并且在实验上首次从全正色散掺镱光纤激光器中得到了波长间隔为 16.4 nm 的双波长耗散孤子脉冲.

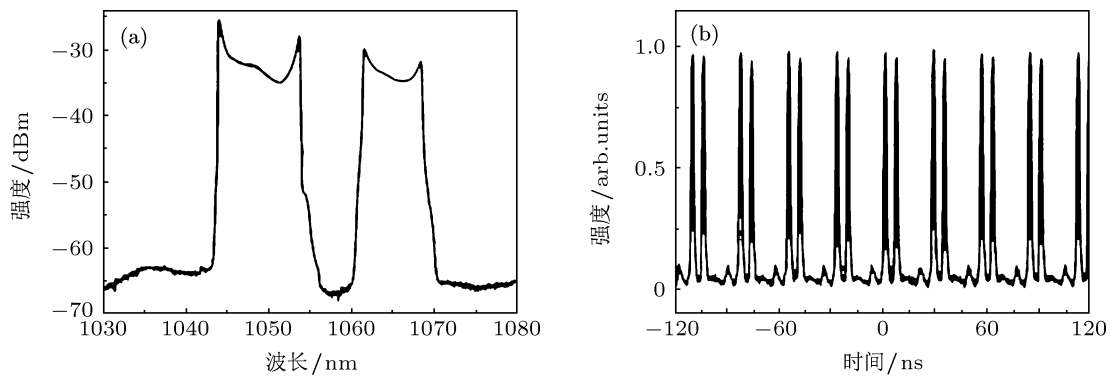


图7 实验上滤波器带宽为 16.4 nm 时全正色散掺铒光纤激光器输出的双波长耗散孤子脉冲 (a) 脉冲光谱; (b) 时域脉冲序列

- [1] Pelusi M D, Liu H F, Novak D, Ogawa Y 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 449
- [2] Feng X H, Liu Y G, Sun L, Yuan S Z, Kai G Y, Dong X Y 2005 *Chin. Phys.* **14** 779
- [3] Zhang S M, Wen H, Lü F Y, Zuo X X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2191 (in Chinese) [张书敏, 温虹, 吕福云, 左晓雪 2007 物理学报 **56** 2191]
- [4] Deng D H, Zhan L, Gu Z C, Gu Y, Xia Y X 2009 *Acta Opt. Sin.* **29** 3094 (in Chinese) [邓定桓, 詹黎, 顾照昶, 顾磊, 夏宇兴 2009 光学学报 **29** 3094]
- [5] Deng Y X, Tu C H, Lü F Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3173 (in Chinese) [邓一鑫, 涂成厚, 吕福云 2009 物理学报 **58** 3173]
- [6] Wang L R, Liu X M, Gong Y K, Hu X H, Wang Y S, Lu K Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4664 (in Chinese) [王播然, 刘雪明, 宫永康, 胡晓鸿, 王屹山, 卢克清 2009 物理学报 **58** 4664]
- [7] Zhang H, Tang D Y, Wu X, Zhao L M 2009 *Opt. Express* **17** 12692
- [8] Zhang Z X, Dai G X 2011 *Acta Opt. Sin.* **31** 131 (in Chinese) [张祖兴, 戴国星 2011 光学学报 **31** 131]
- [9] Zhu X, Wang C, Liu S, Wang J J, Zhu C Y 2011 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **23** 956
- [10] Yun L, Liu X M, Mao D 2012 *Opt. Express* **20** 20992
- [11] Farnum E D 2006 *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 257
- [12] Bale B G, Kutz J N, Farnum E D 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 1479
- [13] Farnum E D, Bale B G, Kutz J N 2010 *Phys. Rev. A* **81** 033851
- [14] Li X H, Wang Y S, Zhao W, Zhang W, Hua X H, Gao C X, Zhang H, Yang Z, Wang H S, Wang X L, Li C, Shen D Y 2011 *Opt. Commun.* **286** 1356
- [15] Ortaç B, Zaviyalov A, Nielsen C K, Egorov O, Iliev R, Limpert J, Lederer F, Tünnermann A 2010 *Opt. Lett.* **35** 1548
- [16] Liu X M 2010 *Phys. Rev. A* **82** 063834
- [17] Jia D F, Yu Z H (Translated) 2002 *Nonlinear Fiber Optics and Applications of Nonlinear Fiber Optics* (Beijing: Electronic Industry Press) p33 (in Chinese) [贾东方, 余震虹译 2002 非线性光纤光纤原理及应用 (北京: 电子工业出版社) 第 33 页]
- [18] Liang P S, Zhang Z X, Kuang Q Q, Sang M H 2009 *Laser Phys.* **19** 2124
- [19] Liu X M 2011 *Phys. Rev. A* **84** 023835
- [20] Liu X M 2011 *Phys. Rev. A* **84** 053828
- [21] Liu X M 2010 *Phys. Rev. A* **81** 023811

# All-normal-dispersion multi-wavelength mode-locked dissipative soliton Yb-doped fiber laser\*

Xu Zhong-Wei Zhang Zu-Xing<sup>†</sup>

( Key Laboratory of Photoelectron and Communications of Jiangxi Province, College of Physics and Communication Electronics, Jiangxi Normal University, Nanchang 330022, China )

( Received 10 October 2012; revised manuscript received 9 December 2012 )

## Abstract

An all-normal-dispersion multi-wavelength mode-locked dissipative soliton Yb-doped fiber laser with a periodic birefringence fiber filter is investigated in this paper. Numerical simulations show that multi-wavelength dissipative solitons can be generated by adding a filter into the fiber laser, and adjusting the bandwidth of filter can generate multi-wavelength dissipative solitons with different wavelength numbers and separations. Dissipative soliton molecules (DSM) can be observed in four- and five-wavelength dissipative solitons. Adjusting the parameters of the filter and saturation power can change the number and wavelength of DSM in the multi-wavelength pulses. This is the first time that multi-wavelength mode-locked dissipative solitons with DSM generated from mode-locked fiber laser have been observed, and that the dual-wavelength mode-locked dissipative solitons have been obtained from an all-normal-dispersion Yb-doped fiber laser in experiment.

**Keywords:** all-normal-dispersion, dissipative soliton, multi-wavelength pulse, soliton molecules

**PACS:** 42.55.Wd, 42.65.Re

**DOI:** 10.7498/aps.62.104210

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60807014, 60967002), and the Science Foundation of Jiangxi Provincial Department of Education, China (Grant No. GJJ12170).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: stellarzh@hotmail.com