

基于高能量耗散型脉冲掺铒光纤激光器的实验研究^{*}

王播然 刘雪明[†] 宫永康

(中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 西安 710119)

(2009 年 10 月 14 日收到; 2009 年 12 月 22 日收到修改稿)

在正色散掺铒光纤激光器中, 利用非线性偏振旋转技术实现自启动锁模, 得到了具有极大光谱宽度的高能量、无波分裂耗散型脉冲. 该耗散型脉冲的形成是腔内增益、损耗、非线性偏振旋转、正色散和其他非线性效应等共同作用的结果, 其形成机理与传统的负色散激光器完全不同. 当抽运功率为 500 mW 时, 该类型脉冲的光谱覆盖了 1530—1660 nm 范围, 半高全宽光谱宽度可达 42 nm 以上. 脉冲具有极大的正啁啾, 其时间带宽积为 483, 而单脉冲总能量最大可达 34.4 nJ.

关键词: 光纤激光器, 耗散型脉冲, 啁啾

PACC: 4260, 4260D

1. 引 言

近年来, 光纤激光器由于其结构简单、成本低廉且调节简便和稳定性良好等优点, 得到了广泛的研究和发展^[1-4]. 根据光纤激光器的色散分布特性, 锁模光纤激光器可分别激发产生传统负色散孤子脉冲 (conventional soliton)、展宽脉冲 (stretched pulse)、自相似脉冲 (self-similar pulse)、耗散型孤子脉冲 (dissipative soliton) 等. 对于常规负色散孤子激光器而言, 其锁模原理是通过腔内负色散和光纤克尔非线性效应的平衡作用从而实现稳定的孤子脉冲输出; 但传统孤子脉冲的能量量化效应限制了这类激光器可输出的最大单脉冲能量. 由于受孤子面积理论的限制, 孤子脉冲的能量被限制在 0.1 nJ 左右; 光脉冲能量较高时, 将导致光波分裂 (wave-breaking)^[5]. 从理论上可以得出, 腔内脉冲的平均宽度增大, 致使腔内脉冲峰值功率降低, 从而降低了非线性相移量, 避免了光波分裂, 因此可以使得脉冲的能量达到更高水平. 基于这一原理, 研究人员提出了一种展宽脉冲激光器, 在腔内总色散近似保持为 0 的情况下, 通过加入色散延迟线等器件进行色散管理 (dispersion manage), 使得锁模脉冲在腔内得到周期性的展宽和压缩, 有效降低了腔内脉冲的峰值功率, 从而克服了孤子锁模激光器中非线性

效应造成的光波分裂, 获得的单脉冲输出脉冲能量可提高一个数量级以上^[5, 6]. 为产生更高能量的脉冲, 人们发现在光纤正色散区域, 具有增益的初始脉冲将演变成抛物线 (parabolic) 脉冲; 又被称为自相似脉冲 (self-similar pulse)^[7, 8]. 自相似脉冲在高功率条件下传播时, 脉冲形状保持不变, 因此具有抵御光波分裂的能力^[7].

最近两年来, 一种腔内具有较大正色散的新型光纤脉冲激光器引起了研究者的极大兴趣^[9-15]. 由于在这类激光器中形成的光脉冲是激光器增益、损耗、正色散、光纤非线性效应等共同作用的结果, 所形成的脉冲又被称为耗散型光孤子或脉冲 (dissipative soliton)^[5, 13-15]. 在正色散光纤激光器中产生的耗散型脉冲可以由 Ginzburg-Landau 方程近似描述^[15]. 耗散型脉冲激光器与传统负色散激光器在脉冲形成原理、锁模机理、输出脉冲特性等方面, 具有完全不同的特性. 它可以有效避免光波分裂效应并突破传统光纤激光器所受到的能量限制, 从而能够实现高能量脉冲输出. 基于高能量耗散型脉冲的研究有着深远的实际意义和广阔的应用前景, 例如它可广泛应用于微机械加工、材料处理、超快诊断、生物医学、光电传感等领域. 我们通过构建一套具有极大正色散 ($\sim 0.68 \text{ ps}^2$) 的掺铒光纤激光器, 在实验中获得了输出光谱包络涵盖 1530—1660 nm 范围、3 dB 光谱宽度最大可达 42 nm 的高能量耗散

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 10874239, 10604066, 60537060) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: liuxm@opt.ac.cn

型脉冲输出. 该脉冲相应的时间带宽积为 483, 具有极大的正啁啾. 单脉冲输出能量最大可达 3.44 nJ, 而脉冲总能量可达 34.4 nJ.

2. 实验装置

实验中所用光纤激光器结构如图 1 所示.

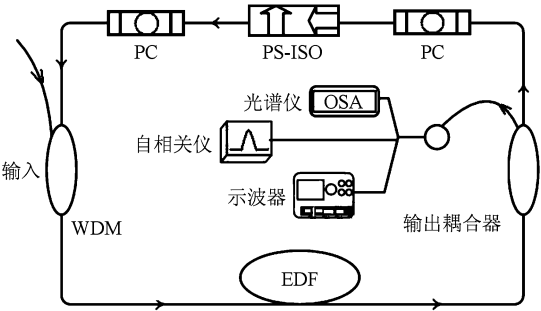


图 1 耗散型脉冲掺铒光纤激光器结构示意图

实验中采用工作波长为 977 nm 的单模半导体激光器作为抽运光源, 其最大输出功率为 500 mW. 通过 980 nm/1550 nm 波分复用器(WDM)对一段长度为 19.9 m 的掺铒光纤(EDF, 1550 nm 处色散参数 D 为 -30 ps/(nm·km))进行抽运. 偏振相关隔离器(PS-ISO)的作用是抑制后向反馈、保证环形腔激光器单向运转, 并与两只偏振控制器(PC)共同作用形成等效可饱和吸收体. 输出耦合器为 10% 输出. 腔内各器件尾纤是标准单模光纤(SMF, 1550 nm 处其色散参数 D 为 $+17$ ps/(nm·km)), 总长度为 3.7 m. 因此该激光器总腔长为 23.6 m, 其锁模基频约为 8.73 MHz, 腔内总色散量约为 $+0.68$ ps². 在激光器的输出端, 采用光谱分析仪(Yokogawa AQ-6370)测量输出脉冲光谱; 经过光电转换后用示波器(LeCroy SDA, 11 GHz)观察脉冲序列; 用自相关仪测量脉冲宽度.

3. 实验结果和原理分析

该激光器利用非线性偏振旋转(nonlinear polarization rotation, NPR)技术实现自启动锁模. 当抽运功率超过特定阈值时, 通过调节两个偏振控制器的偏振状态, 可以获得稳定的锁模脉冲输出. 在我们的实验中, 该激光器可以实现自启动锁模的阈值功率仅为 45 mW. 然而在此状态下继续增大抽运功率, 将形成多脉冲输出, 因此无法获得高能量单

脉冲输出(参见文献[13]). 继续调整 PC, 在特定的状态下, 增大抽运功率至最大值而脉冲数量始终保持一个, 此时可以获得高能量单脉冲输出. 该类脉冲的典型输出光谱和脉冲序列, 分别如图 2 和图 3 所示.

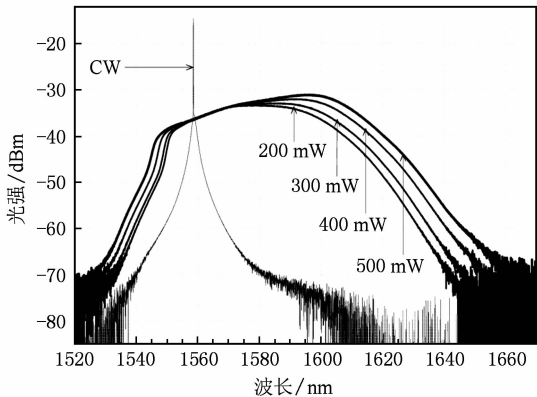


图 2 不同抽运功率下脉冲光谱图

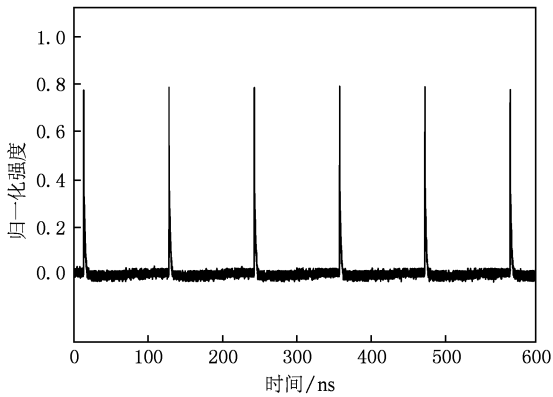


图 3 抽运功率为 500 mW 时示波器所测脉冲序列图

对于图 2 和图 3, 激光器实现自启动锁模脉冲输出的抽运功率阈值为 200 mW. 当抽运功率为 500 mW 时, 输出脉冲光谱包络覆盖了 1530—1660 nm 范围, 其 3 dB 宽度可达 42 nm.

对于采用 NPR 效应实现自启动锁模的激光器而言, 不同的 PC 工作状态决定了激光腔内具有不同的正/负非线性反馈区, 此时脉冲所能具有的最高能量和峰值功率也不同^[3]. 在某些 PC 工作状态下, 腔内正反馈区较小; 稍微增大抽运功率即导致激光腔内非线性反馈变为负值, 脉冲无法得到有效增益, 此时激光器将产生多脉冲. 而在特定 PC 状态下, 腔的正反馈区较大, 所形成的脉冲可在较高抽运功率下仍能获得有效增益放大, 因此可以避免多脉冲的产生, 从而有望获得高能量单脉冲输出. 这

与我们的实验结果是相符的:对于同一台激光器,在文献[13]中报道的结果是在某些 PC 状态下,此激光器在抽运功率 $P = 45 \text{ mW}$ 时即能够实现自启动锁模; $P = 71 \text{ mW}$ 时,激光器开始形成双脉冲;在 $P = 406 \text{ mW}$ 时,甚至可产生多达 10 个脉冲. 而本文的结果则是在此特定 PC 状态下, $P = 500 \text{ mW}$ 时脉冲数目仍保持为一个. 由此可以得出,这种耗散型脉冲的形成在很大程度上受到 NPR 效应的影响.

从图 2 还可以看出,随着抽运功率的增加,光谱逐渐向长波和短波方向展宽. 这是由于随着抽运功率的增强,SPM 效应也随之增强,导致了光谱逐渐向两侧加宽. 图 4 为不同抽运功率下脉冲的自相关曲线图. 由图 4 可知,对应于抽运功率为 200 mW, 300 mW, 400 mW, 500 mW 时,脉冲自相关曲线半高全宽分别为 91 ps, 111 ps, 125 ps, 137 ps;考虑到脉冲为高斯型,则相应的脉冲宽度分别为 64 ps, 79 ps, 89 ps, 97 ps. 随着抽运功率的增加,脉冲的强度随之增大,脉冲宽度也逐渐增大. 由于该激光器的输出耦合器处于光波刚刚传播经过掺铒光纤之后的位置,为腔内脉冲宽度最大处,输出的脉冲亦将具有极大的正啁啾. 当抽运功率为 500 mW 时,此时脉冲 3 dB 光谱宽度为 42 nm,中心波长取 1590 nm,脉宽为 97 ps,由此可得其时间带宽积(TBP)约为 483. 此结果远远大于常规负色散孤子所满足的傅里叶变换极限的结果(对于 sech^2 型孤子脉冲为 0.315). 此时测得腔外输出脉冲的平均功率约为 30 mW;由单

脉冲能量计算公式 $Q_{\text{single}} = \frac{P_{\text{avg}} T}{F}$ (P_{avg} 表示脉冲的平均功率, F 为脉冲重复频率, T 表示标准时间单位),可知输出的单脉冲能量约为 3.44 nJ. 考虑到输出耦

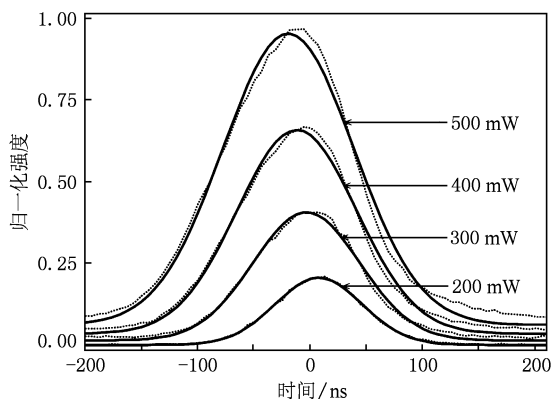


图 4 不同抽运功率下脉冲自相关曲线(虚线为实测曲线,实线为拟合曲线)

合器的输出比率为 10%, 由此可知,单脉冲总能量约为 34.4 nJ.

此类型高能量无波分裂脉冲与其他常见的矩形光谱耗散脉冲相比^[5, 9-14],有着鲜明的特点:首先,其光谱宽度极大,涵盖了 1530—1660 nm 波段,远超过实验所用掺铒光纤的增益带宽. 这是由于实验中所用掺铒光纤长度较大,脉冲在增益光纤中可以得到充分放大并经历强烈的非线性效应,而由掺铒光纤的增益特点可知,此时在高抽运功率情况下输出脉冲的光谱将强烈的展宽,甚至可以超出掺铒光纤的增益带宽范围;同时光谱中心波长将向长波方向移动^[16]. 从图 2 可以看出,锁模形成之前腔内连续波(CW)的波长为 1559 nm,而锁模形成后脉冲的全光谱包络中心波长约为 1590 nm. 其次,光谱包络较为圆滑,没有任何边带或者陡峭的边沿. 对比常见的矩形光谱耗散型脉冲而言,其典型脉冲宽度相对较小(例如,文献[12]中脉冲宽度约为 13 ps),强烈的光谱滤波效应在起锁模过程中起到了重要作用^[5, 9, 12-14],因此具有严格限制的光谱带宽. 而本文中报道的新型高能量脉冲,由于抽运功率更高、非线性效应更强,脉冲宽度相对较大(约为 97 ps),导致光谱滤波效应被削弱^[17]. 因此锁模过程中将由 NPR 效应起主导作用,脉冲可以突破光谱带宽限制,具有更大的光谱宽度. 而更大脉冲宽度和更宽光谱范围将使得脉冲能够积聚更高的能量.

对于本文所报道的实验结果,综合前面所述分析,可以得出锁模脉冲形成的基本物理过程为:激光腔内最初的噪声脉冲在进入至掺铒光纤后,通过抽运得以增益放大;此时由于强烈的自相位调制(SPM)等非线性效应将导致其光谱的展宽,并产生正的频率啁啾. 而激光器具有极大的正色散 ($+0.68 \text{ ps}^2$),因此脉冲的宽度也随之剧烈展宽. 当脉冲进入到 PC 及偏振相关隔离器所构成的等效可饱和吸收体后,脉冲的两翼部分将被滤除,导致脉宽减小. 与此同时,由于 SPM 效应导致脉冲具有正频率啁啾,即时域上脉冲前沿为红移的长波成分,后沿为蓝移的短波成分;在极大正色散条件下,脉冲的长波成分(时域前沿)传播速度远大于短波成分(时域后沿). 因此,在由 NPR 效应所形成的等效可饱和吸收体中,脉冲的前、后沿在时域上被滤除将同时导致脉冲在频域的滤波,即脉冲的光谱宽度减小. 该过程循环往复,直至初始输入光波脉冲在腔内能够形成自洽演化,最终形成稳定的锁模脉冲

输出. 由此可见, 该类脉冲是由激光器增益、损耗、NPR、正色散与非线性效应等共同作用的结果, 因此可称为耗散型脉冲^[5, 13–15].

由于非线性效应引入的正啁啾和腔内极大的正色散共同作用, 导致产生的脉冲的宽度较大; 因此脉冲峰值功率将维持在较低的水平 (输出脉冲平均功率约为 30 mW, 重复频率为 8.73 MHz, 脉冲宽度 97 ps, 经计算可知脉冲峰值功率约为 35.5 W), 从而可以有效避免光波分裂效应所导致的脉冲无法稳定锁模^[5, 11]. 而通过调节 PC 使得激光腔内具有较大的正反馈区, 此时脉冲所能达到的能量也较高. 同时由耗散型脉冲的物理特性可知, 在较高能量下脉冲仍然可以避免光波分裂效应, 从而可以实现稳定的高能量无波分裂脉冲锁模输出. 一般而言, 耗散型脉冲的输出能量相比负色散孤子可以提高一两个数量级以上; 而激光腔的色散值越大, 能得到脉冲最大能量也越高^[18].

值得注意的是, 虽然该类型脉冲的光谱宽度极大而且能量较高, 与常规负色散孤子激光器所产生的类噪声脉冲 (noise-like solitons) 类似^[4], 但是两者的脉冲特性和锁模机理完全不同, 因此两者在物理意义上具有本质性的区别. 这一点可以从图 4 自相关曲线中也得以验证: 负色散激光器中的类噪声脉冲自相关曲线一般具有宽度极窄的尖刺中心和宽度极大的底座^[4]; 而本文所报道的高能量无波分裂

耗散型脉冲的自相关谱线为圆滑的高斯型. 结合脉冲的物理特征和激光器锁模过程的理论分析, 可以得知, 该激光器所产生的脉冲不同于以往其他光纤激光器所形成的脉冲.

由于实验中所用的抽运光源最大输出功率较低, 仅为 500 mW, 限制了脉冲能量的进一步提高. 并且所用输出耦合器等器件带宽较小 (1550 ± 40 nm), 导致了脉冲的部分光谱成分被滤除而造成能量的损耗. 通过解决器件限制等问题, 该激光器将有望得到具有更宽光谱和更高能量的脉冲.

4. 结 论

利用非线性偏振旋转锁模技术, 在具有极大正色散的掺铒光纤激光器中, 实现了高能量无波分裂耗散型脉冲输出. 该耗散型脉冲的形成是由于腔内增益、损耗、NPR、正色散和其他非线性效应等共同作用的结果, 其形成机理与传统负色散激光器完全不同. 当抽运功率为 500 mW 时, 输出脉冲 3 dB 光谱宽度可达 42 nm 以上. 并且脉冲具有极大的正啁啾, 其时间带宽积为 483, 脉冲总能量可达 34.4 nJ. 本文基于高能量无波分裂型耗散脉冲激光器的实验结果, 研究了脉冲的形成机理, 并分析了其光谱、脉冲宽度、啁啾等参数特性. 该工作对于普通光纤激光器产生高能量脉冲的研究有着重要意义.

- [1] Zhang S M, Wen H, Lv 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]
- [2] Song Y J, Hu M L, Liu Q W, Li J Y, Chen W, Chai L, Wang Q Y 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 5045 (in Chinese) [宋有建、胡明列、刘庆文、李进延、陈伟、柴路、王清月 2008 物理学报 **57** 5045]
- [3] Komarov A, Leblond H, Sanchez F 2005 *Phys. Rev. A* **71** 053809
- [4] Horowitz M, Barad Y, Silberberg Y 1997 *Opt. Lett.* **22** 799
- [5] Wise F W, Chong A, Renninger W H 2008 *Laser and Photon. Rev.* **2** 58
- [6] Lin H H, Lu Z H, Wang J J, Zhang Y, Wang F R, Xu D P, Zhang R, Li M Z, Deng Q H, Luo Y M, Tang J, Ding L 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 5646 (in Chinese) [林宏矣、卢振华、王建军、张颖、王凤蕊、许党朋、张锐、李明中、邓青华、罗亦鸣、唐军、丁磊 2008 物理学报 **57** 5646]
- [7] Ilday F O, Buckley J R, Clark W G, Wise F W 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 213902
- [8] 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]
- [9] Chong A, Buckley J, Renninger W H, Wise F W 2006 *Opt. Express* **14** 10095
- [10] Gao W Q, Zheng H, Xu L X, Wang A T, Ming H, An Q, He H C, Wang Y C 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 1267
- [11] Deng D H, Zhan Li, Gu Z C, Gu Y, Xia Y X 2009 *Opt. Express* **17** 4284
- [12] 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) [王孺然、刘雪明、宫永康、胡晓鸿、王屹山、卢克清 2009 物理学报 **58** 4664]
- [13] Liu X M, Wang L R, Li X H, Sun H B, Lin A X, Lu K Q, Wang Y S, Zhao W 2009 *Opt. Express* **17** 8506
- [14] Kieu K, Renninger W H, Chong A, Wise F W 2009 *Opt. Lett.* **34** 593
- [15] Wu X, Tang D Y, Zhang H, Zhao L M 2009 *Opt. Express* **17** 5580

- [16] Dong X Y, Shum P, Ngo N Q, Tam H Y, Dong X Y 2005 *IEEE J. Lightw. Technol.* **23** 1334
- [17] Agrawal G P 1991 *Phys. Rev. A* **44** 7493
- [18] Baumgartl M, Ortaç B, Limpert J 2009 *Advanced Solid-State Photonics* Optical Society of America, Washington, USA, February 1—4, 2009 p. TuB3

Experimental research on high-energy dissipative solitons in an erbium-doped fiber laser^{*}

Wang Lei-Ran Liu Xue-Ming[†] Gong Yong-Kang

(State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China)

(Received 14 October 2009; revised manuscript received 22 December 2009)

Abstract

We have employed a nonlinear polarization rotation technique to realize the self-starting passive mode-locking in an erbium-doped fiber laser with positive dispersion. The laser can emit high-energy dissipative solitons without wave-breaking. The pulse-shaping mechanism, which is qualitatively distinct from the conservative solitons in negative dispersion cavity, may originate from the laser gain, loss, NPR, cavity dispersion, or other fiber nonlinearity effects. To our best knowledge, it is the first report on the experimental observations for high-energy wave-breaking-free dissipative solitons forming in a fiber laser with ultra-large net-normal cavity dispersion. The spectrum of these strongly chirped pulses covers the wavelength range from 1530 to 1660 nm. The FWHM width of the spectrum can be as large as 42 nm, and the maximal total energy of a single-pulse is estimated to be ~ 34.4 nJ.

Keywords: fiber laser, dissipative soliton, chirp

PACC: 4260, 4260D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10874239, 10604066, and 60537060).

[†] Corresponding author. E-mail: liuxm@opt.ac.cn