

被动高阶谐波锁模掺 Er^{3+} 光纤激光 超短光脉冲的产生及其放大^{*}

刘东峰 陈国夫 白晋涛 王贤华

(中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学技术国家重点实验室,西安 710068)

(1998 年 11 月 5 日收到;1999 年 5 月 24 日收到修改稿)

报道了利用光纤的非线性偏振旋转效应产生可饱和吸收体的锁模机制,从掺 Er^{3+} 光纤环形腔激光器中产生稳定的高阶谐波锁模光脉冲的实验研究结果(限于示波器带宽,实验中最高曾测量到稳定的 407.6 MHz 重复频率的谐波锁模光脉冲).实验中发现有三种不同的演化方式产生高阶谐波锁模光脉冲,还观察到在 83.52 MHz 谐波锁模光脉冲的光谱中出现孤子光谱边带.四阶谐波锁模(83.52 MHz 重复频率)超短光脉冲经过 6 m 长高掺杂浓度的掺 Er^{3+} 光纤放大器放大后产生了平均输出功率 13.88 mW,脉宽 201 fs,中心波长 1.531 μm ,单脉冲能量为 0.166 nJ,对应的光脉冲峰值功率 0.811×10^3 W,增益 19 dB 的放大结果.

PACC: 4255

1 引 言

从掺稀土元素光纤中产生超短光脉冲的方法主要有被动锁模法、主动锁模法和主被动锁模法,其中被动锁模法具有技术简单、可产生窄的光脉冲等优点.利用光纤的非线性偏振旋转效应在光纤激光腔体内形成人造可饱和吸收体,从而在腔内产生自幅度调制的锁模机制,这种被动锁模技术是近年来发展起来的从光纤激光器中产生飞秒激光脉冲的有效方法^[1].与非线性放大环形镜(NALM)^[2]和腔内插入半导体可饱和吸收体^[3]被动锁模机制相比,非线性偏振旋转锁模光纤激光器具有简单可靠、可完全自起振等优点,而主动锁模法的优点是锁模稳定性好,光脉冲的重复频率高(几十 MHz 以上),但光脉冲的宽度比较宽,而且技术比较复杂^[4].锁模光纤激光脉冲光源常采用的腔体形式主要有三种:1)线性腔 2)“8”字型腔体 3)环形腔.利用光纤的非线性偏振旋转效应实现被动锁模的掺 Er^{3+} 光纤环形腔激光器具有抽运阈值低、易自起振、可采用半导体激光抽运实现全固化、稳定性好、输出光脉冲的质量好等优点.但由于光纤激光器的增益介质和光纤元器件等较长,造成光纤激光器的腔长比较长,从而输出

光脉冲的重复率比较低.对于某些用途,如光孤子传输、超快光电信号处理、超快电光取样测量等,常需要高重复频率飞秒量级脉宽、小型、高效、免调的超短激光脉冲光源.为了解决这个问题,已有文献报道采用附加内腔^[5]、外腔反馈^[6]等方法,但这些方法的技术复杂,实用化比较困难.

本文报道在掺 Er^{3+} 光纤环形腔激光器中产生稳定的谐波锁模光脉冲及其放大的实验研究结果.在实验中发现,基于非线性偏振旋转的被动锁模环形腔掺 Er^{3+} 光纤孤子激光器中,腔内抽运激光功率比较高时,当调整光纤偏振控制器到某一位置时,腔内光脉冲发生重组,输出的光脉冲演变为基本腔振荡频率整数倍重复率的、稳定的锁模光脉冲.在实验中除观察到如文献^[7,8]所报道的从一簇簇光脉冲演化为高重复率的高阶谐波锁模光孤子脉冲以外,还观察到形成高阶锁模光脉冲的另外两种方式,即 1)从一个光孤子脉冲分裂为相邻很近的两个光孤子脉冲,接着由于两个光孤子脉冲的相互作用,使得光脉冲重新分布产生稳定的高阶谐波锁模光脉冲;2)由调 Q 锁模光脉冲演化为高阶谐波锁模光脉冲.利用四次谐波锁模 83.52 MHz 重复率的超短激光脉冲进入高掺杂浓度的掺 Er^{3+} 光纤放大器中放大后产生了 201 fs 脉宽,平均功率 13.88 mW,中心波长

^{*}中国科学院基础研究“九五”重点(批准号 KJ952-J1-705)资助的课题.

1.531 μm , 单脉冲能量 0.166 nJ 超短光脉冲的结果, 对实验结果给出了初步的解释.

2 实验原理及装置

图 1 是一个利用非线性偏振旋转相加脉冲被动锁模的环形腔掺 Er^{3+} 光纤激光器^[9]及掺 Er^{3+} 光纤放大器的原理图.

掺 Er^{3+} 光纤环形腔激光器由一只偏振灵敏型光纤分离器(ISO/Polarizer)、波分复用器(980 nm/1550 nm WDM)、两只光纤偏振控制器 PC1、PC2、掺 Er^{3+} 石英单模光纤、输出光纤耦合器(Coupler)组成. 实验中采用的掺 Er^{3+} 光纤 Er^{3+} 浓度为 $960 \times$

10^{-6} 芯径 $4 \mu\text{m}$, 数值孔径 0.22, 截止波长 850 nm, 长度为 3 m. 光纤输出耦合器有两路输出(一路为 0.98%, 另一路为 1.98%). 抽运光源为一只输出波长 976 nm、输出功率 1 W 的单纵模、单横模半导体激光器, 其输出激光经过一个 50:50 分束镜后一路通过一只光纤耦合器(fiber coupler 1)进入掺 Er^{3+} 光纤激光器环形腔体内, 作为光纤激光器的抽运光, 另一路通过另一个光纤耦合器(fiber coupler 2)进入掺 Er^{3+} 光纤放大器内, 作为掺 Er^{3+} 光纤放大器的抽运源. 光纤放大器用的掺 Er^{3+} 光纤 Er^{3+} 浓度为 2700×10^{-6} , 芯径 $4 \mu\text{m}$, 数值孔径 0.23, 截止波长 $869 \mu\text{m}$, 长度为 6 m.

利用非线性偏振旋转效应产生被动锁模机制的

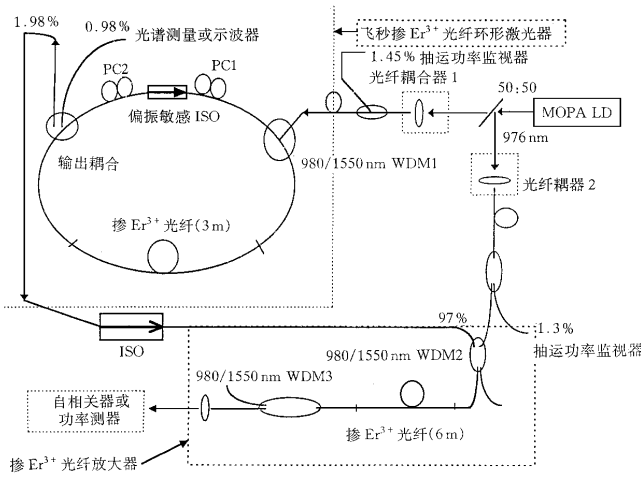


图 1 半导体激光抽运的被动高阶谐波锁模掺 Er^{3+} 光纤环形腔激光器与高掺杂浓度掺 Er^{3+} 光纤放大器系统

飞秒掺 Er^{3+} 光纤环形腔激光器的工作原理: 经过偏振灵敏型光纤隔离器的线偏光经过第一个偏振控制器 PC1($\lambda/4$ 波片)后变成椭圆偏振光, 这个椭圆偏振光可以被认为是强度不同的左旋与右旋圆偏振光的合成, 当这两个旋转方向不同的圆偏振光经过掺 Er^{3+} 光纤得到增益放大时, 经历腔内光纤的非线性效应(Kerr 效应, 引起的自相位调制, 即 SPM)得到与腔内光强度有关的不同的非线性相移, 脉冲峰值比脉冲的前后沿经历更多的旋转, 最后在偏振灵敏型隔离器处产生相干叠加效应, 也就是相加脉冲锁模(Additive Pulse Mode Locking, APM)效应后, 使得腔内产生自幅度调制形成可饱和吸收体, 也就是锁模窄化效应. 第二个光纤偏振控制器 PC2($\lambda/2 + \lambda/4$ 波片)主要用于调整经历不同的非线性相移并

干涉后光脉冲的偏振方向, 以使光脉冲峰值经历小的损耗而通过偏振灵敏型光纤隔离器, 也就是峰值光脉冲的偏振方向由于与偏振灵敏型光纤隔离器的偏振方向一致而通过并反复经过腔内增益放大, 而光脉冲的前后沿则被削掉, 光脉冲发生窄化. 简言之, 就是利用光纤的非线性偏振旋转效应在光纤腔体内产生一个自幅度调制可饱和吸收体作为环形腔光纤激光器的锁模机制^[1,9,10]. 实验中通过调整光纤偏振控制器波片的方位角, 从而在腔内形成相加脉冲锁模的自相位调制、自幅度调制等作用^[11].

实验中当抽运激光功率达到腔内阈值抽运功率后, 首先调整光纤偏振控制器的方位角, 使得光纤环形腔激光器输出的平均光功率最大, 然后略微精细调节光纤偏振控制器 PC1 的 $\lambda/4$ 和 PC2 的 $\lambda/4$ 波

片、 $\lambda/2$ 波片的方位角,即可形成稳定的锁模激光脉冲输出。

3 实验结果及讨论

在稳定的锁模工作状态,掺 Er^{3+} 光纤孤子激光器输出稳定的基频重复率锁模光脉冲序列,可长达十几小时稳定地工作(日常工作时间内,光学平台的一般振动不影响其锁模质量及稳定性,其自稳特性非常好)。基频锁模光脉冲的重复率为 21.37 MHz,在这种状态下获得的最短光脉冲宽度为 269 fs,对应光谱宽度 $\Delta\nu = 10.1 \text{ nm}$,时间与带宽乘积为 0.34,与光孤子脉冲(Sech 型)时间带宽乘积 0.315 很接近^[9]。通过对掺 Er^{3+} 光纤孤子激光器输出的二次谐波自相关函数和对应光谱的数值拟合,输出光脉冲与光孤子(Sech 型)符合得相当好。继续增大抽运激光功率,保持光纤偏振控制器 PC1 的位置,而调整光纤偏振控制器 PC2 到某一位置,发现光纤环形腔激光器的输出光脉冲呈现出复杂的变化过程,形成重复率整倍于基本腔体锁模重复率的高重复率谐波锁模光脉冲,而且其形成过程有多种不同方式。

图 2 是掺 Er^{3+} 光纤环形腔激光器高阶谐波锁模光脉冲形成过程。在 85 mW 激光功率抽运下,腔内先形成一簇簇光脉冲(每簇光脉冲内有 4—6 以至多个光脉冲,类似的现象曾在文献[12]等报道过)。由于这些光孤子脉冲之间的相互作用,在每簇光脉冲中两边的光脉冲逐渐向光脉冲簇与簇之间的时域空位移动,经过 3—8 s 后形成如图 3 所示的重复率为 106.7 MHz 稳定的高阶谐波锁模光脉冲。这种现象被认为是由于光脉冲在光纤中产生的横向声场引起的电致伸缩激发导致的长距离光孤子相互作用力所引起的,这种相互作用力依赖于相邻光孤子脉冲的位置、光孤子脉冲与非孤子脉冲部分的相位差和孤子自频移^[7,8]。

另外一种高阶谐波锁模形成的方式是在比较高的抽运功率下(110 mW 抽运功率下),掺 Er^{3+} 光纤环形腔激光器先输出调 Q 和锁模同时工作的光脉冲,如图 4 所示,轻微调整偏振控制器 PC2 波片的位置,腔内光脉冲发生变化,形成稳定的高阶谐波锁模状态(407.6 MHz,19 倍基频(21.37 MHz)),如图 5 所示。

第三种形成方式是在比较高的抽运功率下(80 mW—100 mW 抽运功率下),腔内先输出基频锁模

光脉冲,如图 6 所示,然后每个光脉冲开始分裂成几乎等幅度的两个光脉冲,如图 7 所示,接着两个光脉冲开始分离,形成二倍频谐波锁模光脉冲,如图 8 所示,很快接着二倍频(41.62 MHz)的谐波锁模光脉冲又分裂成稳定输出的四倍频谐波锁模光脉冲(83.52 MHz),如图 9 所示。



图 2 一簇簇锁模光脉冲(每簇中有 5 个光脉冲)



图 3 稳定的 107.6 MHz 谐波锁模光脉冲

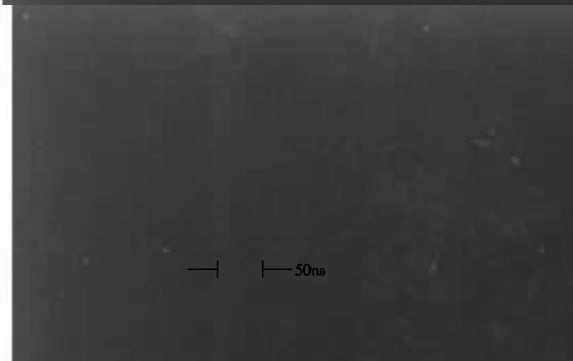


图 4 Q 开关/锁模状态下的光脉冲

掺 Er^{3+} 光纤环形腔孤子激光器在比较高抽运功率下产生高阶谐波锁模光脉冲的主要机理是高阶光孤子的非稳性与孤子间相互作用力造成的。下面利用光纤中的孤子理论来定性地说其产生过程。光纤中的非线性 Schrödinger 方程(NLSE)为

$$j \frac{dE}{dz} = - \frac{\beta_0'' d^2 E}{dt^2} + \eta_p |E|^2 E. \quad (1)$$

$$Z_0 = \frac{\pi}{2} \frac{|\beta_0''|}{\tau^2}. \quad (5)$$

P_0 为光纤中传输的一阶光孤子的峰值功率, z_0 是光孤子周期, 每当孤子在光纤中传输 $8z_0$ 后积累的相移为 2π , 上述方程中的脉冲宽度 τ 与 τ_{FWHM} 的关系为 $\tau_{FWHM} = 2\ln(1 + \sqrt{2})\tau$. 对基孤子, 它具有恒定的面积

$$A_s = \pi\tau \sqrt{P_0} = \pi\sqrt{\frac{|\beta_0''|}{\eta_p}}, \quad (6)$$

A_s 依赖于一定的光纤参数 β_0'' 和 η_p .

一阶光孤子的能量 E_p 可以通过对整个光脉冲时域的积分求得:

$$E_p = \int_{-\infty}^{\infty} |\sqrt{P_0}|^2 \text{sech}^2(t/\tau) dt = 2P_0\tau = \frac{2|\beta_0''|}{\eta_p\tau}. \quad (7)$$

图 5 稳定的 407.6 MHz 谐波锁模光脉冲

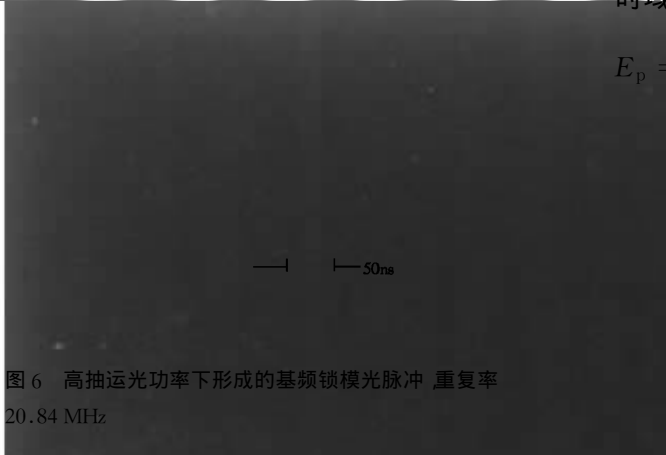


图 6 高抽运光功率下形成的基频锁模光脉冲, 重复率 20.84 MHz



图 8 二倍谐波锁模光脉冲(41.62 MHz)

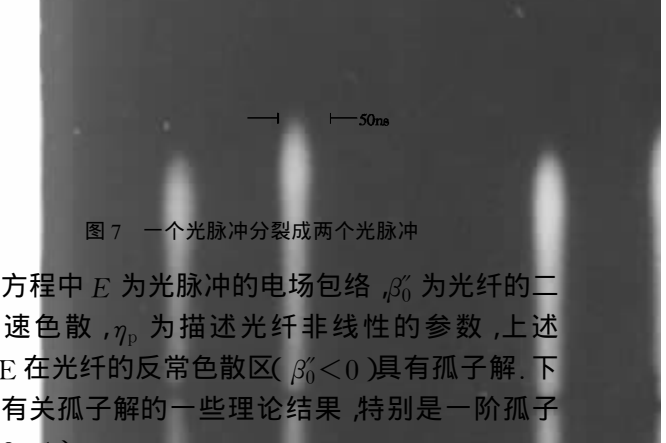


图 7 一个光脉冲分裂成两个光脉冲



图 9 四倍频谐波锁模光脉冲(83.52 MHz)

方程中 E 为光脉冲的电场包络, β_0'' 为光纤的二阶群速度色散, η_p 为描述光纤非线性的参数, 上述 NLSE 在光纤的反常色散区 ($\beta_0'' < 0$) 具有孤子解. 下面是有关孤子解的一些理论结果, 特别是一阶孤子解 ($N=1$):

$$E(t, z) = \sqrt{P_0} \text{sech}\left(\frac{t}{\tau}\right) e^{jk_s z}, \quad (2)$$

$$P_0 = \frac{|\beta_0''|}{\eta_p \tau^2}, \quad (3)$$

$$k_s = \frac{\pi}{4z_0} = \frac{|\beta_0''|}{\eta_p \tau^2}, \quad (4)$$

从 (7) 式可以看出, E_p 与 τ 成反比, 因此光孤子脉宽越窄, 其具有的能量越大. 而高阶孤子 ($N=2, 3, \dots$) 比低阶孤子 ($N=1$) 具有更大的面积, 因此应该具有更大的单脉冲能量. 但实际实验中并不会出现这种情况, 因为腔内高阶光孤子是不稳定的, 高阶

孤子在腔内会周期性地改变其形状,或发生分裂产生低阶光孤子,而且由于孤子边带光谱的产生,限制了其脉宽的进一步减小^[9,10]。从上述光孤子面积和光孤子能量表达式来看,对一个具体的光纤孤子激光器(腔内光纤具有特定的色散值和非线性值),光孤子脉冲的能量有一定的限制,因此当抽运激光功率增大时,腔内平均信号光功率增大。稳态时,光孤子的峰值功率最终达到由 APM 饱和所决定的最大值。由于光纤孤子激光器固有的光脉冲能量量子化作用^[13],当抽运激光功率增大时,掺 Er^{3+} 光纤环形腔孤子激光器输出的单脉冲能量并不随抽运激光功率的增大而相应增大,腔内形成多孤子振荡。而在整个腔体呈零色散(或正色散)的展宽脉冲相加锁模光纤激光器中,则随抽运激光功率的增大输出光脉冲的能量也增大^[14]。

第三种谐波锁模光脉冲形成的原因可能是在比较高激光功率抽运下,首先形成的基频重复率锁模激光脉冲不稳定,输出平均功率比较高,在腔体总呈负色散值下,形成高阶孤子,高阶孤子的稳定性较差,在腔内发生周期性分裂,分裂后由于光孤子脉冲间的相互作用力使两个光脉冲分开,分开后的光孤子脉冲在增益介质中进行竞争,最后达到时域间隔均匀分布,形成两倍频谐波锁模光脉冲,而两倍频锁模光脉冲也是高阶光孤子,又发生分裂、时域重新分布后形成四倍频谐波锁模光脉冲。实验中发现,在这种状态下,如果重新调整光纤偏振控制器波片的方位角并恢复基频锁模状态后,激光器又相继重新出现两倍频和四倍频谐波锁模光脉冲,而四倍频锁模状态则十分稳定。因此可以认为在高功率激光抽运下,四倍频谐波锁模孤子光脉冲是基孤子,而基频锁模光脉冲是高级孤子。上述三种条件下高阶谐波锁模状态的形成方式中,第一种和第三种方式比较常出现,第二种方式只在抽运激光功率非常高时才出现。

图 10 是 83.52 MHz 谐波锁模光脉冲对应的光谱,我们注意到光谱曲线中在 $1.531 \mu\text{m}$ 主峰两边明显出现了不对称的孤子边带光谱,一阶孤子边带光谱间隔为 22 nm。而文献[8]中认为在稳定的谐波锁模工作状态没有观察到多阶孤子边带光谱边带出现。我们则既在孤子边带光谱不出现时观察到稳定的谐波锁模状态,又在孤子光谱边带出现时观察到稳定的谐波锁模光脉冲(实验中,还在 62.19 MHz 谐波锁模光脉冲的光谱中观察到明显的孤子边带光

谱,一阶孤子边带光谱间隔为 23.3 nm,但在 407.6 MHz, 235 MHz, 117.9 MHz 等谐波锁模光脉冲的光谱中没有观察到明显的孤子边带光谱)。

将四倍频重复率谐波锁模光脉冲(83.52 MHz)输入高掺杂浓度掺 Er^{3+} 光纤放大器中进行增益放大(掺杂浓度 2700×10^{-6} ,长度 6 m),利用高阶孤子压缩效应产生放大的飞秒激光脉冲^[15]。其中进入掺 Er^{3+} 光纤放大器信号光(中心波长为 $1.531 \mu\text{m}$)的平均光功率为 $179 \mu\text{W}$,976 nm 抽运激光功率为 107 mW,放大后光脉冲输出的平均功率 13.88 mW,对应的单脉冲能量 0.166 nJ。利用实时扫描二次谐波自相关仪测量得到放大后光脉冲的二次谐波自相关曲线如图 11 所示,其光脉冲宽度为 201 fs,中心波长 $1.531 \mu\text{m}$,放大后的光脉冲序列稳定。

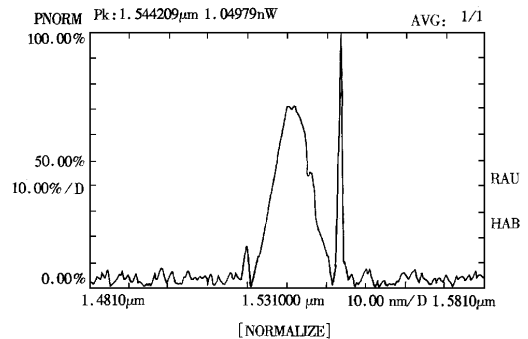


图 10 稳定的 83.52 MHz 谐波锁模光脉冲的光谱(光谱半宽度 10.2 nm,一阶孤子光谱边带间隔 22 nm)

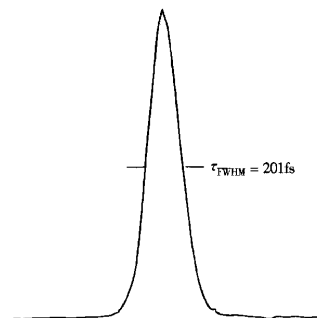


图 11 放大后的 83.52 MHz 谐波锁模光脉冲自相关曲线

4 总 结

利用光纤的非线性偏振旋转被动锁模机制在掺

Er^{3+} 光纤环形腔激光器中产生了稳定的高阶谐波锁模光孤子脉冲,最高输出光脉冲重复率 407.6 MHz. 实验中观察到三种不同条件下形成这种高阶谐波锁模光脉冲,其形成机理主要是高功率抽运下高阶光孤子的分裂与光孤子间的相互作用. 实验中在稳定的高阶谐波锁模光脉冲中还观察到明显的孤子边带光谱,这与文献 [8] 所述结果不同,对这个问题的进一步研究可能涉及到高阶谐波锁模光孤子脉冲形成及稳定性的一些基本问题. 采用高增益掺 Er^{3+} 光纤放大器放大后光脉冲的平均功率达 13.88 mW,光脉冲重复率为 83.52 MHz(基频为 20.84 MHz),光脉冲宽度为 201 fs,单脉冲能量达 0.166 nJ,对应峰值功率达 0.811×10^3 W,增益达 78.9 倍(19 dB).

作者衷心感谢中国科学院高技术局和基础研究所有关领导对本课题的大力支持和帮助,感谢西安光学精密机械研究所光电部王治平同志在实验过程中的帮助.

- [1] V. J. Matsas, D. J. Richardson, T. P. Newson, D. N. Payne, *Opt. Lett.*, **18**(5)(1993), 358.
 [2] M. J. Guy, D. U. Noske, A. Boskovic, J. R. Taylor, *Opt. Lett.*, **19**(11)(1994), 828.
 [3] B. C. Collings, K. Bergman, S. T. Cundiff, S. Tsuda, J. Nathan

Kuty, J. E. Cuninghame, W. Y. Jan, M. Koch, W. H. Knox, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **3**(4)(1997), 1065.

- [4] Jun Shan Wey, Julius Goldhar, Geoffrey L. Burdge, *Journal of Lightwave Technology*, **15**(7)(1997), 1171.
 [5] E. Yoshida, Y. Kimura and M. Nakazawa, *App. Phys. Lett.*, **60**(1992), 932.
 [6] M. L. Dennis, I. N. III Duling, *Electron. Lett.*, **28**(1992), 1894.
 [7] A. B. Grudinin, D. J. Richardson, D. N. Payne, *Electron. Lett.*, **29**(21)(1993), 1860.
 [8] A. B. Grudinin, S. Gray, *J. Opt. Soc. Am.*, **B14**(1)(1997), 144.
 [9] 刘东峰、陈国夫、王贤华, *中国科学(A 辑)*, **29**(1999), 656 [D. F. Liu *et al.*, *Science in China A*, **29**(1999), 656 (in Chinese)].
 [10] H. A. Haus, E. P. Ippen, K. Tamura, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **30**(1)(1994), 200.
 [11] 刘东峰、陈国夫、王贤华, *光子学报*, **28**(1999), 537. [D. F. Liu *et al.*, *Acta Photonica Sinica*, **28**(1999), 537 (in Chinese)].
 [12] R. P. Davey, N. Langford, A. I. Ferguson, *Electron. Lett.*, **27**(14)(1991), 1257.
 [13] A. B. Grudinin, D. J. Richardson, D. N. Payne, *Electron. Lett.*, **28**(1992), 67.
 [14] H. A. Haus, E. P. Ippen, K. Tamura, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **31**(1995), 591.
 [15] 刘东峰、陈国夫、白晋涛、王贤华, *中国科学(A 辑)*, **29**(1999), 735 [D. F. Liu *et al.*, *Science in China A*, **29**(1999), 735 (in Chinese)].

GENERATION AND AMPLIFICATION OF THE ULTRASHORT OPTICAL PULSES IN PASSIVE HARMONIC MODE-LOCKING Er^{3+} -DOPED FIBER LASER*

LIU DONG-FENG CHEN GUO-FU BAI JIN-TAO WANG XIAN-HUA
 (Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences,
 State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Xi'an 710068)
 (Received 5 November 1998; revised manuscript received 24 May 1999)

ABSTRACT

The experimental results of the stable high-order harmonic mode-locking pulses generation and amplification in Er^{3+} -doped fiber amplifiers is reported. Using nonlinear polarization rotation (NPR) effect, the artificial saturable absorber is generated and the stable high-order harmonic mode-locking pulses have been generated from Er^{3+} -doped ring fiber laser (407.6 MHz repetition rate harmonic mode-locking has been obtained due to the limited bandwidth of the oscilloscope). Three different ways have been found, through which high-order harmonic mode-locking pulses have been generated. The stable 4th harmonic mode-locking (83.52 MHz) pulses have been generated accompanying with soliton side-band in the output spectra of the pulses. After the high concentration Er^{3+} -doped fiber amplification (6 m in length, 2700 ppm), the 4th harmonic mode-locking pulses (83.52 MHz) are amplified to an average power of 13.88 mW. The amplified pulses is of a pulse width 201 fs, with central wavelength of 1.531 μm , single pulse energy of 0.166 nJ corresponding to 0.811×10^3 W peak power, a gain of 19 dB with 83.52 MHz repetition rate.

PACC: 4255

* Project supported by the Foundation of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. KJ-952-J1-705).