

主被动锁模光纤环形孤子激光器的研究*

曹顺湘 王发强 陈明华 温扬敬 杨祥林

(东南大学电子工程系光纤室, 南京 210096)

提要 分析了一种新型的主被动锁模光纤环形孤子激光器, 通过路径平均非线性薛定谔方程的求解, 获得了激光器稳定运行的条件, 并作了数值模拟, 得到了工作波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 时, 脉宽为 985 fs , 谱宽为 323 GHz , 重复频率为 10 GHz 的双曲正割变换限制孤子脉冲序列。

关键词 孤子激光器, 重复频率, 变换限制脉冲, 主被动锁模

1 引言

要实现超高速光通信, 找出一种稳定的重复频率高、脉宽窄的孤子光源是很重要的。由 Stolen 等人提出的利用非线性偏振旋转被动锁模光纤激光器能够产生飞秒量级的输出脉冲, 但是这种激光器存在的问题是它所产生的脉冲的重复频率低, 并且不够稳定^[1]。而主动锁模光纤环形孤子激光器可产生重复频率在 GHz 的稳定的输出脉冲, 但是主动锁模光纤激光器所产生的脉冲的 FWHM 较宽^[2]。本文所提出的主被动锁模光纤环形孤子激光器结合了主动锁模和被动锁模的优点可产生脉宽窄、重复频率高且较稳定的孤子脉冲序列。

2 主被动锁模光纤环形孤子激光器的结构

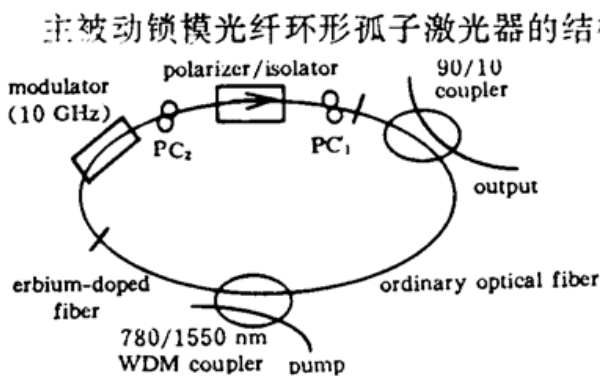


Fig. 1 The configuration of fiber ring laser

主被动锁模光纤环形孤子激光器的结构如图 1 所示, 设偏振控制器、调制器等器件的尺寸可忽略, 腔长 (L) 仅由普通光纤长度 (L_{ord}) 和掺铒光纤长度 (L_{er}) 决定, 掺铒光纤用于补偿光纤环中的损耗, 普通光纤的损耗为 α , 光隔离器使环中的光波单向传输, 起偏器与偏振控制器用来将线偏振光变成椭圆偏振光, 产生附加脉冲锁模, 起快速饱和和吸收体的作用, 电光幅度调制器用来产生主动锁模, 调制频率为腔基频的整数倍。

3 数学模型

自启动主被动锁模光纤环形孤子激光器(FRL)的工作原理为: 光信号经起偏器后变为线

* 通信“八六三”高科技及国家自然科学基金资助项目。

偏振光,而线偏振光经偏振控制器(PC)后变成椭圆偏振光,椭圆偏振光可以看成两个振幅不等但偏振相互垂直的线偏振光的合成,这两个线偏振光沿光纤相互耦合传输,受到光纤中非线性(SPM, XPM)效应的作用,它们的合成矢量沿光纤不断旋转,当它们回到起偏器时又成为线偏振光,在传输过程中光信号还受到电光幅度调制器(AM)的作用。此过程不断重复进行形成主被动锁模。主被动锁模光纤环形孤子激光器的数学模型由 4 个部分组成,它们分别为普通光纤(OOF)、掺铒光纤(EDF)、偏振控制器和电光幅度调制器(AM)。由于光脉冲沿腔单向传输,所以隔离器的作用可被忽略。由环内的附加脉冲锁模过程可知,腔内始终有两个偏振相互垂直的脉冲在同时传输,所以在脉冲传输过程中必须考虑交叉相位调制的作用,偏振态相互垂直的两个脉冲在掺铒光纤中耦合传输方程为^[3]:

$$i \frac{\partial U_x}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U_x}{\partial \tau^2} + \left[|U_x|^2 + \frac{2}{3} |U_y|^2 \right] U_x = \frac{i}{2} g_0 L_0 \left[U_x + \tau_2^2 \frac{\partial^2 U_x}{\partial \tau^2} \right] \quad (1)$$

$$i \frac{\partial U_y}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U_y}{\partial \tau^2} + \left[|U_y|^2 + \frac{2}{3} |U_x|^2 \right] U_y = \frac{i}{2} g_0 L_0 \left[U_y + \tau_2^2 \frac{\partial^2 U_y}{\partial \tau^2} \right] \quad (2)$$

其中 $\xi = \frac{|\beta_2|}{T_0} z$, $\tau = \frac{1}{T_0} \left[t - \frac{z}{v_g} \right]$, $U_x = \frac{A_x}{\sqrt{P_0}}$, $U_y = \frac{A_y}{\sqrt{P_0}}$, $P_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0}$, T_0 为脉宽的度量单位, A_x , A_y 为电场慢变幅度在 x 和 y 方向的投影, L_0 为色散长度, τ_2 为增益色散参数, g_0 为小信号增益。同样脉冲在普通光纤中耦合传输方程为

$$i \frac{\partial U_x}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U_x}{\partial \tau^2} + \left[|U_x|^2 + \frac{2}{3} |U_y|^2 \right] U_x = -i \Gamma U_x \quad (3)$$

$$i \frac{\partial U_y}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U_y}{\partial \tau^2} + \left[|U_y|^2 + \frac{2}{3} |U_x|^2 \right] U_y = -i \Gamma U_y \quad (4)$$

其中 $\Gamma = \frac{\alpha}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$ 为普通光纤中的损耗。偏振控制器是用来改变输入脉冲偏振态的,它是通过在两个相互垂直的偏振态之间引入一个相位延迟来实现的,它在腔中对光信号的作用可用其传输函数 P 表示:

$$P = \begin{bmatrix} \cos^2 \rho e^{i\delta/2} + \sin^2 \rho e^{-i\delta/2} & 2i \cos \rho \sin \rho \sin(\delta/2) \\ 2i \cos \rho \sin \rho \sin(\delta/2) & \cos^2 \rho e^{-i\delta/2} + \sin^2 \rho e^{i\delta/2} \end{bmatrix} \quad (5)$$

其中 ρ 为腔内传输脉冲的坐标系和偏振控制器坐标系之间的夹角, δ 为偏振控制器 X 分量和 Y 分量之间的相位延迟。电光幅度调制器的调制函数 T 可由下式来表示:

$$T = d_a \exp[-t_a \sin^2(\omega_m t)] \quad (6)$$

其中 d_a 为调制幅度, t_a 为调制深度, $\omega_m = \frac{2\pi mc}{Ln}$ 为调制频率, m 为整数, n 为光纤的折射率, L 为腔长,如果 ω_m 为腔基频的整数倍,则在任何一个瞬时,腔内都会有 m 个脉冲在同时传输。

4 数值模拟

为了研究主被动锁模光纤环形孤子激光器的自启动过程以及脉冲形成以后在腔内的演化过程,本文用分裂步长法做了数值模拟。设初始条件为随机噪声,耦合输出及腔内各器件的插入损耗之和为 3 dB,光纤损耗与 Kerr 系数为 $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, $D = 2.5 \text{ ps}/\text{km} \cdot \text{nm}$, $\lambda_0 = 1.55 \text{ } \mu\text{m}$, $L_{\text{oof}} = 12.688 \text{ m}$, $L_{\text{edf}} = 3.172 \text{ m}$, $\alpha = 0.25 \text{ dB}/\text{km}$, $g_0 = 365.204 / \text{km}$, $\tau_2 = 0.06$, $d_a = 0.5$, $t_a = 0.4$, $f_m = 10 \text{ GHz}$, $\delta = \pi/2$, $\rho = 30^\circ$ 时,激光器自启动及脉冲演化的全景图示于图 2。

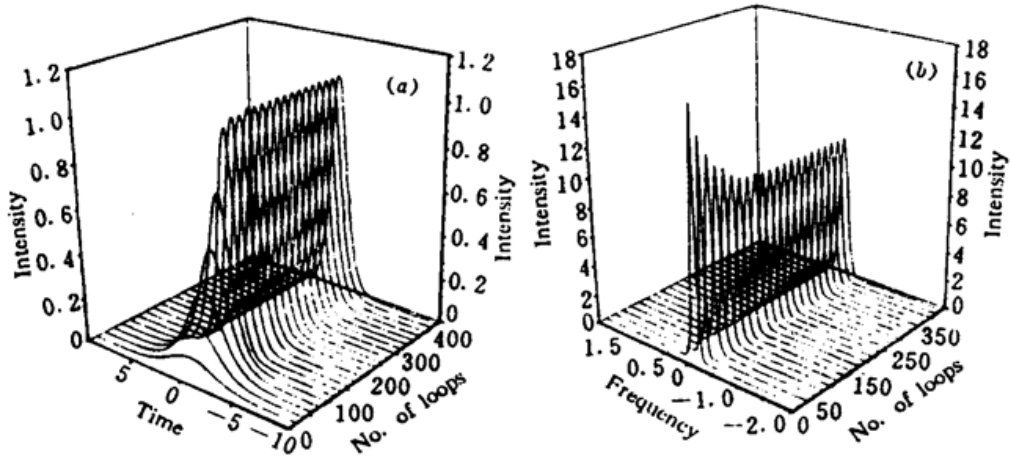


Fig. 2 Formation of the mode locked pulse in the FRL out of random noise

(a) the evolution of pulse in the time domain; (b) the evolution of pulse in the frequency domain

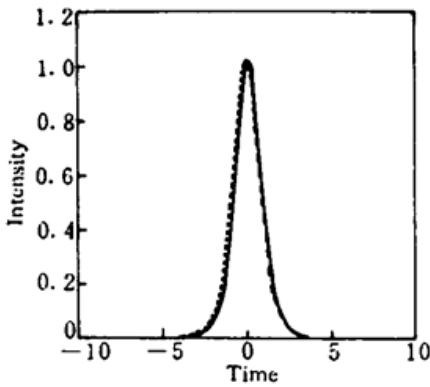


Fig. 3 The comparison of the pulse (dashed) achieved after 300 loops with the standard soliton (solid) under an identical amplitude

从脉冲演化的全景图可看出,脉冲从噪声开始起动,在初始阶段信号强度较弱,自相位调制效应不明显,随着脉冲强度的增加,自相位调制等非线性效应逐渐增强,脉冲在时域得到压缩,在频域得到展宽。大约到 150 圈后脉冲达到稳定。脉冲稳定时半高全宽为 985 fs,谱宽为 323 GHz,其时间带宽积为 $\Delta t \cdot \Delta \nu = 0.318$,非常接近于双曲正割孤子脉冲的变换限制条件。图 3 为 300 圈处的脉冲与其等幅的双曲正割孤子脉冲的比较,可以看出它们非常接近。

5 激光器稳定性的分析

为了研究方便,我们把由偏振旋转所引起的附加脉冲锁模等效为快速饱和吸收体的作用^[4]。快速饱和吸收体的作用可表示为: $L_{FSR} + \gamma_3|U|^2 - \gamma_5|U|^4$,其中 L_{FSR} 为饱和吸收体的线性损耗。 γ_3, γ_5 分别为饱和吸收体的增益和损耗系数。激光器要能稳定运行必须满足下面的锁模方程^[5]:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = (g_0 - l_0)U + \left[\frac{g_0}{\Omega_s^2} + j \frac{k''}{2} \right] \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + (\gamma_3 - j\delta_3)|U|^2U + (\gamma_5 - j\delta_5)|U|^4U + d_s \exp[-t_s \sin^2(\omega_m t)]U \tag{7}$$

其中 Ω_s 为增益带宽, k'' 为群速色散, l_0 为腔内的线性损耗, δ_3, δ_5 分别为 3 阶和 5 阶自相位调制系数,脉冲的慢变包络 U 所满足的路径平均非线性薛定谔方程为^[6]:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -jD \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - j\delta_3 r^2 |U|^2 U + (g' - l)U + \gamma_3 |U|^2 U + (\gamma_5 - j\delta_5) |U|^4 U + \frac{g'}{\Omega_s^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \frac{1}{L} \ln \{ d_s \exp[-t_s \sin^2(\omega_m t)] \} U \tag{8}$$

其中 $g' = \frac{g_0 L_{\text{net}}}{L}$, $r^2 = \frac{1 - \exp(-2\Gamma L)}{2\Gamma L}$, $l = l_0 + L_{FSR}$, r 代表腔内脉冲强度的变化。设(8)式的

解为:

$$U(x, t) = [U_0(t) + \Delta U(z, t)] \exp[j(-Dp^2z + Dz/\tau^2 + \theta_0)] \quad (9)$$

其中

$$U_0(t) = A_0 \operatorname{sech}(t - T/\tau) \exp(-jpt) \quad (10)$$

是在 $\gamma_3 = \gamma_5 = d_a = g' - l = \delta_5 = 0$ 时(8)式的标准孤子解,其中 A_0 为孤子幅度,与孤子脉冲所含光子数(能量)相联: $2A_0^2\tau = n$, 此处 τ 为脉宽, p, T, θ_0 分别代表孤子的频率、中心位置和相位。 $\Delta U(z, t)$ 是由(8)式右边调制项引起的微扰。将(9)式代入(8)式得到保留到 $\Delta U(z, t)$ 一阶项的演化方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta U}{\partial z} + j(-Dp^2 + D/\tau^2) = & -j \left(D \frac{\partial^2 \Delta U}{\partial t^2} + 2\delta_3 r^2 |U_0|^2 \Delta U + \delta_3 r^2 U_0^* \Delta U^* \right) + \Delta g(U_0 + \Delta U) \\ & + \gamma_3 |U_0 + \Delta U|^2 (U_0 + \Delta U) + (\gamma_5 - j\delta_5) |U_0 + \Delta U|^4 (U_0 + \Delta U) \\ & + \frac{g'}{\Omega_m^2} \frac{\partial^2 (U_0 + \Delta U)}{\partial t^2} + \frac{1}{L} (\ln d_a - t_a \omega_m^2 t^2) (U_0 + \Delta U) \end{aligned} \quad (11)$$

因微扰场能改变孤子脉冲的振幅、相位、频率、中心位置,所以将 $\Delta U(z, t)$ 展开为如下形式:

$$\Delta U(z, t) = \Delta n(z) f_n(t) + \Delta \theta(z) f_\theta(t) + \Delta p(z) f_p(t) + \Delta T(z) f_T(t) \quad (12)$$

其中 $\Delta n(z), \Delta \theta(z), \Delta p(z), \Delta T(z)$ 分别表示光子数、相位、频率和时间位置的变化, $f_n(t), f_\theta(t), f_p(t), f_T(t)$ 是指没有微扰场时非线性薛定谔方程的解(10)关于光子数、频率、时间及相位的展开函数为:

$$\begin{aligned} f_n(t) &= \left. \frac{\partial}{\partial n} U_0(z=0, t) \right|_{p=T=\theta=0} = \frac{1}{n} \left[1 - \frac{t}{\tau} \tanh(t/\tau) \right] A_0 \operatorname{sech}(t/\tau) \\ f_\theta(t) &= \left. \frac{\partial}{\partial \theta} U_0(z=0, t) \right|_{p=T=\theta=0} = j A_0 \operatorname{sech}(t/\tau) \\ f_p(t) &= \left. \frac{\partial}{\partial p} U_0(z=0, t) \right|_{p=T=\theta=0} = \frac{1}{\tau} \tanh(t/\tau) A_0 \operatorname{sech}(t/\tau) \\ f_T(t) &= \left. \frac{\partial}{\partial T} U_0(z=0, t) \right|_{p=T=\theta=0} = j t A_0 \operatorname{sech}(t/\tau) \end{aligned} \quad (13)$$

为了得到关于展开系数的运动方程,引入展开函数的自伴函数 $l_i (i = n, \theta, p, T)$ 。 l_i 与 f_j 的关系为:

$$\operatorname{Re} \int l_i^* f_j dt = \delta_{ij}, \quad i, j = n, \theta, p, T \quad (14)$$

将(12)式代入(11)式得到光子数变化的一阶运动方程

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial z} = \left[\Delta g - \frac{g'}{\Omega_m^2 \tau^2} + 3\gamma_3 A_0^2 - \frac{40|\gamma_5| A_0^4}{9} + \frac{12t_a \omega_m^2 \tau^2 \pi^2}{12L} + \frac{\ln d_a}{L} \right] \Delta n \quad (15)$$

由光子数(能量)守恒可得:

$$\frac{\partial n}{\partial z} = \frac{\partial \int |U|^2 dt}{\partial z} = \int 2U_0 \left[\Delta g + \gamma_3 |U_0|^2 + \gamma_5 |U_0|^4 + \frac{1}{L} (\ln d_a - t_a \omega_m^2 t^2) + \frac{g'}{\Omega_m^2 \tau^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] U_0 dt = 0 \quad (16)$$

所以

$$\Delta g = \frac{g'}{3\Omega_m^2 \tau^2} - \frac{2\gamma_3 A_0^2}{3} + \frac{8\gamma_5 A_0^4}{15} + \frac{t_a \pi^2 \tau^2 \omega_m^2}{12L} - \frac{\ln d_a}{L} \quad (17)$$

将(17)式代入(15)式得:

$$\frac{\partial \Delta n(z)}{\partial z} = \left[-\frac{2g'}{3\Omega_m^2 \tau^2} + \frac{7\gamma_3 A_0^2}{3} - \frac{176|\gamma_5| A_0^4}{45} + \frac{t_a \omega_m^2 \tau^2 \pi^2}{6L} \right] \Delta n \quad (18)$$

因 $n_0 = 2A_0^2\tau$, $\tau = 4D/\delta_3 n$, 则 $(A_0\tau)^2 = -k''/\delta_3 = |k''/\delta_3|$, 所以(18)式成为:

$$\frac{\partial \Delta n(z)}{\partial z} = \left[-\frac{2g'A_0^2}{3\Omega_1^2} |\delta_3/k''| + \frac{7\gamma_3 A_0^2}{3} - \frac{176|\gamma_5|A_0^4}{45} + \frac{t_a\omega_m^2\pi^2}{6LA_0^2} |k''/\delta_3| \right] \Delta n \quad (19)$$

从(19)式可以看出要使激光器能稳定运行, 括号里的值应小于零才能降低脉冲在传输过程中的能量抖动。即

$$-\frac{2g'A_0^2}{3\Omega_1^2} |\delta_3/k''| + \frac{7\gamma_3 A_0^2}{3} - \frac{176|\gamma_5|A_0^4}{45} + \frac{t_a\omega_m^2\pi^2}{6LA_0^2} |k''/\delta_3| \leq 0 \quad (20)$$

这就是激光器稳定运行的条件。

6 结 论

本文所设计的主被动锁模光纤环形孤子激光器克服了被动锁模激光器脉宽窄但重复频率低以及单纯主动锁模激光器重复频率高, 但 FWHM 宽的缺点, 用我们所设计的主被动锁模光纤激光器, 当激光腔满足激光稳定运行条件(20)时, 就能产生脉宽短至 1 ps, 重复频率高达 10 GHz 的很好的孤子脉冲序列, 为高重复频率超短脉冲孤子光源的实用化提供很好理论依据。

参 考 文 献

- 1 Eiji Yoshida, Yasuo Kiknuka, Masataka Nakazawa. Femtosecond erbium-doped fiber laser with nonlinear polarization rotation and its soliton compression. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1994; 5779~5783
- 2 J. D. Kafka, T. Baer. Mode-locked erbium doped fiber laser with soliton pulse shaping. *Opt. Lett.*, 1989, 14 (22): 1269~1271
- 3 C. R. Menyuk. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1987, QE-23: 174
- 4 H. A. Haus, E. P. Ippen, K. Tamura. Additive pulse mode-locking in fiber lasers. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1994, QE-30(1): 200~208
- 5 H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen. Structures for additive pulse mode-locking. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1991, 8(10): 2068~2076
- 6 A. Mecozzi, J. D. Moores, H. A. Haus *et al.*. Modulation and filtering control of soliton transmission. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1992, 9: 1350~1357

Active-passive Mode-locking in a Fiber Ring Soliton Laser

Cao Shunxiang Wang Faqiang Chen Minghua Weng Yangjing Yang Xianglin

(Electronic Engineering Department, Southeast University, Nanjing 210096)

Abstract In this paper a fiber ring soliton laser is analysed by solving the path-averaged NLSE. The conditions under which the laser would run stably are given. We have also used the split-step algorithm for numerically integrating NLSE (1~4) and acquired a 985 fs transform-limited pulse train at a repetition rate of 10 GHz when $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

Key words soliton laser, repetition rate, transform-limited pulse, active-passive mode locking