

快速与慢速饱和吸收体被动锁模 掺铒光纤激光器的理论分析^{*}

黄志坚 孙军强 黄德修

(华中理工大学光电子工程系, 武汉 430074)

(1997 年 5 月 9 日收到; 1997 年 7 月 8 日收到修改稿)

利用半导体饱和吸收波导作为慢速饱和吸收体与非线性快速饱和吸收体相结合, 建立了共同被动锁模掺铒光纤激光器的理论模型. 分析了半导体饱和吸收波导、光纤自相位调制和自振幅调制对锁模脉冲宽度和脉冲啁啾的影响.

PACC: 4260F; 4255N

1 引 言

被动锁模掺铒光纤激光器结构简单, 可以产生皮秒甚至飞秒超短光脉冲, 是光纤通信系统和激光器实验研究的理想光脉冲源. 目前主要有两种方法实现掺铒光纤激光器的被动锁模: 一种是利用光纤的非线性效应, 对光脉冲产生自振幅调制(SAM), 在激光器谐振腔中形成等效的快速饱和吸收体, 从而实现掺铒光纤激光器的被动锁模^[1], 采用这种方法可以产生亚皮秒的变换极限光脉冲, 但是很难实现激光器的自启动锁模; 另一种方法是利用半导体材料作为饱和吸收体实现掺铒光纤激光器的被动锁模^[2], 由于它的弛豫时间与锁模脉冲宽度相比要大得多, 可以认为半导体饱和吸收体是一种慢速饱和吸收体, 这种方法的优点是激光器可以很容易地实现锁模的自启动, 但是该方法产生的光脉冲的宽度较宽. 如果在一个激光器中同时采用以上两种方法, 则有可能获得自启动性能优越、输出光脉冲宽度很窄的掺铒光纤激光器. 我们利用块状体结构的半导体饱和吸收波导作为慢速饱和吸收体, 同时在激光器中引入一个非线性光纤环形镜, 利用它产生非线性自振幅调制, 形成快速饱和吸收体, 在两者的共同作用下, 实现了掺铒光纤激光器的自启动被动锁模^[3]. 本文从理论上对快速与慢速饱和吸收体共同实现掺铒光纤激光器的被动锁模进行了研究, 建立了掺铒光纤激光器的锁模方程, 分析了各种因素对锁模脉冲参数的影响.

2 理论模型

对于快速与慢速饱和吸收体共同被动锁模, Chen 等^[4]对其锁模的稳定性进行了分

^{*} 国家自然科学基金和高等学校博士学科点专项科研基金资助的课题.

析. 我们将采用同样的分析方法, 结合半导体饱和吸收波导和掺铒光纤建立快速与慢速饱和吸收体共同被动锁模掺铒光纤激光器的锁模方程. 为简化问题, 假设光纤激光器为单向环形结构, 同时将激光器谐振腔中影响锁模脉冲的各种因素集总处理, 这样可以得到如图 1 所示的单向环行光纤激光器, 图 1 中包括了在一次环行中影响锁模脉冲的各种因素. 掺铒光纤和半导体饱和吸收体都具有有限的带宽, 它们对锁模脉冲的影响集总用一个带宽限制项表示^[4]. 当锁模光脉冲在环中运行 m 次以后, 其传输电场可以表示为

$$E(z, t) = a_m(z, t) \exp[j(kz - \omega_0 t)], \quad (1)$$

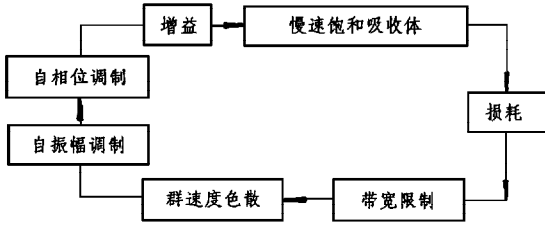


图 1 单向环行被动锁模激光器结构示意图

式中 $a_m(z, t)$ 为脉冲的缓变振幅包络, ω_0 为电场的光载频, k 为传播常量. 在给出以上单向环行激光器的锁模方程之前, 首先推导激光器中各项的脉冲传递函数. 对图 1 中的各项定义脉冲传递函数 $h(t)$ 为

$$a'_m(t) = a_m(t) \exp[h(t)], \quad (2)$$

式中 $a'_m(t)$ 是脉冲经过各项之后的缓变振幅包络. 这样, 当脉冲包络 $a_m(t)$ 在激光器中环行一周后, 其脉冲包络演变成

$$a_{m+1}(t) = \exp\{h_l(t) + h_a(t) + h_b(t) + h_\Omega(t) + h_{\text{SPM}}(t) + h_{\text{SAM}}(t)\} a_m(t), \quad (3)$$

式中大括号中的各项分别是影响锁模脉冲各个因素的脉冲传递函数.

2.1 掺铒光纤的传递函数

为便于分析, 假设掺铒光纤的增益仅是时间的函数, 不考虑光场和载流子空间分布的影响, 由于掺铒光纤的增益弛豫时间一般为 1—10 ms, 远大于锁模脉冲的宽度 (ps 量级), 因此掺铒光纤的增益可以用下式表示^[4]:

$$g(t) = g_i \exp\left[-\frac{E_m(t)}{E_{\text{sat},1}}\right], \quad (4)$$

式中 $E_{\text{sat},1}$ 是掺铒光纤的增益饱和能量, 通常为 1—10³ nJ, 下标 1 表示受激辐射; g_i 为脉冲到达掺铒光纤时, 掺铒光纤的增益, $E_m(t)$ 为积分能量,

$$E_m(t) = \int_{-\infty}^t |a_m(t')|^2 dt'. \quad (5)$$

单个脉冲的总能量 E_t 表示为

$$E_t = \int_{-\infty}^{\infty} |a_m(t)|^2 dt. \quad (6)$$

如果在两个连续的光脉冲间隔之内, 掺铒光纤的增益可以得到完全的弛豫, 那么 (4) 式中的 g_i 可以用小信号增益 g_0 表示. 则掺铒光纤的传递函数可以表示为

$$h_l(t) = g(t) \cdot l_l, \quad (7)$$

式中 l_l 是掺铒光纤的长度.

定义脉冲经过以后, 掺铒光纤的增益为 g_f , 那么有

$$g_f = g_i \exp(-E_t/E_{\text{sat},1}). \quad (8)$$

假设在脉冲经过之后,掺铒光纤的增益按以下规律弛豫到 g_0 :

$$g(t) = g_0 - (g_0 - g_f) \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right), \quad (9)$$

式中 τ_1 是掺铒光纤的增益弛豫时间,一般为 $1\text{--}10\text{ ms}$; 结合(8),(9)两式消去 g_f , 取两个连续的光脉冲到达掺铒光纤的时间间隔为 T_p^1 , 在 $t = T_p^1$ 时间范围内对 g_0 求解, 可以得到

$$g_0 = g_i \left\{ \frac{\exp(T_p^1/\tau_1) - \exp(-E_i/E_{\text{sat},1})}{\exp(T_p^1/\tau_1) - 1} \right\}. \quad (10)$$

在通常情况下, T_p^1 等于环形激光器的环行时间 T_r .

2.2 半导体饱和吸收波导的传递函数

对于半导体饱和吸收波导, 它的传递函数可以表示为^[5]

$$h_a(t) = -\frac{1}{2}(1 - j\alpha_a) q(t) l_a, \quad (11)$$

式中 l_a 是半导体饱和吸收波导的长度, $q(t)$ 是半导体饱和吸收波导的吸收, α_a 是线宽扩展因子, 典型值为 $2\text{--}6$. 由于半导体饱和吸收波导是一种慢速饱和吸收体, 则有

$$q(t) = q_i \exp[-E_m(t)/E_{\text{sat},a}], \quad (12)$$

式中 $E_{\text{sat},a}$ 是饱和吸收体的饱和吸收能量, 通常 $E_{\text{sat},a}$ 为 $1\text{--}10\text{ pJ}$. 与掺铒光纤相似, 设半导体饱和吸收波导在单个脉冲到达之前的吸收为 q_i , 可以得到 q_i 与 q_0 的关系为:

$$q_0 = q_i \left\{ \frac{\exp(T_p^a/\tau_a) - \exp(-E_i/E_{\text{sat},a})}{\exp(T_p^a/\tau_a) - 1} \right\}, \quad (13)$$

式中 T_p^a 是两个连续的光脉冲到达半导体饱和吸收波导的时间间隔, τ_a 是饱和吸收的弛豫时间, 通常为 $10\text{--}15\text{ ps}$. 一般情况下, T_p^a 等于环形激光器的环行时间 T_r .

2.3 带宽限制项和损耗项的传递函数

假设掺铒光纤的增益线宽函数为洛伦兹线型, 同时假设掺铒光纤和半导体饱和吸收波导具有相同的带宽, 即 $\omega_a = \omega_l$, 则可得到带宽限制项的传递函数为^[6]

$$h_b(t) = -\alpha_c l_c \left[1 - (\Delta\omega/\omega_l)^2 - j\Delta\omega/\omega_l - (1 - 2j\Delta\omega/\omega_l) \omega_l^{-1} \frac{d}{dt} + \omega_l^{-2} \frac{d^2}{dt^2} \right], \quad (14)$$

式中包含了激光器谐振腔的损耗 $\alpha_c l_c$, 集总处理后, l_c 为激光器中无源单模光纤长度之和.

2.4 色散和相移项的传递函数

考虑激光器的色散和脉冲包络的相位变化, 在激光器中引入一个色散和相移项, 那么在频域中色散和相移项的相位函数可以表示为

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \Omega(\omega - \omega_0)^2, \quad (15)$$

式中 φ_0 是一个相移常量, Ω 是激光器中各项的群速度色散, 定义为

$$\Omega = l_l(d^2 k/d\omega^2)_l + l_a(d^2 k/d\omega^2)_a + l_c(d^2 k/d\omega^2)_c, \quad (16)$$

式中等号右端三项分别表示掺铒光纤、半导体饱和吸收波导和激光器谐振腔的群速度色散. 将(15)式转换到时域中, 可以得到色散和相移项的传递函数为

$$h_{\Omega}(t) = -j \left(\varphi_0 - \Omega \frac{d^2}{dt^2} \right). \quad (17)$$

2.5 自相位调制项

在锁模光纤激光器中, 由于锁模脉冲的宽度很窄, 脉冲具有很高的能量, 在光纤中不可避免地会产生自相位调制(SPM), 自相位调制项的传递函数可以用下式描述:

$$h_{\text{SPM}}(t) = -j \delta |a_m(t)|^2, \quad (18)$$

式中 δ 是非线性 Kerr 系数, δ 是激光器掺铒光纤和传输光纤的非线性 Kerr 系数之和,

$$\delta = \delta_l + \delta_c = -j(2\pi/\lambda) (n_{2,l} l_l / A_{\text{eff},l} + n_{2,c} l_c / A_{\text{eff},c}) |a_m(t)|^2, \quad (19)$$

式中 δ_l 和 δ_c 分别是掺铒光纤和传输光纤的非线性 Kerr 系数, n_2 是非线性折射率, λ 是光波长, A_{eff} 是光场的有效横截面积. 半导体饱和吸收波导中的自相位调制取决于线宽扩展因子^[5], 将单独描述它对锁模脉冲的影响.

2.6 自振幅调制项

当在激光器中存在非线性光纤环形镜(NOLM)^[7]、非线性光纤放大环形镜(NALM)^[7]或透加脉冲锁模(APM)^[8]等自振幅调制机制时, 激光器中将形成等效快速饱和吸收体参与激光器的锁模, 自振幅调制项的传递函数可以表示为

$$h_{\text{SAM}}(t) = \chi |a_m(t)|^2, \quad (20)$$

式中 χ 是自振幅系数, 它反比于等效快速饱和吸收体的饱和能量, 与自振幅调制的机制和器件结构有关.

2.7 锁模方程

采用 Haus 等^[6,8]同样的分析方法, 假设激光器中的各项在一个环行时间内仅对脉冲包络 $a_m(t)$ 产生轻微的影响, 这样将各个传递函数代入(3)式, 把各项的指数项展开至一阶可以得到

$$\begin{aligned} a_{m+1}(t) = & \left\{ 1 + g(t) l_l - \frac{1}{2} (1 - j\alpha_a) q(t) l_a \right. \\ & - \alpha_c l_c \left[1 + \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_l} \right)^2 + j \frac{\Delta\omega}{\omega_l} + \left(1 - 2j \frac{\Delta\omega}{\omega_l} \right) \frac{1}{\omega_l} \frac{d}{dt} - \frac{1}{\omega_l^2} \frac{d^2}{dt^2} \right] \\ & \left. - j \left(\varphi_0 - \Omega \frac{d^2}{dt^2} \right) + (\epsilon - j\delta) |a_m(t)|^2 \right\} a_m(t). \end{aligned} \quad (21)$$

根据激光器的环行条件, 有

$$a_{m+1}(t) = a_m(t + \Delta T), \quad (22)$$

式中 ΔT 是脉冲在激光器中环行一周所产生的时移. 把(22)式按 ΔT 展开至一阶, 有

$$a_{m+1}(t) = a_m(t) + \Delta T \frac{da_m(t)}{dt}. \quad (23)$$

把(23)式代入(21)式,可以得到

$$\left\{ g(t) l_i - \frac{1}{2} (1 - j \alpha_a) q(t) l_a - \alpha_c l_c \left[1 + \left(\frac{\Delta \omega}{\omega_l} \right)^2 + j \frac{\Delta \omega}{\omega_l} + \left(1 - 2j \frac{\Delta \omega}{\omega_l} \right) \frac{1}{\omega_l} \frac{d}{dt} - \frac{1}{\omega_l^2} \frac{d^2}{dt^2} \right] - j \left(\varphi_0 - \Omega \frac{d^2}{dt^2} \right) + (\varepsilon - j \delta) |a_m(t)|^2 - \Delta T \frac{d}{dt} \right\} a_m(t) = 0. \quad (24)$$

按损耗 $\alpha_c l_c$ 对上式进行归一化, 结合(4), (12)式并略去下标 m , 可以得到单向环行激光器的锁模方程为

$$\left\{ 1 + (1 - j \alpha_a) Q_i \exp[-E(t)/E_{\text{sat},a}] - G_i \exp[-E(t)/E_{\text{sat},i}] + \xi^2 + j(\xi + \psi) + (1 + \zeta - 2j\xi) \frac{1}{\omega_l} \frac{d}{dt} - (1 + jD) \frac{1}{\omega_l^2} \frac{d^2}{dt^2} - (\gamma - j\kappa) |a(t)|^2 \right\} a(t) = 0. \quad (25)$$

(25)式中的掺铒光纤和半导体饱和吸收波导的各个归一化量分别定义为

$$Q(t) = q(t) l_a / 2 \alpha_c l_c, \quad Q_k = q_k l_a / 2 \alpha_c l_c, \quad k = 0, i, f, \quad (26a)$$

$$G(t) = g(t) l_i / \alpha_c l_c, \quad G_k = g_k l_i / \alpha_c l_c, \quad k = 0, i, f, \quad (26b)$$

其余归一化参数分别为

$$D = \omega_l^2 \Omega / \alpha_c l_c, \quad \psi = \varphi_0 / \alpha_c l_c, \quad \zeta = \omega_l \Delta T / \alpha_c l_c, \quad (27a)$$

$$\xi = \Delta \omega / \omega_l, \quad \gamma = \chi / \alpha_c l_c, \quad \kappa = \delta / \alpha_c l_c. \quad (27b)$$

由(25), (26)式可以得出激光器的瞬态净增益为

$$G_{\text{net}}(t) = -Q(t) - 1 + G(t). \quad (28)$$

3 锁模方程的解

方程(25)是一个非常复杂的非线性微分方程, 为了获得该方程的解析解, 将方程(25)中指数项 $\exp[-E(t)/E_{\text{sat},a}]$ 按幂级数展开至二阶, 由于 $E_{\text{sat},i} \gg E_{\text{sat},a}$, 只需将 $\exp[-E(t)/E_{\text{sat},i}]$ 项展开至一阶即可. 引入一个稳定参数^[4]

$$s = E_{\text{sat},i} / E_{\text{sat},a}, \quad (29)$$

这样可以得到

$$\left\{ 1 + (1 - j \alpha_a) Q_i - G_i - [(1 - j \alpha_a) Q_i - G_i / s] \frac{E(t)}{E_{\text{sat},a}} + \frac{1}{2} (1 - j \alpha_a) [E(t)/E_{\text{sat},a}]^2 + \xi^2 + j(\xi + \psi) + (1 + \zeta - 2j\xi) \frac{1}{\omega_l} \frac{d}{dt} - (1 + jD) \frac{1}{\omega_l^2} \frac{d^2}{dt^2} - (\gamma - j\kappa) |a(t)|^2 \right\} a(t) = 0. \quad (30)$$

对于以上方程有以下精确孤子解 $a(t)$ ^[4]:

$$a(t) = a_0 [\text{sech}(t/\tau_0)]^{1+j\beta}, \quad (31)$$

式中 a_0 是脉冲的振幅, τ_0 是脉冲的宽度, β 是脉冲啁啾. 由(31)式, 可以得到

$$E_t = \int_{-\infty}^{\infty} |a(t)|^2 dt = 2 a_0 \tau_0. \quad (32)$$

(32)式中的 E_t 是脉冲的总能量, 定义归一化脉冲能量为

$$V_t = E_t / E_{\text{sat}, a}, \quad (33)$$

这样 $a(t)$ 的振幅 a_0 可以表示为

$$a_0 = \sqrt{V_t E_{\text{sat}, a} / 2 \tau_0}. \quad (34)$$

由(31)式, 可以得到以下关系式:

$$E(t) = \int_{-\infty}^t |a(t')|^2 dt' = \frac{V_t E_{\text{sat}, a}}{2} [1 + \tanh(t / \tau_0)], \quad (35)$$

$$\tau_0 \frac{d}{dt} a(t) = -(1 + j\beta) \tanh(t / \tau_0) a(t), \quad (36)$$

$$\tau_0^2 \frac{d^2}{dt^2} a(t) = [-(2 + 3j\beta - \beta^2) \text{sech}^2(t / \tau_0) + (1 + j\beta)^2] a(t), \quad (37)$$

$$|a(t)|^2 = \frac{E_t}{2 \tau_0} [\text{sech}(t / \tau_0)]^2. \quad (38)$$

将以上各式代入(30)式, 分别使方程中 $a(t)$, $a(t) \tanh(t / \tau_0)$ 和 $a(t) \text{sech}^2(t / \tau_0)$ 项的系数等于零, 可以得到三个复代数方程, 取各个复代数方程的实部和虚部相等, 得到以下六个代数解析方程:

$$\frac{2 - \beta^2}{\omega_1^2 \tau_0^2} - \frac{3\beta D}{\omega_1^2 \tau_0^2} - \frac{1}{8} Q_i V_t^2 - \frac{\gamma V_t E_{\text{sat}, a}}{2 \tau_0} = 0, \quad (39)$$

$$\frac{D(2 - \beta^2)}{\omega_1^2 \tau_0^2} + \frac{3\beta}{\omega_1^2 \tau_0^2} + \frac{1}{8} \alpha_a Q_i V_t^2 + \frac{\kappa V_t E_{\text{sat}, a}}{2 \tau_0} = 0, \quad (40)$$

$$-\frac{1}{2} \left(Q_i - \frac{G_i}{s} \right) V_t + \frac{1}{4} Q_i V_t^2 - \frac{(1 + \zeta) + 2\xi\beta}{\omega_1 \tau_0} = 0, \quad (41)$$

$$\frac{1}{2} \alpha_a Q_i V_t - \frac{1}{4} \alpha_a Q_i V_t^2 - \frac{(1 + \zeta)\beta - 2\xi}{\omega_1 \tau_0} = 0, \quad (42)$$

$$1 + Q_i - G_i + \xi^2 - \frac{1}{2} \left(Q_i - \frac{G_i}{s} \right) V_t + \frac{1}{4} Q_i V_t^2 - \frac{1 - \beta^2 - 2\beta D}{\omega_1^2 \tau_0^2} = 0, \quad (43)$$

$$\xi + \phi - \frac{2\beta + D(1 - \beta^2)}{\omega_1^2 \tau_0^2} - \alpha_a Q_i + \frac{1}{2} \alpha_a Q_i V_t - \frac{1}{4} \alpha_a Q_i V_t^2 = 0. \quad (44)$$

以上六个非线性代数解析方程有六个未知数 τ_0 , V_t , β , ξ , ζ 和 ϕ . 采用数值求解的方法可以对以上方程进行分析, 研究激光器的参数对锁模脉冲的影响. 由于 ϕ 仅出现在方程(44)中, 因此在计算中可以忽略(44)式. 同时将(41)和(42)式合并, 消去 $(1 + \zeta)$ 项, 可以得到

$$\frac{1}{2} \left(Q_i - \frac{G_i}{s} \right) \beta V_t + \frac{1}{2} \alpha_a Q_i V_t - \frac{1}{4} Q_i \beta V_t^2 + \frac{2\xi(1 + \beta^2)}{\omega_1 \tau_0} = 0. \quad (45)$$

在下面的分析中, 将结合(39), (40), (43), (45), (10)和(13)式着重分析半导体饱和吸收波导、光纤自相位调制和自振幅调制对锁模脉冲的脉冲宽度和啁啾参数的影响.

4 锁模方程的数值分析

4.1 稳定锁模条件

在本节中,将对激光器实现稳定被动锁模的条件进行讨论.当脉冲经过掺铒光纤获得增益时,定义一个归一化的脉冲能量,

$$U(t) = E(t)/E_{\text{sat},a}, \quad (46)$$

式中 $E(t)$ 由(5)式给出.将激光器的净增益 $G_{\text{net}}(t)$ 中的 $Q(t)$ 按幂级数对 $U(t)$ 展开至二阶, $G(t)$ 展开至一阶,这样可以得到

$$G_{\text{net}}(t) = -(1 + Q_i - G_i) + (Q_i - G_i/s) U(t) - \frac{1}{2} Q_i U^2(t). \quad (47)$$

由 Haus 等^[1]的分析可知,为了在激光器中获得稳定的锁模脉冲,在没有光脉冲经过掺铒光纤时,激光器的净增益必须小于零,这样才能够淹没脉冲前后的各种噪声,使各种噪声不致于获得正增益而逐渐增长起来破坏激光器的锁模.在脉冲没有到达掺铒光纤之前, $U(t)=0$, 要使 $G_{\text{net}} < 0$, 由(47)式可以得到

$$G_i < 1 + Q_i. \quad (48)$$

在脉冲经过掺铒光纤之后,掺铒光纤为脉冲提供增益,脉冲的瞬态能量 $U(t)$ 变成 V_t , 此时激光器的净增益为

$$G_{\text{net}} = -(1 + Q_i - G_i) + (Q_i - G_i/s) V_t - \frac{1}{2} Q_i V_t^2. \quad (49)$$

激光器此时的净增益应为负值,即有

$$-(1 + Q_i - G_i) + (Q_i - G_i/s) V_t - \frac{1}{2} Q_i V_t^2 < 0. \quad (50)$$

(48)和(50)式为激光器实现稳定锁模提供了两个基本判据.由(47)式可知,当脉冲经过掺铒光纤时,激光器的净增益逐渐由负值转变成正值,(47)式等号右端第二项 $U(t)$ 的系数 $(Q_i - G_i/s)$ 必须大于零,即有

$$G_i < sQ_i. \quad (51)$$

这样,结合(48),(50)和(51)式就可以在下面的数值分析中判定锁模方程解的稳定性.

4.2 半导体饱和吸收波导对锁模脉冲的影响

在快速与慢速饱和吸收体同时被动锁模掺铒光纤激光器的起始阶段,由于脉冲的能量较小,激光器中的各种光纤非线性效应不明显,激光器主要靠半导体饱和吸收波导来启动和实现被动锁模.因此,我们将首先分析在没有光纤非线性效应,亦即没有光纤自相位调制和激光器自振幅调制的情况下,半导体饱和吸收波导对锁模脉冲的影响.

图2为当半导体饱和吸收波导的线宽扩展因子 $\alpha_a = 0$, 即不考虑半导体饱和吸收波导的自相位调制效应对脉冲影响的情况下,锁模脉冲的宽度 $\omega_1 \tau_0$ 、脉冲啁啾 β 随归一化色散 D 变化的曲线.由图2可以知道,只有当色散为零的时候,锁模脉冲的宽度最小,脉

冲没有啁啾.而在零色散点两侧,脉冲的宽度随正负色散的增大而增大;在正色散区域,脉冲出现负啁啾,而在负色散区域脉冲呈现正啁啾,并且脉冲的啁啾随正负色散的增大越来越严重.稳定性分析表明,在所给出的参数条件下,图 2 中的所有脉冲解都是稳定的.图 3 是 $\alpha_a \neq 0$ 时,锁模脉冲参数随色散变化的曲线,此时考虑了半导体饱和吸收波导的自相位

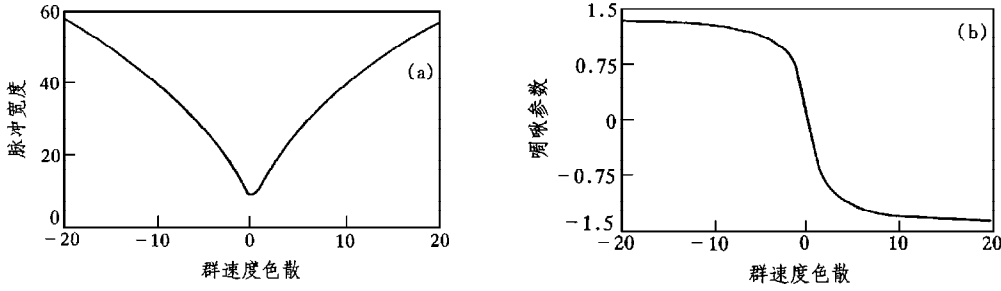


图 2 脉冲宽度 $\omega_1 \tau_0$ (a), 啁啾参数 β (b) 随归一化群速度色散的变化曲线 $Q_0 = 0.5$, $G_0 = 10$, $s = 100$, $T_r / \tau_a = 10^5$, $T_r / \tau_l = 10^{-3}$, $E_{sat,a} = 1$, $\alpha_a = 0$, $\kappa = 0$ 和 $\gamma = 0$

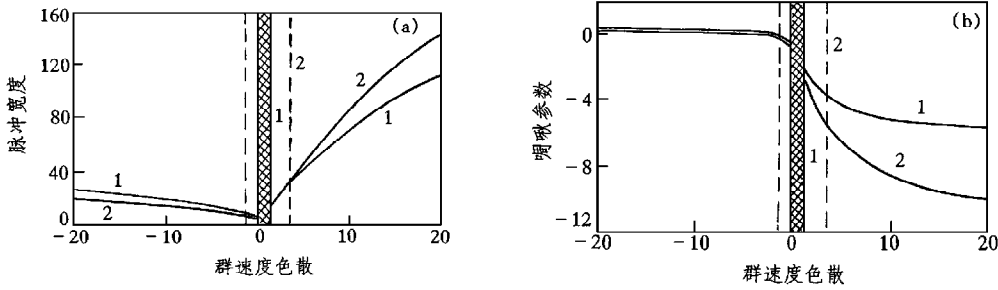


图 3 脉冲宽度 $\omega_1 \tau_0$ (a), 啁啾参数 β (b) 随归一化群速度色散的变化曲线 曲线 1 为 $\alpha_a = 2$, 曲线 2 为 $\alpha_a = 4$; 其余图注同图 2

调制对锁模脉冲的影响.对比图 2 与图 3,在正色散区域,在同一个色散值上,图 3 中锁模脉冲的宽度要比图 2 中的脉冲宽度大得多,而且脉冲啁啾更严重;而在负色散区域中,在同一个色散值上,图 3 中锁模脉冲的宽度明显地小于图 2 中的脉冲宽度,脉冲啁啾几乎为零.很显然,这是半导体饱和吸收波导的自相位调制对激光器中的负色散进行补偿的结果,并且自相位调制量越大,脉冲宽度越小.值得注意的是,通过对锁模脉冲解的稳定性分析,当 $\alpha_a \neq 0$ 时,在零色散点附近区域中的锁模脉冲解不稳定,并且不稳定区域的大小随 α_a 的增大而增大.由于锁模脉冲在零色散点附近达到最小值,因此当半导体饱和吸收波导中存在有自相位调制效应时,在掺铒光纤激光器中得不到脉冲宽度最窄的锁模脉冲.

4.3 快速与慢速饱和吸收体被动锁模掺铒光纤激光器

下面我们分析在同时考虑快速与慢速饱和吸收体的情况下,光纤自相位调制和激光

器自振幅调制对锁模脉冲参数的影响.

图 4 为在给定半导体饱和吸收波导和自振幅调制参数($\gamma=1$)情况下, 光纤自相位调制取不同值时, 锁模脉冲的参数随色散的变化曲线. 图 5 为在给定半导体饱和吸收波导和光纤自相位调制参数($\kappa=1$)情况下, 自振幅调制取不同值时, 锁模脉冲的参数随色散的变化曲线. 对比图 5 与图 4 可知, 在负色散区域中, 光纤自相位调制对锁模脉冲宽度有较

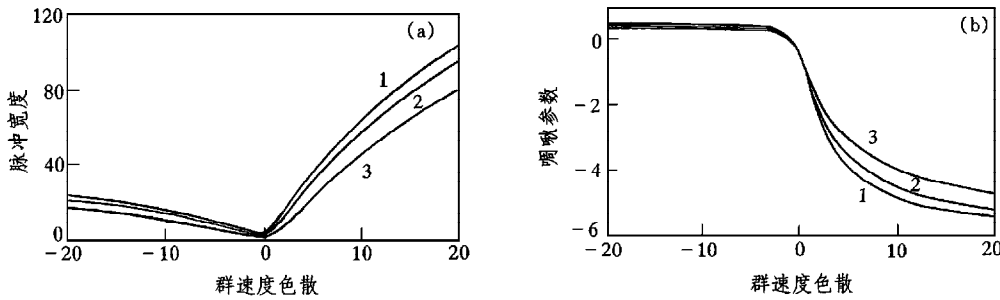


图 4 脉冲宽度 $\omega_1 \tau_0$ (a), 啁啾参数 β (b) 随归一化群速度色散的变化曲线 $Q_0=0.5$, $G_0=10$, $s=100$, $T_z/\tau_a=10^5$, $T_z/\tau_l=10^{-3}$, $E_{sat,a}=1$, $\alpha_a=2$ 和 $\gamma=1$; 曲线 1 为 $\kappa=1$; 曲线 2 为 $\kappa=2$; 曲线 3 为 $\kappa=4$

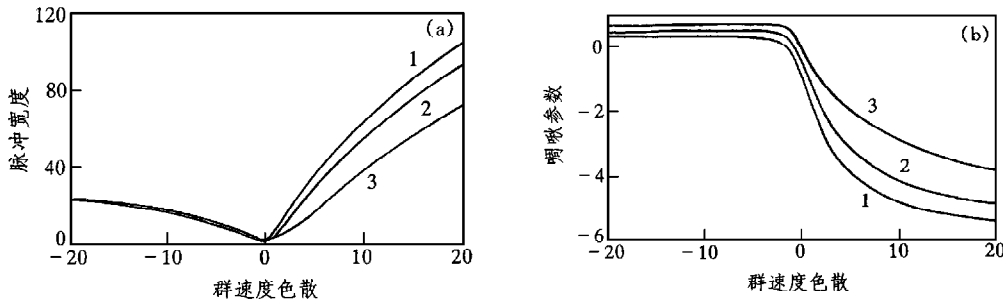


图 5 脉冲宽度 $\omega_1 \tau_0$ (a), 啁啾参数 β (b) 随归一化群速度色散的变化曲线 曲线 1 为 $\gamma=1$; 曲线 2 为 $\gamma=2$; 曲线 3 为 $\gamma=4$; $\kappa=1$, 其余图注同图 4

明显的影响, 在同一个负色散值上, 自相位调制量越大, 锁模脉冲的宽度越小; 而在负色散区域, 自振幅调制对脉冲的影响不是很明显, 改变自振幅调制量, 脉冲宽度几乎没有变化. 在负色散区域, 脉冲的啁啾很小, 自相位调制和自振幅调制对脉冲啁啾的影响大致相同, 不过在大的自相位调制量的作用下, 脉冲啁啾量较小; 而在大的自振幅调制量作用下, 脉冲的啁啾要比小自振幅调制作用时的脉冲啁啾略大一些. 因此, 当激光器中同时存在自相位调制和自振幅调制时, 在保证自振幅调制的前提下, 适当地提高自相位调制量, 有助于获得啁啾较小的窄锁模脉冲. 在正色散区域中, 由图 5 和图 4 可以明显地看出, 脉冲的宽度随着正色散的增大而迅速增大, 脉冲啁啾也变得十分的严重. 与没有光纤自相位调制和自振幅调制的情况明显不同的是, 在所给定的参数条件下, 此时所有的脉冲解都是稳定的, 激光器的锁模稳定得到了提高, 在零色散点附近可以获得脉冲最小的锁模脉冲, 并且脉冲啁啾为零. 对于掺铒光纤激光器, 由于它的工作波长为 $1.53 \mu\text{m}$ 左右, 位于光纤的负

色散区域,所以采用色散位移光纤对于获得零啁啾的超短光脉冲有很大的帮助.

- [1] H. A. Haus, E. P. Ippen, K. Tamura, *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**(1994), 200.
- [2] B. C. Bornett, L. Rahman, M. N. Islam *et al.*, *Opt. Lett.*, **20**(1995), 471.
- [3] 黄志坚、孙军强、黄德修, 全国第 8 次光纤通信暨第 9 届集成光学学术会议论文集(1997), 第 609 页.
- [4] J. C. Chen, H. A. Haus, E. P. Ippen, *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**(1993), 1228.
- [5] J. A. Leegwater, *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**(1996), 1782.
- [6] H. A. Haus, U. Keller, W. H. Knox, *J. Opt. Soc. Am.*, **B8**(1991), 1252.
- [7] I. N. Duling, III, C. J. Chen, P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**(1994), 194.
- [8] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, *J. Opt. Soc. Am.*, **B8**(1991), 2068.

THEORETICAL ANALYSIS OF FAST AND SLOW **SATURABLE ABSORBER MODE LOCKING** **ERBIUM-DOPED FIBER LASERS**

HUANG ZHI-JIAN SUN JUN-QIANG HUANG DE-XIU

(*Department of Optoelectronic Engineering,*

Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

(Received 9 May 1997; revised manuscript received 8 July 1997)

ABSTRACT

This paper presents a theoretical model for erbium-doped fiber lasers, which are passively mode-locked by a semiconductor saturable waveguide acting as a slow saturable absorber and a nonlinear fast saturable absorber. The influences of semiconductor saturable waveguide, fiber self-phase modulation and self-amplitude modulation on mode-locking pulse width and chirp have been analyzed.

PACC: 4260F; 4255N