

基于新型非线性耦合腔锁模过程的 时域理论分析

吕振国 周佐平

华南理工大学应用物理系, 广州 510641

郭起 李庆行 余振新

中山大学超快速激光光谱学国家重点实验室, 广州 510275

(1993年1月8日收到; 1993年8月10日收到修改稿)

系统地研究了用带有非线性倍频晶体的附加耦合腔来压窄激光光脉冲的动力学作用过程, 报道了该锁模激光系统在瞬态平衡时输出脉冲宽度的具体表达式; 另外, 通过数值分析计算, 给出了该系统锁模激光输出特性优于单腔情形的原因。

PACC: 4280W; 4260F; 4265K

一、引言

1988年英国的 Blow 等人在研究孤子激光器时发现, 孤子激光器中光纤的负群速色散对该腔压缩过程并非总是必要的, 只要包含有类似于可饱和吸收体或可饱和放大介质的外腔与主腔之间有合适的相位匹配, 就能起到压缩脉冲的作用^[1]。1989年 Mark 等人和 Kean 等人分别从实验上证实了这个结论, 并在此基础上, 分别第一个提出了附加脉冲锁模 (additive pulse modelocking, 简称为 APM) 技术^[2]和耦合腔锁模 (coupled cavity modelocking, 简称为 CCM) 技术^[3]。接着, APM 技术或称为 CCM 技术引起人们极大的兴趣和重视, 并得到了飞速的发展和完善^[4,5]。

本文将把该技术进行扩展即在附加腔中适当的位置处放一块非线性倍频晶体, 这时在附加腔内的非线性效应主要由二次非线性过程(即倍频效应)决定, 而相对比较弱的三次非线性过程(如 SPM 效应)在此忽略不计。本文从时域理论上系统地研究了把非线性倍频晶体置于激光器附加腔内来实现被动锁模的动力学作用过程, 利用高斯脉冲自洽法导出了在瞬时稳态过程中激光输出宽度的具体表达式, 并分析和讨论了该锁模激光系统输出特性优于单腔情形的原因。

二、理论推导

图1为用非线性附加腔锁模的理论模型图。全反射镜 M、增益介质 GM 和振幅反射率为 r 的耦合反射镜 M_c 一起构成主腔; 非线性倍频晶体 NLC 和对基频光部分反射而

对二次谐波高反的二向色性反射镜 M_D 在合适的距离下构成非线性反射镜 NLM, 这个 NLM 又与耦合镜 M_c 构成附加腔。不妨设主腔与附加腔的有效光学腔长在波长量级的精度内相等, 即仅考虑主腔和附加腔之间光学相位失配为 0 的情形。

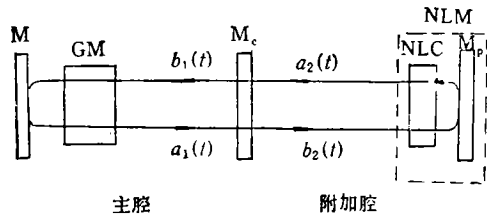


图1 基于非线性附加耦合腔锁模的理论模型图

根据 APM 原理^[2]知道, 在附加腔内的 KTP 晶体的自相位调制效应也能起到压缩腔内激光脉冲宽度的作用, 但因这种压缩效果与同时存在的二次非线性过程的压缩效果相比是很小的, 为了分析方便, 仅考虑起主要作用的二次非线性过程^[6,7]。另外, 在下面的动力学推导过程中, 还作了以下近似: a) 腔内脉冲形状始终保持为高斯线型; b) 主腔内的增益介质具有均匀加宽的线型; c) 忽略在晶体中的群速色散效应的影响。事实上, 以上近似都是十分接近于基横模输出的脉冲 Nd³⁺:YAG 激光器的情况。下面利用高斯脉冲自洽法来导出该系统在瞬态平衡状态下激光输出脉冲宽度的具体表达式。

首先考虑主腔情形, 假设光脉冲 $b_1(t)$ 具有高斯线型, 且无频率啁啾, 则可用下式表示^[8]:

$$b_1(t) = \frac{1}{2} b_{10} \exp(-\alpha_1 t^2), \quad (1)$$

式中 α_1 决定了光脉冲 $b_1(t)$ 的高斯包络。则脉冲 $b_1(t)$ 的半功率点之间的时间间隔为

$$\tau_{b_1} = \sqrt{2 \ln 2 / \alpha_1}. \quad (2)$$

对于均匀加宽线型的激光工作物质, 当光脉冲带宽甚小于增益介质线宽时, 谱线中心的振幅增益可由下式给出^[8]:

$$g_s(\omega) = G \exp \left[-2ig \left(\frac{\omega - \omega_s}{\Delta\omega_g} \right) - 4g \left(\frac{\omega - \omega_s}{\Delta\omega_g} \right)^2 \right], \quad (3)$$

式中 $G = e^g$; $\Delta\omega_g$ 为激活介质的增益线宽; g 为激活介质的增益谱线中心频率 ω_s 的光在腔内往返一次的增益。由 (3) 式可知, 当一个高斯脉冲通过具有这种线形的激活介质时, 将保持高斯线型; 这样光脉冲 $b_1(t)$ 通过增益介质放大后就变为

$$a_1(t) = F^{-1} \{ F[b_1(t)] g_s(\omega) \}, \quad (4)$$

式中 F 和 F^{-1} 分别代表 Fourier 变换及其逆变换, 则有

$$a_1(t) = \frac{b_{10} G}{4\sqrt{\alpha_1 A}} \exp \left(-\frac{t^2}{4A} \right), \quad (5)$$

式中

$$A = \frac{1}{4\alpha_1} + \frac{4g}{(\Delta\omega_g)^2}. \quad (6)$$

由于 $1/\alpha_1 < 4A$, 可见光脉冲 $b_1(t)$ 经过一个带宽有限的增益介质后将会被展宽, 但展宽后的光脉冲 $a_1(t)$ 仍将保持高斯线型。

其次考虑非线性附加腔中情况。同样不妨假设光脉冲 $b_2(t)$ 具有高斯线型, 且无频率啁啾, 则有^[8]

$$b_2(t) = \frac{1}{2} b_{20} \exp(-\alpha_2 t^2), \quad (7)$$

式中 α_2 决定了光脉冲 $b_2(t)$ 的高斯包络, 则光脉冲 $b_2(t)$ 的半功率点之间的时间间隔为

$$\tau_{b_2} = \sqrt{2 \ln 2 / \alpha_2}. \quad (8)$$

$b_2(t)$ 经非线性反射镜 NLM 反射后变成 $a_2(t)$, 若考虑光脉冲在非线性反射镜里的光学元件由于吸收和散射所造成的线性损耗系数为 L ($0 < L < 1$), 则有

$$a_2(t) = L \sqrt{R_{NL}(t)} b_2(t). \quad (9)$$

由于在非线性反射镜中起作用的主要是在光脉冲 $b_2(t)$ 峰值上(即 $t = 0$ 处)两近邻的光

场, 所以这里不妨仅考虑光脉冲的时间变量 t 在 $t \leq \frac{\tau_{b_2}}{2}$ 范围内的情况, 再根据文献 [6,

7, 9] 知道, 该系统中的非线性反射镜 NLM 的非线性反射率 $R_{NL}(t)$ 可近似表示为

$$\sqrt{R_{NL}(t)} = R \exp[-\sigma \eta_0 \alpha_2 t^2], \quad (10)$$

式中

$$R = \sqrt{R_0} \exp(\sigma \eta_0 / 2). \quad (11)$$

在这里 η_0 表示光脉冲 $b_2(t)$ 在峰值上(即 $t = 0$ 处)的转换效率; σ 为一个仅与二向色性镜 M_D 对基波的反射率 R_0 有关的正拟合参量^[9]. 将(10), (11)式代入(9)式后可得

$$a_2(t) = \frac{1}{2} b_{20} L R \exp[-(1 + \sigma \eta_0) \alpha_2 t^2]. \quad (12)$$

由上式可知, 光脉冲 $b_2(t)$ 经过非线性反射镜 NLM 后, 其脉冲宽度被压窄了, 此外从以上推导及结果式(12)还可判断压缩后的光脉冲 $a_2(t)$ 仍近似地具有高斯线型。

最后考虑 $a_1(t)$ 与 $a_2(t)$ 在镜 M_c 上的耦合情况。因为一块反射镜的性质可以用电路中的四端网络来类比^[10], 只要适当地选择参考平面的位置, 总有

$$\begin{vmatrix} b_1(t) \\ b_2(t) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} r & t \\ t & -r \end{vmatrix} \begin{vmatrix} a_1(t) \\ a_2(t) \end{vmatrix}, \quad (13)$$

式中 t 表示耦合镜 M_c 的透射率, 假定在耦合镜 M_c 上的能量损耗为零, 这就要求散射矩阵与其厄密共轭矩阵之积等于单位矩阵, 即 $r^2 + t^2 = 1$, 将其代入上式并展开为方程组, 得

$$b_1(t) = r a_1(t) + \sqrt{1 - r^2} a_2(t), \quad (14)$$

$$b_2(t) = \sqrt{1 - r^2} a_1(t) - r a_2(t). \quad (15)$$

(14)和(15)式就是主腔与附加腔之间光场的耦合方程, 并从中可知, 反射镜 M_c 的振幅反射率 r 起着耦合系数的作用。现将(1), (5), (7)和(12)式代入耦合方程(14)和(15)中, 得到

$$\frac{1}{2} b_{10} \exp(-\alpha_1 t^2) = r \frac{b_{10} G}{4 \sqrt{\alpha_1 A}} \exp\left(-\frac{t^2}{4A}\right) + \sqrt{1 - r^2} \frac{b_{20}}{2} L R \exp[-(1 + \sigma \eta_0) \alpha_2 t^2], \quad (16)$$

$$\frac{1}{2} b_{20} \exp(-\alpha_2 t^2) = \sqrt{1 - r^2} \frac{b_{10} G}{4 \sqrt{\alpha_1 A}} \exp\left(-\frac{t^2}{4A}\right) - \frac{r}{2} b_{20} L R \exp[-(1 + \sigma \eta_0) \alpha_2 t^2]. \quad (17)$$

从(16)和(17)式可得

$$b_{20}/b_{10} = \sqrt{1-r^2}/(LR+r), \quad (18)$$

$$\sqrt{\alpha_1 A} = G(LR+r)/[2(1+rLR)]. \quad (19)$$

现在分析(19)式。一般来讲, 光脉冲通过增益介质后引起的脉冲展宽比脉冲本身的宽度小得多, 结果容易得出

$$1/(4\alpha_1) \gg 4g/(\Delta\omega_g)^2. \quad (20)$$

于是从(6)式可近似得出

$$\alpha_1 A \approx 1/4, \quad (21)$$

则(19)式可变为

$$e^{\xi} = (1+rLR)/(LR+r). \quad (22)$$

由此可见, (19)式的物理意义是: 它给出了该锁模激光系统中增益与损耗的平衡关系. 若把(18), (19)式代回(16)和(17)式中, 则得到一组脉宽自洽的方程组, 展开其中的指数函数, 并令对应项相等, 最后可得到

$$\alpha_1 = \frac{1}{1+r/LR} \left[\frac{r/LR+r^2}{4A} + (1-r^2)(1+\sigma\eta_0)\alpha_2 \right], \quad (23)$$

$$\alpha_2 = (1+rLR) \frac{1}{4A} - rLR(1+\sigma\eta_0)\alpha_2. \quad (24)$$

联立解(6), (23)和(24)式, 可得

$$\alpha_1 = \frac{C-1}{16g/(\Delta\omega_g)^2}, \quad (25)$$

$$\alpha_2 = \frac{1+rLR}{1+rLR(1+\sigma\eta_0)} \alpha_1, \quad (26)$$

式中

$$C = 1 + [(1-r^2)LR\sigma\eta_0]/\{(r+LR)[1+rLR(1+\sigma\eta_0)]\}. \quad (27)$$

求出 α_1 和 α_2 后, 再由(1), (5), (7)和(12)式可分别求出光脉冲 $b_1(t)$, $a_1(t)$, $b_2(t)$ 和 $a_2(t)$ 的脉冲宽度为

$$\tau_{b_1} = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sqrt{g(C-1)}/(\Delta\nu_g\pi), \quad (28)$$

$$\tau_{a_1} = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sqrt{Cg/(C-1)}/(\Delta\nu_g\pi) = \sqrt{C} \tau_{b_1}, \quad (29)$$

$$\tau_{b_2} = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sqrt{g[1+rLR\sigma\eta_0/(1+rLR)]/(C-1)} \frac{1}{\Delta\nu_g\pi}, \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \tau_{a_2} &= \sqrt{1/(1+\sigma\eta_0)} \tau_{b_2} \\ &= 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sqrt{g[1+rLR\sigma\eta_0/(1+rLR)]/[(C-1)(1+\sigma\eta_0)]} \\ &\quad /(\Delta\nu_g\pi), \end{aligned} \quad (31)$$

式中 $\Delta\nu_g = \Delta\omega_g/(2\pi)$, 它是激活介质的增益带宽; C 由(27)式决定; R 由(11)式决定; g 由(22)式决定; r^2 为耦合镜 M_c 对基波的反射率; L 为光脉冲 $b_2(t)$ 通过非线性反射镜过程中的线性损耗系数。

三、分析与讨论

通过比较(28),(29),(30)和(31)式可知有下面关系成立:

$$\tau_{a_1} < \tau_{b_1} < \tau_{a_2}, \quad (32)$$

$$\tau_{a_1} < \tau_{b_1} < \tau_{b_2}. \quad (33)$$

所以我们的分析结果表明:在该锁模激光系统中,主腔内的激活增益介质对光脉冲的展宽与附加腔内的非线性反射镜对光脉冲的压缩始终处于一种动态平衡过程中,而这种动态平衡又是通过主腔和附加腔内的光脉冲在公共反射镜 M_c 上相互干涉耦合来实现。

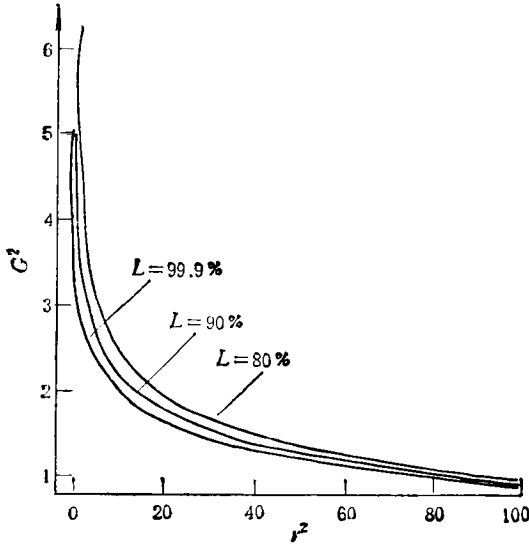


图2 激光振荡阈值增益 G 与耦合镜 M_c 的基波反射率 r^2 的关系曲线 $R_w = 10\%$;
 $\sigma = 1.12$; $\eta_0 = 10\%$

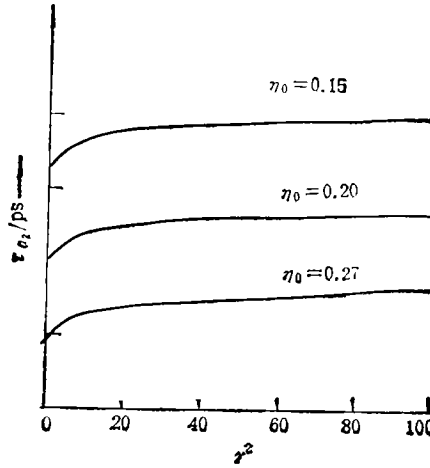


图3 光脉冲 $a_2(t)$ 的脉宽 τ_{a_2} 与公共耦合镜 M_c 的基波反射率 r^2 的关系曲线 $R_w = 10\%$;
 $L = 96\%$, $\sigma = 1.12$; $\Delta\nu_L = 120\text{GHz}$

图2给出激光振荡阈值增益 $G = e^k$ 与耦合镜 M_c 的基波反射率 r^2 的关系曲线。从图2可知,只要选择合适的 r^2 ,附加腔内损耗较大时,仍可使激光振荡阈值增益 G 保持较低。图3给出光脉冲 $a_2(t)$ 的脉宽 τ_{a_2} 与公共耦合镜 M_c 的基波反射率 r^2 之间的关系曲线。从图3可知,耦合镜 M_c 的基波反射率 r^2 对光脉冲 $a_2(t)$ 的脉宽 τ_{a_2} 影响很小。根据文献[6]和[7]知道,在单腔情形下,二向色性镜的基波反射率(相当于本文中的 r^2)对系统的激光振荡阈值和锁模激光输出脉冲宽度影响很大;该反射率值取大了,将不会出现锁模现象;但该值取小了,该激光系统的振荡阈值会太大而无法实现锁模。此外,倍频晶体被放置在激光振荡主腔内,极易产生标准具效应,从而会严重影响该激光系统的锁模效果;还有就是倍频晶体放在振荡主腔内,会增加腔内损耗,而使系统的激光振荡阈值提高。总之,由以上分析、对比和讨论可知,用这种非线性附加耦合腔来锁模的效果是优于用单腔非线性反射镜来锁模时^[7]的效果,其中较突出的原因是前者激光振荡阈值可以大大降低、二向色性镜对基波的反射率 R 可以任意选择以及公共耦合镜 M_c 的基波反射率 r^2 对系统锁模激光脉冲宽度影响甚少等等,从而从理论分析上得出这种非线性附加耦合腔来

锁模的效果应该比单腔非线性反射镜来锁模时的效果更好。最后值得一提的是,公共耦合镜 M_c 的基波反射率 r^2 对系统锁模激光输出脉冲宽度影响甚少这一特点以及该系统锁模激光输出脉冲宽度的理论计算值与我们最近报道的实验结果^[11]是一致的。

- [1] K. J. Blow and D. Wood, *J. Opt. Soc. Am.*, **B5**(1988), 629.
- [2] J. Mark, E. Y. Liu, K. L. Hall, H. A. Haus and E. P. Ippen, *Opt. Lett.*, **14**(1989), 48.
- [3] P. N. Kean, X. Zhu, D. W. Crust, R. S. Grant, N. Langford and W. Sibbett, *Opt. Lett.*, **14**(1989), 39.
- [4] J. Wang, *Opt. Lett.*, **16**(1991), 1104.
- [5] 王清月、沈家强、章若冰、张贵忠, *光学学报*, **12**(1992), 21.
- [6] 吕振国、李庆行、余振新, *激光技术*, **61**(1992), 93.
- [7] 吕振国、李庆行、余振新, *光学学报*, **12**(1992), 998.
- [8] D. J. Kuizeuga and A. E. Siegman, *IEEE. J. Quans. Electr.*, **6**(1970), 694.
- [9] 吕振国、李庆行、余振新, *激光技术*, **16**(1992), 50.
- [10] A. E. Siegman, *Lasers*, Mill Valley (Calif. Univ. Science. 1986), p. 398.
- [11] 吕振国、周佐平、邬起、李庆行、余振新, *光学学报*, **14**(1)(1994).

TIME-DOMAIN ANALYSIS OF THE MODE-LOCKED PROCESS BASED ON A NOVEL NONLINEAR COUPLED CAVITY

LÜ ZHEN-GUO ZHOU ZUO-PING

Department of Applied Physics, South China University of Technology, Guangzhou 510641

WU QI LI QING-XING YU ZHEN-XIN

State Key Laboratory of Ultrafast Laser Spectroscopy, Zhongshan University, Guangzhou 510275

(Received 8 January 1993; revised manuscript received 10 August 1993)

ABSTRACT

Dynamic processes of the modelocked laser based on a auxiliary coupled cavity containing a nonlinear frequency-doubling crystal has been systematically studied in this paper. And, the specific formulas of the output pulse width of this modelocked laser in instantaneously dynamic equilibrium are given. Moreover, the results of numerical analysis and calculation show that its modelocking output properties are superior to that of the laser modelocked by an intracavity frequency-doubling crystal.

PACC: 4280W; 4260F; 4265K