

非腔长匹配相干叠加脉冲锁模激光器的理论研究*

王清月 沈家强 章若冰 张贵忠
(天津大学精仪系, 天津 300072)

提 要

提出了一个新的非腔长匹配相干叠加脉冲锁模激光器的物理模型,建立了它的数学方程,并进行了模拟计算.计算结果给出了各个参数对相干叠加脉冲锁模激光器运转的影响,以及脉冲宽度压缩速度和各参数之间的关系,获得了实现非腔长匹配相干叠加脉冲锁模激光器运转的最佳条件.

关键词 非腔长匹配相干叠加脉冲锁模激光器, 自相位调制, 非谐振环.

1 引 言

最近的理论和实验研究表明^[1~6],在主动锁模激光器中,在适当条件下,具有正的群速度色散的非线性介质外腔也能压缩脉冲宽度,产生超短脉冲,它利用了外腔中的非线性介质所产生的自相位调制使得其光脉冲在经外腔再返回主腔时,与主腔中的光脉冲在耦合镜上产生相干叠加,这种超短脉冲激光器称为相干叠加脉冲锁模激光器(additive pulse mode-locking).由于脉冲在相干叠加脉冲锁模激光器外腔中经历了非线性作用,使其相位发生变化,因而当其与主腔的脉冲叠加时,各个部位具有不同的位相差,如果适当地控制位相差,使得两脉冲的顶部具有相干加强,而中部和尾部具有相干减弱,这时叠加后的脉冲宽度比原来主腔中的脉冲宽度更窄,脉冲得到压缩.由于相干叠加脉冲锁模激光器能获得十分有效的压缩,并能迅速地广泛用于几乎所有激光介质,它是超短光脉冲领域内一个新的重大突破.然而,在目前众多的相干叠加脉冲锁模激光器实验中均采用一直线耦合腔实现相干叠加脉冲锁模运转.这就要求主腔和耦合腔的腔长匹配在 $\lambda/10$ 范围内,这一苛刻的要求使得实验条件变得相当复杂和困难.

本文提出的新模型是用一带有非线性介质的非谐振环(antiresonant ring)代替直线耦合腔,以实现相干叠加脉冲锁模运转而无需腔长匹配.文中建立了这种相干叠加脉冲激光器的数学模型,并进行了模拟计算,分析了非谐振环的各个参数对相干叠加脉冲锁模激光器运转的影响及脉冲宽度压缩速度与各参数的关系.

收稿日期:1991年5月28日;收到修改稿日期:1991年10月21日

* 本文得到国家自然科学基金资助

2 非腔长匹配相干叠加脉冲锁模激光器原理及其数学模型

非腔长匹配相干叠加脉冲锁模激光器如图 1 所示, m_1, m_2, m_3 为全反射镜, L_1 和 L_2 为短焦距透镜, B 为光束分束器. F 为非线性介质, 它们组成一带有非线性介质的非谐振环. G 为增益介质, C 为声光调制器, D 为驱动电源. 由增益介质产生的光脉冲在分束器 B 上被分为幅值不相等的两个光脉冲(在一般非谐振环的应用中要求幅值相等), 当它们沿相反方向通过非线性介质时, 由于非线性的自相位调制作用, 每个光脉冲便在其包络内携带有非线性相位移量 $\varphi_{1,2}(t) \propto n_2 I_{1,2}(t)$. 因为两脉冲光强不等, 所以两光脉冲携带的最大非线性相位移量也不等, 同时, 在每个脉冲包络内, 其非线性相位移量是时间的函数. 那么当两个脉冲在非谐振环内传播一周而在分束器 B 处叠加时, 其相对非线性相位移量为 $\varphi(t) = \varphi_1(t) - \varphi_2(t) \propto n_2 \cdot [I_1(t) - I_2(t)]$, 适当控制两光脉冲幅值的大小及非线性介质的长度, 使其在脉冲半宽度处具有 $-\pi$ 的非线性位相差, 这样两脉冲在顶部得到振幅相加, 而在脉冲中部振幅相消, 从而使叠加后的脉冲得到有效的压缩. 周而复始, 经多次往返, 就会达到一个更窄脉冲的稳定状态, 实现相干叠加脉冲锁模运转.

由图 1 所示, a_1, a_2 分别为入射到非谐振环和从非谐振环出射的脉冲. a_1 经分束器后分为两束在环内传播方向相反的脉冲 b 和 c , b_1 和 c_1 分别为未经非线性介质的脉冲, b_2, c_2 为通过非线性介质以后的脉冲. 则 a_2, b_2, c_2 之间满足方程

$$a_2 = \sqrt{1 - \gamma^2} b_2 + \gamma c_2, \quad (1)$$

γ 为分束器的振幅反射系数. 由于非线性介质的吸收和自相位调制效应, 脉冲 b_1 和 c_1 经过非线性介质后, 损耗分别为^[4]: $\tan h \cdot (\eta |b_1|)$ 和 $\tan h(\eta |c_1|)$, 产生的自相位调制量为

$$\left. \begin{aligned} \Phi_b(t) &= k[|b_1(t)|^2 - |b_1(o)|^2], \\ \Phi_c(t) &= k[|c_1(t)|^2 - |c_1(o)|^2], \\ \Phi(t) &= \Phi_b(t) - \Phi_c(t). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

k 是与介质的非线性折射系数, 介质长度有关的参数, 单位为 cm^2/W . 定义在脉冲顶部 $\Phi_b(0)$, $\Phi_c(o)$, $\Phi(0) = 0$, 那么脉冲 b_1 和 b_2, c_1 和 c_2 之间满足如下关系式

$$\left. \begin{aligned} b_2 &= [1 - \tan h(\eta |b_1|)] \exp[-i(\varphi + \Phi_b)] b_1, \\ c_2 &= [1 - \tan h(\eta |c_1|)] \exp[-i\Phi_c] c_1, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中 φ 是与非谐振环内两束光的线性相位移及脉冲峰值处产生的自相位调制量有关的参数, η 为非线介质中的吸收损耗系数, 由(1)式、(3)式得

$$\begin{aligned} a_2 &= \gamma \sqrt{1 - \gamma^2} \{ [1 - \tan h(\eta \gamma |a_1|)] \exp[-i(\varphi + \Phi_b)] \\ &\quad + [1 - \tan h(\eta \sqrt{1 - \gamma^2} |a_1|)] \exp(-i\Phi_c) \} a_1 \end{aligned} \quad (4)$$

由(4)式可以分析脉冲变化情况及各参数对脉宽的影响.

3 模拟计算

由于在非腔长匹配相干叠加脉冲锁模激光器中, 脉宽在 ps 量级, 色散的影响较小, 因而计算中不考虑它的影响. 根据上面的数学推导, 计算了无色散时不同参数对脉冲宽度压缩速度的

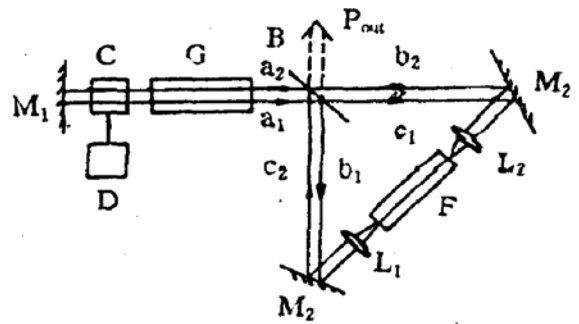


Fig. 1 Schematic for non-cavity-length-matched APM laser

影响,假设入射脉冲 a_1 为高斯脉冲: $\exp[-(t/2)t_0^2]$, $t = 0$ 时,锁模脉冲激光器光强为 $10^9/W/cm^2$;脉冲宽度为单位时间,即 $t_0 = 1$ (取 $I(t_0) = (1/e)I(0)$ 处的宽度为脉宽).介质的非线性折射系数 $n_2 = 10^{-15}cm^2/W$,则 $k_0 = kI_0 = (2\pi/\lambda)n_2LI_0$,其中, λ 为激光器的光波长, L 为介质的长度,单位为米.我们计算了脉冲在腔内往返四次后脉冲变化情况,计算中为了使腔中的脉冲保持稳定,给以一定的增益以补偿非线性介质的吸收损耗.

3.1 脉冲宽度随反射率 R 的关系

图 2 是 $\eta = 0.3$, $\varphi = 0$, $t_0 = 1$, $k_0 = 8$ 时的脉冲宽度随分束器的反射率 R 的变化曲线.图中曲线以 $R = 50\%$ 为中心,呈对称分布,这是不难理解的.因为,具有反射率为 R 和 $(1 - R)$ 的两束光与具有反射率为 $(1 - R)$ 和 R 的两束光其产生的自相位调制量的差值相等.因而压缩效果一样,而在 $R = 50\%$ 处,由于两束光的光强相等其所产生的非线性相位处处相等不产生压缩效应.在随着 $|R - 50\%|$ 值增大的过程中,脉冲宽度逐渐减小,直到达到最窄,如果 $|R - 50\%|$ 的值继续增大,脉冲宽度反而增加.因此, R 存在一极值点: $R = 23\%$ 和 77% .此时脉宽得到最大的压缩.如果改变 k 值的大小,我们发现:当 k_0 值增大时, R 的极值点向中心靠近,减小 k 值时向两边移动.改变自相位预偏置量 φ 时, R 的极值点也发生变化.解释这一结果的物理图象是非常清楚的:由于 R 的变化既改变了两束光的自相位调制量差值的大小,又改变了两束光的光强值.当 $|R - 50\%|$ 较小时,由 (2) 式知在非谐振环内产生的自相位调制量的差值 ϕ 较小,两束光叠加时只是简单的近似于相位叠加;当 $|R - 50\%|$ 较大时,虽然在非谐振环内能产生较大的 ϕ 值,但因两束光的光强相差悬殊,叠加以后,振幅相加或相消量仍很小,所以脉冲压缩量也较小.只有当两束光的光强相差不大,又能产生适当的自相位调制量 φ 时,脉冲在顶部才能得到有效的相加,在中部得到有效的相消,使脉冲得到最有效的压缩,此时对应着 R 的极值点,改变 k_0 的值和预偏置量 φ 时,相应地改变了自相位调制量 ϕ 和 $(\phi + \varphi)$ 的大小,从而 R 的极值点也发生移动,由于分束器不等分两个光脉冲,那么将有一部分光通过分束器输出,按 Siegman^[8] 等人的理论,输出光强 $P_{out} = 4(R - 50\%)^2 P_{in}$, R 为分束器的反射率,如果分束器的分束比为 40/60 时, $P_{out} = 0.04P_{in}$,分束比为 30/70 时 $P_{out} = 0.16P_{in}$.而一般 YAG 激光器的输出率为 15 ~ 20%,由此可见此损耗对激光器的运转无什么影响.

3.2 脉冲宽度随吸收系数 η 的关系曲线

由 (3) 式知:非线性介质的传输效率为 $1 - \tan k(\eta|I|^{1/2})$,说明吸收系数越小时,传输效率就越高, η 越大传输效率就越低.脉冲宽度随吸收系数 η 的变化关系如图 3 所示.随着 η 的减小,脉宽越来越窄,换句话说非线性介质的传输效率越高,脉宽越窄.如果改变自相位调制强度

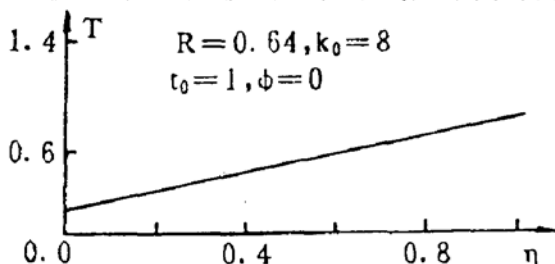


Fig. 3 The relationship between pulse width and absorption coefficient η of the nonlinear medium

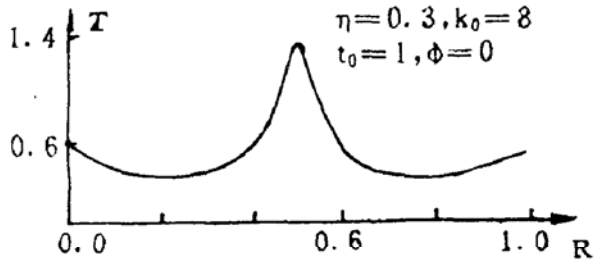


Fig. 2 The relationship between pulse width and reflectivity R of beam splitter.

并不影响这一特性. 这是由于 η 变大时, 则传输效率变低, 能量逐渐减小, 通过非谐振环时, 产生的自相位调制量就越来越小, 从而脉冲的压缩效应也越小.

3.3 脉冲宽度随相位预偏置量 φ 的变化曲线

位相预偏置量 φ 对脉冲宽度的影响十分敏感, 它的变化直接影响光脉冲压缩状况. 图 4 给出脉宽随相位预偏置量 φ 的变化曲线. 它表明 φ 在负值时, 脉冲能得到十分有效的压缩; φ 为正值时, 压缩效果较差, 甚至不能压缩. 在预偏置量 φ 逐渐增大的过程中, 开始脉宽逐渐变窄, 到达 $\varphi = -1.4$ 时, 脉宽最窄; 继续增大 φ 时, 脉宽逐渐变宽, 改变自相位调制强度 k_0 值时, φ 的极值点在 $-\pi/2$ 附近发生微小变化. Ippen 等人^[3]从数学角度上分析了 $\varphi = -\pi/2$ 时, 脉冲宽度压缩效果最好; 王清月等人^[7]从物理图像上给以详细的解释. 在众多的相干叠加脉冲锁模实验中^[4-6]虽然观察到的最佳预偏置 φ 略有不同, 但均在 $-\pi/2$ 左右变化. 可见, 就预偏置量 φ 而言, 非腔长匹配相干叠加脉冲锁模激光器的计算结果与以往采用腔长匹配的相干叠加脉冲锁模激光器的理论和实验结果十分吻合.

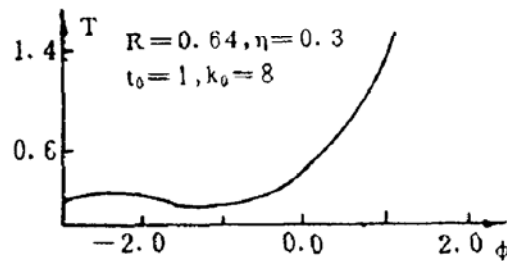


Fig. 4 The relationship between pulse width and the bias of phase shift φ_0

3.4 脉冲宽度和自相位调制强度 k_0 值的关系

k_0 值决定于介质的二阶非线性折射系数 n_2 和介质的长度, 它直接影响着非谐振环内的自相位调制量的大小. 图 5 给出了脉宽随 k_0 值变化的关系曲线, 在 k_0 值较小时, 脉宽随 k_0 的增加逐渐变窄. 如果继续增大 k_0 值, 自相位调制将出现 π 的整数倍, 脉冲将出现周期调制现象^[7], 形成脉冲序列, 此时每个序列脉冲的宽度将更窄, 文献^[7]曾详细分析了相干叠加脉冲锁模激光器中这一调制特性. 本文的计算发现: 对应不同的预偏置量 φ 和不同分束器反射率等参数时, 产生调制现象, k 的临界值也不同. 在 $R = 0.64$, $\varphi = 0$, $t_0 = 1$, $\eta = 0.3$, $k_0 = 9$ 时, 刚刚出现调制. 以上的计算均是在不出现调制现象的前提下进行的.

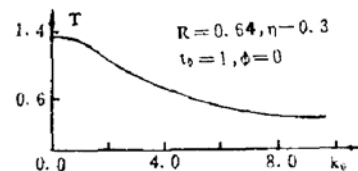


Fig. 5 The relationship between pulse width and the parameter k_0

4 结论

本文提出了一新的非腔长匹配相干叠加脉冲锁模激光器的物理模型, 建立了它的数学方程, 并进行了模拟计算. 分析了它的腔参数对相干叠加脉冲锁模激光器运转的影响及脉宽压缩速度和各参数之间的关系, 获得了实现相干叠加脉冲锁模激光器运转的最佳条件. 这一理论模型和计算结果正在指导着有关实验的进行.

参 考 文 献

- [1] K. L. Blow, D. Wood, Mode-locked laser with nonlinear external cavities. *J. O. S. A(B)*, 1988, 5(3):629~632
- [2] A. G. Bulushev, E. M. Dianov, O. G. Okhotnirov, Passive mode locking of a laser with a nonlinear fiber reflector. *Opt. Lett.*, 1990, 15(17):968~970
- [3] E. P. Ippen, H. A. Hause, L. N. Liu, Additive puulse mode locking, *J. O. S. A(B)*, 1989, 6(9):1736~1745
- [4] T. F. Carruthers, I. N. Duling, Passive mode locking with an antiresonant nonlinear mirror. *Opt. Lett.*, 1990, 15(14):804~806
- [5] J. Goodberlet, J. Wang, J. G. Fujimoto *et al.*, Starting dynamics of additive-pulse mode locking in the Ti : Al O laser. *Opt. Lett.*, 1990, 15(22):1300~1302
- [6] L. Y. Liu, J. M. Huxley, E. P. Ippess *et al.*, Self-starting additive-pulse mode locking of a Nd : YAG laser. *Opt. Lett.*, 1990, 15(14):553~555
- [7] H. A. Haus, wave and Fields in Optoeletrouics, (Prentics-Hall Englewood Cliiffs, N. J., 1984)
- [8] Ching-yue Wang, Jia-qiang Shen, Ruo-bing Zhang *et al.*, The theoretical studies of modulation characteristics in additive pulse mode locking laser, to be published in *Acta OPTics Sinica*

The theoretical studies for non-cavity-length-matched APM laser

WANG Qingyue SHEN Jiaqiang ZHANG Ruobing
ZHANG Gunzhong

(Department of Precision Instrument Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072)

(Received 28 May 1991; revised 21 October 1991)

Abstract

A new theoretical model for non-cavity-length-matched APM laser was presented and the equations describing it were given also in this paper. Numerical calculation were completed. The calculation results give the influence of parameters on the non-cavity-length-matched laser operations and the relationships between the compression rate of pulse width and the cavity parameters. The optimum operation conditions for this new kind of APM laser were obtained.

Key words non-cavity length matched APM laser, self-phase modulation, non-linear antiresonant ring.