

用倍频晶体 KTP 实现 Nd:YAG 激光锁模的研究

吕振国 李庆行 余振新

(中山大学激光与光谱学研究所, 广州 510275)

提 要

报道用倍频晶体 KTP 实现 Nd:YAG 激光锁模的系统研究, 给出了该锁模激光器输出脉宽的表达式, 并和实验测量值相比较, 计算值跟实验结果符合较好。文中还分析了各种参数对该锁模激光输出性能的影响。

关键词 腔内 KTP 倍频晶体, 锁模激光器, 非线性反射镜。

1 引 言

利用在腔内加非线性倍频晶体来进行激光锁模, 是近两年来发展起来的一种新型锁模技术^[1~3]。由于该项技术具有结构简单、元件耐用和适用光谱范围广等优点, 从而引起了人们的极大兴趣。这种新型被动锁模技术是利用一块非线性倍频晶体和一块对基频光和倍频光有不同反射率的二色性平面反射镜 M 相结合, 而构成一个类似于可饱和吸收体的非线性反射镜, 利用这种非线性反射镜来构成激光谐振腔, 将产生被动锁模的作用^[4,5]。从目前已发表的文献来看, 尚未有这种锁模技术的动力学过程给出满意的理论分析和计算。本文将报道我们的理论研究结果, 并与用倍频晶体 KTP 实现 Nd:YAG 激光锁模的实验相比较, 获得了较好的吻合。这些结论对深入了解和应用该锁模技术都具有较大的实际意义。

2 理论分析和推导

图 1 为用这种新型非线性反射镜锁模的激光腔示意图, 此时非线性反射镜在锁模激光腔内起到了类似于振幅调制器的作用。对于一般高斯光脉冲, 其电场可表示为^[6]

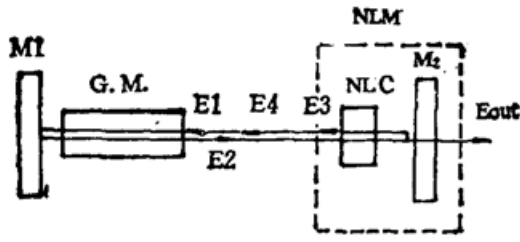
$$E(t) = (E_0/2) \exp(-\alpha t^2) \cdot \exp[i(\omega_p t + \beta t^2)], \quad (1)$$

式中 ω_p 为高斯脉冲的光学频率; 令 $\gamma = \alpha + i\beta$, 其中 α 决定了脉冲的高斯包络; β 表示线性频率漂移; 则该光脉冲的傅里叶变换为

$$E(\omega) = (E_0/2) \sqrt{\pi/\gamma} \exp[-(\omega - \omega_p)^2/4\gamma], \quad (2)$$

根据定义, 脉宽 τ_p 为脉冲轮廓的半功率点之间的时间间隔, 即

$$\tau_p = \sqrt{2 \ln 2 / \alpha}, \quad (3)$$



G. M.—the gain medium; NLC—nonlinear crystal for second harmonic generation; NLM—nonlinear mirror; M1—total reflector for the fundamental wave FW; M2—dichroic output mirror (total reflector for the second harmonic and partial reflector for the fundamental wave FW); $E(t)$ —the electric field pulse profile

Fig. 1 The model laser cavity of modelocking technique based on a novel nonlinear mirror

对于具有均匀展宽线型的激光工作物质, 线中心的振幅增益为^[6]

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

式中 $\Delta\omega_g$ 为激活介质的增益线宽; g 为处于激活介质增益谱线中心频率 ω_a 的光在腔内往返一次的增益; 且 $G = \exp g$; 此时线型仍为高斯型, 即当一个高斯脉冲通过具有这种线型的激活介质时, 将保持高斯型.

对于图 1 中的激光腔, 如 $E_1(\omega)$ 为进入激活介质时的脉冲场强, 则通过激活介质后的脉冲场强应为

$$E_2(\omega) = g_a(\omega) E_1(\omega), \quad (5)$$

考虑到理想情况, 脉冲频率 ω_p 是处在增益谱带中心 ω_a 上 (即 $\omega_p = \omega_a$), 并令

$$A = (1/4\gamma) + [4g/\Delta\omega_g]^2, \quad B = 2g/\Delta\omega_g. \quad (6)$$

则由 (2) 式、(4) 式、(5) 式和 (6) 式, 并将其变换到时间域上, 则有

$$E_2(\omega) = \frac{E_0 G}{4\sqrt{\gamma A}} \exp[-(t-B)^2/4A] \exp(i\omega_a t). \quad (7)$$

进入非线性反射镜后, 返回的脉冲 $E_3(t)$ 为

$$E_3(t) = \sqrt{R_{NL}} E_2(t). \quad (8)$$

若考虑脉冲在往返一周后引入的附加时间延迟 $2L_0/c$, 则脉冲 $E_4(t)$ 应表示为

$$E_4(t) = E_3[t - (2L_0/c)], \quad (9)$$

式中 L_0 为有效激光腔长, c 为光速. 根据文献 [5] 知道, 在 $R_{2\omega} = 1$, 该新型结构腔的非线性反射率 R_{NL} 和倍频转换效率 $\eta(t)$ 分别可表示为

$$R_{NL} = R_\omega \exp[\sigma \eta(t)], \quad (10)$$

$$\eta(t) = \tanh^2[KE_2(t)], \quad (11)$$

式中 σ 是一个仅与 R_ω 有关的正参量; 而 K 是一个仅与倍频晶体有关的参量. 那么在脉冲 $E_2(t)$ 峰值上的转换效率 η_{\max} 可写成

$$\eta_{\max} = \tanh^2[KE_2(t)_{\max}]. \quad (12)$$

则 (11) 式可改写成

$$\begin{aligned} \eta(t) &= \tanh^2\{[E_2(t)/E_2(t)_{\max}] \arctan(\sqrt{\eta_{\max}})\} \\ &\approx \eta_{\max} E_2^2(t)/E_2^2(t)_{\max}, \end{aligned} \quad (13)$$

由 (10)、(13)、(7) 式和用泰勒级数展开并仅保留二次项可得

$$\sqrt{R_{NL}} = \sqrt{R_\omega} \exp\left\{ \frac{\sigma}{2} \eta_{\max} \left[1 - \frac{(t-B)^2}{2A} \right] \right\}. \quad (14)$$

为获得自洽解, 脉冲的包络必须在所有的时间中以相同的调制相位通过调制器, 则脉冲总的往返时间应为调制器的周期 T_m , 这样在考虑了腔内所有光学元件对于脉冲包络可能引入的位相差 Φ 后, 最后的自洽条件为

$$E_1(t - T_m) \exp(-i\Phi) = E_4(t). \quad (15)$$

根据(1)、(7)、(8)、(9)、(14)和(15)式可得

$$\begin{aligned} & (E_0/2) \exp[-\gamma(t - T_m)^2] \exp[i\omega_a(t - T_m)] \exp(-i\Phi) \\ &= (E_0 G/4) (R_\omega/\gamma A)^{1/2} \exp(\sigma\eta_{\max}/2) \exp\{(1 + \sigma\eta_{\max}) \\ & \times [t - (2L_0/c) - B]^2/4A\} \exp\{i\omega_a[t - (2L_0/c)]\}, \end{aligned} \quad (16)$$

由自治方程(16)式中两边对应项相等可得

$$\gamma = (1 + \sigma\eta_{\max})/4A, \quad (17)$$

$$T_m = (2L_0/c) + B, \quad (18)$$

$$\exp(-i\Phi) = (G/2) (R_\omega/\gamma A)^{1/2} \exp[(\sigma\eta_{\max}/2) + i\omega_a B], \quad (19)$$

对于振幅调制器有 $B=0$, 则由(3)式可得该系统的锁模输出脉宽为

$$\tau_p = 2(\sqrt{2 \ln 2/\pi}) \cdot (g/\sigma\eta_{\max})^{1/2} (1/\Delta\nu_g). \quad (20)$$

从上面的理论分析和推导过程, 可得如下结论:

(1) 由(7)式和(6)式知道, 因为 $4g/(\Delta\omega_g)^2$ 是实数, 所以 $|A| > (1/|4\gamma|)$ 即 $4|A| = |\gamma|^{-1}$, 比较(1)式与(7)式可知, 由于激活介质的存在, 谱线宽度变窄亦即脉冲的宽度变宽了。

(2) 由(10)式知道, 该非线性反射镜的反射率随入射光光强的增大而增大, 由于腔内每个光脉冲的两翼光强值比其中间峰值的光强小, 则对应的非线性反射率也小, 从而导致腔内来回传播的光脉冲不断压窄。

由此可知, 该系统的锁模过程存在一种动态平衡, 即高斯脉冲通过激活介质时脉冲的变宽和通过非线性反射镜后脉冲的变窄, 这两者之间只有平衡时才会有稳定的锁模脉冲输出。

3 实验技术

实验装置图如图 2 所示, 图中 P 为偏振器; C.P. 为长为 50 mm、内径为 1.90 mm 的圆形空心波导管, 当把它放在腔内适当位置, 就能在腔内有效地提供基横模运转^[7], 从而在倍频晶体 KTP 中产生

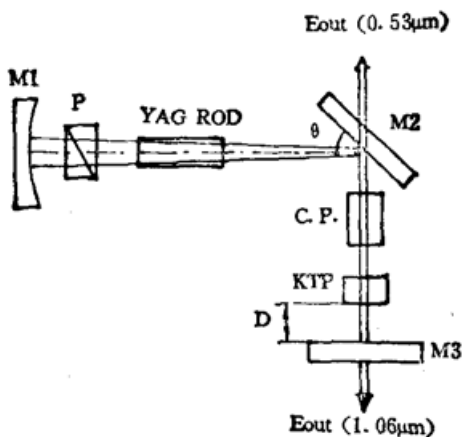


Fig. 2 Experimental set-up

高效率的二次谐波输出; 图中 YAG 激光棒两端都镀有增透膜, 其尺寸为 $\phi 7 \times 80$ mm, 满足第二类位相匹配的 KTP 晶体的尺寸为 $7 \times 7 \times 6$ mm, 且通光面都镀有增透膜, 通光长度为 6 mm, 腔长 L_0 为 1600 mm; 后反镜 M_1 的反射率 $R_1(\lambda = 1.06 \mu\text{m}) > 99.8\%$, 其曲率半径 $r_1 = 2000$ mm; 在光以 $\theta = 45^\circ$ 入射时, 平面分束镜 M_2 的反射率 $R_2(\lambda = 1.06 \mu\text{m}) > 99.8\%$ 、 $R_2(\lambda = 0.53 \mu\text{m}) < 1\%$; 二色性平面输出镜 M_3 的反射率是 $R_3(\lambda = 1.06 \mu\text{m}) = 16\%$ 、 $R_3(\lambda = 0.53 \mu\text{m}) > 99.8\%$.

图 2 中的锁模元件是由晶体 KTP 和二色性平面输出镜 M_3 相结合而构成的非线性反射镜^[5]。锁模激光的输出特性用数字能量计以及一个快速响应(≤ 0.5 ns)的光电二极管和 Tek. 485 型示波器(300 MHz)构成的探测系统来观测, 锁模脉冲的时间宽度则用 C1587 型条纹照相机直接测定。

4 实验结果、分析和讨论

在重复率为 1 Hz 的脉冲 Nd:YAG 激光器上进行实验。仔细调节腔内倍频晶体 KTP, 使其处于最佳的相位匹配条件下; 当锁模未发生时, 基频光($\lambda=1.06 \mu\text{m}$)和倍频光($\lambda=0.53 \mu\text{m}$)的平均输出能量分别为 13.4 mJ 和 63 μJ , 且激光输出脉冲包络宽度约为 500 ns; 当 KTP 晶体和镜 M_3 之间距离 D 在 45 mm ~ 56 mm 或 107 mm ~ 118 mm 范围内取值时, 就能观察到 100% 幅度变化的锁模脉冲列, 且脉冲列的包络被限制在 300 ns 之内, 此时, 基波和二次谐波的场振幅瞬时极值都得到很大的提高, 并可测出相邻锁模脉冲之间的间隔是 10.7 ns, 此值恰好对应于光子在 1600 mm 长的腔内来回运行一周的时间。在最佳锁模状态下, 测得锁模激光脉冲列的输出平均能量 $\bar{E}_{\text{out}}(1.06 \mu\text{m})$ 和 $\bar{E}_{\text{out}}(0.53 \mu\text{m})$ 分别约为 13 mJ 和 1.5 mJ, 对于 0.53 μm 的锁模脉冲, 其宽度约为 7.6 ps ~ 16.3 ps, 与此相应的 1.06 μm 的锁模脉冲宽度约为 10.7 ps ~ 23 ps。图 3 展示出其中一个锁模脉冲波形的测量结果。

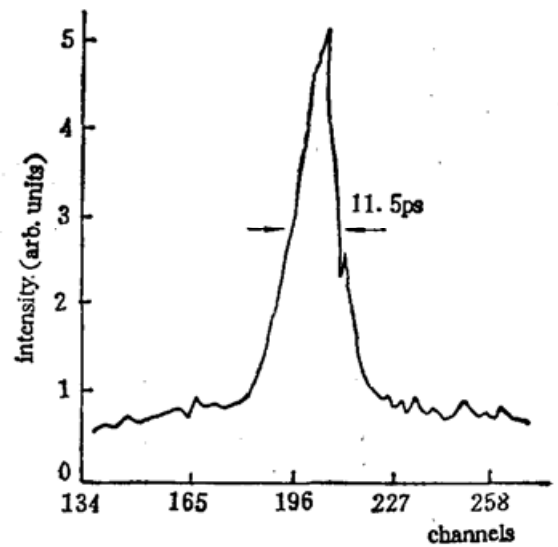


Fig. 3 Streak-camera record of an individual ultrashort laser pulse at 0.532 μm revealing a pulse duration of 11.5 ps (FWHM). The sweep rate is 0.82 ps/c/channel

根据上述实验测量结果, 并考虑到二次谐波被二色性镜 M_3 反射后重新返回 KTP 晶体中时将会有部分谐波能量耦合成为基频光的能量, 这样可估算出基频光从 YAG 棒向二色性镜

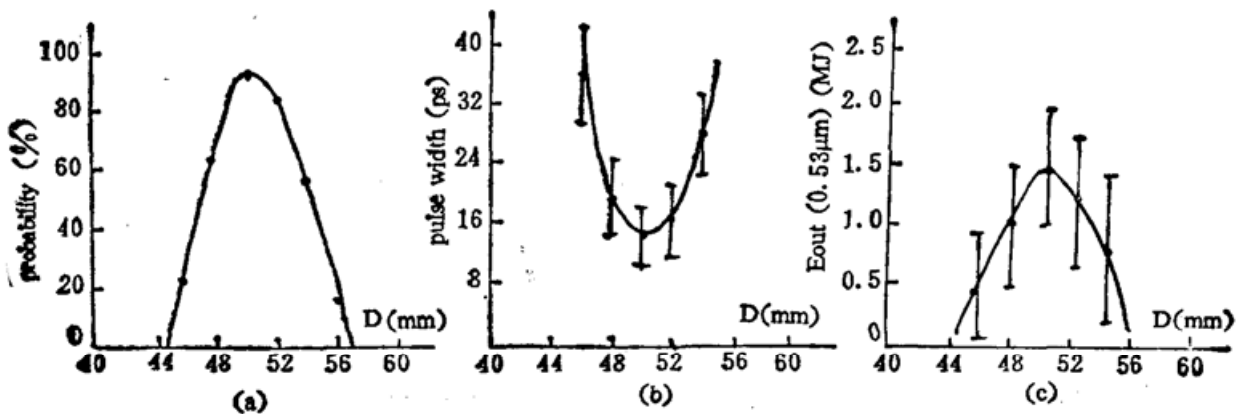


Fig. 4 Mode-locking probability (a), pulse width at 1.06 μm (b) and output energy at 0.532 μm (c), as functions of the distance D between the nonlinear crystal KTP and the dichroic mirror M_3 , respectively

M_3 传播过程中,通过晶体时转变成倍频光的效率 η 在 6.3%~19% 范围内.

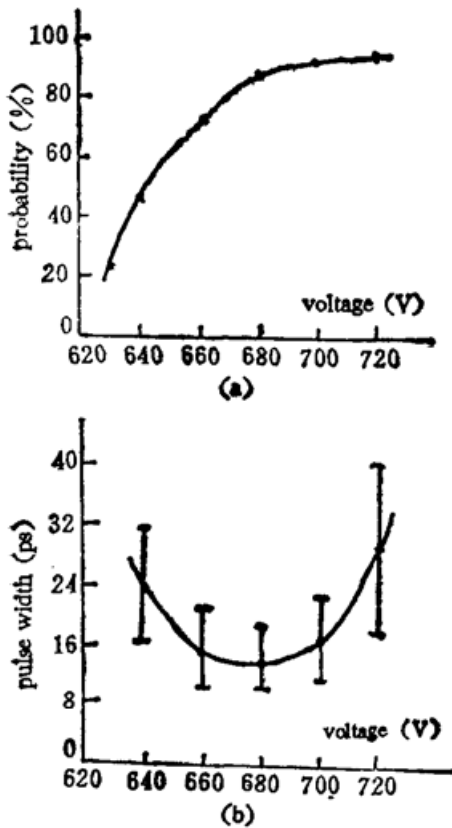


Fig. 5 Mode-locking probability (a) and pulse width at $1.064\mu\text{m}$ (b), as functions of operating voltage for the pulsed Nd:YAG laser, respectively

在本实验中, Nd:YAG 激光的增益线宽 $\Delta\nu_g$ 为 120 GHz, $R_\omega = 16\%$, $R_{2\omega} \approx 100\%$; 根据参考文献 [5] 可知此时 $\sigma = 1.07$, 算出其对应于 η_{\max} 为 9% 和 27% 的 g 值分别为 0.91 和 0.77, 则根据 (20) 式算出该激光系统基频光的锁模脉冲宽度在 10.1 ps~19.2 ps 范围内, 这个理论值和实验测量值吻合得相当好.

下面讨论各种参数对该锁模激光输出特性的影响. 首先, 晶体 KTP 和镜 M_3 之间的距离 D 能在很大程度上决定激光锁模的成功率、脉冲宽度以及倍频光输出能量大小; 图 4 给出了 D 与这些特性参数之间的关系曲线. 实验发现 D 仅在某些区域内取值时才能产生锁模效应, 并且这些区域之间的间距为 62 mm, 该值正好是基频光 ($\lambda = 1.06\mu\text{m}$) 和倍频光 ($\lambda = 0.53\mu\text{m}$) 在空气中传播时, 由于空气色散而引起 2π 位相差的距离^[6], 这个实验结果很好地验证了这种新型非线性反射镜的作用机理^[4,5]. 另外, 泵浦速率也存在一个最佳值, 那时的锁模效果最好; 图 5 给出了激励的脉冲氙灯工作电压与锁模成功率和输出脉冲宽度的关系曲线.

本实验演示的重复率脉冲锁模激光系统的输出能量起伏较大, 有时在输出中会包含几个重叠的脉冲列. 作者认为: 由于谐振腔内存在着子腔, 即存在着标准具效应, 且腔内的热稳定性不佳以及 KTP 晶体没有处于最佳锁模位置等原因都会导致这些不良现象发生. 另外, 在锁模输出脉冲序列中, 各个脉冲宽度是不相同的, 通过改变条纹机的光电延时, 分别按时序监测锁模脉冲列中的各个脉冲, 测量表明: 前面脉冲宽度比后面脉冲宽度要大一些, 这个特性恰好与用饱和吸收染料锁模脉冲列的规律相反. 最后值得一提的是, 这种新型非线性反射镜压窄激光脉宽的极限, 仅由在腔内传播时的群速色散决定, 所以它与饱和吸收锁模染料相比, 具有响应时间快、耐用性好、简便和适用光谱范围广等优点.

作者衷心感谢本所黄旭光博士、蔡志岗博士和曾学然等老师在实验过程中给予的帮助和支持, 同时还要感谢 K. A. Stankov 教授、W. Sibbett 教授以及朱晓农博士对本研究工作的有益帮助和讨论.

参 考 文 献

- [1] K. A. Stankov, V. Kubecek, K. Hamal, Mode locking of a Nd:YAlO₃ laser at the $1.34\mu\text{m}$ transition by a second-harmonic nonlinear mirror. *Opt. Lett.*, 1991, **16** (7): 505—507
- [2] Lü Zhonguo, Wu Qi, Li Qingxin *et al.*, Study of ultrashort pulse generation in a pulsed Nd:YAG laser with an auxiliary nonlinear cavity. *Proceedings of the seventh international Symposium on ultrafast Processes in Spectroscopy*, Ed. by A. laubereau, A. Seilmeier, Bristol, 20P, 1992: MoP7

- [3] T. F. Carruthers, I. N. Duling III. Passive laser mode locking with an antiresonant nonlinear mirror *Opt. Lett.*, 1990, **15** (14): 804~806
- [4] K. A. Stankov, A mirror with an intensity dependent reflection coefficient. *Appl. Phys.*, 1988, **45B** (2): 191~195
- [5] 吕振国,李庆行,余振新. 一种新型非线性反射镜设计的理论分析, *激光技术*, 1992, **16** (2): 93~98
- [6] D. J. Kuizenga, A. E. Siegman, FM and AM mode locking of the homogeneous laser—Part 2: Theory and Part II: Experimental. *IEEE J. Q. E.*, 1970, **6** (11): 694~715
- [7] 吕振国,符昌海,周建英等. 一种适用于脉冲 Nd³⁺:YAG 激光器的新型横模控制谐振腔, *光学学报*, 1992, **12**(3): 285~288
- [8] J. M. Yarborough, J. Falk, C. B. Hitz, Enhancement of optical second harmonic generation by utilizing the dispersion of air. *Appl. Phys. Lett.*, 1971, **18** (3): 70~73

Study of pulsed Nd: YAG laser mode-locked by KTP crystal

LÜ ZHENGUO LI QINGXING YU ZHENXIN

(Institute for laser and Spectroscopy, Zhongshan University, Guangzhou 510275)

(Received 4 June 1991; revised 9 December 1991)

Abstract

A systematical study on pulsed Nd:YAG laser mode-locked by intracavity frequency-doubling crystal KTP is presented in this paper. The expression for the output pulse width and a comparison with the experimental results are given. It shows that the theoretical calculations agree with the experimental results dramatically. The effects of varying each experimental parameters on the properties of laser output are also analyzed and discussed.

Key words intracavity frequency-doubling crystal KTP, mode-locking laser, nonlinear mirror.