

瞬态同步泵浦锁模若丹明染料激光 的模拟分析及相应实验结果

罗宁一 陈绍和 陈庆浩 曹渭楼 邓锡铭

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

用速率方程方法模拟计算了瞬态同步泵浦激光脉冲的发展过程,着重分析了十二次调制所特有的瞬态特性,计算了泵浦强度对光脉冲的影响。计算结果,激光脉冲经历一个先变窄后展宽,再趋于动态平衡的过程;增益调制仅在前几次泵浦下有调制作用;泵浦越强,激光脉冲越宽。用1.25(ps/channel)的条纹相机进行精确实时测量,得到了定性一致的实验结果。

用锁模 Nd³⁺ YAG 倍频脉冲序列同步泵浦的染料激光器国内外均有报道^[1,2], 美国海军实验室 L. S. Goldberg 等^[1]较细致地研究了这种仅有十几次调制的同步泵浦锁模染料激光的时间和光谱的瞬态特性。但尚无理论分析见于报道,有些文献甚至根据稳态运转同步泵浦锁模的理论计算分析实验结果。对于仅有十几次调制的瞬态同步泵浦锁模,因泵浦超阈值高、调制次数少、远非稳态运转,具有特有的瞬态特征。本文报道在这方面所做的一些工作。

一、光脉冲发展的速率方程模拟处理

染料介质采用四能级结构(图1),考虑在增益介质中激光脉冲与泵浦脉冲的单次作用。设能级1、3的驰豫足够快,不考虑其影响,有速率方程组:

$$\begin{cases} \frac{\partial n_2}{\partial t} = n_0 \sigma_a I_p(x, t) - n_2 \sigma_e I_l(x, t) - \frac{n_2}{T}, & (1) \end{cases}$$

$$\begin{cases} n_0 + n_2 = N_T, & (2) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) I_l(x, t) = \sigma_e n_2 I_l(x, t), & (3) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) I_p(x, t) = -\sigma_a n_0 I_p(x, t), & (4) \end{cases}$$

其中 N_T 是单位体积总粒子数, $I_l(x, t)$ 是激光脉冲, $I_p(x, t)$ 是泵浦脉冲, σ_a 、 σ_e 分别是吸收和发射截面, T 是荧光寿命。

用旋转坐标变换:

$$\begin{cases} \zeta = t + x/c, \\ \eta = t - x/c, \end{cases}$$

(3)、(4)两式变为:

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} I_i(\zeta, \eta) = \frac{c}{2} \sigma_e n_2 I_i(\zeta, \eta),$$

$$\frac{\partial}{\partial \eta} I_p(\zeta, \eta) = -\frac{c}{2} \sigma_a n_0 I_p(\zeta, \eta),$$

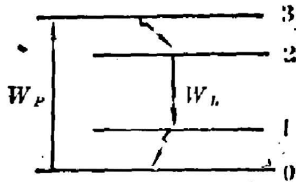


Fig. 1 Diagram of dye energy levels

两边对变量 ζ 积分, 有:

$$\begin{aligned} I_i(\zeta = \eta, \eta) &= I_{i0}(\zeta = \eta, \eta) \exp\left(\int_{\zeta}^{\eta} \frac{c}{2} \sigma_e n_2 d\zeta'\right) \\ &= I_{i0}(\eta) \exp[G(\eta)], \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} I_p(\zeta = \eta, \eta) &= I_{p0}(\zeta = \eta, \eta) \exp\left(-\int_{\zeta}^{\eta} \frac{c}{2} \sigma_a n_0 d\zeta'\right) \\ &= I_{p0}(\eta) \exp\left[\frac{\sigma_a}{\sigma_e} (G(\eta) - G_T)\right], \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $I_{i0}(\eta)$ 、 $I_{p0}(\eta)$ 为进入增益介质前的光强, G_T 、 $G(\eta)$ 定义为:

$$G(\eta) = \frac{c}{2} \int_{\zeta}^{\eta} \sigma_e n_2 d\zeta', \quad (7)$$

$$G_T = \frac{c}{2} \int_{\zeta}^{\eta} \sigma_e N_T d\zeta' = \sigma_e N_T d, \quad (8)$$

d 为增益染料盒厚。 G_T 为小信号增益值, $G(\eta)$ 为增益调制系数。

对(1)式作旋转变换, 并两边对 η 积分:

$$\frac{\partial n_2}{\partial \zeta} + \frac{\partial n_2}{\partial \eta} = -\frac{n_2}{T} - \frac{2}{c} \left(\frac{\partial}{\partial \zeta} I_i(\zeta, \eta) + \frac{\partial}{\partial \eta} I_p(\zeta, \eta) \right) \quad (9)$$

$$\rightarrow \frac{\partial G(\eta)}{\partial \eta} + \frac{G(\eta)}{T} + \sigma_e \{ [I_i(\eta) - I_{i0}(\eta)] + [I_p(\eta) - I_{p0}(\eta)] \} = 0, \quad (10)$$

其中(9)式左边第二项积分后可略去。这样就得出了泵浦脉冲与激光脉冲在增益介质中单次相互作用的耦合方程。变量 $\eta = t - \frac{x}{c}$ 为局域时间坐标, 其物理意义是在进行数学处理时将增益介质的模体积归缩为一个点, 计算简便。

泵浦源为主被动锁模 Nd^{3+} YAG 倍频脉冲序列, 设单个泵浦脉冲为高斯形, 整个包络也是高斯形, 泵浦脉冲序列表示为:

$$I_{N,p}^0(\eta) = I_p^0 \exp\left[-\frac{4 \ln 2 (\eta - N\tau_t)^2}{\tau_0^2}\right] \cdot \exp\left[-\frac{4 \ln 2 (N - N_0)^2}{N_0^2}\right], \quad (11)$$

其中 $I_{N,p}^0(\eta)$ 表示为序列中第 N 个脉冲幅值, I_p^0 为序列中最大单脉冲幅值, τ_t 为脉冲间隔, τ_0 为脉冲宽度, N_0 为半宽处脉冲数。

腔长匹配时, 泵浦脉冲与激光脉冲之间的同步性不受外界影响。 $N=0$ 的泵浦脉冲 $I_{0,p}^0(\eta)$ 在增益介质中产生增益, 经受激辐射放大, 形成初始激光脉冲信号 $I_{0,i}(\eta)$, 其经受一个线性损耗 α 后完成腔内一次渡越与 $N=1$ 的泵浦脉冲同步进入增益介质, 接受 $I_{1,p}^0(\eta)$ 的调制产生 $I_{1,i}(\eta)$, 这样往返调制, 逐次计算, 就得到了 $I_{N,i}(\eta)$ 的结果。所采用的计算方法与一般稳态运转有本质的不同, 稳态运转往往是用 Siegman 发展的自洽再现的方法进

行^[3,4],而是这里实时进行逐次分析。

设 $I_{0,i}(\eta)$ 为罗伦兹形,取:

$$I_{0,i}(\eta) = I_i^0 [1 + (\eta - \tau)^2 / (\eta_0^2)]^{-1}, \quad (12)$$

其中 I_i^0 为幅值, τ_0 为相对泵浦脉冲延迟, η_0^2 为脉冲宽度。

逐次计算的公式:

$$\frac{dG_N(\eta)}{d\eta} + \frac{G_N(\eta)}{T} - \sigma_s \left\{ I_{N-1,i}(\eta) [1 - \exp(G_N(\eta) - \alpha)] + I_{N,s}^0(\eta) \left[1 - \exp\left(\frac{\sigma_a}{\sigma_s}(G_N(\eta) - G_T)\right) \right] \right\} = 0, \quad (13)$$

$$I_{N,i}(\eta) = I_{N-1,i}(\eta) \exp\{G_N(\eta) - \alpha\}. \quad (14)$$

计算参数选取, $G_T = 5$, $T = 5$ ns, $\sigma_s = 2\sigma_a = 4 \times 10^{-16}$ cm², $\tau_i = 8.2$ ns, $\eta_0 = 50$ ps, $\eta_0^2 = 150$ ps, $\tau = 5$ ps, $N_0 = 6$, $\alpha = 0.4$, $I_i^0 = 1 \times 10^9$ (photo·cm⁻²·ps⁻¹), 由 $I_{0,i}(\eta)$ 开始, 逐次送进 $I_{N,s}^0(\eta)$, 进行数据计算。初值 $\eta = 0$, $G(\eta) = 0$ 计算步长 0.1 ps, 每次调制计算程长 0~250 ps, 每隔 5 ps 打印一个输出结果, 计算用 ALGOL 语言在 TQ-16 机上进行。

图 2 给出了几种泵浦强度下同步泵浦激光脉冲的逐次发展。图 3 给出了两种不同泵浦强度下各次增益调制系数 $G(\eta)$ 的形式。增益调制系数 $G(\eta)$ 对脉冲的形成和发展有关键的影响。由图 3 可见, 各次调制下的 $G_N(\eta)$ 完全没有周期性, N 较大时, $G_N(\eta)$ 便几乎完全失去调制作用, 激光脉冲与泵浦脉冲在增益介质中相互作用达到动态平衡。泵浦越强, $G_N(\eta)$ 便越快的失去作用。由图 2 可见, 激光脉冲形成过程, 脉宽先达到最窄, 然后展宽, 趋于动态平衡。泵浦越强, 激光脉冲达到动态平衡越快, 但最终脉宽变宽。激光脉冲与泵浦脉冲的相互作用

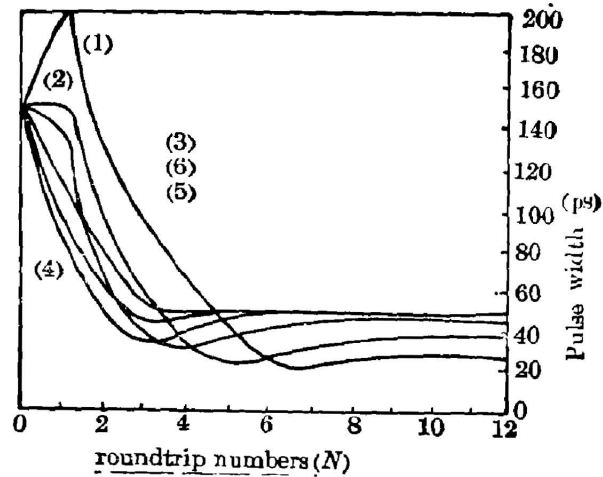


Fig. 2 Calculated results of laser pulse evolution in each round-trip

- (1) $I_p^0 = 5 \times 10^{13}$ (photo·cm⁻²·ps⁻¹)
- (2) $I_p^0 = 10 \times 10^{13}$ (photo·cm⁻²·ps⁻¹)
- (3) $I_p^0 = 20 \times 10^{13}$ (photo·cm⁻²·ps⁻¹)
- (4) $I_p^0 = 50 \times 10^{13}$ (photo·cm⁻²·ps⁻¹)
- (5) $I_p^0 = 100 \times 10^{13}$ (photo·cm⁻²·ps⁻¹)
- (6) $I_p^0 = 200 \times 10^{13}$ (photo·cm⁻²·ps⁻¹)

限制了激光脉冲变窄。由此可见, 泵浦强度对激光脉冲有至关重要的影响, 增益调制系数“ $G(\eta)$ ”仅在激光脉冲较弱时的初几次调制下能形成一定的形状对激光脉冲起调制作用。当激光脉冲增强后, 便不会形成有效的“ $G(\eta)$ ”, 增益介质仅是泵浦脉冲与激光脉冲的平衡媒质, 其不断将泵浦能量传递给激光脉冲, 维持两者在增益介质中达到动态平衡。这一相互作用限制了激光脉冲变窄, 但保证了泵浦脉冲相对激光的同步性。

改变 α 和 G_T 的计算不会在本质上改变瞬态运转特性, 这里就不讨论了。对激光脉冲与泵浦脉冲的同步性的计算表明, 泵浦越强, 同步性越好。

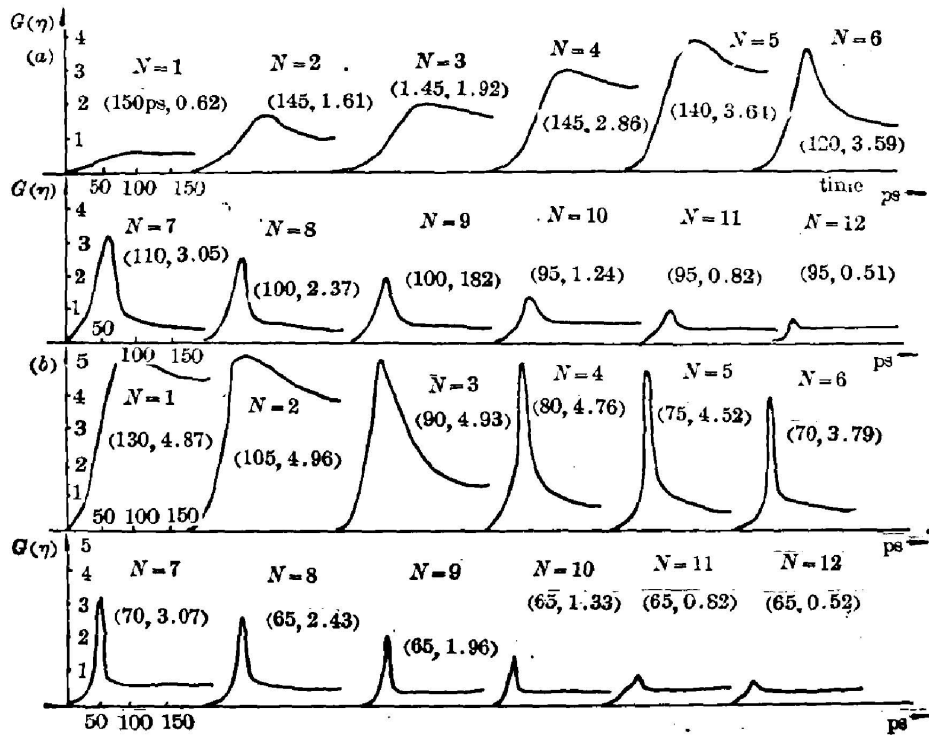


Fig. 3 The shape of " $G(\eta)$ " at each modulation (The maximum position of " $G(\eta)$ " is marked in the diagram)

(a) $I_p^2 = 5 \times 10^{13}$ (photo·cm⁻²·ps⁻¹) (0.1 mJ); (b) $I_p^2 = 50 \times 10^{13}$ (photo·cm⁻²·ps⁻¹) (1 mJ)

二、实验结果

实验装置见图 4 用 Nd^{3+}YAG 锁模倍频序列作泵浦, 为提高泵浦稳定性, 采用主被动锁模。主动调制用熔石英介质声光调制器, 被动用循环流动的五甲川-1, 2 二氯乙烷溶液, 振荡器输出后用一级放大控制泵浦能量变化。倍频晶体为 II 类匹配 KDP。振荡器输出激光水平偏振, 倍频光为 45° 偏振。振荡器输出主被动锁模脉冲序列照片如图 5 所示, 脉冲

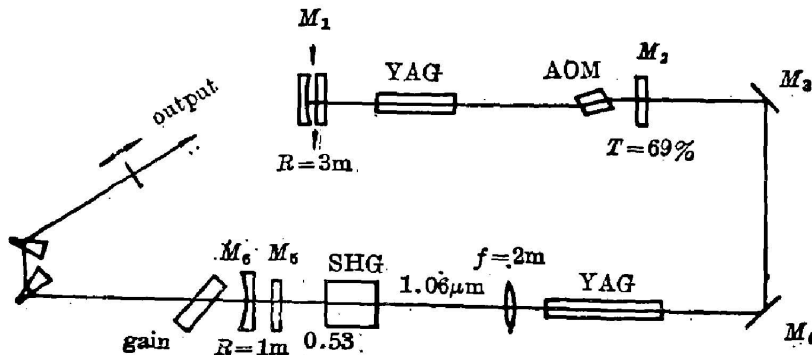


Fig. 4 Schematic diagram of the experimental arrangement M_5, M_6 : dichroic mirror

间隔 8.216 ns , 约 12 个脉冲, 激光器工作 1 pps , 改变放大电压, 可提供能量 $6 \text{ mJ} \sim 10 \text{ mJ}$ 的 $0.53 \mu\text{m}$ 泵浦序列。同步泵浦染料激光腔长与泵浦腔长一倍匹配, 增益染料盒厚 5 cm , 成布氏角放置, 两块 ZF-7 棱镜成布氏角放置进行调谐, 染料腔允许水平偏振激光振荡, 透过率为 19% 的输出端安放在可精确调置的平移架上。增益染料分别采用浓度为 10^{-4} M 的 Rh6G 乙醇溶液、Rh6G 乙二醇溶液和 RhB 甲醇溶液。在染料腔不谐振的情况下, 用同轴强流管匹配 500 MHz 高频示波器, 观察到染料自发辐射受激发大脉冲序列, 其个数和形状完全等同于泵浦脉冲序列。这说明各次泵浦脉冲完全独立地作用于染料介质。调整染料激光腔和腔长至激光输出最强, 此为腔长匹配位置^[1], 示波器上观察到染料激光 $8 \sim 10$ 个脉冲, 调谐色散棱镜, 更换增益染料, 可得到 $560 \text{ nm} \sim 620 \text{ nm}$ 之间调谐输出。用 $1.25(\text{ps}/\text{channel})$ 的条纹相机测量脉宽, 脉冲序列经一双 45° LiNO_3 晶体和冷阴极管选脉冲开关选出单脉冲, 并送进条纹相机实时测量。

图 6(a) 给出条纹相机扫出的泵浦脉冲, 脉宽为 26 ps ($0.53 \mu\text{m}$), 相当 $1.06 \mu\text{m}$ 约 36 ps 。增益介质用 Rh6G 乙二醇溶液, 调谐染料激光在 $\lambda = 598 \text{ nm}$ 工作, 泵浦能量约 9 mJ , 测得染料激光脉宽 30 ps , 见图 6(b); 减小泵浦约 20%, 测得染料激光脉宽 26 ps , 见图 6(c)。增益介质采用 RhB 甲醇溶液, 调谐波长在 $\lambda = 614 \text{ nm}$ 工作, 绿光泵浦能量约 10 mJ , 测得染料激光脉宽 38 ps (图 6(d)), 减小泵浦约 20%, 测得染料激光脉宽 23 ps (图 6(e))。在两种增益介质、两个波长上均观察到泵浦越强, 激光脉宽越宽。泵浦减弱, 脉冲变窄, 且变光滑些。

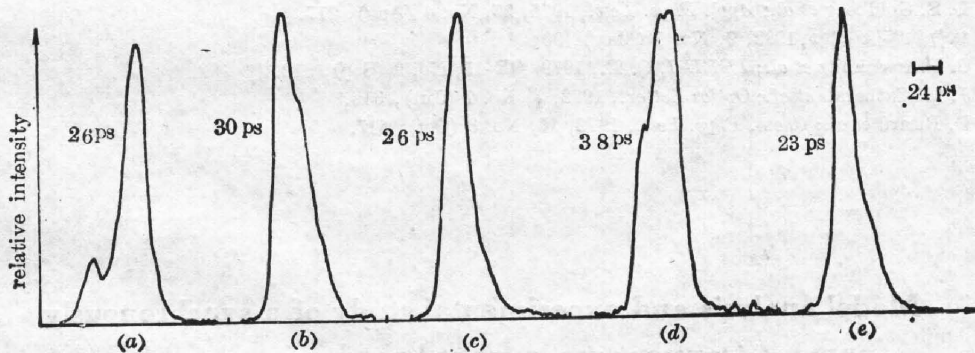


Fig. 6 Laser pulses taken on a streak-camera

三、结论与分析

由计算分析表明, 在增益介质中瞬态同步泵浦过程中的激光脉冲与泵浦脉冲相互强烈作用, 当激光脉冲足够强时, 增益介质仅起平衡媒质的作用, 维持两者动态平衡。Rh 染料溶液的振荡弛豫时间 $< 10 \text{ ps}$ ^[6], 在 26 ps 的泵浦脉冲范围内, 这种相互作用是完全可以存在的, 其物理图像表现为染料介质激活粒子的“往返循环效应”, 激活粒子吸收泵浦能量跃迁至上能级, 激光脉冲立即通过受激辐射将其耗至下能级, 介质不可能形成有效的增益积累。该

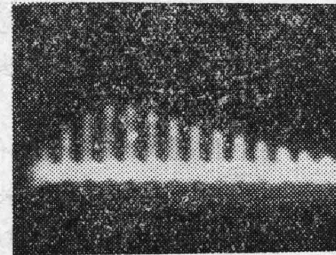


Fig. 5 Photograph of the pulse-train from active/passive mode-locked YAG laser

效应存在于整个泵浦脉宽范围内,限制了激光脉冲变窄,泵浦越强,该效应持续的时间越长,导致最终激光脉冲变得越宽,该物理图像与实验结果一致。若要获得变窄的脉冲,必须设法消除这种相互作用,其方法是设置染料腔长正失谐^[1],但脉冲的同步性破坏,转换效率下降。

腔长匹配时,在正常工作状况下,测得的激光脉宽宽于泵浦脉冲,这一点与文献[1]的报道是一致的。但与计算结果略有差异。计算结果中,激光脉宽不会超出泵浦脉宽,这主要是因计算公式过于简便,仅考虑时间发展过程,没有考虑振荡带宽的影响。由实验结果可见,脉冲并不光滑,只有在振荡模式全部锁定的情况下,方可只考虑时间过程。

对于稳态运转同步泵浦,激光脉冲的光子密度远高于泵浦脉冲的,激光脉冲经过增益介质时可忽略泵浦脉冲的影响,增益的形成取决于泵浦脉冲的积分,激光脉冲主要取决于周期性增益开关 $G(\eta)$ 的调制。从这一点上说,瞬态同步泵浦锁模与其它锁模有些不同,当趋于动态平衡后,便不再存在增益耗尽效应,完全失去增益调制作用,而有点象强迫锁定运转。这一本质差异导致了瞬态同步泵浦锁模在光脉冲性能与腔长失谐等方面表现出很多不同之点,这些研究结果将陆续报道。

结论:通过模拟计算,揭示了瞬态同步泵浦锁模的物理本质在于激光脉冲与泵浦脉冲的强烈相互作用导致动态平衡,这一物理图像对于理解瞬态同步泵浦光脉冲性能是关键,计算结论与实验结果定性一致。瞬态同步泵浦锁模特有的同步性决定了它在同步探测和微微秒非线性光学等方面的独特用途。

参 考 文 献

- [1] L. S. Goldberg *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1975, **27**, No. 4 (Aug), 317.
- [2] 林位株等;《激光》,1982, **9**, No. 5 (May), 50.
- [3] C. P. Ausschnitt *et al.*; *IEEE J. Q. E.*, 1979, **QE-15**, No. 9 (Sep), 312.
- [4] J. M. Catherall *et al.*; *Optics Letter.*, 1982, **7**, No. 7 (Jul), 319.
- [5] D. Ricard *et al.*; *Chem. Phys. Lett.*, 1972, **16**, No. 3 (Oct), 617.

Model analysis and experimental study of a synchronously pumped transient mode-locked rhodamine dye laser

LUO NINGYI, CHEN SHAOHUO, CHEN QINHAO,

CAO WELLOU AND DENG XIMING

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 19 December 1985; revised 28 February 1986)

Abstract

The evolution of light pulses from a synchronously pumped transient mode-locked rhodamine dye laser has been calculated by using the rate equation method.

The transient characteristics of the system with only 12-round-trip modulation are analysed. The real time observed on a streak camera with 1.25(ps/channel) is in a qualitative agreement with the computed results.

Effects of the pump power on the laser pulse width are calculated. We found that the laser pulses first become shorter, then become longer and finally tend to a dynamic equilibrium. The gain modulation plays a role only in the former part of laser pulse round-trips; the laser pulse width becomes longer as the pump increases.