

染料激光可调谐序列脉冲的理论研究

潘安培 汤星里

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文建立了研究可调谐序列脉冲的振荡-间歇放大模型。它由三组速率方程组成,分别代表脉冲列形成过程中的振荡、间歇和放大三个阶段。根据该模型计算了介质的增益、脉冲列的幅度和光谱行为,研究了脉冲列的形成和发展过程。结果表明:(1)序列脉冲的一个周期内,增益系数大致在阈值上下波动,显示了增益饱和效应。(2)脉冲调制度和频率锁定效率随时间而有所下降,但在0.4 μs时间内,脉冲调制度优于98%,频率锁定效率优于95%。(3)窄带运转的脉冲幅度接近宽带运转,这意味着由于谱线压窄引起的能量损耗不大。理论运算与实验结果基本一致。

一、前 言

注入锁频是染料激光向高能窄带方向发展的重要手段,利用这种方法调谐可以避免插入损耗,提高调谐效率。近年来出现了一种依靠增益饱和效应产生毫微秒序列脉冲的方法——准锁模运转^[1,2]。不久前曾报道了将注入锁频和准锁模运转原理结合起来,产生可调谐毫微秒脉冲列的实验结果^[3]。本文试图建立一种振荡-间歇放大模型,对这种可调谐序列脉冲的形成发展过程进行理论描述。

二、基本方程组

染料的能级如图1所示。图中 α_{S_1} 、 β_{S_1} 是基态的两个振动能级, s_2 、 s_3 分别是激发态的两个振动能级, T_1 是三重态。受激辐射产生于 s_2 和 β_{S_1} 之间。由于 s_3 到 s_2 以及 β_{S_1} 到 α_{S_1} 之间无辐射弛豫过程很快(10^{-12} sec),因此近似地可以将激励过程中的 s_3 能级上粒子数忽略,将 β_{S_1} 能级上的粒子数认为是常数,它由玻耳兹曼定律所确定。

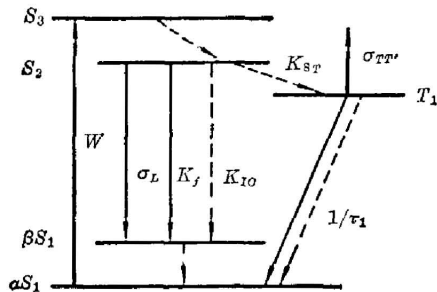


图1 染料分子能级图

Fig. 1 The energy-level diagram of a dye molecule

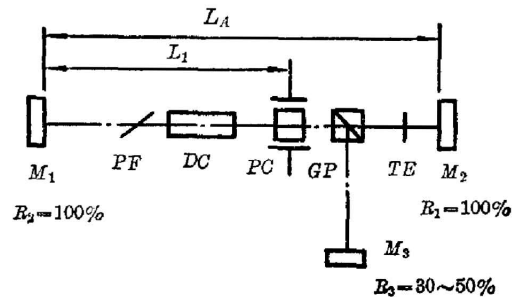


图2 实验原理图

Fig. 2 Schematic diagram of the experiment

图 2 是产生可调谐毫微秒序列脉冲原理图。图中, M_1 、 M_2 是全反射镜, M_3 是部分反射镜, PF 为偏振片, PC 为普克耳盒, GP 为格兰棱镜, TE 为调谐元件。 M_1 、 M_2 组成 A 腔, M_1 经 GP 与 M_3 组成 B 腔, B 腔腔长 L_B 大于 A 腔腔长 L_A 。偏振片和格兰棱镜都只允许平行于纸面的偏振态透过, 垂直于纸面的偏振态被反射, 并与普克耳盒组成光束转换开关。振荡首先在 A 腔内进行, 在适当的时刻用光开关将 A 腔关闭, B 腔打开, 并把 A 腔内处于 L_1 段的单色光子流注入 B 腔。这段光子流长度为 $2L_1$, 它在 B 腔内往返传输, 形成初始的脉冲调制。之后, 增益饱和效应维持了脉冲调制, 频率锁定效应保持了光子流的单色性, 从而输出一列单色脉冲, 其脉冲宽度为 $\Delta\tau = 2L_1/C$, 脉冲周期为 $\Delta T = 2L_B/C$ 。下面用振荡-间歇放大模型对上述产生序列脉冲的过程进行理论描述。上述过程一般地可分为三个阶段: A 腔振荡为一个阶段, 这是一种选模(纵模)振荡过程; B 腔内的行为是一种包含被选模与非被选模竞争效应在内的间歇放大过程。它可进一步分为两个阶段, 以普克耳盒 PC 为界, 当光子流位于 PC 与 M_3 之间时称为间歇阶段, 当光子流位于 M_1 与 PC 之间时称为放大阶段。将染料能级视为四能级系统, 考虑到三重态的辐射以均匀加宽为主, 并假定在它的荧光带内, 每个模的增益系数相等, 光开关的上升时间忽略不计。在以上条件下, 用 q 表示所有被选模光子密度, P 表示所有其它模光子密度, 可以列出以下三组速率方程。

1. A 腔振荡方程

A 腔内由于调谐元件的限制, 非被选模光子密度只能保持在自发辐射的水平, 根据图 1, 可列出如下方程组:

$$\left. \begin{aligned} dN_2/dt &= W(t) - C\sigma_L(q+P)(N_2 - \beta N_1) - N_2/\tau_f, \\ dN_T/dt &= K_{st}N_2 - N_T/\tau_T, \quad N_1 + N_2 + N_T = N, \\ dq/dt &= C\sigma_L q F_A(N_2 - \beta N_1) - q\alpha_A - C\sigma_{TT'}F_A N_T + 0.84N_2 f_q F_A/\tau_f, \\ dP/dt &= 0.84N_2 f_P F_A/\tau_f. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

2. B 腔间歇方程

在间歇阶段中, 注入光子流不经过增益介质。考虑到被选模带宽 $\Delta\nu$ 远小于荧光带宽 $\Delta\nu_f$, 因而产生的被选模光子数与非被选模光子总数相比可以忽略, 此时方程组为:

$$\left. \begin{aligned} dN_2/dt &= W(t) - C\sigma_L P(N_2 - \beta N_1) - N_2/\tau_f, \\ dN_T/dt &= K_{st}N_2 - N_T/\tau_T, \quad N_1 + N_2 + N_T = N, \\ dP/dt &= C\sigma_L F_B P(N_2 - \beta N_1) - P\alpha_B - C\sigma_{TT'}F_B P N_T + 0.84N_2 f_P F_B/\tau_f. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

3. B 腔放大方程

在放大阶段中, 被选模与非被选模光子同时获得放大, 其速率方程组为:

$$\left. \begin{aligned} dN_2/dt &= W(t) - C\sigma_L(P+q)(N_2 - \beta N_1) - N_2/\tau_f, \\ dN_T/dt &= K_{st}N_2 - N_T/\tau_T, \quad N_1 + N_2 + N_T = N, \\ dq/dt &= C\sigma_L F_1 q(N_2 - \beta N_1) - q\alpha_1 - C\sigma_{TT'}F_1 q N_T + 0.84N_2 f_q F_1/\tau_f, \\ dP/dt &= C\sigma_L F_B P(N_2 - \beta N_1) - P\alpha_B - C\sigma_{TT'}F_B P N_T + 0.84N_2 f_P F_B/\tau_f, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

以上方程组中, t 是时间, N_1 、 N_2 、 N_T 分别是基态、激发态、三重态粒子密度, α_1 、 α_A 、 α_B 分别是腔内光子在各阶段的衰减速率, F_1 、 F_A 、 F_B 是有关几何因子 ($F_i = L_D/L_i$, L_D 是染料管长, L_i 代表 L_1 、 L_A 、 L_B), C 是光速。 $W(t)$ 是泵浦速率, 假设泵浦速率是高斯型, 可表示为 $W(t) = W_0 \exp[-(\sqrt{\ln 2} t/T)^2]$, 式中 W_0 是峰值泵浦速率, T 是泵浦脉冲半宽度。 f_q 、

f_P 分别是自发辐射与 q 、 P 模的腔模耦合系数, 其中 $f_q = \theta \Delta\nu / 4\pi \Delta\nu_j$, $f_P = \theta^2 (\Delta\nu_j - \Delta\nu) / 4\pi \Delta\nu_j \approx \theta^2 / 4\pi$, 其它字母及其含意见表 1。

表 1 计算用标准参数

Table 1 Standard parameters for calculation

受激发射截面	σ_L	$1.07 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$	染料管长	L_D	10 cm
三态吸收截面	$\sigma_{TT'}$	$\sigma_L/19$	M_1 反射率	R_1	1
系际交叉率	K_{ST}	$1.8 \times 10^7 \text{ sec}^{-1}$	M_2 反射率	R_2	1
荧光寿命	τ_f	5.5 ns	M_3 反射率	R_3	0.3~0.5
三态寿命	τ_T	100 ns	光束发散角	θ	0.001
荧光量子效率	ϕ	0.84	染料浓度	N	$1.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
基态高振动能级比例系数	β	0.7×10^{-3}	被选模线宽	$\Delta\nu$	0.1 Å
A 腔腔长	L_A	65 cm	荧光宽度	$\Delta\nu_f$	100~300 Å
B 腔腔长	L_B	150 cm	泵浦速率	W_0	$1 \sim 3 \times 10^{14} \text{ ns}^{-1} \text{ cm}^{-3}$
		50 cm	泵浦脉冲宽度	$2T$	1~1.8 μs

利用方程组 (1)~(3) 式, 加上必要的初始条件和衔接条件, 就可以计算和分析序列脉冲的形成和发展过程。

三、计算过程和结果

计算中, 取光开关透过率为 0.8~0.9, 调谐元件对被选模透过率为 0.7~0.9, 对非被选模透过率取零。其它参数见表 1, 计算是在 TQ-16 计算机上进行, 使用 Runge-Kutta 法求解微分方程组, 控制误差为 $10^{-6} \sim 10^{-7}$, 计算初始条件是 $N_2(t_0) = N_1(t_0) = q(t_0) = P(t_0) = 0$, t_0 为计算初始时间, 一般取 $t_0 = -2T$ 。计算过程是先用方程组 (1) 式求解 A 腔内的振荡情况, 当 A 腔光子密度达到一定值后, 停止 (1) 式的计算, 并以这时的计算结果作为转入 B 腔的初始条件, 然后依次用方程组 (2) 和 (3) 式进行循环计算。循环计算中, 每一周期的终值作为下阶段的初值, 反复利用方程组 (2) 式和 (3) 式, 就可解出全过程。

图 3 是序列脉冲一个周期内激发态粒子密度 N_2 、增益系数 $g \cdot L_D$ 以及光子密度 q 随时间的变化。其中 g 是单位长度上增益系数, 它可由下式表示

$$g = \sigma_L(N_2 - \beta N_1) - \sigma_{TT'} N_T \quad (4)$$

从图 3 可以看出, 在间歇阶段 ($q=0$) N_2 , $g \cdot L_D$ 随时间增加而增大。在放大阶段, 被选模光子密度迅速获得放大, 与此同时, N_2 被受激发射所消耗, 增益也急剧下降。在序列脉冲一个周期内, 增益系数 $g \cdot L_D$ 大致在阈值 (图 3(b) 中虚线) 上下波动, 显示了预计中的增益饱和效应。阈值增益是按下式估算的:

$$T_B (R_1 R_3)^{\frac{1}{2}} \exp[g \cdot L_D] = 1, \quad (5)$$

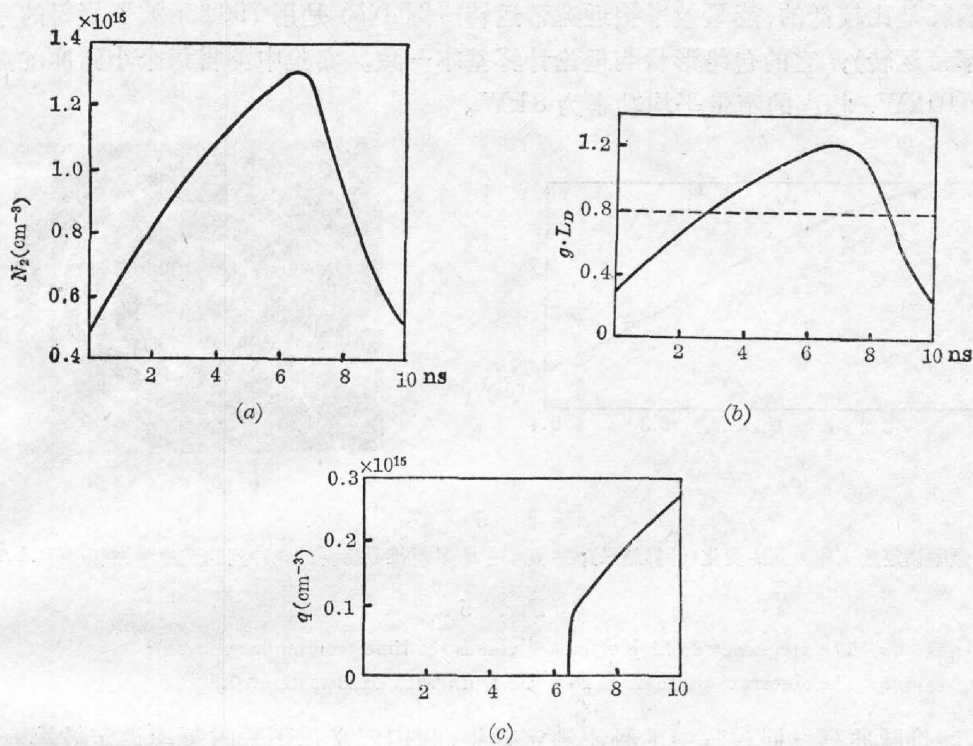


图3 序列脉冲一个周期内 $N_2, g \cdot L_D, q$ 的计算机解

Fig. 3 Computer solutions of the $N_2, g \cdot L_D, q$ in a period of the pulse train

式中 T_B 是 B 腔内插入元件的总透过率。

图4(a)是算得的序列脉冲包络与时间的关系,其中实线表示窄带运转,虚线表示宽带运转。在脉冲列的初始阶段,脉冲幅度有一个过渡区,这是由于 A, B 腔的参数不一致而造成的。 A 腔没有输出耦合损耗,它的光子平均衰减速率 α_A 比 B 腔的 α_B 小,因而 A 腔转到 B 腔时光子密度有一个下降阶段,以后趋于稳定发展。比较窄带和宽带运转,两者的幅度开始时基本一致,只是在脉冲列的后半部分才有一定差别,这说明利用频率锁定效应对脉冲列

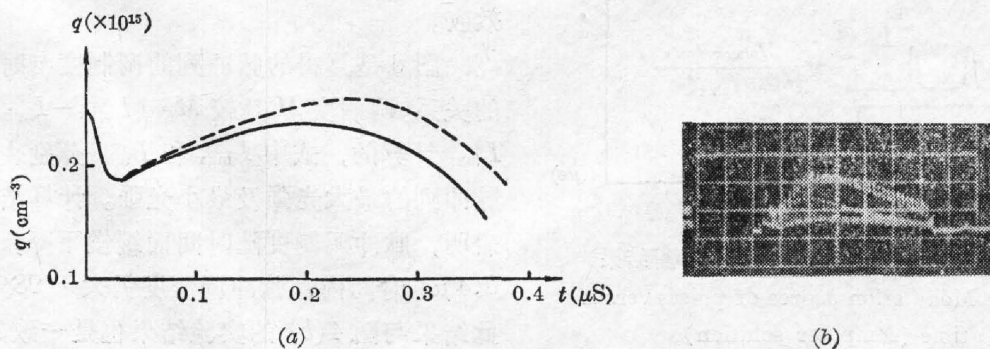


图4 序列脉冲振幅与时间的关系

(a) 计算结果, (---宽带, —窄带); (b) 实验结果

Fig. 4 Amplitude of the pulse trains versus time

(a) computer solutions (---broadband, —narrowband);

(b) the result of the experiment, time scale: 50 ns/div

调谐,其损耗是比较低的,能量效率接近宽带运转。图 4(b) 是用 7904 示波器摄得的序列脉冲照片(窄带运转), 它的包络形状与理论计算基本一致。实验中测得每个小脉冲的宽带平均功率为 10 kW, 相应的窄带平均功率为 8 kW。

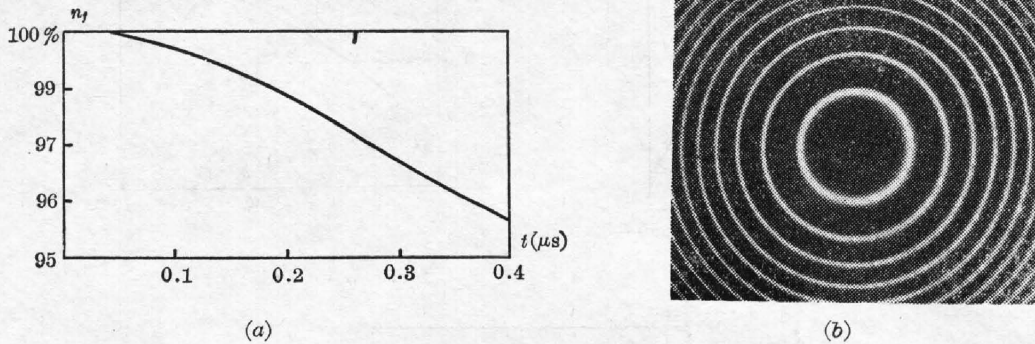


图 5

(a) 频率锁定效应随时间的变化(计算结果); (b) 用 F-P 标准具摄得的脉冲列的光谱照片(线宽 0.1 Å)

Fig. 5

(a) The frequency locking efficiency versus the time (computer solution);

(b) The spectrum photograph of pulse train with bandwidth of 0.1 Å

为了评价脉冲列发展过程中的频率锁定效果,我们定义以下瞬时频率锁定效率

$$n_f = \int_{\Delta T} q(t) dt / \int_{\Delta T} [q(t) + P(t)] dt, \quad (6)$$

上式积分区间是脉冲列的一个周期。它表明脉冲列一个周期内输出的被选模能量与总能量之比(这里略去了不同频率光子的能量差异)。图 5(a) 是根据 (6) 式算得的 n_f 与时间的关系。在脉冲列的持续期内, 频率锁定效率随时间而下降, 但总的看来锁定效率是比较高的。

图 5(b) 是用 F-P 标准具摄得的序列脉冲的光谱照片, 测得的谱线宽度为 0.1 Å, 而 B 腔独立振荡时输出谱宽达 100 Å 以上, 这证实了序列脉冲发展过程中的频率锁定效应。

图 6 是算得的脉冲列的调制度与时间的关系。调制度 M 是按 $M = (I_{\max} - I_{\min}) / I_{\max}$ 计算的, 式中 I_{\max} 和 I_{\min} 分别表示脉冲列的最大光强及最小光强。计算结果表明, 脉冲调制度随时间而缓慢下降, 在 0.4 μs 时间内, 脉冲调制度仍大于 98%, 此结果与图 4(b) 的实验结果也是一致的,

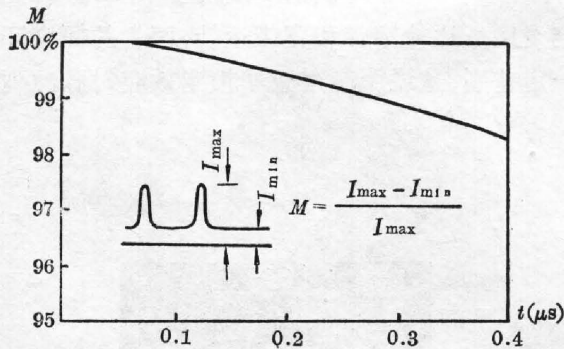


图 6 脉冲调制度与时间的关系(计算结果)

Fig. 6 Modulation degree of pulses versus time (computer solution)

四、结 束 语

(1) 激光振荡的速率方程是描写光子在腔内的平均变化, 一般只适用于输出激光脉宽

大于或等于光在谐振腔内往返时间的情况。本文根据序列脉冲产生过程中各阶段的特点和光子的空间分布分别列出有关速率方程,使它们也能适用于脉冲宽度小于腔长的情况。

(2) 本文运用振荡-间歇放大模型研究了可调谐毫微秒序列脉冲的形式和发展过程,获得了序列脉冲一个周期内介质的增益特性,脉冲的振幅特性,频率锁定效率和脉冲调制度等主要结果,理论与实验基本相符。这说明该模型基本正确,计算方法是可行的,模型的进一步完善仍在继续进行。

(3) 由于模型的基础是速率方程,预计此模型只限于脉宽大于毫微秒的序列脉冲的研究,当脉冲宽度进一步缩短时,必须考虑用其它理论。

感谢王之江教授对本工作的关心。

参 考 文 献

- [1] Y. Liu; *Opt. Lett.*, 1978, **3**, No. 5 (Nov), 167.
- [2] P. Ewart; *Opt. Commun.*, 1979, **28**, No. 3 (Mar), 379.
- [3] 汤星里,潘安培;《光学学报》,1982, **2**, No. 3 (May), 275.

Research on tunable pulse trains in dye laser

PAN ANPEI AND TANG XINLI

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

(Received 9 September 1981)

Abstract

A new method for producing tunable ns duration pulse trains was presented in reference[3]. The oscillating-discontinuous amplifying model for investigating tunable ns pulse trains is set up in this paper. It consists of three groups of the rate equations, which represent three stages respectively, that is the oscillating, the resting and amplifying stage in the process of pulse trains formation. Based on this model, the gain of medium, amplitude and spectral behavior of the pulse trains are calculated, the process of forming and developing pulse trains is investigated. The results indicate: (1) The gain coefficient fluctuates across the threshold in a period of the pulse trains, it appears as the gain saturation. (2) The degree of pulse modulation and the locking efficiency of frequency decrease with the time in some degree, while within $0.4 \mu\text{s}$ the degree of the pulse modulation is better than 98%, the locking efficiency of frequency is better than 95%. The pulse amplitude of narrow band operating approaches to that of broadband operating, it means that, the energy loss caused by narrowing spectrum is only a few. The theoretical results are in agreement with experiments basically.