第 30 卷 第 2 期
1981 年 2 月

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol. 30, No. 2
Feb., 1981

染料激光器的注入锁频

潘少华 汤 晓 冯宝华
(中国科学院物理研究所)

1979 年 8 月 27 日收到

提 要

实验观察了染料激光器的注入锁频现象. 用半经典理论推导出关于注入模式与非注入模式之间竞争的表达式,它与实验较好符合.

一、引 言

染料调频激光器在科研和生产上获得愈来愈广泛的应用. 激光光谱学的研究, 激光分离同位素, 大气污染的监测, 以及其它许多方面都要求调频激光器既有窄的线宽,又有较大能量的输出. 但是, 通常的染料激光器, 其输出能量和线宽之间存在着一定的矛盾. 不少作者[1,2] 采用了注入锁频的方法,使很大的宽带能量集中到预先注入的小信号的窄带里去, 获得了很高的有效能量增益和锁频效率. 我们用消融闪光灯泵浦的染料激光器作为驱动激光器, 产生窄带的注入信号;用同轴闪光灯泵浦的染料激光器作为主振荡器, 进行了注入锁频的实验. 得到了 0.03 Å, 300mJ 和 0.1 Å, 520 mJ 的激光输出.

关于注入锁频的理论分析也有一些报道. 前田三男等人[3]用速率方程进行了理论分析和数值计算. Jaramy 等[4]从速率方程出发,研究了染料激光器的光谱行为. 本文从激光器的半经典理论出发,除用一阶理论来分析模式竞争外,还用三阶理论定性地分析了模式的耦合和竞争,能更好地理解和解释实验事实.

二、实 验

一台闪光灯泵浦的脉冲染料激光器, 如果腔内不加任何选频元件, 它将输出宽带激光. 但如果在它起振之前,预先注入一个窄带激光信号,并使注入讯号的模式与激光器的腔模相匹配, 那么当它本身起振的时候, 与注入信号相应的模式将占优势. 最后,由于模式竞争的结果,把大部分宽带能量集中到窄带里去了. 这就是注入锁频.

图 1 为实验装置示意图. 实验中使用若丹明-6G 乙醇溶液,浓度为 1×10^{-4}M. 在驱动激光器腔内插上如图 1 所示的调频元件后, 线宽可压缩到 0.03 Å, 用它作为注入信号. 主振荡器与驱动激光器排列在同一直线上, 中间用 90% 反射率的平面镜耦合起来. 这两者由同一支火花隙开关所启动,只要在电路参数上作适当调节,使前级注入信号在时

间上略超前于主振荡器,就可获得满意的锁频效果. 图 2 为 300 mJ 窄带输出的激光 F-P 干涉环,从中测得线宽为 0.03 Å.

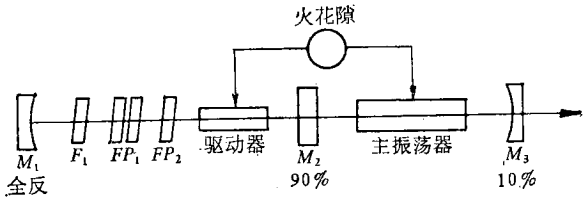


图 1 F_1 为干涉滤光片; FP_1, FP_2 为标准具

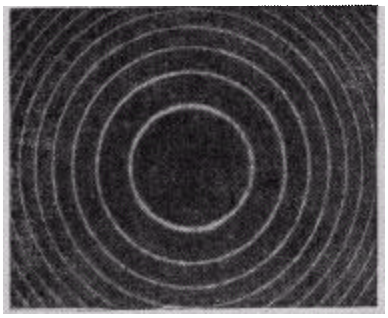


图 2

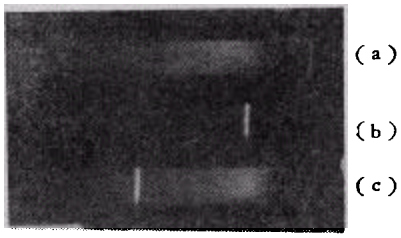


图 3

图 3 表示在不同的注入条件下, 输出光谱的变化. 图 3 (a) 和 (c) 表明注入模偏离主振荡器的增益谱峰较远, 锁频不完全; (b) 为注入模位于主振荡器的增益谱峰处, 绝大部分能量被集中到窄带里去, 实现了理想的锁频. 我们在强迫振荡器的腔内插入一块透过率很高的干涉滤光片, 把宽带输出的波长调整到所需要的位置; 然后, 在这个位置注入窄带信号, 既可把宽带能量集中到窄带里去, 又不使效率下降太多. 这样一来, 就大大地扩展了强迫振荡器的调谐范围.

三、理 论 分 析

由于我们讨论的是宽度为 1 μs 的脉冲染料激光,所以染料分子三重态的影响大体可以忽略[6]. 为了方便起见, 认为染料分子具有如图 4 那样简化的能级结构. 用 l 表示激

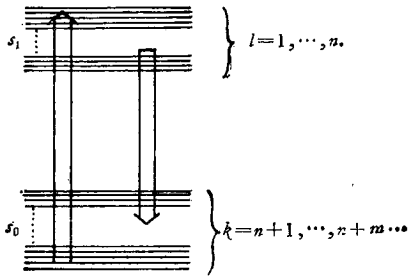


图 4 染料分子激光能级简化图

光上能级的编号，$l=1,\cdots,n$，用 k 表示下能级的编号，$k=n+1,\cdots,n+m$. 我们对多能级系统进行了具体分析，发现描写这种多能级系统的方程与 Lamb 的二能级系统的方程在形式上相似，只是对激光有贡献的那些量应包括对上、下各能级求和.

本节基本采用 Lamb 的符号，见文献[5]，设 Ω_n 代表激光器无损耗的模频率

$$\Omega_n=\frac{n\pi c}{L}=k_n c,$$

式中 L 是腔长，n 是大的正整数，c 是光速，k_n 是对应的波数. 相应的模函数为

$$U_n(z)=\exp\,(ik_n z).$$

于是电场按模函数展开为

$$E(z,t)=\frac{1}{2}\sum_n E_n(t)\exp[-i(\nu_n t+\phi_n)]\,U_n(z)+\text{c. c.}$$

c. c. 表示共轭复数，ν_n 接近 Ω_n 值，而 $E_n(t)$ 和 $\phi_n(t)$ 是 t 的慢变化函数. 激活介质的极化强度也可以作同样展开：

$$P(z,t)=\frac{1}{2}\sum_n P_n(t)\exp[-i(\nu_n t+\phi_n)]\,U_n(z)+\text{c. c.}$$

运用电磁场的麦克斯韦方程组，经过推导，可以得到表示电场强度振幅的运动方程

$$\dot{E}_n+\frac{1}{2}\frac{\nu}{Q_n}E_n=-\frac{1}{2}\frac{\nu}{\varepsilon_0}\mathrm{Im}(P_n),\tag{1}$$

式中 $\nu=\nu_n$（因 ν_n 彼此相差不大，故将下标 n 略去），Im 表示虚部，Q_n 与假想电导率 σ 有如下关系：

$$\sigma=\varepsilon_0\frac{\nu}{Q_n}.$$

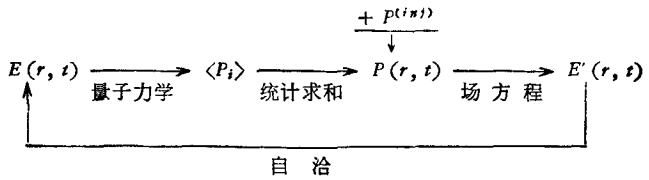
引入假想的电导率 σ，把激光器的各种损耗包括在内，这可以避免解麦克斯韦方程组时复杂的边值条件. ε_0 为介电常数. 方程(1)左端第二项表示由于损耗使 E_n 减弱，而方程(1)右端表示激活介质辐射源使 E_n 增强.

本节以上几个代表电磁场关系的方程都同文献[5]的一样. 但对于注入信号的那个模（为简单起见，设注入是单模的），方程(1)右端应包括外辐射源（注入）的贡献，以 j 表示注入模，则方程(1)应改写成

$$\begin{aligned}&\dot{E}_j+\frac{1}{2}\frac{\nu}{Q_j}E_j=-\frac{1}{2}\frac{\nu}{\varepsilon_0}\mathrm{Im}\,(P_j+P_j^{(inj)}),\\&\dot{E}_n+\frac{1}{2}\frac{\nu}{Q_n}E_n=-\frac{1}{2}\frac{\nu}{\varepsilon_0}\mathrm{Im}\,(P_n)\qquad(n\neq j).\end{aligned}\tag{2}$$

这里 $P_j^{(inj)}$ 表示外辐射源（注入）的贡献.

以上在讨论"源"对"场"的影响时，已考虑了注入的贡献. 下面在讨论"场"对激活介质量子状态的影响时，则根据量子理论由 E 求 P，如下图所示：



文献[5]详细研究了当激活介质为二能级系统时,根据量子理论推导出的密度矩阵与外电场的关系式. 然后通过统计求和得出极化强度与电场的关系. 这是在一定的近似条件下完成的,即类似"速率方程近似". 最后将所得的极化强度代回上述自洽方程(1). 消去 P_n, 得到 E_n 的方程组. 当所有的 E_n 都很小时, P_n 表达式中只保留 E_n 的一次方项,则应有

$$P_n(t) = P_n^{(1)}(t) = -\mu^2\hbar^{-1}\bar{N}E_n(t)\frac{(\omega-\nu_n)+i\gamma}{(\omega-\nu_n)^2+\gamma^2}, \tag{3}$$

式中 $\hbar$ 为普朗克常数, ω 是激活介质二能级间的共振频率, μ, $\bar{N}$ 和 γ 为与激活介质有关的另一些参量. 将(3)式代入(1)式得

$$\dot{E}_n = \left(b_n - \frac{1}{2}\frac{\nu}{Q_n}\right)E_n, \tag{4}$$

b_n 为增益系数.

$$b_n = \frac{1}{2}\nu\mu^2(\varepsilon_0\hbar)^{-1}\bar{N}\gamma/[(\omega-\nu_n)^2+\gamma^2].$$

以上(3)式和(4)式是 Lamb 二能级理论给出的, 我们对染料分子多能级系统的密度矩阵和极化强度进行了分析,得到的线性近似方程在形式上仍与(4)式相似, 只是系数 b_n 的具体表达式应包含对染料分子上、下各能级求和, 就本文目的而言, 不必对此深入讨论. 但为清楚起见,可将我们的方程写成

$$\dot{E}_n = a'_n E_n, \tag{5}$$

式中 $a'_n = b'_n - \frac{\nu}{2Q_n}$ 为"净增益系数". 这里用 b'_n 表示区别于 Lamb 的二能级理论的公式中的系数 b_n.

根据(5)式,可得第 n 个模中的光子数 N_n (它正比于 E_n^2) 的运动方程,并考虑到注入的贡献, 对应于(2)式中的 j 模应有一个附加项 J, 它表示单位时间注入光子数. 于是各模的光子数方程如下:

$$\dot{N}_j = 2a'_j N_j + J,\ \dot{N}_n = 2a'_n N_n \qquad (n \neq j). \tag{6}$$

(6) 式是我们分析注入锁频所需要的线性近似方程组, 它们对 N_n 是一次的. 当无注入 (即 (6) 式中 $J=0$) 时, 在粒子反转数处于阈值条件下, $\dot{N}_n = 0$, 故这时所有的 $a'_n = 0$; 而当有注入 (即 $J>0$) 时, ν_j 模之所以占优势是来源于 J 的存在而并非来源于 a'_j 与 a'_n 的差异. 所以为简单起见, 可假设所有 a'_n 与 n 无关, 用 a' 表示. 于是 (6) 式为

$$\dot{N}_j = 2a'N_j + J,\ \dot{N}_n = 2a'N_n \qquad (n \neq j). \tag{7}$$

将(7)式所有模式的方程相加得

$$\dot{N} = 2a'N + J, \tag{8}$$

式中 N 表示激光腔内全部光子数. 当激光器处于稳定功率输出状态时, 腔内总光子数保持恒定,让(8)式 $\dot{N}=0$, 代入(7)式第一式得

$$\dot{N}_j = -\frac{J}{N}N_j + J. \tag{9}$$

设 $N_j(t)|_{t=0}=N_j^0$，解上述方程得

$$N_j(t)=N(1-e^{-\frac{J}{N}t})+N_j^0e^{-\frac{J}{N}t}. \tag{10}$$

从(10)式可以看出，当 $t\to\infty$ 时，$N_j(t)\to N$，也就是说，发生"注入锁频"，完成注入锁频所需的时间，可用特征量 $\tau=N/J$ 来表示．例如，取以下值：腔长 $L=100\text{cm}$，二反射镜透过率总和 $T=1$，注入能量为 10 mJ，主振荡器输出为 1 J，则可估算出 $\tau\approx10^{-6}\,\text{sec}$ 时，$N_j(\tau)\approx N(1-1/e)>\frac{1}{2}N$．这就表明，一支 CW 宽带激光器，在 $t=0$ 始注入上述窄带信号，那么经过时间 τ（$\approx1\mu\text{s}$）以后，主振荡器的光子将有大半被锁入时开窄带里去．

(9) 式是在 $\dot{N}=0$ 的条件下得出的，它对应于激活介质粒子反转数稳定不变，即反转数已处于阈值，(10) 式的典型值表明在这种条件下，要完成锁频需要微秒时间，因此这种注入锁频的方式原则上只适用于连续操作的染料激光器，但对于一般微秒量级或更短的脉冲激光器就不宜采用这种缓慢的锁频方法．如果当粒子反转数还高于阈值（即这时 $\dot{N}>0$）时，就让 j 模光子占了优势，那么这个模就优先得到放大，从而抑制了其余模光子的增长．用这样的方式锁频必然更快．前田三男等人[3]对速率方程组用电子计算机求数值解的结果表明，采用这种方法，可以在远远短于上述（$10^{-6}\,\text{sec}$）时间内得到锁频．可见这种方法更适用于脉冲染料激光器．我们在实验中采用的就是这种方法．

以上理论分析虽已说明用注入的方法可以实现锁频，但还未能说明模式竞争与注入频率间的关系．此种关系可由以下非线性修正后的方程给出．实际上，由于 E_j 很大，应考虑它对极化强度三阶修正项的贡献，于是 (6) 式由下式非线性方程代替：

$$\dot{N}_j=2(a_j'-CN_j)N_j+J,\quad \dot{N}_n=2\{a_n'-D[1+G\mathscr{L}(\nu_j-\nu_n)]N_j\}N_n\quad(n\neq j), \tag{11}$$

式中 C，D 和 G 近似为常数参量，$\mathscr{L}(\nu_j-\nu_n)$ 是洛伦兹函数，C 和 D 恒为正值．

当 j 模光子数达到极值，即 $\dot{N}_j=0$ 时，由 (11) 式可以算出

$$\dot{N}_n=2\left\{a_n'-\frac{1}{2}a_j'\left(\frac{D}{C}\right)[1+G\mathscr{L}(\nu_j-\nu_n)](1+\sqrt{1+2CJ/a_j'^2})\right\}N_n\quad(n\neq j). \tag{12}$$

四、结　　论

1. 要实现锁频，(12)式的 $\dot{N}_n$ 必须小于零．从该式可看出，只有当 a_j' 最大，即注入模位于主振荡器的增益谱峰处时，锁频才最有效，如图 3 (b)．

2. 若注入模偏离主振荡器的增益谱峰较远，则锁频不完全，这时将在增益谱峰邻域出现不被抑制的模，如图 3 (a) 和 (c)，因为对于这些模，a_n' 大到足以克服来自 j 模的竞争，使 (12) 式的 $\dot{N}_n$ 大于零．

3. 从 (12) 式还可看出，注入光子流 J 在此处所发挥的效益．

此外，随频率差 $|\nu_j-\nu_n|$ 的增大，(12) 式的洛伦兹函数将迅速下降，说明式中这一项在极窄的频率范围内有作用．

本文忽略(11)式中 C，D 和 G 等量与频率的关系，更仔细的理论处理将由另文给出．

参 考 文 献

[1] G. Magyar and H. J. Scheidar-Muntau, *Appl. Phys. Lett.*, **20**(1972), 406.
[2] M. Maeda, O. Uchino, T. Okada and Y. Miyazoe, *Jap. J. Appl. Phys.*, 14 (1975), 1975.
[3] M. Maeda, T. Okada, O. Uchino and Y. Miyazoe, *Jap. J. Appl. Phys.*, **15**(1976), 1731.
[4] P. Juramy, P. Flamant and Y. Heyer, *IEEE J. Quantum Electron*, **QE-13** (1977), 855.
[5] M. Sargent III, M. O. Scully and W. E. Lamb, Jr., Laser Physics, (1974), p. 96—127.
[6] P. P. Sorokin, J. R. Lankard, V. L. Moruzzi and E. C. Hammond, *J. Chem. Phys.*, **48**(1968), 4726.

INJECTION LOCKING OF DYE LASERS

PAN SHAO-HUA TANG XIAO FENG BAO-HUA
(*Institute of Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The phenomena of injection locking of dye lasers have been observed experimentally. Expressions for the competition between injected and non-injected modes are deduced according to the semiclassical theory of lasers. The results are in relatively good agreement with experiments.