

输出耦合对染料激光器的影响

赵梅村

(中国科学院上海光机所)

提要: 采用简便的染料激光器速率方程组计算了输出耦合对器件阈值泵浦速率、输出功率和量子效率的影响。取得了有益的结果,对设计氙灯泵浦染料激光器和连续染料激光器有一定参考价值。

Dependence of dye laser on its output coupling

Zhao Meicun

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

Abstract: Using simplified rate equations for dye lasers, calculations were made for the dependence of pumping rate threshold, output power and quantum efficiency on the output coupling. Useful results were obtained, and they are helpful in designing flash lamp-pumped dye lasers and CW dye lasers.

一、前言

自1966年染料激光器问世后,十几年来得到了迅速发展。我国先后研究了用Nd:YAG激光倍频、 N_2 分子激光、氩离子激光、普通氙灯、快速氙灯、消融灯等作泵浦源的染料激光器,但所报导的大多偏重器件结构和一般性能,比较深入的理论研究还不多见。

本文介绍采取简单的速率方程组研究闪光灯泵浦的染料激光器的输出耦合对阈值泵浦速率、激光输出功率和激光量子效率的影响。

二、染料激光器的速率方程

染料激光器属于准四能级结构,但它的

速率方程与通常四能级系统的速率方程不同,这起因于染料分子特殊的能级结构。

染料分子的能级如图1所示。由于染料分子链振动微扰及与溶剂分子频繁碰撞,结

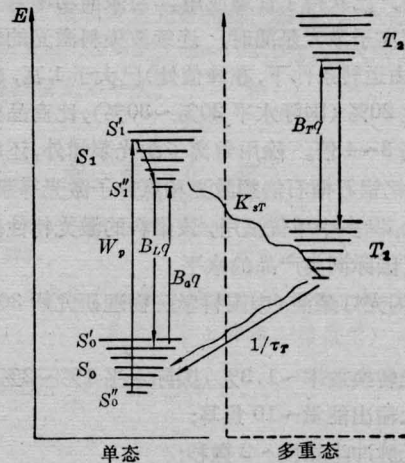


图1 染料分子能级图

收稿日期: 1980年1月17日

果使激发态(S_1)、基态(S_0)振转能级皆呈准连续能带。且因斯托克斯效应,其吸收谱与发射谱交迭,造成在激光过程中有较严重的自吸收发生。处于激发态的染料分子存在三重态($T_1, T_2 \dots$)。 S_1 对应的 T_1 有较长的寿命。 $S_1 \rightarrow T_1$ 系际交叉弛豫速率在 10^7 秒 $^{-1}$ 量级。 $T_1 \sim S_0$ 是自旋禁戒跃迁。而 $T_1 \rightarrow T_2$ 吸收带的某些波长与 $S_1 \rightarrow S_0$ 的荧光跃迁的波长重合。因此系际交叉和 $T_1 \rightarrow T_2$ 的共振吸收在激光过程中造成损耗。故而染料激光的速率方程有它的特色,尤其对用比激光上能级的寿命(若丹明 6G: 5×10^{-9} 秒)和三重态的寿命(若丹明 6G: 1.1×10^{-7} 秒)长得多的氙灯脉冲(半极大全宽度为 2 微秒)和连续的氙离子激光泵浦的染料激光器,其速率方程必须计入自吸收和三重态的作用。

所用符号意义如下:

W_p ——泵浦速率; N —— S_1 中较低振转能级 S_1'' 上的粒子密度; N_t —— S_0 中较低振转能级 S_0'' 上的粒子密度; B_L —— $S_1 \rightarrow S_0$ 的受激发射系数; B_a —— $S_0 \rightarrow S_1$ 的受激吸收系数; B_T —— $T_1 \rightarrow T_2$ 的受激吸收系数; σ_L —— $S_1 \rightarrow S_0$ 的受激辐射截面; σ_a —— $S_0 \rightarrow S_1$ 的受激吸收截面; σ_T —— $T_1 \rightarrow T_2$ 的受激吸收截面; c ——染料介质中的光速; V ——受激染料的模体积; q ——谐振腔内激光频率上的光子数目; τ —— S_1'' 能级的寿命; K_{st} —— $S_1 \rightarrow T_1$ 的内系统交叉弛豫速率; τ_T —— T_1 能级的寿命; K_i ——谐振腔的内损耗速率,即除输出损耗、自吸收和三重态共振吸收以外的总损耗, $K_i = \frac{T_i c}{d}$; K_μ ——谐振腔的输出损耗速率, $K_\mu = \frac{T_\mu c}{d}$; T_i ——谐振腔单程内损耗的比例; T_μ ——谐振腔输出反射镜透过率; d ——激光器有效增益长度; h ——普朗克常数; ν ——染料激光频率; ν_0 ——中心泵浦频率,即染料吸收光谱的中心频率。

列速率方程组前作了如下简化: 考虑到

受激分子数只占染料总浓度的百分之一左右,故认为 S_0 能级粒子密度近似等于染料总浓度; 考虑到三重态 $T_2 \rightarrow T_1$ 弛豫过程进行得很快, T_2 和 T_1 粒子数处于动态平衡,因此在叙述 N_T 随时间的变化式时,不列入 $T_1 \rightarrow T_2$ 的跃迁; 由于染料溶液流动冷却,可略去温度对弛豫过程的影响; 另外,对连续染料激光器和泵浦脉宽比 S_1' 和 T_1 寿命长得多的闪光灯泵浦染料激光器,可以不考虑 W_p 的变化。这样能大大简化计算。

染料浓度未饱和时,染料激光器的速率方程可写成

$$\frac{dN}{dt} = W_p N_t - B_L q N - N/\tau + B_a q N_t \quad (1)$$

$$\frac{dN_T}{dt} = K_{st} N - N_T/\tau_T \quad (2)$$

$$\frac{dq}{dt} = B_L V N q - K_i q - K_\mu q - B_a V N_t q - B_T V N_T q \quad (3)$$

(1)式记录了激光上能级 S_1'' 的粒子数随时间的变化情况。(2)式记录了三重态 T_1 上的粒子数 N_T 随时间变化的情况。(3)式记录了激光谐振腔内总光子数 q 随时间变化的情况。

三、染料激光器阈值泵浦速率、输出功率和量子效率表达式

由于在连续染料激光器中泵浦脉冲大于激光上能级和三重态的寿命,所以上述速率方程组可作稳态解,得到 q 的表达式为

$$q = \{ \tau (B_L - K_{st} \tau_T B_T) [K_i + K_\mu + (K_i + K_\mu + V B_a N_t) B_T K_T \tau_T / (B_L - B_T K_T \tau_T)] [W_p N_t V \tau (B_L - K_{st} \tau_T B_T) - K_i - K_\mu - V B_a N_t] \}^{-1} \quad (4)$$

单位时间离开谐振腔的光子数为 $K_\mu \cdot q$ 。在阈值时

$$K_\mu q = 0$$

则阈值泵浦速率 \bar{W}_p 为

$$\bar{W}_p = \frac{K_i + K_\mu + VB_0 N_t}{N_i V \tau (B_L - K_{st} \tau_T B_T)} = \frac{T_i + T_\mu + \sigma_a N_t d}{\sigma_L \tau N_i d - K_{st} \tau_T \sigma_T N_t d \tau} \quad (5)$$

染料激光器输出功率则为

$$P = h\nu \cdot K_\mu q = h\nu \cdot K_\mu \{ \tau (B_L - K_{st} \tau_T B_T) [K_i + K_\mu + (K_i + K_\mu + VB_0 N_t) B_T K_{st} \tau_T / (B_L - B_T K_{st} \tau_T)] \}^{-1} [W_p N_i V \tau (B_L - K_{st} \tau_T B_T) - K_i - K_\mu - VB_0 N_t] \quad (6)$$

染料激光器量子效率表示为单位时间离开谐振腔的光子数与单位时间激活体积 V 内被泵浦的分子数之比。

$$\eta = \frac{K_\mu \cdot q}{W_p N_i \cdot V} \frac{\nu}{\nu_0} = K_\mu \nu \{ [W_p N_i V \nu_0 \tau (B_L - K_{st} \tau_T B_T) [K_i + K_\mu + (K_i + K_\mu + VB_0 N_t) B_T K_{st} \tau_T / (B_L - K_{st} \tau_T B_T)]] \}^{-1} [W_p N_i V \tau (B_L + K_{st} \tau_T B_T) - K_i - K_\mu - VB_0 N_t] \quad (7)$$

四、计算结果和分析

为了观察到输出耦合对染料激光器的影响,以若丹明 6G 为例,我们利用 TQ-16 型电子计算机对 (5)、(6)、(7) 式进行计算,其典型结果示于图 2、图 3-5 和图 6-8。计算

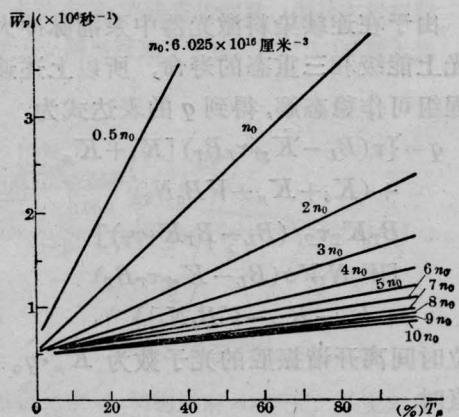


图 2 阈值泵浦速率-输出反射镜透过率关系曲线

中已知量取值为 $\sigma_a = 2 \times 10^{-19}$ 厘米², $\sigma_L = 1.3 \times 10^{-16}$ 厘米², $\sigma_T = 5 \times 10^{-17}$ 厘米², $\tau = 5 \times 10^{-9}$ 秒, $\tau_T = 1.1 \times 10^{-7}$ 秒, $K_{st} \tau_T \sim 0.9$, $T_i = 0.02$, $d = 10$ 厘米, $V = 0.7069$ 厘米³。

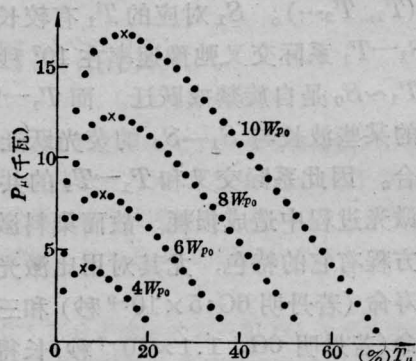


图 3 浓度为 5×10^{-5} M/l, 不同泵浦速率情况下的 $P_\mu - T_\mu$ 曲线 ($N_i: 0.5 \times 6.025 \times 10^{16}$ 厘米⁻³)

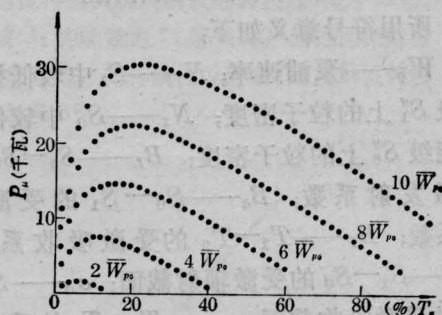


图 4 浓度为 1×10^{-4} M/l, 不同泵浦速率情况下的 $P_\mu - T_\mu$ 曲线 ($N_i: 6.025 \times 10^{16}$ 厘米⁻³)

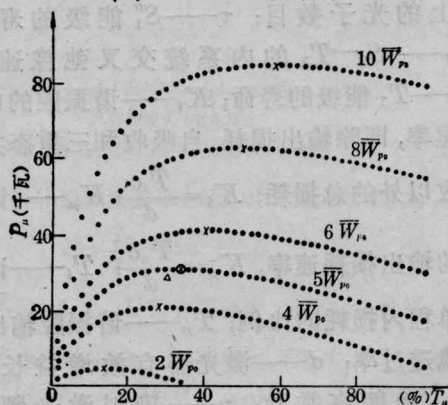


图 5 浓度为 3×10^{-4} M/l, 不同泵浦速率情况下的 $P_\mu - T_\mu$ 曲线
 ⊗- $5W_{p0}$ 时的计算最佳值; △- $5W_{p0}$ 时实验最佳值
 ($N_i: 3 \times 6.025 \times 10^{16}$ 厘米⁻³)

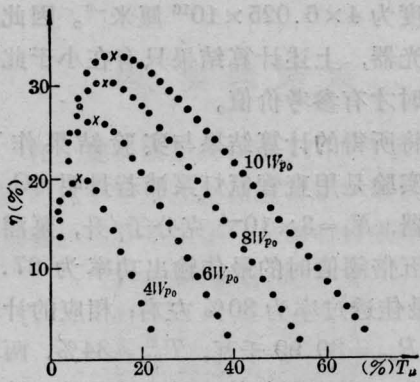


图6 浓度为 $5 \times 10^{-5} \text{ M/l}$, 不同泵浦速率情况下的 $\eta - T_\mu$ 曲线
($N_t: 0.5 \times 6.025 \times 10^{16} \text{ 厘米}^{-3}$)

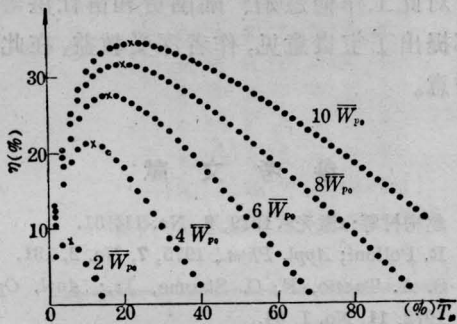


图7 浓度为 $1 \times 10^{-4} \text{ M/l}$, 不同泵浦速率条件下的 $\eta - T_\mu$ 曲线
($N_t: 6.025 \times 10^{16} \text{ 厘米}^{-3}$)

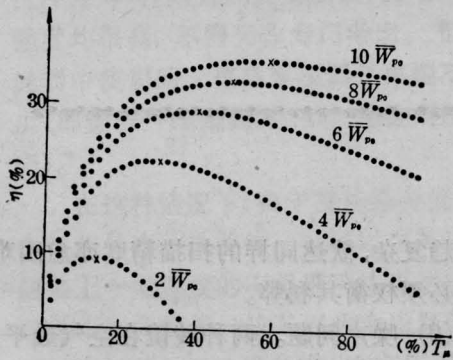


图8 浓度为 $3 \times 10^{-4} \text{ M/l}$, 不同泵浦速率条件下的 $\eta - T_\mu$ 曲线
($N_t: 3 \times 6.025 \times 10^{16} \text{ 厘米}^{-3}$)

从图2看到在所考虑的浓度变化范围里, 阈值泵浦速率都是随输出反射镜透过率的增大而线性增长。不同浓度的差别仅在于浓度越小, 阈值泵浦速率随输出反射镜透

率增大而增长的速率越大。它们的物理意义很清楚, 前者可做如下理解: 染料激光器的阈值条件为

$$g = \sigma_L N - \sigma_a N_t - \sigma_T N_T - \frac{K_i}{d} - \frac{K_\mu}{d} \geq 0$$

g 是净增益系数。当 $T_\mu (K_\mu = T_\mu c/d)$ 线性增大时, 为保证 $g \geq 0$, 在不计入温度效应条件下, $\sigma_L N$ 项必须同时线性增大。又以速率方程组解得知 $N \propto W_p$, 因此为达到阈值反转密度, 就要求 \bar{W}_p 作线性增长。后者的物理意义是, 在所有染料分子都能吸收到泵浦光的前提下, 染料浓度增加意味着对泵浦能量的吸收效率增加。这样达到同样阈值所需的泵浦速率较小。反之, 浓度越小, 阈值泵浦速率随输出反射镜透过率增大而增长的速率也越大。另外, 又因为单态自吸收和三重态共振吸收的影响, 阈值泵浦速率随浓度的变化不是线性的(见图9)。

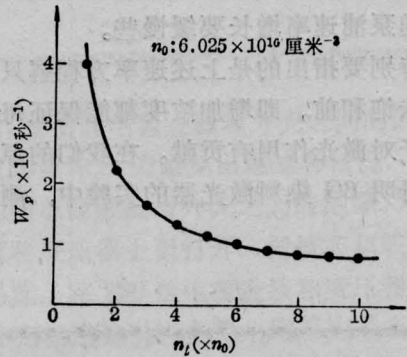


图9 阈值泵浦速率-染料浓度关系曲线

图3-5 绘制的是在染料浓度 $N_t = 0.5, 1, 3 \times 6.025 \times 10^{16} \text{ 厘米}^{-3}$ 三种情况下, $W_p = 2, 4, 6, 8, 10\bar{W}_{p0}$ 五种情况的器件输出功率 P_μ -输出反射镜透过率 T_μ 变化曲线的计算结果, 从中看出: (1) 各种泵浦速率和染料浓度的 $P_\mu - T_\mu$ 曲线皆有一极大值; (2) 染料浓度和透过率相同时, 泵浦速率增大, 输出功率亦增大; (3) 相同的浓度, 泵浦速率增大, 最佳透过率也随之变大; (4) 泵浦速率、透过率相同, 加大染料浓度, 输出功率亦增大。

图6-8 绘制的是在与 $P_\mu - T_\mu$ 曲线相同

条件下, 器件量子效率 $\eta-T_{\mu}$ 变化曲线的计算结果。从中看到: (1) 各种 W_p , 各种 N_t 的 $\eta-T_{\mu}$ 曲线皆有一极大值, 即有一 $T_{\mu m}$, 它对一最佳量子效率 η_m ; (2) 同一 N_t , 同一 T_{μ} , W_p 增大, η 亦增大; (3) 同一 N_t , W_p 增大, $T_{\mu m}$ 亦增大; (4) 同一 W_p , 同一 T_{μ} , 加大 N_t , η 亦增大。

输出反射镜的最佳透过率对应着激光器的最佳输出功率和最佳量子效率。它可以把 (6) 和 (7) 式对 T_{μ} 求导直接得出:

$$\frac{\partial P_{\mu}}{\partial T_{\mu}} = 0, \quad \frac{\partial \eta}{\partial T_{\mu}} = 0$$

其物理概念和其它激光器一样, 都存在一使输出功率和量子效率达到极大值的最佳透过率。

输出功率和量子效率随泵浦速率的增大而增大是很显然的。与其它激光器不同的是由于三重态共振吸收和单态自吸收的影响, 它们随泵浦速率增长要缓慢些。

特别要指出的是上述速率方程解只适用浓度未饱和前。即增加浓度都能保证每个染料分子对激光作用有贡献。在我们的氙灯泵浦若丹明 6G 染料激光器的实验中, 测得饱

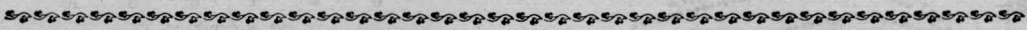
和浓度为 $4 \times 6.025 \times 10^{16}$ 厘米⁻³。因此对这台激光器, 上述计算结果只有在小于此饱和浓度时才有参考价值。

将所得的计算结果与实验结果作了对比。实验是用直管氙灯泵浦若丹明 6G 染料激光器, $N_t = 3 \times 10^{-4}$ 克分子/升, 泵浦能量等于五倍阈值时的最佳输出功率为 27.7 千瓦, 最佳透过率为 30% 左右; 相应的计算结果是 $P_{\mu m} = 30.99$ 千瓦, $T_{\mu m} = 34\%$, 两者基本符合。激光器的综合效率为 2%, 计算出器件阈值泵浦能量为 3.9 焦耳; 而实验测量的结果为 4 焦耳, 两者也基本符合。

对此工作何慧娟、陆国贤和雷仕湛等同志都提出了宝贵意见, 作者深受教益, 在此致以谢意。

参 考 文 献

- [1] 赵梅村等;《激光》, 1979, 6, No. 11, 31.
- [2] R. Polloni; *Appl. Phys.*, 1975, 7, No. 2, 131.
- [3] S. A. Tuccio, F. C. Strome, Jr.; *Appl. Opt.*, 1972, 11, No. 1, 64.
- [4] J. B. Atkinson, F. P. Pace; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1973, QE-9, No. 6, 569.



(上接第 31 页)

(5) 伞形转镜的实际扫描图象是弧形, 见图 8 所示, 其圆弧的曲率与伞形转镜的直径有关。增大转镜的直径能使扫描圆弧的曲率变小, 愈趋近于直线扫描, 则放大器可得充分的利用; 但转镜的直径愈大, 转镜的制造工

艺愈趋复杂, 欲达同样的扫描精度亦愈困难。因此必须权衡其利弊。

(6) 噪声问题。两种转镜在空气透平的排气口都装有消声器以消除高频噪声。但伞形转镜的消声器设计还不够理想, 工作时仍有较大的噪声。