

# 双频染料激光器的相关调谐原理

张国威

(北京工业学院)

**摘要:** 本文将模式耦合理论应用于双频染料激光器, 得到了双频染料激光器的振荡条件和振荡状态图, 提出了双频染料激光器的相关调谐原理, 并进行了讨论。

## A correlated tuning theory of double-frequency dye lasers

Zhang Guowei

(Beijing Institute of Polytechny, Beijing)

**Abstract:** The theory of mode coupling is used in double-frequency dye laser (DFDL). Oscillation condition and an oscillation dynamic equilibrium diagram of DFDL are deduced. A correlated tuning theory of DFDL is presented and a discussion is given.

### 一、引言

双频可调谐的染料激光器, 在许多科学研究领域中, 有着广阔的应用前景。在染料激光器出现初期, 就开始了这种双频器件的研究工作<sup>[1]</sup>。十几年来, 已有几十种腔型结构发表。但至今却无商品推出。主要原因是, 在高增益染料中模式竞争异常激烈, 造成双频输出的光强波动很大, 且无法进行控制和调节, 甚至难以在调谐中保持双频运转。为了避开这一难题, 曾提出过多种把激活区在空间完全分离的结构形式<sup>[2~4]</sup>, 来获得双频可调谐输出。不过, 这种激光器实质上是两个单频激光器的并列组合, 而不是激光系统的双频运转。它的输出是双光束的, 不是共轴的, 而且两光束之间的强度关系仍无法控制和调节。

本文首先从模式耦合理论出发分析了染料激光双频振荡的条件, 并根据双频间因模式竞争而引起的增益相关性, 利用主动补偿相关损耗的方法, 实现了双频染料激光器的宽调谐和强度可调的稳定运转。

### 二、双频染料激光器的振荡条件

我们从染料激光的模式耦合方程<sup>[5]</sup>出发, 来讨论染料激光的双频运转问题。

若染料激光系统处于窄线宽的多模运转, 其中频率为  $\nu_i$  和  $\nu_n$  模的电场强度分别为  $E_i$  和  $E_n$  ( $n$  表示除  $i$  模外的其它模), 对脉冲激光泵浦的染料激光系统, 可忽略三重态的影响, 这时模式耦合方程为

$$\frac{dE_i}{dt} = E_i [g(\nu_i) - \xi_i - b_i \cdot E_i^2 - \sum_n C_{in} \cdot E_n^2] \quad (1)$$

收稿日期: 1986年12月23日。

这里,  $g(\nu_i)$  为染料对频率  $\nu_i$  的线性增益系数,  $\xi_i$  为  $\nu_i$  在腔内的损耗系数,  $b_i$  为自饱和系数,  $C_{in}$  为交叉饱和系数,  $\sum'_n$  表示不包括  $n=i$  的求和。

文献[6]给出了关系

$$C_{in}/g(\nu_i) = F(\nu_n), \quad (2)$$

即  $i$  模的交叉饱和系数与增益系数之比, 仅与相关模的频率有关。

对双频染料激光系统, 若频率  $i$  包含有  $k$  个模, 其中之一记为  $i$  模, 其余  $(k-1)$  个模为  $i'$  模。频率  $j$  含有  $l$  个模, 其中之一为  $j$  模, 其余  $(l-1)$  个为  $j'$  模, 可得双频模式耦合方程

$$\begin{aligned} dE_i/dt &= E_i [g_i - \xi_i - b_i \cdot E_i^2 - \sum'_p C_{ip} \cdot E_p^2 \\ &\quad - \sum_j C_{ij} \cdot E_j^2], \\ dE_j/dt &= E_j [g_j - \xi_j - b_j \cdot E_j^2 - \sum'_p C_{jp} \cdot E_p^2 \\ &\quad - \sum_i C_{ji} \cdot E_i^2]. \end{aligned} \quad (3)$$

对窄线宽的情况, 可以认为每个频率中的  $E$ 、 $g$ 、 $\xi$  值极相近, 可假设<sup>[7]</sup>

$$E_n = E_n, \quad g_n = g_n, \quad \xi_n = \xi_n, \quad (n=i, j)$$

$$C_{ii} = C_{ii}, \quad C_{ij} = C_{ij}, \quad C_{j'j} = C_{j'j}, \quad C_{j'i} = C_{j'i} \quad (4)$$

因此, 由文献[5]中的(19)、(20)式, 忽略非线性效应项, 可以得到关系

$$b_i = \frac{3}{2} C_{ii}, \quad b_j = \frac{3}{2} C_{jj}. \quad (4')$$

如果再考虑到(2)式, 则可由方程(3)得到用强度表示的近似表达式

$$\begin{aligned} \frac{dI_i}{dt} &= I_i \left[ g_i - \xi_i - \left( k + \frac{1}{2} \right) g_i F(\nu_i) I_i \right. \\ &\quad \left. - l g_j F(\nu_j) I_j \right], \\ \frac{dI_j}{dt} &= I_j \left[ g_j - \xi_j - \left( l + \frac{1}{2} \right) g_j F(\nu_j) I_j \right. \\ &\quad \left. - k g_i F(\nu_i) I_i \right], \end{aligned} \quad (5)$$

其中,  $a_n = g_n - \xi_n$  ( $n=i, j$ ) 为线性净增益系数。显然, 若  $a_n \leq 0$ , 则激光不可能振荡。因此这里只讨论  $a_n > 0$ , 也即  $g_n/\xi_n > 1$  的情况。

为简单起见, 我们仍以稳态解作为近似,

即可由  $dI_i/dt=0$ ,  $dI_j/dt=0$  得到四组可能的解。但其中  $I_i=I_j=0$  的解是没有意义的, 其余为  $I_i \neq 0, I_j=0$  或  $I_i=0, I_j \neq 0$  的两个单频振荡解和都不为零的双频振荡解。采用微振动分析法, 根据稳定振荡要求 ( $a_n > 0$ ), 利用文献[7]的振荡条件关系式(3)和(4), 并设  $\varepsilon_n = g_n/\xi_n$ , 可得到双频振荡的条件为:

$$\varepsilon_i > 1, \quad \varepsilon_j > 1, \quad (6-a)$$

$$\varepsilon_i < \frac{2k}{[(2k+1)/\varepsilon_j] - 1} = f(\varepsilon_j, k), \quad (6-b)$$

$$\varepsilon_j < 2k + 1, \quad (6-c)$$

$$\varepsilon_i < \frac{2l}{[(2l+1)/\varepsilon_i] - 1} = f(\varepsilon_i, l), \quad (6-d)$$

$$\varepsilon_i < 2l + 1. \quad (6-e)$$

$i$  频单频振荡条件为:

$$\varepsilon_i > 1, \quad (7-a)$$

$$\varepsilon_i > \varepsilon_j, \quad (7-b)$$

$$\varepsilon_i > \frac{2k}{[(2k+1)/\varepsilon_j] - 1} = f(\varepsilon_j, k). \quad (7-c)$$

$j$  频单频振荡条件为:

$$\varepsilon_j > 1, \quad (8-a)$$

$$\varepsilon_j > \varepsilon_i, \quad (8-b)$$

$$\varepsilon_j > \frac{2l}{[(2l+1)/\varepsilon_i] - 1} = f(\varepsilon_i, l). \quad (8-c)$$

由关系式(6)看出, 双频振荡的条件, 在保证  $\varepsilon_i > 1, \varepsilon_j > 1$  的前提下, 两个频率的增益不仅是相关的(见(6-b)和(6-d)式), 而且受相关频率含有模的数目的限制(见(6-c)和(6-e)式)。这表明, 过高的介质增益, 不能实现稳定的双频振荡。而且模的数目越少(线宽越窄), 双频振荡的范围也越小。在调谐过程中, 由于频率间增益的相关性, 其中一个频率的增益升高, 将引起另一频率增益的下降, 达到一定程度时后者的振荡将被抑制, 而转变为单频振荡, 这时关系(6-b)变为关系(7-c), 或(6-d)变为(8-c)。一种频率中的模数  $k$  或  $l$  可由线宽和纵模间隔(腔长)来决定。如线宽为 8 GHz ( $\lambda=600$  nm 处,  $\delta\lambda \approx 0.01$  nm), 腔长为 30 cm (纵模间隔  $\sim 0.5$  GHz),

则模数约为 16, 这时  $2k+1=33$ , 这个值是足够大的。即使线宽再小一个量级,  $2k+1=4 \sim 5$ 。

### 三、双频染料激光器的振荡状态图

条件(6)~(8)可直观地用图来表示。图 1 即为双频染料激光器 ( $k=l$ ) 的振荡状态图<sup>[8]</sup>,  $i, j$  频的“增益-损耗比”分别用  $\varepsilon_i$  和  $\varepsilon_j$  表示横坐标和纵坐标, 两轴相交于  $Q(\varepsilon_i=1, \varepsilon_j=1)$  点。图中  $A, A'$  区为  $i$  频单频振荡区,  $B, B'$  区为  $j$  频的单频振荡区,  $D$  区为双频振荡区。而  $C$  区为  $\varepsilon_i < 1, \varepsilon_j < 1$  的无振荡区,  $E$  为不稳定区。这里,  $Q$  点是不稳定点, 它是三种不同振荡区和无振荡区的交点, 相当于阈值点。曲线  $QM$  和  $QN$  是双频区与两单频区的边界, 其附近的点是两种振荡状态的不稳定过渡区。

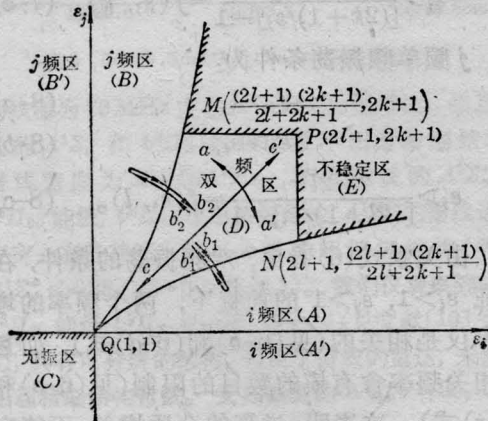


图 1 双频染料激光器的振荡状态图 ( $k=l$ )

由关系式或状态图可以看出, 为了获得双频振荡, 在  $\varepsilon_i > 1, \varepsilon_j > 1$  的前提下,  $\varepsilon_i$  和  $\varepsilon_j$  的值必须同时受四个条件的限制(对应于图上的  $QM, QN, MP, PN$  四条边界线)。调谐时, 只有  $\varepsilon_i$  值与  $\varepsilon_j$  值在此四个条件所限制的范围内变化, 才能保持双频运转。如果在相关的自然动态变化中(一个频率  $\varepsilon$  的值增大伴随另一频率  $\varepsilon$  值减小), 一旦其中之一超过了某一值(见关系式(7)或(8)), 激光系统即

转变为单频运转。此外, 状态图还表明, 双频运转的  $\varepsilon_i$  值和  $\varepsilon_j$  值存在极限值  $(2l+1)$  和  $(2k+1)$ 。这意味着一个频率允许的  $\varepsilon$  值的大小, 受相关频率模数的限制, 并且不得大于其模数的一倍。否则, 如果有一频率的  $\varepsilon$  值大于此极限值, 设  $\varepsilon_i \geq 2l+1$ , 这时由于模竞争,  $\varepsilon_i$  值继续迅速地增长, 而  $\varepsilon_j$  值则急剧下降, 振荡工作点  $(\varepsilon_i, \varepsilon_j)$  即“跳”入  $i$  频单频区, 变为单频振荡。如果两个频率的  $\varepsilon$  值都大于极限值, 这种处于高增益状态的激光系统是极不稳定的, 任一因素的扰动, 都势必迅速发展成一个频率对另一个频率的抑制, 工作点也即“跳”入单频区。

如果两个频率所含模数目不相等, 设  $l > k$ , 这时的振荡状态图不再对  $45^\circ$  分角线对称, 图 2 为  $k \neq l (l > k)$  的振荡状态图。这时,  $j$  频区有所加宽,  $i$  频区有所变窄, 但两者相差不会很大; 在这种情况下由于双频区变成了不对称的长条形, 这实际上导致了双频稳定振荡区的缩小。

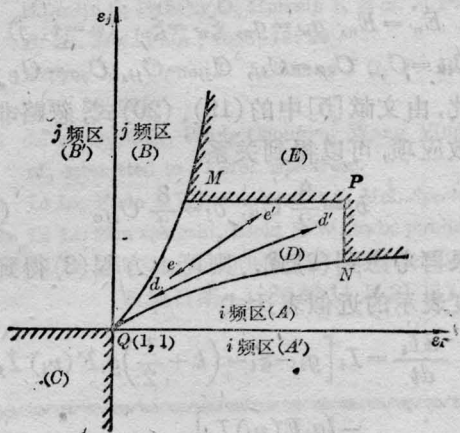


图 2 模数不同时的振荡状态图

### 四、相关调谐原理

各种腔型结构的共激活区双频染料激光器的工作原理, 都可用图 3 来表示。两选频支腔分别由光扩束器和选频元件组成, 并由一光分束器进行耦合。由激活区发出的光,



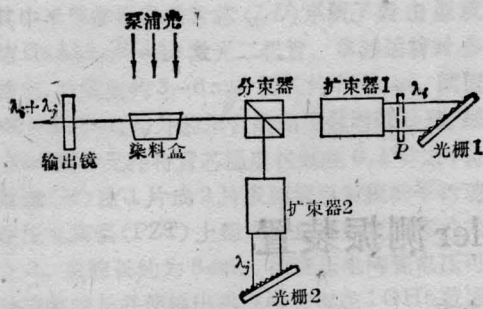


图3 共激活区双频染料激光器原理图

经两个支腔分别选频后，共同返回同一激活区，并共用一输出反射镜。两个频率的光同时在腔中受激放大，并共轴输出。

如果调谐时，让一个频率固定不变，另一频率由染料增益曲线的一端，经增益峰值调谐到另一端，即可得到双频输出的调谐曲线（强度与波长的关系）。

由方程(5)可得稳态时的双频振荡解，

$$\left. \begin{aligned} I_i &= \frac{k[1 - (2l+1)/\varepsilon_i + 2l/\varepsilon_j]}{[(l+k+1/2) \cdot F(\nu_i)]} \\ I_j &= \frac{l[1 - (2k+1)/\varepsilon_j + 2k/\varepsilon_i]}{[(l+k+1/2) \cdot F(\nu_j)]} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

可以看出，双频激光的强度是相关的， $I_i$  不仅取决于  $i$  频自身的参量 ( $k, \varepsilon_i, F(\nu_i)$ )，还与  $j$  频的参量有关。调谐时由于增益  $g_i$  与  $g_j$  相关 (即  $\varepsilon_i$  与  $\varepsilon_j$  相关)，因此在一个频率调谐时，将引起两个频率的光强产生相对变化。如图4(a)所示 (染料为若丹明6G)，实线为波长  $\lambda_i$  的调谐曲线，虚线为固定波长  $\lambda_j$  的强度相对变化曲线，两曲线上对应点的一次导数的符号正好相反，一曲线的极大对应另一曲线极小。如果固定波长处在较小的增益处，当可变波长调到较高增益处时，即变成单频振荡 (图4(b))。对上述两种情况，调谐时工作点在振荡状态图中的轨迹，如图1中  $aa'$  和  $b_1b'_1$  (或  $b_2b'_2$ ) 所示。

这种激光器有三个明显的缺点：(1)不能在调谐中持续地得到双频振荡，(2)两个频率的光强起伏大、差别大，(3)双频振荡调谐范围大大缩小。当前所报道的各种双频染料激

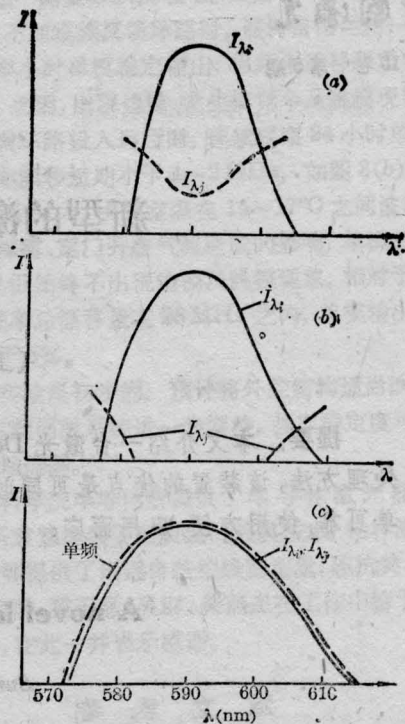


图4 双频染料激光器的调谐曲线 (若丹明6G)

光器，都不同程度地存在这些问题。

我们根据前面的理论分析，提出了一个双频染料激光器的相关调谐原理，有效地解决了这些问题。它是在调谐过程中对其中一个支腔的损耗  $\xi$ ，采取人为的相关补偿，以使  $\varepsilon_i = g_i/\xi_i$  与  $\varepsilon_j = g_j/\xi_j$  保持一定的关系，使得  $\varepsilon_i$  与  $\varepsilon_j$  的值，或同时上升，或同时下降，其过程如图1中  $cc'$  或图2中的  $dd'$  (不同于自然相关时，一个增大必伴随着另一个减小)。图1中的  $cc'$  线是  $\varepsilon_j = \varepsilon_i$  的对称直线，可称为“对称相关调谐”。由公式(9)可以得到双频的“强度比”公式

$$\frac{I_i}{I_j} = \frac{k \cdot F(\nu_j) [1 - (2l+1)/\varepsilon_i + 2l/\varepsilon_j]}{l \cdot F(\nu_i) [1 - (2k+1)/\varepsilon_j + 2k/\varepsilon_i]} \quad (10)$$

对称调谐时，可得到  $I_i \approx I_j$ 。图2的  $dd'$  线不为对称调谐，一般也不是直线，但仍可控制“强度比”在一定范围以内。如果选取合适的参数，也可实现  $ee'$  线轨迹的对称调谐。

(下转第294页)

取 $|\alpha|=1.5, \theta_1=0$ 及 $\varphi_1=0$ 。若取 $\varphi_1=\pi/2$ ,  $Q$ 参数如图6所示。结果表明, $Q$ 值是 $\Delta\theta$ 的周期函数,但 $\theta$ 值的大小及 $Q$ 达到最小值时的 $\Delta\theta$ 值均与 $\Delta\varphi$ 和 $\varphi_1$ 的值有关。在图5所示的场合下,对应于 $\Delta\varphi=0$ 。当 $\Delta\theta=0$ 或 $2\pi$ 时, $Q$ 达最小值 $Q_{\min}=-0.5$ 。与其他 $\Delta\varphi$ 值的情况相比,此时的 $Q_{\min}$ 有最大的负值。随着 $\Delta\varphi$ 的增大,相应于 $Q_{\min}$ 的 $\Delta\theta$ 值也变大,而且所能达到的 $Q_{\min}$ 由最大的负值逐渐过渡到零,直至正值。在 $\Delta\varphi=\pi/2$ 时, $Q_{\min}\approx 0$ ,在 $\Delta\varphi=3/4\pi, \pi$ 时, $Q_{\min}>0$ ,即迭加场在任何 $\Delta\theta$ 值下都只能呈现聚束效应。在图6所示的场合下( $\varphi_1=\frac{\pi}{2}$ ),  $Q_{\min}$ 在 $\Delta\varphi=3/4\pi$ 时为零。而在其他的 $\Delta\varphi$ 值时, $Q_{\min}$ 总是大于零。这表明迭加场不可能呈亚泊松分布,只在特殊的位相角情况下呈准泊松分布,其余区域均呈超

泊松分布。

总之,两个压缩态光场的迭加,由于各位相角之间产生的干涉效应,使迭加场呈现出很复杂的光子统计特性。除以上讨论之外, $Q$ 值还取决于参数 $\gamma, |\alpha|$ 以及 $s$ ,调整其中的任一参数都可以获得不同统计特性的迭加场。

### 参 考 文 献

- 1 郭光灿 *et al.* 量子电子学, 1987; 4(1):1
- 2 Glauber R J. *Phys. Rev.*, 1963; 130(6): 2529
- 3 Yuen H.P. in "Proceeding of the Fifth Rochester Conference on Coherence and Quantum Optics", ed. by Mandel L.L, Wolf E, Plenum Press, 1983
- 4 范洪义, 郭光灿. 光学学报, 1985; 5(9): 804
- 5 郭光灿, 王善祥. Report in '87 International Conference of Laser (Xiamen, China), Digest of the Conference, p. 224

(上接第 275 页)

我们在实验装置的一个支腔中, 插入了一个损耗连续可变的补偿器(见图3中虚线表示的 $P$ ), 来实现对称的相关调谐。图4(c)即为它的实验结果, 在调谐中通过补偿器的相关补偿, 得到了 $I_1 \approx I_2$ 的双频稳定运转。而且大大加宽了双频振荡的调谐范围, 它几乎与单频染料激光器的调谐范围相当(如虚线所表示, 只缩小了百分之几)。

(2) 采用相同的支腔结构和参数, 具有对称的振荡状态图, 有利于实现宽调谐范围的双频稳定运转。

(3) 这一相关调谐原理, 原则上也适用于多频染料激光器。

(4) 损耗相关补偿, 完全可通过光电自动控制来实现, 因而可以制成一种实用的激光器。

### 参 考 文 献

- 1 Zalewski E F *et al.* *Appl Opt.*, 1971; 10:2773
- 2 Williams S W. *Opt. Commun.*, 1983; 45:112
- 3 朱文森 *et al.* 中国激光, 1983; 10:581
- 4 韩全生 *et al.* 中国激光, 1984; 11:321
- 5 潘少华. 物理学报, 1981; 30:1067
- 6 许祖彦 *et al.* 物理学报, 1981; 30:820
- 7 李师群 *et al.* 光学学报, 1983; 3:853
- 8 刘庆. 宽通带耦合的窄带双频染料激光器的研究(学位论文)

## 五、结论和讨论

(1) 用损耗相关补偿法进行相关调谐, 使双频染料激光器中模竞争引起的有害作用, 反而转化成为有利因素, 不仅能实现宽调谐范围的双频稳定运转, 而且还可以在一定范围内控制和调节两个频率的强度比。