

# 脉冲注入锁定染料激光器的光束参数选择和模式匹配

张铁军

(长春光学精密机械研究所)

**摘要:** 本文从ABCD定律和高斯光束的 $q$ 参数表示出发, 讨论了脉冲注入锁定染料激光器中受迫激光器谐振腔参数的选择以及它与主激光器注入光束的匹配问题, 给出了解析计算结果。

The parameters selections of the light beam and the mode matching in injection-locking pulsed dye laser

Zhang Tiejun

(Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics)

**Abstract:** The proceeding from the ABCD law and the  $q$  expression of Gaussian beams, the oscillator cavity parameters selections of the forced laser and the mode matching between the forced laser and the master laser in injection-locking pulsed dye laser and discussed and the analytic solution are given.

我们曾详细地讨论了短脉冲注入锁定染料激光器的纵模匹配问题<sup>[1]</sup>, 实际上, 受迫激光器的谐振腔参数选择以及它与主激光器注入光束的匹配程度对注入锁定有很大的影响。一般而言, 不仅纵模而且横模也要求匹配。在注入锁定染料激光器中, 谐振腔参数的选择具有与通常不同的要求, 它不仅要求受迫激光器谐振腔本身实现最佳化, 而且必须考虑注入光束与该谐振腔之间的耦合问题。尽管注入锁定染料激光器已有较大发展, 但是有关光束参数的选择以及模式匹配问题的分析, 至今尚不多见。本文从ABCD定律和高斯光束的 $q$ 参数表示出发, 详细讨论了这些问题。

## 一、受迫激光器谐振腔参数的选择

在注入锁定染料激光器中, 通常采用环形腔结构作为受迫激光器的谐振腔腔型, 如图1所示, 考虑一般的实际情况和分析上的方便, 选择 $M_1$ 与 $M_2$ 的曲率半径相等, 即有 $R_1 = R_2 = R$ ,

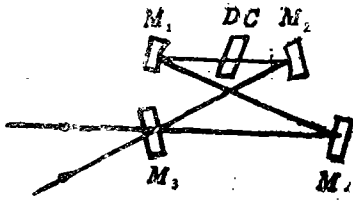


图1 受迫激光器谐振腔模型

$M_1, M_2$ —球面全反射镜  $M_3$ —输出镜  $M_4$ —平面反射镜 DC—染料盒

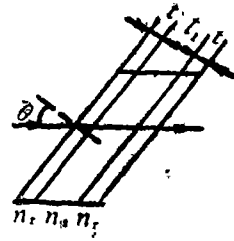


图2 染料盒的结构模型

$M_3$ 与 $M_4$ 取为平面。染料盒的结构参见图2，其中 $t_1$ 、 $t$ 分别为染料层的厚度和窗口的厚度， $n_1$ 和 $n_2$ 分别为相应的折射率， $\theta$ 为入射角。

采用ABCD定律分析谐振腔高斯光束的特性，选择 $M_2$ 为参考平面，那么传播矩阵为：

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & kR \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \alpha R \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{kR}{f_1} & \alpha R + kR(1 - \frac{\alpha R}{f_1}) \\ -\frac{1}{f_2} - \frac{1}{f_1}(1 - \frac{kR}{f_2}) & -\frac{\alpha R}{f_2} + (1 - \frac{kR}{f_2})(1 - \frac{\alpha R}{f_1}) \end{pmatrix} \quad (1)$$

式中， $f_1$ 、 $f_2$ 分别为 $M_1$ 、 $M_2$ 的反射焦距， $kR$ 是从 $M_1 \rightarrow M_2 \rightarrow M_3 \rightarrow M_4$ 之间的长度， $\alpha R$ 为 $M_1 M_2$ 之间的等效光路长度， $k$ 、 $\alpha$ 是无量纲的比例系数。由(1)式得：

$$\begin{aligned} A &= 1 - \frac{kR}{f_1} \\ B &= \alpha R + kR(1 - \frac{\alpha R}{f_1}) \\ C &= -\frac{1}{f_2} - \frac{1}{f_1}(1 - \frac{kR}{f_2}) \\ D &= -\frac{\alpha R}{f_2} + (1 - \frac{kR}{f_2})(1 - \frac{\alpha R}{f_1}) \end{aligned} \quad (2)$$

由于球面反射镜 $M_1$ 、 $M_2$ 存在离轴象散，因而在子午平面（纸面）内与弧矢平面（垂直于纸面）内，高斯光束的性质不完全相同，所以应分子午面与弧矢面两种情况考虑，即：

子午平面：

$$\begin{aligned} A_t &= 1 - \frac{kR}{f_{t1}} \\ B_t &= \alpha_t R + kR(1 - \frac{\alpha_t R}{f_{t1}}) \\ C_t &= -\frac{1}{f_{t2}} - \frac{1}{f_{t1}}(1 - \frac{kR}{f_{t2}}) \end{aligned} \quad (3)$$

$$D_t = -\frac{a_t R}{f_{t2}} + \left(1 - \frac{kR}{f_{t2}}\right) \left(1 - \frac{a_t R}{f_{t1}}\right)$$

弧矢平面:

$$A_s = 1 - \frac{kR}{f_{s1}}$$

$$B_s = a_s R + kR \left(1 - \frac{a_s R}{f_{s1}}\right) \quad (4)$$

$$C_s = -\frac{1}{f_{s2}} - \frac{1}{f_{s1}} \left(1 - \frac{kR}{f_{s2}}\right)$$

$$D_s = -\frac{a_s R}{f_{s2}} + \left(1 - \frac{kR}{f_{s2}}\right) \left(1 - \frac{a_s R}{f_{s1}}\right)$$

式中,  $f_{t1} = R \cos \theta_1 / 2$ ,  $f_{t2} = R \cos \theta_2 / 2$ ,  $f_{s1} = R \cos \theta_1 / 2$ ,  $f_{s2} = R \cos \theta_2 / 2$ ,  $\theta_1$ 、 $\theta_2$  分别为  $M_1$ 、 $M_2$  的离轴角。另外  $a_t$ 、 $a_s$  满足文献(2):

$$a_t = a_0 + \left[ \frac{tn_r^2 \cos^2 \theta}{(n_r^2 - \sin^2 \theta)^{3/2}} + \frac{t_1 n_s^2 (n_r^2 - \sin^2 \theta)}{n_r (n_s^2 - \sin^2 \theta)^{3/2}} + \frac{tn_s^2 (n_s^2 - \sin^2 \theta)}{n_s (n_r^2 - \sin^2 \theta)^{3/2}} \right] \cdot \frac{1}{R}$$

$$a_s = a_0 + \left[ \frac{t(1+n_s)}{(n_r^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} + \frac{t_1 n_r}{(n_s^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}} \right] \cdot \frac{1}{R} \quad (5)$$

式中,  $a_0 R$  为  $M_1$ 、 $M_2$  之间除染料盒以外的光路长度,  $a_0$  为无量纲的比例系数。

显然, 由于  $f_t$ 、 $f_s$ 、 $a_t$  和  $a_s$  的不同, 导致了各个矩阵元素的不同, 造成了轴外象散的产生, 这种象散对于受迫激光器的稳定性, 光束质量及输出功率均有不利的影响, 因此, 必须进行象散补偿。所谓象散补偿是为了使子午平面内与弧矢平面内的束腰位置完全重合 (有人认为应使子午平面与弧矢平面内的稳定区域有最大的重叠<sup>[3]</sup>)。假设束腰与参考平面相距为  $X$ , 则有:

$$X = (D - A) / 2C \quad (6)$$

在子午平面与弧矢平面内的束腰位置分别为:

$$X_t = \frac{D_t - A_t}{2C_t} = \frac{a_t R}{2} + \frac{kR(f_{t2} - f_{t1})}{2(kR - f_{t1} - f_{t2})} \quad (7)$$

$$X_s = \frac{D_s - A_s}{2C_s} = \frac{a_s R}{2} + \frac{kR(f_{s2} - f_{s1})}{2(kR - f_{s1} - f_{s2})} \quad (8)$$

它们的位置差  $\Delta X$  为:

$$\Delta X = X_s - X_t = \frac{R}{2} (a_s - a_t) + \frac{kR}{2} \left( \frac{f_{s2} - f_{s1}}{kR - f_{s2} - f_{s1}} - \frac{f_{t2} - f_{t1}}{kR - f_{t2} - f_{t1}} \right) \quad (9)$$

引入  $X_1 = \cos \theta_1$ ,  $X_2 = \cos \theta_2$ 。为消除象散, 应有  $\Delta X = 0$ , 即  $X_2$  满足:

$$BX_2^2 + CX_2 + D = 0 \quad (10)$$

式中,  $B = 2k(kX_1 - 1) + (a_s - a_t)(1 - 2kX_1)$ ;  $C = 2k^2(1 - X_1^2) - (a_s - a_t)(2kX_1 - 1)$

$$\cdot (2k - X_1) + X_1); D = (a_s - a_t)(2k - X_1)X_1 - 2kX_1(k - X_1)。$$

解 (9) 式可求得:

$$X_2 = (\sqrt{C^2 - 4BD} - C) / (2B) \quad (11)$$

图3中给出了消除象散条件下 $\theta_1$ - $\theta_2$ 的关系曲线。

尽管满足 (11) 式实现了象散的补偿, 但一般而言, 在子午平面内与弧矢平面内的束腰腰斑大小以及稳定区域仍不完全相同, 在谐振腔内存在椭圆高斯光束。子午平面与弧矢平面内的束腰腰斑半径可由下式给出:

$$\omega_{0t}^2 = - \frac{2B_t \lambda}{\pi \sqrt{4 - (A_t + D_t)^2}}$$

$$\omega_{0s}^2 = - \frac{2B_s \lambda}{\pi \sqrt{4 - (A_s + D_s)^2}} \quad (12)$$

式中,  $\lambda$  为振荡波长, 在图4中给出了象散补偿条件下 $\Delta\omega = \omega_{0s} - \omega_{0t}$ 与离轴角 $\theta_1$ 的关系曲线, 计算结果表明, 在离轴角 $\theta_1$ 、 $\theta_2$ 很小时 ( $< 10^\circ$ ),  $\omega_{0t}$ 与 $\omega_{0s}$ 的差别不大, 但随离轴角的增大而显著增加 (实际中一般不超过 $5^\circ$ )。

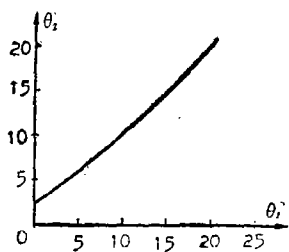


图3 离轴角 $\theta_1$ 与 $\theta_2$ 关系曲线

$k = 5.0$   $R = 50\text{mm}$   $a_0 = 1.0$   
 $t = 1.0\text{mm}$   $t_1 = 4.0\text{mm}$   $\theta = 56^\circ$   
 $n_r = 1.5163$   $n_s = 1.36$

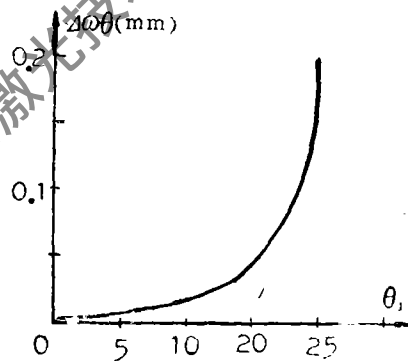


图4  $\Delta\omega$ 与 $\theta_1$ 的关系曲线

$\lambda = 590\text{nm}$  其余同图3

稳定性条件由  $|A + D| < 2$  给出, 在子午平面与弧矢平面内, 稳定性条件分别为:

$$-a_t + \frac{(f_{t1} - f_{t2})kR - 4f_{t1}f_{t2}}{kR^2 - R(f_{t1} + f_{t2})} < a_0 < -a_t + \frac{(f_{t1} + f_{t2})kR}{kR^2 - R(f_{t1} + f_{t2})} \quad (13)$$

$$-a_s + \frac{(f_{s1} + f_{s2})kR - 4f_{s1}f_{s2}}{kR^2 - R(f_{s1} + f_{s2})} < a_0 < -a_s + \frac{(f_{s1} - f_{s2})kR}{kR^2 - R(f_{s1} + f_{s2})} \quad (14)$$

在图5中给出了象散补偿条件下稳定区域与离轴角的关系曲线。计算结果同束腰相类似, 只要

离轴角较小 ( $<10^\circ$ )，那么在子午平面与弧矢平面内的稳定区域差别不大。可见，为了使光束在子午平面与弧矢平面具有相近的性质，在满足象散补偿条件下，应尽可能减少离轴角。

## 二、主激光器注入光束与受迫激光器谐振腔之间的匹配

主激光器输出的注入光束与受迫激光器谐振腔中的振荡光束是不同的，为了实现有效的注入锁定，必须对主激光器输出的注入光束与受迫激光器的振荡光束进行模式匹配。所谓模式匹配是指一注入的单模光束只激发出受迫激光器一相应的单模，而不激发出其他的模式。为了实现模式匹配就要求注入光束的参量在进入受迫激光器的谐振腔后与它的光束参量完全一致。为了实现这一目的，一般是在主激光器与受迫激光器之间引入一光学系统（如透镜）。我们采用注入光束的束腰经过这一光学系统后成像到受迫激光器的束腰上，且两者的束斑大小完全相同的方法分析模式匹配问题。

考虑图6所示的模式匹配示意图， $\omega_0$ 、 $\omega_1$ 分别为主激光器与受迫激光器的束腰半径， $L$ 为匹配透镜，焦距为 $f_M$ ， $S_0$ 为 $\omega_0$ 与 $L$ 之间的距离， $S_{00}$ 为由 $L$ 至 $M_2$ 的等效光路长度， $\chi$ 为 $M_2$ 至受迫激光器束腰的等效光路长度。

在主激光器的束腰位置上，有 $q_0$ 满足：

$$q_0 = -i\lambda / (\pi\omega_0^2) \quad (15)$$

由束腰 $\omega_0$ 至 $L$ ，有 $q_L$ 满足：

$$q_L = q_0 + s_0 \quad (16)$$

经过 $L$ 的变换后，有 $q_L'$ 满足：

$$\frac{1}{q_L'} = \frac{1}{q_L} - \frac{1}{f_M} \quad (17)$$

由 $L$ 至 $M_2$ ，有 $q_{M_2}$ 满足：

$$q_{M_2} = q_L' + s_{00} \quad (18)$$

经 $M_2$ 反射后，有 $q_{M_2}'$ 满足：

$$\frac{1}{q_{M_2}'} = \frac{1}{q_{M_2}} - \frac{1}{f_2} \quad (19)$$

由 $M_2$ 至束腰 $\omega_1$ 、 $q_1$ 满足：

$$q_1 = q_{M_2}' + \chi, \text{ 且 } q_1 = -i\lambda / (\pi\omega_1^2) \quad (20)$$

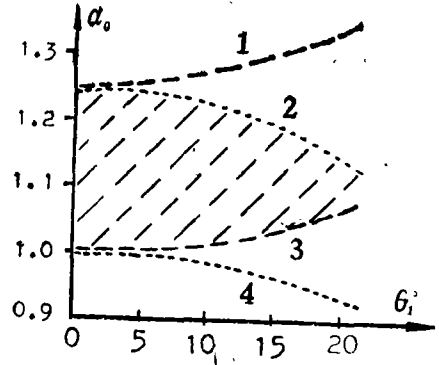


图5 稳定区域与离轴角的关系

$a_{0i}$ —子午面  $a_{0s}$ —弧矢面  
参数同图3 1— $a_{0i \max}$  2— $a_{0s \max}$  3— $a_{0i \min}$  4— $a_{0s \min}$

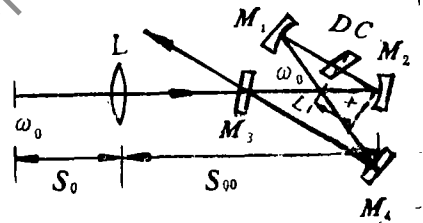


图6 模式匹配示意图

由 (15) ~ (20) 式可以求得以下关系:

$$(\pi\omega_0\omega_i/\lambda)^2(f_2 + \chi + t_1) = \chi^2 t_2 + (f_2 - \chi)(f_M^2 - t_1 t_2) \quad (21)$$

$$\omega_0^2 \{ (f_2 - \chi)t_1 - \chi^2 \} = \omega_i^2 \{ (f_2 + \chi)t_2 + t_1 t_2 - f_M^2 \} \quad (22)$$

$$\text{式中, } t_1 = f_M - S_{00} - \chi \quad (23)$$

$$t_2 = f_M - s_0 \quad (24)$$

由 (21)、(22) 式求得:

$$t_2 = \pm \sqrt{\frac{f_M^2(f_2 - \chi)^2\omega_0^2 - (\pi\omega_0\omega_i/\lambda)^2(f_2^2\omega_0^2 - f_M^2\omega_i^2)}{\omega_i^2 f_2^2}} \quad (25)$$

$$t_1 = \frac{\chi^2 t_2 + f_M^2(f_2 - \chi) - (\pi\omega_0\omega_i/\lambda)^2(f_2 - \chi)}{(\pi\omega_0\omega_i/\lambda)^2 + (f_2 - \chi)t_2} \quad (26)$$

由 (25)、(26) 式结合 (23)、(24) 两式可以求得  $S_{00}$ 、 $S_0$  的值。

由于  $f_2$  及  $\omega_i$  对于子午平面与弧矢平面其大小是不一样的, 所以得到的匹配透镜与两束腰  $\omega_0$  和  $\omega_i$  的间距  $S_0$ 、 $S_{00}$  在子午平面与弧矢平面是不同的, 也就是说, 注入光束进入到受迫激光器的谐振腔内, 在子午平面与弧矢平面内的束腰位置不与该谐振腔的束腰重合。所以注入光束进入受迫激光器谐振腔后产生了象散。在图7a、7b中给出了主激光器实现象散补偿的条件下  $S_0$ 、 $S_{00}$  与离轴角  $\theta_1$  的关系曲线。可见, 匹配透镜焦距的选择对象散的影响很大,  $f_M$  越小, 象散越小, 此外, 离轴角愈小, 象散也愈小。

为了消除注入光束产生的象散, 可以在匹配透镜与两个束腰之间分别加上象散补偿板, 人为地引入象散以抵消固有象散。如图8所示, 补偿板 I 的厚度为

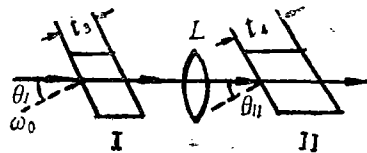


图8 补偿板结构简图

$t_3$ , 入射角  $\theta_I$ ; 补偿板 II 的厚度为  $t_4$ , 入射角为  $\theta_{II}$ , 二者的折射率均取  $n_i$ 。由 (25) 和 (26) 式及利用平板的传播矩阵<sup>[2]</sup>可以求得注入光束进入到受迫激光器谐振腔后, 不存在象散的条件是:

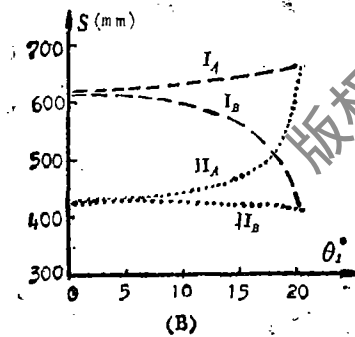
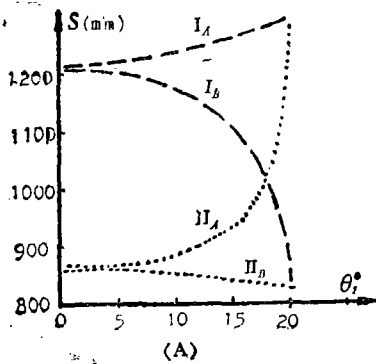


图7  $S_0$ 、 $S_{00}$  与  $\theta_1$  的关系曲线

I—对应  $S_{00}$  II—对应  $S_0$

A—对应子午面 B—对应弧矢面 其余参量同图3

(A)  $f_M = 500 \text{ mm}$

(B)  $f_M = 250 \text{ mm}$

$$t_3 = \frac{(t_{2i} - t_{2e})(n_i^2 - \sin^2 \theta_{II})^{3/2}}{(n_i^2 - 1) \sin^2 \theta_I}$$

$$t_4 = \frac{(t_{1i} - t_{1e})(n_i^2 - \sin^2 \theta_{II})^{3/2}}{(n_i^2 - 1) \sin^2 \theta_{II}} \quad (27)$$

式中,  $t_{2i}$ 、 $t_{2e}$  分别为  $t_2$  在子午平面与弧矢平面内的大小,  $t_{1i}$ 、 $t_{1e}$  分别为  $t_1$  在子午平面与弧矢平面内的大小。图9中给出了  $t_3$ 、 $t_4$  与离轴角  $\theta_1$  的关系曲线, 其结果与前面的相类似。

必须指出, 在以上的分析中未考虑主激光器谐振腔中插入元件的影响, 而这些元件对注入光束有变换作用。另外, 由于注入光束相对于受迫激光器的输出镜倾斜入射, 因而输出镜又产生了象散。不过输出镜的象散可以归结到(23)式中的  $S_{00}$  内, 只需从  $S_{00}$  中减去输出镜的象散值即可。考虑这两方面问题的分析方法完全与本文类似, 不作更多的说明了。

我们采用以上的分析结果, 建立了一套短脉冲注入锁定染料激光器系统, 实验表明, 这样的分析是可行的[4]。

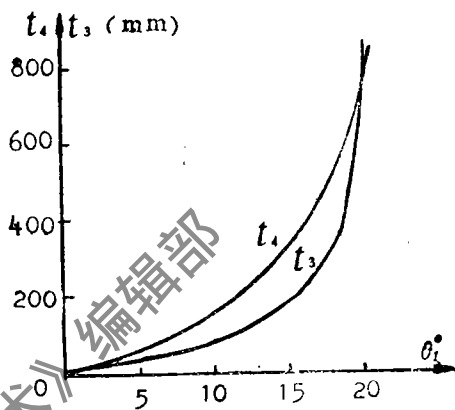


图9  $t_3$ 、 $t_4$  与  $\theta_1$  的关系

$$\theta_I = \theta_{II} = 56^\circ \quad n_i = 1.458$$

其余参量同图3

### 参 考 文 献

- [1] 张铁军, 《应用激光》, 1989年, 第9卷, 第1期, 第9~13页。
- [2] IEEE J.Q.E., 1969, Vol.QE-5, No.10, P.483.
- [3] IEEE J.Q.E., 1972, Vol.QE-8, No.3, P.371.
- [4] 张铁军、许风明, 《中国激光》, 1989年, 第16卷, 第1期, 第46~48页。

作者简介: 张铁军, 男, 1962年6月出生。研究实习员, 硕士。从事染料激光器和激光波长计研究。

收稿日期: 1988年10月14日。