

平行平面热稳定谐振腔

李世泽

(重庆市光机所)

提要: 利用费涅耳标量衍射理论和光学模成像法则, 讨论了具有内透镜的谐振腔; 导出了等效谐振腔的基本结构。计算与分析表明, 具有内透镜的平行平面腔可以等效为平球型谐振腔。当腔镜与透镜的配置满足本文所推导的公式时, 该腔是热稳腔。讨论了这类谐振腔的选模特性和一些设计实例。

A thermally stable parallel-plane resonator

Li Shize

(Chongqing Institute of Optics and Mechanics)

Abstract: Theory of Fresnel scale diffraction and imaging rule of optical mode were used to investigate the resonator with internal lens and basic structures of equivalent resonator are introduced. Calculation and analysis show that a parallel-plane resonator with internal lens may be equivalent to the plane-spheric resonator. It is a thermally stable resonator if the alignment of the resonator mirrors and lens satisfies the formulas derived in this paper. Properties of mode selection of this type of resonator and some design examples are discussed too.

影响固体激光器实现基模运转的关键之一, 是光泵热效应在激光介质中引起的光程畸变。它严重地限制了输出光束的功率、发散度及再现性。为了克服热扰动对激光器基模运转的影响, 通常采用了所谓热不灵敏谐振腔。在文献[1, 2]中, 推导了用 g 参数表征的动态热稳公式, 文献[3]引入与 g 有关的对热扰动的轴向灵敏度指标, 文献[4]用高斯束传播圆图给出了热稳条件。本文利用费涅耳标量衍射理论与光学模成像法则, 对具有热内透镜的光学谐振腔, 导出了其等效谐振腔构形。由于采用了几何光学的符号规定, 所得到的仅包含线段量的公式, 既适合于实象的情况, 也适合于虚象的情况, 除物理图象简单外, 亦具有一定的普遍意义。对这类腔

的选模特性也进行了分析, 并给出了几种典型的实用设计结果。

一、光学模的成像

两块半径分别为 a_1 、 a_2 , 曲率半径为 R_1 、 R_2 的球面镜 M_1 、 M_2 , 相距 L 放置。所构成的光学谐振腔的基本参数为:

$$N = \frac{a_1 a_2}{\lambda L}$$

$$G_1 = \frac{a_1}{a_2} \left(1 - \frac{L}{R_1} \right)$$

$$G_2 = \frac{a_2}{a_1} \left(1 - \frac{L}{R_2} \right)$$

式中 N 为费涅耳数; G_1 、 G_2 为腔的 G 参数,

收稿日期: 1980年8月25日。

这三个参数完全地确定了谐振腔的衍射损耗、谐振频率和模式图形。

当激光谐振腔内出现透镜、类透镜介质或其他光学系统时(图1),这种腔的性质不同于上述谐振腔。但可采用射线变换矩阵或衍射理论方法,将其等效为一具有确定参数的空腔。然后讨论等效空腔对内透镜元件焦距变化的适应性,从而简化问题。

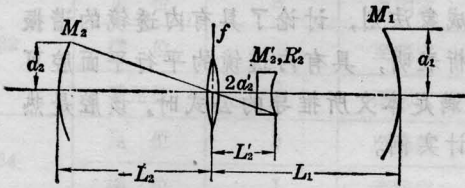


图1 具有内透镜的谐振腔

对于图2所示的光路,按费涅耳标量衍射理论, M_2 处的场分布 $E_2(x_2, y_2)$ 能经过透镜 f 变换为 M'_2 处的场分布 $E'_2(x'_2, y'_2)$ 。类似于几何光学,我们规定从透镜的主面算起,在透镜左边的直线量为负,在右边的直线量为正。物与象距透镜的距离则分别为 $-L_2$ 和 L'_2 , 它们之间满足公式

$$\frac{1}{L'_2} = \frac{1}{L_2} + \frac{1}{f} \quad (1)$$

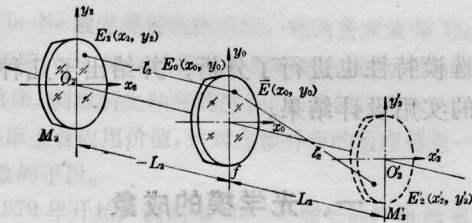


图2 费涅耳近似的光学模成像

在不考虑孔径衍射效应和近轴光线(即费涅耳近似)的情况下,经过计算可以得到用直线量,以及用 M'_2 处坐标代入的 E_2 所表示的 E'_2 [5]:

$$E'_2(x'_2, y'_2) = \frac{L_2}{L'_2} E_2\left(\frac{L_2}{L'_2} x'_2, \frac{L_2}{L'_2} y'_2\right) \times \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda} \left(L'_2 - L_2 + \frac{r'^2_2}{2f} \frac{L_2}{L'_2}\right)\right] \quad (2)$$

其中 $r'^2_2 = x'^2_2 + y'^2_2$ 。此式描写了物场与象场

之间的振幅与相位关系。我们可以看出,在右边指数中的最后一项表示了正比于 r'^2_2 的相移,它仅出现在象场中。如果除去这个相移,象与物的振幅及相位分布则按它们各自的比例重现。

根据附加相位移与 r^2 的关系,可以采用与物象平面分别相切的球形参考面来代替平面参考面。其场表达式中将出现 $\exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda} \frac{r^2}{2R}\right]$ 的相移因子(式中 R 为球形参考面的曲率半径)。采用球形参考面时,(2)式变换为:

$$E'_2(x'_2, y'_2) \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda} \frac{r'^2_2}{2R'_2}\right] = \frac{L_2}{L'_2} E_2\left(\frac{L_2}{L'_2} x'_2, \frac{L_2}{L'_2} y'_2\right) \times \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda} \left(L'_2 - L_2 + \frac{r'^2_2}{2f} \frac{L_2}{L'_2} + \frac{r'^2_2}{2R_2}\right)\right] \quad (3)$$

从(3)式中的可以看出,如果

$$\frac{r'^2_2}{2R'_2} = \frac{r'^2_2}{2f} \cdot \frac{L_2}{L'_2} + \frac{r'^2_2}{2R_2}$$

或者

$$\frac{1}{R'_2} = \frac{1}{f} \frac{L_2}{L'_2} + \frac{1}{R_2} \left(\frac{L_2}{L'_2}\right)^2 \quad (4)$$

成立,则象场中附加的与 r^2 成比例的相移因子被抵消。这意味着,对于具有内透镜的谐振腔,当 M_2 镜被透镜成像为 M'_2 镜时,如果象镜的曲率 R'_2 与物镜的曲率 R_2 满足(4)式,则象镜 M'_2 上光场的复振幅分布与模图形,按一定比例精确地重现了镜 M_2 上的复振幅分布与模图形。即在 M'_2 处的入射波与反射波,与镜 M_2 和透镜在该处形成的入射波与反射波完全相同。而且两个反射波在光束的任何截面上,尤其在 M_1 镜上都形成相同的模图形。这样可以认为由象镜 M'_2 与 M_1 构成一个新的谐振腔,此腔等效于具有内透镜的原始谐振腔。象镜 M'_2 的位置 L'_2 以及半径 a'_2 和镜面曲率半径 R'_2 可由下列公式求得:

$$L'_2 = \frac{fL_2}{L_2 + f}$$

$$a'_2 = \frac{fa_2}{L_2 + f} \quad (5)$$

$$R'_2 = \left[\left(1 + \frac{L_2}{f} \right) \left(\frac{1}{f} + \frac{1}{R_2} + \frac{L_2}{fR_2} \right) \right]^{-1}$$

等效腔的基本参数，可用原始系统参数表示如下：

$$N' = \frac{a_1 a_2}{\lambda L_e}$$

$$G'_1 = \frac{a_1}{a_2} \left(1 + \frac{L_2}{f} - \frac{L_e}{R_1} \right)$$

$$G'_2 = \frac{a_2}{a_1} \left(1 - \frac{L_1}{f} - \frac{L_e}{R_2} \right)$$

其中 $L_e = L_1 - L_2 + \frac{L_1 L_2}{f}$ 称之为等效腔长。

由于热透镜焦距 f 出现于(5)式与基本参数中，故当 f 随输入功率改变而变化时，谐振腔的特性亦随之改变，从而引起输出光束的较大变化，这就极大地限制了激光器的实际应用范围。

二、平行平面腔的热稳定性

现在考虑一个激活介质已形成透镜的平行平面腔，假设 $a_1 = a_2 = a$ ，所形成的透镜为正薄透镜，当实际情况偏离薄透镜时，计算的线段量从主平面算起。事实上，热透镜厚度所增加的有效腔长，根据(2)式只增加线性相移，而不改变与 r^2 成比例的相移。故以下推导的结果对厚透镜或光学系统也是适用的。

对于图3所示的系统，由上述成像法则可以得到：热透镜将 M_2 镜成象为 M'_2 ， M'_2 与 M_1 组成了等效空腔。从(5)可算出 L'_2 ， a'_2 ， R'_2 。因 $R_1, R_2 \rightarrow \infty$ 故 R'_2 的表达式可简化为：

$$R'_2 = \frac{f^2}{f + L_2}, \quad (6)$$

当 $f > |L_2|$ 时， $R'_2 > 0$ ， M'_2 镜的曲面向着腔内，构成平凹腔。反之形成平凸腔。

文献[1]指出，产生了热畸变的谐振腔，

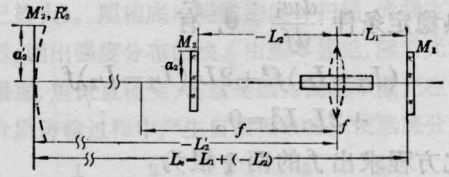


图3 含有内透镜的平行平面腔及其等效腔所画的情况为 $f > |L_2|$

其输出特性不随热焦距变化而改变的条件，是满足以下关系式：

$$\frac{dw_1}{df} = 0$$

式中 w_1 是输出镜上的光斑半径。按[5]给出 w_1 的表达式为

$$w_1^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{R_1^2 (R_2 - L) L}{(R_1 - L)(R_1 + R_2 - L)},$$

对于本文所讨论的平凹型等效腔，有 $R_1 \rightarrow \infty$ ， $R_2 = R'_2$ ， $L = L_e$ 。 w_1^4 的表达式化简为

$$w_1^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 (R'_2 - L_e) L_e, \quad (7)$$

由图3可见： $L_e = L_1 + (-L_2) = L_1 - L_2$ 。将 L_e 以及(5)、(6)式代入(7)式。得到

$$w_1^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \left(\frac{f^2}{f + L_2} - L_1 + \frac{fL_2}{f + L_2} \right) \times \left(L_1 - \frac{fL_2}{f + L_2} \right),$$

经过简单的代数运算，得到用 f 、 L_1 和 L_2 表达的 w_1

$$w_1^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \times \frac{(L_1 - L_2)f^2 + (2L_1L_2 - L_1^2)f - L_1^2L_2}{f + L_2}. \quad (8)$$

对(8)式求微分

$$\frac{d(w_1^4)}{df} = 4w_1^3 \frac{dw_1}{df},$$

变换后得到

$$\frac{dw_1}{df} = \frac{1}{4} \left(\frac{\pi}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{(L_1 - L_2)f^2 + 2L_2(L_1 - L_2)f + 2L_1L_2^2}{\left\{ [(L_1 - L_2)f^2 + (2L_1L_2 - L_1^2)f - L_1^2L_2]^{3/4} \right\} \times (f + L_2)^{5/4}}$$

由热稳定条件 $\frac{dw_1}{df} = 0$, 有

$$(L_1 - L_2)f^2 + 2L_2(L_1 - L_2)f + 2L_1L_2^2 = 0. \quad (9)$$

对此方程求出 f 的两个根为

$$f_{1,2} = -L_2 \left(1 \pm \sqrt{\frac{L_2 + L_1}{L_2 - L_1}} \right). \quad (10)$$

注意到只有实数值的 f 才有实际物理意义, 故根式内的分数值一定等于或大于零。此时, 应有 $|L_2| \geq L_1$ 。其次, 当根式前取负号时, 有 $f < |L_2|$ 按 g 参数的表达式 $g_1 < 0, g_2 > 0$, 所确定的等效腔, 处于稳定图上的非稳定区域。当根式前取正号时, 有 $f > |L_2|, g_1 > 0, g_2 > 0$, 等效腔是稳定的, 故只考虑根式取正号的情况。最后, 因为所研究的热透镜位于谐振腔内部, L_1 与 L_2 这两个线段量的符号一定相反。故命

$$1 \geq k = -\frac{L_1}{L_2} \geq 0$$

于是可将(10)式简写为

$$f = -L_2 \left(1 + \sqrt{\frac{1-k}{1+k}} \right) \quad (11)$$

(11)式所表示的 f, L_1 和 L_2 的关系, 就是腔内出现热透镜的平行平面腔其输出特性不随热焦距变化的热稳条件。

为讨论方便起见, 引入无量纲参数

$$W_{1e} = w_1 \sqrt{\pi/\lambda |L_2|}; \quad y = -\frac{f}{L_2},$$

这样(8)、(11)两式可以分别改写成更简单的形式

$$W_{1e} = \left[\frac{(1+k)y^2 - (2+k)ky + k^2}{y-1} \right]^{1/4} \quad (12)$$

$$y = 1 + \sqrt{\frac{1-k}{1+k}}. \quad (13)$$

除了平面镜上光斑尺寸外(它决定了激光器输出光束的发散度), 透镜(即激活介质端面)上的光斑半径 W_3 也很重要, 它表征激活介质被基模充满的程度, 以及参加到受激辐射中的模数目。同样引进无量纲参数 $W_{3e} = W_3 \sqrt{\pi/\lambda |L_2|}$, 由文献[5]中所给出的

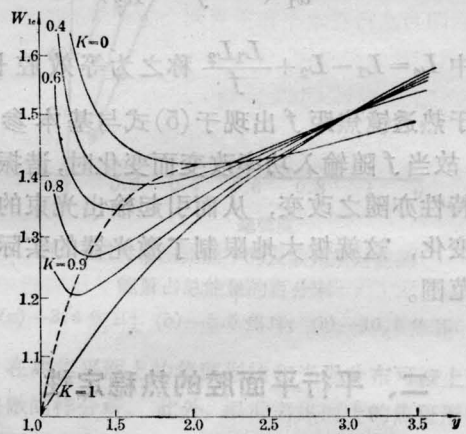
关系, 我们将其用 W_{1e} 表示如下

$$W_{3e} = W_{1e} \sqrt{1 + \frac{k^2}{W_{1e}^2}} \quad (14)$$

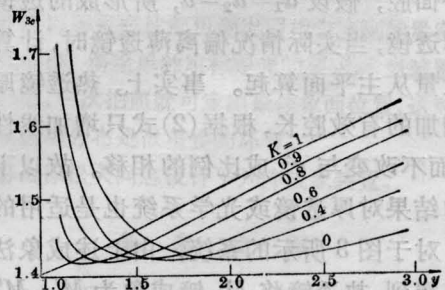
此外, 将(13)代入(12)还可得到在热稳条件下 W_{1e} 与 k 值的关系

$$W_{1e} = [2 - k^2 + 2\sqrt{1 - k^2}]^{1/4} \quad (15)$$

(13)、(14)、(15)三式是设计平面热稳腔的基本公式。为了更清楚地了解其物理意义, 我们以 k 为参量, 以 y 为横轴, 分别作出 $W_{1e}(y)$ (图4(a))、 $W_{3e}(y)$ (图4(b))的曲线。以 k 为横轴, 分别作出热稳状态下的 $y(k)$ (图5(a)), $W_{1e}(k)$ (图5(b))曲线。



(a) $W_{1e}(y)$ 曲线(虚线表示极值点)

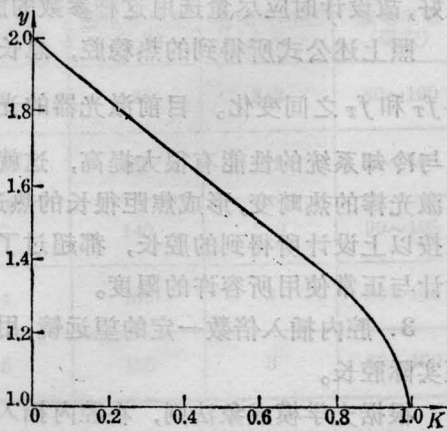


(b) $W_{3e}(y)$ 曲线

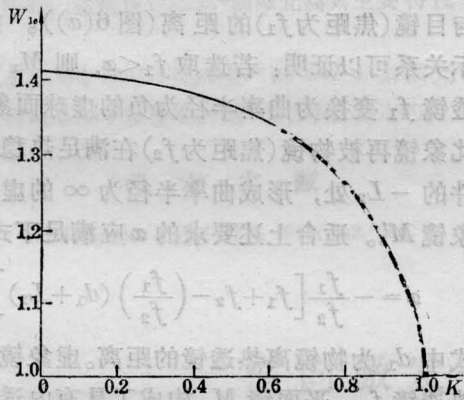
图 4

由所推导的公式以及所作出的曲线可以看出:

1. 热稳时, 必须满足 $f > |L_2| > L_1$ 条件。这表明热稳腔结构中, 全反射镜比输出镜离棒更远, 即激光棒在谐振腔中应是非对称放置。其次, 如果在 M_1 镜上是热稳输出,



(a) 热稳情况下的 $y(k)$ 曲线



(b) 热稳情况下的 $W_{1e}(k)$ 曲线

图 5

则由 M_2 镜输出时是非热稳的，即热稳腔是单端输出的。

2. 对于不等于 1 的各 k 值，每一 $W_{1e}(y)$ 曲线都有一极值点。当 $y < y_{极}$ 时， $W_{1e}(y)$ 曲线变化很迅速，过极值点后，曲线接近于一直线。这表明在设计热稳腔时应使 y 等于或稍大于 $y_{极}$ ，否则 W_1 随 f 的变化仍然是很大的。其次，从曲线 $W_{1e}(y)$ 可以看出，极值随 k 参量的增大而减小，特别重要的是极值的宽度范围也逐渐变窄。因而， k 值较小的腔，较 k 值大的热稳腔有更好的热稳定性。当 $k=1$ 时， $W_{1e} = \sqrt[4]{2y-1}$ 曲线无极值点。这说明对称放置的谐振腔无法实现热稳运转。

3. 在热稳情况下， W_{3e} 恒等于 $\sqrt{2}$ ，而 W_{1e} 随 k 变化。

对于 $k=0$ ， $L_2 = -\frac{f}{2}$ ， $L_1 = 0$ ， $g_1 g_2 = \frac{1}{2}$ ，这是经常为文献所提到的热稳腔。此时，因 $L_1 = 0$ ，故 $W_{1e} = W_{3e} = \sqrt{2}$ 。

对于 $k \approx 1$ ， $-L_2 \approx L_1 \approx f$ ， $g_1 g_2 \approx 0$ ，这是一个类共焦系统，即所谓“CAT'S-EYE”腔，其 $W_{3e} \approx \sqrt{2}$ ， $W_{1e} \approx 1$ 。

4. 对于 f 一定时，试比较 $k=0$ 与 $k \approx 1$ 这两种典型腔的基本参数。 $k=0$ 时， $w_1 = w_3 = \sqrt{\lambda f / \pi}$ 。 $k \approx 1$ ， $w_1 \approx \sqrt{\lambda f / \pi}$ ， $w_3 \approx \sqrt{2\lambda f / \pi}$ 。因为平凹腔的基模发散度为 $Q = \frac{\lambda}{\pi w_1}$ ，两者有相同的发散度。后者因 w_3 较大，故有较大的激活模体积，但如前所述，其热稳性较差。所以在设计激光器件时，应避免选择 k 值较大的热稳结构。

三、设计举例

从上面的讨论可知，适当地改变谐振腔内的简单直线量，即可实现激光器的热稳运转。但要达到基模输出，还必须进行选模。通常，我们除希望模式稳定外，还希望激活介质内的基横模体积尽可能大。如果采用腔内小孔选横模方法，小孔直径 ϕ 与小孔处的基模光束半径 W 之间有如下关系^[3]：

$$\phi = (3 \sim 3.5)W, \quad (16)$$

在利用激光棒作自孔径选模时， ϕ 表示棒的直径。对于给定了几种不同参数的情况，我们讨论如何选择热稳谐振腔的其余参数。并给出几个具体的数值计算结果。

1. 商品激光棒直径 ϕ 已确定，采用自孔径化选模。

根据 (9)、(15) 式，并注意到热稳情况下 W_{3e} 恒等于 $\sqrt{2}$ ，我们可以求得

$$-L_2 = \left(\frac{1}{18} \sim \frac{1}{24.5} \right) \frac{\pi \phi^2}{\lambda}$$

$$k = \frac{1 - \left(1 - \frac{f}{L_2}\right)^2}{1 + \left(1 - \frac{f}{L_2}\right)^2}$$

根据文献[6]所述方法测出激光棒的热焦距后,采用上述二式,即可算出平行平面热稳腔的结构参数。例如对于直径为6毫米的YAG棒,测得热透镜焦距 $f_T=6$ 米。可算得

$$L_2 = -5.93 \sim -4.35 \text{ 米,}$$

$$k \approx 1.0 \sim 0.86,$$

$$L_1 = 5.93 \sim 3.75 \text{ 米,}$$

$$w_1 = 1.41 \sim 1.48 \text{ 毫米,}$$

$$w_3 = 2.0 \sim 1.71 \text{ 毫米.}$$

此时,激活介质内基模体积最大。但正如前所述, $k \sim 1$ 属于“cat's-eye”型腔,其热稳性较差,腔的几何尺寸也很大。为了提高激光器件的热稳定性和机械稳定性,必然要适当地牺牲一些模体积,采用 k 值较小的腔。

2. 激光器结构限定了 $L_1 \neq 0$ 的最小值,采用小孔选模和自孔径化选模。

在测定激光的热焦距 f 后,对(9)式解出 L_2 的根,如果 $f \gg 4L_1$, 则可将根式按幂级数展开,得到 L_2 的近似表达式为:

$$L_2 \approx -\frac{1}{2} \left(1 + \frac{L_1}{f}\right) f$$

用小孔选模时,小孔直径由下式计算,小孔位置应靠近棒的输出端面,

$$\phi = (3 \sim 3.5) \sqrt{\frac{2\lambda}{\pi} |L_2|}$$

当所用棒的直径接近于此值时,亦可采用自孔径化选模。

例如对于热焦距 $f_T=6$ 米, $L_1=150$ 毫米,由上述公式可求得

$$L_2 \approx -3.075 \text{ 米,}$$

$$k \approx 0.049,$$

$$w_1 \approx 1.44 \text{ 毫米,}$$

$$w_3 \approx 1.44 \text{ 毫米,}$$

$$\phi = 4.32 \sim 5.04 \text{ 毫米.}$$

所得到的腔,接近于 $k=0$ 的结构。正如前面已讨论过的,其模体积并不是最大,但热稳性

很好,故设计时应尽量选用这种参数的腔。

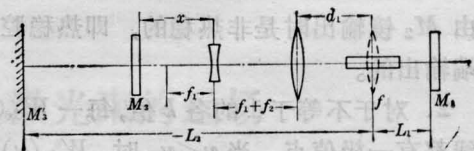
照上述公式所得到的热稳腔,总长度在 $\frac{1}{2} f_T$ 和 f_T 之间变化。目前激光器的光泵系统与冷却系统的性能有很大提高,这就减弱了激光棒的热畸变,形成焦距很长的热透镜。故按以上设计所得到的腔长,都超过了机械设计 with 正常使用所容许的限度。

3. 腔内插入倍数一定的望远镜,用以缩短实际腔长。

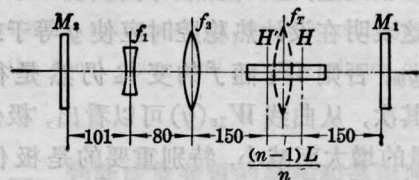
根据光学模成象法则,在腔内插入望远镜系统可缩短腔的实际长度。将一伽俐略望远镜插在全反射镜 M_2 与棒之间,命 x 为 M_2 与目镜(焦距为 f_1) 的距离(图6(a))。由图示关系可以证明:若选取 $f_1 < x$, 则 M_2 被负透镜 f_1 变换为曲率半径为负的虚球面象镜;此象镜再被物镜(焦距为 f_2) 在满足热稳腔条件的一 L_2 处,形成曲率半径为 ∞ 的虚平面象镜 M_3 。适合上述要求的 x 应满足下式:

$$x = -\frac{f_1}{f_2} \left[f_1 + f_2 - \left(\frac{f_1}{f_2} \right) (d_1 + L_2) \right],$$

式中 d_1 为物镜离热透镜的距离。虚象镜 M_3 、热透镜 f_T 、平面镜 M_1 构成了具有内透镜的平行平面谐振腔,因 L_1 、 $-L_2$ 与 f_T 满足热稳条件,故为动态热稳腔。



(a) 腔内插入望远镜系统



(b) 插入望远镜的热稳腔实例

图 6

$f_1 = -20$ 毫米; $f_2 = 100$ 毫米; $f_T = 6000$ 毫米

照前述的例子,当 $f_T=6$ 米, $L_1=150$ 毫米,求得在热稳时应有 $L_2=-3.07$ 米。在腔

内插入一伽俐略望远镜, 其 $f_1 = -20$ 毫米, $f_2 = 100$ 毫米, 望远镜长度为 $d = f_1 + f_2 = 80$ 毫米; 若命 $d_1 = 150$ 毫米。算得

$$x = -101 \text{ 毫米。}$$

故最后所得到的实际腔长为

$$L = 481 + \frac{n-1}{n} l \text{ 毫米。}$$

式中 l 为激光棒的长度, n 为棒的折射率。在计算中, 将激光棒看成厚透镜, $\frac{n-1}{n} l$ 为透镜两主面间的距离。实际谐振腔结构如图 6(b) 所示。

由于在实际的应用中, 望远镜的两透镜间距离 d 不可能准确地调节为正好等于 $f_1 + f_2$ 。如果望远镜的偏调量 $\Delta = d - (f_1 + f_2)$, 可以很容易地证明下列结果:

若 $\Delta < 0$, 虚象镜 M'_3 的曲率半径 $R'_3 > 0$, 这是一个平凹腔。

若 $\Delta > 0$, 虚象镜 M'_3 的曲率半径 $R'_3 < 0$, 这是一个平凸腔。

若 $\Delta = 0$, 虚象镜 M'_3 的曲率半径 $R'_3 \rightarrow \infty$, 这恰好是一个平行平面腔。

所以, 在调整望远镜时, 应该使 $\Delta = 0$ 或 $\Delta < 0$ 。在上例中, 如果 $\Delta = -1$ 毫米, M'_3 的曲率半径 $R'_3 \approx +10$ 米; 当 $\Delta = -0.2$ 毫米, M'_3 的曲率半径 $R'_3 \approx +50$ 米。而被热焦距为 6 米的热透镜变换后的象镜, 其曲率半径大约由 +10 米左右增加到 +12 米左右。

参 考 文 献

- [1] J. Steffen *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1972, **QE-8**, No. 2, 239.
- [2] J. P. Lorecher *et al.*; *Opt. and Quant. Electr.*, 1975, **7**, No. 6, 505.
- [3] R. B. Chesler *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1972, **43**, No. 5, 2254.
- [4] 张光寅;《激光》, 1977, **4**, No. 2, 44.
- [5] H. Kogelnik *et al.*; *Appl. Opt.*, 1966, **5**, No. 10, 1550, *Bell Syst. Tech. J.*, 1965, **44**, No. 3, 455.
- [6] 李世泽等;《激光与红外》, 1978, No. 10, 12.

简 讯

江西省激光学会成立

江西省激光学会于 1981 年 2 月 17 日至 2 月 19 日在南昌市召开成立大会。参加会议的有我省从事激光科研、教学、生产、应用等方面 26 个单位的代表共 50 人。

大会邀请中国光学学会副理事长、上海市激光学会副理事长王之江同志作“美、日”学术考察报告。江西省科委、科协领导同志到会讲了话。

会议共收到学术论文、报告 26 篇, 并进行了学术交流, 会议讨论并通过了江西省激光学会章程, 民主选举了 16 人组成的理事会。大会讨论了一九八一年学会工作计划并成立了各专业工作组。学会秘书组设在江西省南昌市科学技术研究所, 热切希望各兄弟学会予以指导帮助, 加强联系。

(江西省激光学会 周贵龙)