

球面镜折迭腔中光模象散的调整与消除*

张 光 寅
(南开大学物理系)

提 要

选择合适的腔结构, 球面镜折迭腔中光模的象散可以部分地消除和调整. 借助变换图作图法计算了球面镜折迭腔输出臂中消象散的条件.

在设计各种球面镜折迭腔时, 仔细地考虑其中光模象散的调整与消除乃是十分必要的. 否则, 从这些激光腔中输出的激光束将具有明显的非球面波前的象散特征, 这样的激光束在实用上是很不理想的, 因为它难以利用通常的光学系统获得良好的聚焦特性或准直特性. 其次, 如腔内光模具有明显的象散特征(非圆形的基模光斑), 则不利于有效地利用激活介质(它通常具有圆截面)中储存的能量, 因而不能从激光器中获得较大的输出功率. 然而, 谐振腔设计中的这一实际问题, 一直缺少充分的研讨, 仅在 Kogelnik^[1] 和 Johnston^[2] 等人的工作中讨论了连续染料折迭腔中象散的补偿问题. 本文运用图解分析方法, 给出了这一问题的一般解, 并具体地讨论了输出光束无象散的三镜折迭连续染料激光腔和多镜折迭二氧化碳激光腔的设计问题, 同时还考虑了环形腔中光模象散的调整与消除问题.

一、折迭腔中光模象散特性的基本分析

先讨论一种最简单的三镜折迭腔中光模象散的调整与消除问题. 图 1 中示出这种三镜折迭腔的结构图及其等效光路. 在这种折迭腔中, R 镜是一象散元件, 因而在其等效

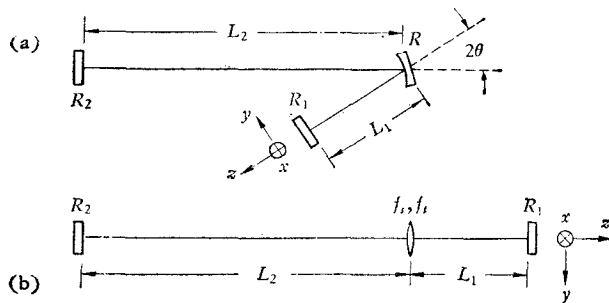


图 1 三镜折迭腔 (a) 及其等效光路 (b)

* 1977 年 10 月 14 日收到.

光路中应以两个不同焦距 (f_s, f_t) 的等效透镜描写它的作用, 这里 f_s 和 f_t 分别表示其在弧矢面(即 xz 平面)内和子午面(即 yz 平面)内的焦距, 其值为

$$f_s = \frac{f}{\cos\theta}, \quad (1)$$

$$f_t = f \cos\theta,$$

其中

$$f = \frac{R}{2}, \quad (2)$$

θ 为光束在 R 镜上的人射角.

运用变换圆作图法(见附录), 不难将这种三镜腔简化为两个等效两镜腔, 利用它们可分别描写弧矢面内和子午面内的光模特性. 为了求得这个三镜腔的等效两镜腔, 关键的一步, 就是要求得 R_2 镜的等效镜 R'_{2s} (弧矢面内)和 R'_{2t} (子午面内). 按照模象理论^[3], 也就是要求出“物”波面 R_2 经等效透镜 f_s 或 f_t 变换后所得的“象”波面 R'_{2s} 或 R'_{2t} . 在 R_2 为平面镜的情况下, “物”波面 R_2 的传播圆 σ_2 为一和 R_2 重合的直线, 如图 2 所示. 我们可据此作 z 变换圆. 由于“物”波面 R_2 是一平面, 它的曲率中心是在透镜左方无限远处, 因而由模象理论可知, 与其对应的“象”波面的曲率中心应位于等效透镜的右焦点 O'_s 或 O'_t 处. 在 R 镜的曲率半径和入射角 θ 为已知的情况下, f_s 和 f_t 值可由(1)式算得, 因而 O'_s 和 O'_t 的位置也就可以确定. 确定了 O'_s 和 O'_t , 利用 z 变换圆, 也就容易作出“象”波面的 σ'_{2s} 圆和 σ'_{2t} 圆(“象”波面的 σ' 圆与“物”波面的 σ 圆同切于 z 圆), 因而最后可以确定“象”波面或等效镜 R'_{2s} 和 R'_{2t} .

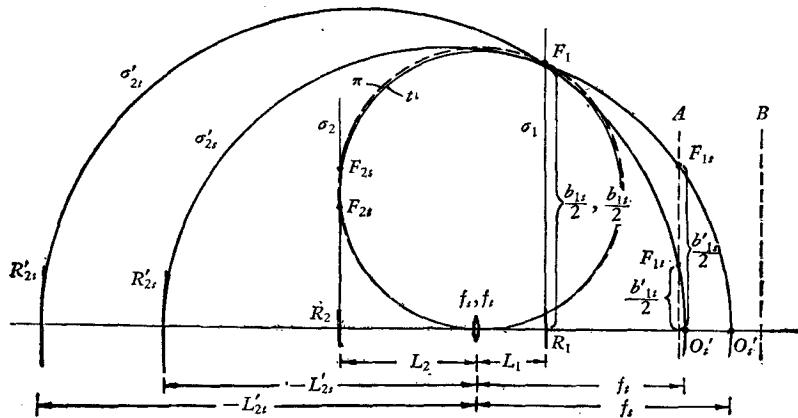


图 2 三镜折迭腔中象散的分析

确定了等效镜 R'_{2s} 和 R'_{2t} 后, 就不难分析上述三镜折迭腔中可能形成的光模的象散特性. 由图 2 所示容易看出, 这里光模的象散特性将主要决定于 R_1 平面镜的位置. 如果选择这样的 R_1 镜的位置, 使它的 σ_1 圆(实际上是一直线)交于 σ'_{2s} 圆和 σ'_{2t} 圆的交点 F_1 , 这时, 光模在弧矢面内的束参数 b_{1s} 和子午面内的束参数 b_{1t} 是等同的, 因而在 R 镜和 R_1 镜间的光模将不具有象散的特性. 而当 R_1 镜位于其它位置时, 光模的象散则是不可避免的. 如将 R_1 镜置于图 2 中 A 所示的位置时, 光模在弧矢面内的束参数 b'_{1s} 和子午面内的

束参数 b'_1 很不相同, 因而光模的象散将是明显的; 而当 R_1 镜位于图 2 中 B 所示的位置时, R_1 镜的 σ_1 圆不与 σ'_2 圆或 σ_2 圆相交, 因而谐振腔不再是一种稳定腔. 因此, 由上所述的图解分析十分清楚, 随着 R_1 镜位置的变动, 将可以使腔内光模的象散特性得到调整; 适当地选择 R_1 镜的位置, 可以完全消除 R 镜与 R_1 镜间光模的象散. 此时, 在 R 镜和 R_2 镜间的光模仍保留有一定的象散特征, 但不甚明显. 这可由图 2 中所作的等效透镜处的 π 圆和 R_2 镜的 σ_2 圆的相交特点(它们有两个交点 F_{2s} 与 F_{2r} , 但差离不大)看出.

下面定量地计算 R_1 镜的消象散位置 L_1 . 由模象理论, 可得等效镜 R'_2 和 R''_2 离等效透镜的距离分别为

$$\begin{aligned} -L'_{2s} &= \frac{L_2 f_s}{f_s - L_2}, \\ -L'_{2r} &= \frac{L_2 f_r}{f_r - L_2}, \end{aligned} \quad (3)$$

(3)式 L_2 为 R_2 镜离透镜的距离. 由于图 2 中 σ'_2 圆和 σ_2 圆相交, 可得如下的关系式:

$$(-L'_{2s} + L_1)(f_s - L_1) = (-L'_{2r} + L_1)(f_r - L_1). \quad (4)$$

将(3)式代入(4)式, 经适当运算后, 可得

$$L_1 = \frac{L_2^2 - (f_s - L_2)(f_r - L_2)}{L_2^2 + (f_s - L_2)(f_r - L_2)} L_2. \quad (5)$$

这就是 R_1 镜的消象散的位置解.

由于 R_1 镜和 R_2 镜必需分置于 R 镜的两边, 因而要求 $L_1 \geq 0$; 还由于 σ'_2 圆与 σ_2 圆必须能够相交, 由此可知, L_2 必须满足如下的关系:

$$\frac{f_s f_r}{f_s + f_r} \leq L_2 \leq \frac{f_s f_r}{f_s - f_r}, \quad (6)$$

或

$$\frac{f \cos \theta}{1 + \cos^2 \theta} \leq L_2 \leq \frac{f \cos \theta}{1 - \cos^2 \theta}, \quad (7)$$

R_1 镜的消象散的位置解(5)式才有实际意义.

图 3 中示出 R_1 镜的位置满足消象散解(5)式的 L_1 - L_2 关系曲线. 由图中可以看出, 在 R 镜处的人射角 θ 少于 20° 的情况下, 这个 L_1 - L_2 关系曲线几乎是没有什么差异的. 这一情况表明, 对 R 镜处的人射角 θ 的控制并不是十分严格的, 只要我们按图 3 选择 L_2 与 L_1 , 就可以容易构成消象散的三镜折迭腔. 这时, 从 R_1 镜一端输出的激光束将是无象散的.

二、输出光束无象散的球面镜折迭腔的设计

现在讨论几种输出光束无象散的球面镜折迭腔的设计问题.

(1) 三镜折迭连续染料激光腔

连续运转的染料激光腔通常采用如图 4 所示的三镜折迭腔的形式^[1,4]. 在图中还示出其等效光路的图解分析(为分析简单起见, 这里忽略了染料盒的作用). 这里的情况一般是 $L_2 > f_s, f_r$, 因此, R_2 镜的等效镜 R'_2 的 σ'_2 圆和 R''_2 的 σ_2 圆应位于等效透镜的右边, 而且

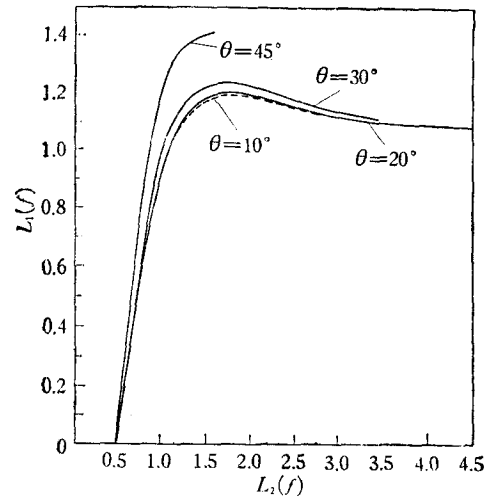
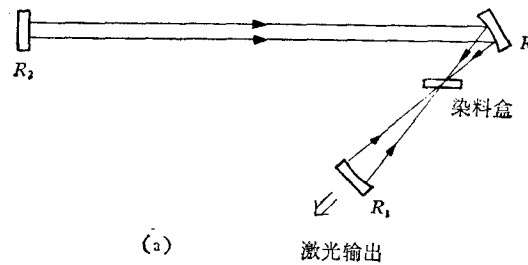
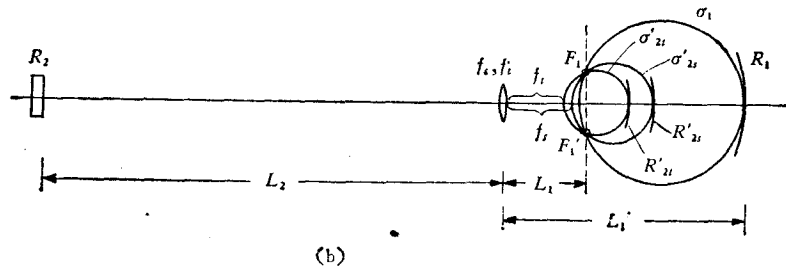


图3 R_1 镜的位置满足消象散解的 L_1-L_2 关系曲线



(a)



(b)

图4 染料激光腔 (a) 及其图解分析 (b)

在满足(7)式的情况下, 它们应是相交的, 其交点 F_1 和 F'_1 的连线的位置 L_1 服从(5)式. 正如上节所分析的, 如我们以平面镜 R_1^0 置于该处, 则在 R 镜和 R_1^0 镜之间的光模应是消象散的. 然而由传播圆作图法^[6]可知, 可以用其它球面镜 R_1 来替代 R_1^0 镜, 只要 R_1 镜的 σ_1 圆通过 F_1 和 F'_1 点, 即可在 R 镜和 R_1 镜间获得同样的消象散的高斯光束.

由于 σ'_2 圆与 σ_2 圆相交, 可以确定这个高斯光束的束参数 b_1 (即 F_1 和 F'_1 的间距),

$$b_1 = 2 \sqrt{(L_1 - f_1) \left(\frac{L_2 f_1}{L_2 - f_1} - L_1 \right)}. \quad (8)$$

而 R_1 镜与 R 镜的间距 L'_1 , 则可由下式确定:

$$(L'_1 - L_1)(R_1 - L'_1 - L_1) = \frac{b_1^2}{4}. \quad (9)$$

利用(1), (5), (8)和(9)式,可以对这种消象散的染料激光腔进行精确的设计. 对于这样的一种激光腔,从 R_1 镜一端可输出无象散的激光束.

在文献[1]中曾提出,利用染料盒(按布氏角放置)本身的象散作用来补偿 R 镜的象散. 然而应当指出,这种消象散的作用是不完全的,只是部分地补偿. 特别是在连续染料激光器中普遍采用自由液流染料膜代替染料盒后^[5],由于染料膜很薄(约 0.2 mm),这时,染料膜的象散补偿作用甚小,因而这种补偿方法几乎完全失效. 本文建议的这个消象散的方法,即有完全消象散的效果,而且十分简单,只需通过调整 R_1 镜的位置即可实现.

(2) 多镜折迭二氧化碳激光腔

在二氧化碳激光器中,为了获得较大的输出功率,通常采用多镜折迭腔形式. 为了使设计简化,可采用图 5(a)所示的对称形式. 这里 $R_1 = R_2 = R_3 = \infty$, $L_1 = L_3$. 如图所示,谐振腔对于图中虚线所示的平面是镜对称的. 这样,只需分析虚线所示的平面一边的三镜腔(见图 5(b)),就可以得出整个谐振腔中光模的特性. 图 5(b)所示的三镜腔和图 1(a)所示的是一个类型的,因而完全可以用(5)式来计算消象散的条件. 这时,如 L_1 和 L_2 是按(5)式的关系确定,则在 L_1 臂中光模应是消象散的. 由此可知,在实际的多镜折迭腔中, L_3 臂的光模也应是消象散的,而在两个 L_2 臂中的光模则仍保留有象散的特性. 但输出激光束的特性主要决定于 L_1 臂的光模,因而它将是无象散的.

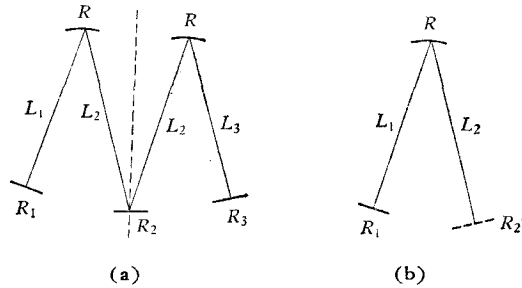


图 5 对称形式的多镜折迭腔

(3) 环形腔中光模象散的调整与消除

环形腔是多镜折迭腔的一种特殊形式. 在这里由数面反射镜的折迭构成一个闭合的迴路. 我们考虑一等臂的三角环形腔. 如采用图 6(a)所示的对称形式,则对它的处理也可以大大地简化. 实际上,它可以分解为如图 6(b)所示的两个相同的三镜腔. 显然,它和图 1 所示的三镜腔也是一个类型的,因而同样可用(5)式计算它的消象散条件. 但这里必须满足 $L_2 = 2L_1$ 的要求,因而可以利用(5)式反求三角环形腔的臂长 L_2 和 R 镜的关系,即有

$$L_2 = \frac{(7 \pm \sqrt{17})\sqrt{3}}{8} f. \quad (10)$$

如此设计的三角环形腔,在两个 R 镜之间的腔臂中,光模将是消象散的.

再者,考虑如图 7(a)所示的长方形环形腔. 这里,只需利用(5)式分析图 7(b)所

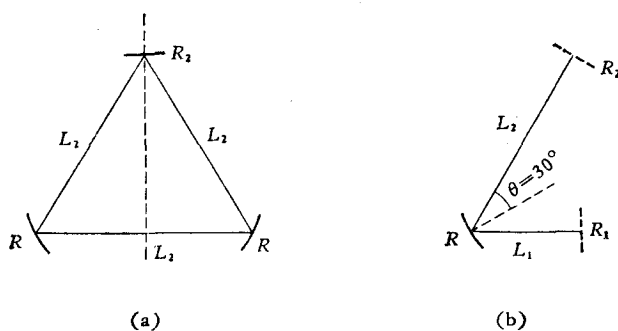


图 6 对称形式的等臂三角环形腔

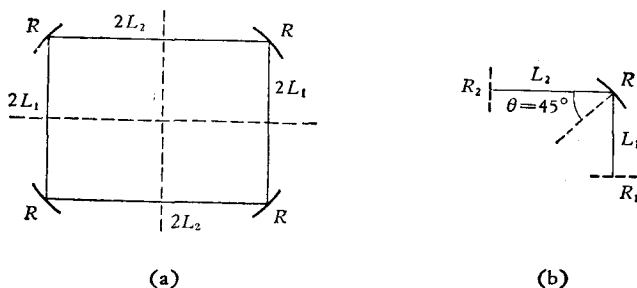


图 7 长方形环形腔

示的三镜腔的消象散条件，即可在 $2L_1$ 的两臂中实现光模的消象散。但在这种大 θ 角的情况下，在设计这种腔时须要注意(7)式的限制。

总之，各种球面镜折迭腔中，光模的象散是可以调整的，采用合适的腔结构，可以在折迭腔的某些腔臂中实现光模的消象散。特别是，如在输出臂中实现光模的消象散，那么从激光器输出的激光束将是无象散的，这样的激光束在各种应用中无疑地更具有实用价值。

附 录

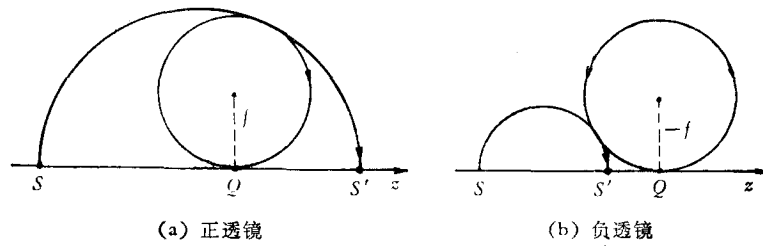
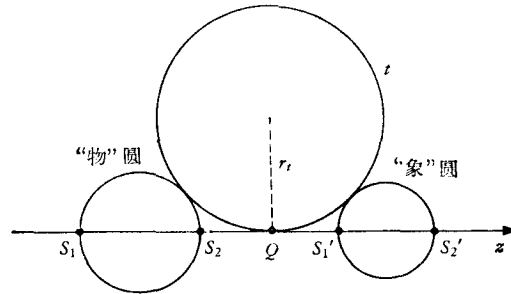
变换圆作图法

为了描写高斯光束通过透镜的模象变换，我们引入两种变换圆作图法。

一是 f 变换圆，如图 A.1 所示，它是透镜焦距 f 的绝对值为半径所作的一个圆，它在透镜 Q 处与光轴相切。 f 圆上的右旋或左旋箭头用来区别正负透镜； x 轴表示透镜光轴和光波传播方向。利用 f 变换圆可以方便地描写一点物通过透镜的变换关系。设一点物 S 位于光轴上，通过透镜变换后，成为光轴上一点象 S' 。 S' 的位置可由图解确定，即以 S 为起点，作与 f 圆相切的半圆，则它与光轴的另一交点，即为所求的象点 S' （作 SS' 半圆时，要求切点处 SS' 圆和 f 圆的箭头方向一致）。不难证明，这一图解关系，即是反映一点物通过透镜的变换关系，

$$\frac{1}{S} + \frac{1}{S'} = \frac{1}{f}. \quad (\text{A.1})$$

另一为 z 变换圆，它的作法如下：如图 A.2 所示，设光轴上有两点物 S_1 与 S_2 ，以 S_1S_2 为直径作一“物”圆，则 z 变换圆即为与此圆相切，同时又在透镜 Q 处与光轴相切的一个圆。利用 z 变换圆，可以确定两点物通过透镜的特殊变换关系。可以证明，不论透镜的焦距 f 为何值，以两点物的象 S'_1 和 S'_2 为直径所作的“象”圆也必是和 z 圆相切的。由图 A.2 中“物”圆和 z 圆的相切关系，可得

图 A.1 t 变换圆和一物点的变换图解图 A.2 t 变换圆和二物点的变换图解

$$r_t = \frac{S_1 S_2}{S_1 - S_2}, \quad (\text{A.2})$$

而由(A.1)式,有

$$S_1 = \frac{S_1' f}{S_1' - f}, \quad S_2 = \frac{S_2' f}{S_2' - f}.$$

将此二式代入(A.2)式,可得

$$r_t = \frac{S_1' S_2'}{S_2' - S_1'}. \quad (\text{A.3})$$

比较(A.2),(A.3)两式可知,“象”圆显然是和 t 圆相切的。由于(A.3)式和 f 无关,因而所有“象”圆(对应于不同的 f)也都是和 t 圆相切的

利用上述变换圆的作图法,可以方便地描写高斯光束通过透镜时的模象变换。根据模象理论^[3],一高斯光束,当其通过透镜时,在可以忽略衍射的情况下,对于高斯光束“物”方的任一“物”波面 R ,均可以在“象”方找到与之对应的—“象”波面 R' (见图 A.3),两波面的位置 d, d' 及其曲率中心的位置 O, O' ,分别满足如下两个简单的物象变换关

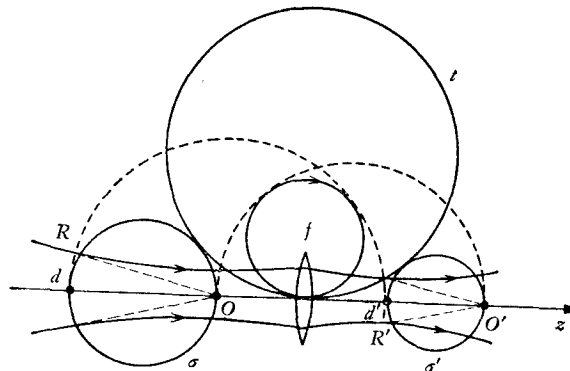


图 A.3 高斯光束的模象变换图解

系:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{d'} = \frac{1}{f}, \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{1}{d-R} + \frac{1}{d'+R'} = \frac{1}{f}. \quad (\text{A.5})$$

由此可知, 高斯光束的任一波面的模象变换可视作为两点物(即一是波面位置, 一是波面曲率中心)通过透镜的物象变换. 因此, 它们的变换可利用变换圆作图法来描写. 而由传播圆作图法^[6]可知, 以 d, O 为直径所作的“物”圆, 正是“物”波面 R 的 σ 圆, 而以 d', O' 为直径所作的“象”圆, 正是“象”波面 R' 的 σ' 圆. 由此可知, 高斯光束通过透镜的模象变换, 可描写为“物”波面的 σ 圆到“象”波面的 σ' 圆的变换, 在这一变换中, 它们保持和 f 圆的同切关系. 利用这个同切关系, 就可以直接由 σ 圆, 通过作 f 圆和 f' 圆, 图解求 σ' 圆. 运用这种图解方法, 可以方便地分析复杂光学谐振腔问题.

参 考 文 献

- [1] H. W. Kogelnik, E. P. Ippen, A. Dienes and C. V. Shank, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-8**(3) (1972), 373.
- [2] W. D. Johnston, Jr and P. K. Runge, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-8**(8) (1972), 724.
- [3] H. W. Kogelnik, *B. S. T. J.*, **44**(3) (1965), 455.
- [4] A. Dienes, E. P. Ippen and C. V. Shank, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-8**(3) (1972), 388.
- [5] P. K. Runge and R. Rosenberg, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-8**(12) (1972), 910.
- [6] P. Laures, *Appl. Optics*, **6**(1967), 747.

THE ELIMINATION AND REGULATION OF ASTIGMATISM IN SPHERICAL MIRROR FOLDED CAVITIES

ZHANG GUANG-YIN

(Department of Physics, Nankai University)

ABSTRACT

By selecting appropriate cavity configurations, the astigmatism of optical mode in spherical mirror folded cavities can be partially eliminated and regulated. The condition of anastigmatism elimination for output branch of spherical mirror folded cavities is calculated by means of the transformation circle diagram.