

圆对称非稳腔的光束发散度问题

邹海兴

(中国科学院上海光机所)

提要: 本文研究了非稳腔激光束发散度与腔的放大倍数的关系, 并提出了非稳腔设计的原则。

Problems of laser beam divergence in unstable cavities with circular symmetry

Zou Haixing

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

Abstract: In this article we discuss the relation between the laser beam divergence and the amplification factor in unstable cavities and the principles for the design of unstable resonators are given.

非稳定谐振腔(简称非稳腔)是已经研究得较多、较深入的课题, 并广泛应用于大菲涅尔数谐振腔, 以抑制高阶横模来获得好的光束方向性。本文简要讨论圆对称非稳腔光束发散度与非稳腔放大倍数 M 的一些半定量关系, 以提供设计非稳腔时参考。

一、圆对称非稳腔光束的远场分布

圆对称非稳腔一般采用衍射耦合输出, 激光束输出近场是一个圆环。激光束远场分布, 强烈地依赖于输出光束的波面, 其远场分布一般很难用解析解。为使讨论问题方便, 而又能看出非稳腔放大倍数 M 对远场分布的影响。设腔内不存在波面畸变源, 是一个理想化的非稳腔。由文献[1]数字计算表明,

腔内限制光束的光阑面上光强分布不均匀, 对光束远场分布影响较小。为此, 我们可以把输出光强看作为等强度分布。因此, 非稳腔远场分布简化为可以用夫朗和费衍射来处理。由文献[2]提供的方法, 可以计算如图1所示输出面的远场光振幅分布:

$$U = C\pi a^2 \left[\frac{2J_1(Ka\omega)}{Ka\omega} \right] - C\pi a^2 \varepsilon^2 \left[\frac{2J_1(\varepsilon K a \omega)}{\varepsilon K a \omega} \right] \quad (1)$$

其中, $K = 2\pi/\lambda$; $2a$ 为光环外径; $2\varepsilon a$ 为光环内径, $\varepsilon = 1/M$, M 为非稳腔放大倍数; ω 为衍射角; C 为光阑函数。根据定义:

$$C = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{E}{D}}$$

其中, λ 为振荡波长; E 为通过光孔的光能

收稿日期: 1981年1月19日。

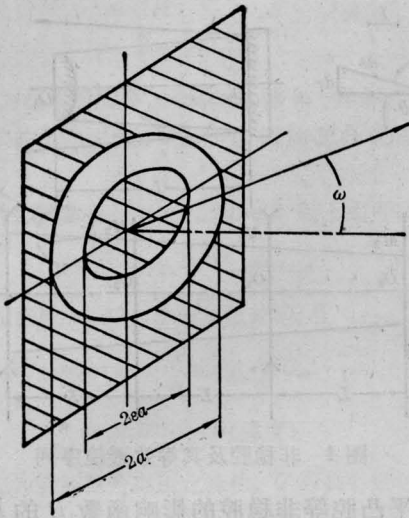


图1 衍射计算用图

量; D 为开孔面积。不同 M 数, 即

$$D = \pi a^2 (1 - \varepsilon^2)$$

是一个变数情况下, 为便于分析比较, 中央主极大及光解分布, 令 E 为一常数 (此时, 可理解为各种 M 数腔, 其输出功率均相同)。则 C 是:

$$C^2 (1 - \varepsilon^2) = \frac{E}{\lambda^2} / \pi a^2 = C_0^2 \quad (2)$$

其中, C_0 是外径为 $2a$ 、能量为 E 的圆孔光阑之光阑函数。(2) 式代入 (1) 式, 并令 $C_0^2 (\pi a^2)^2 = I_0$, 为外径是 $2a$ 的圆孔衍射的远场中央主极大值, 所以:

$$I = \frac{I_0}{1 - \varepsilon^2} \left[\frac{2J_1(x)}{x} - \varepsilon^2 \left(\frac{2J_1(\varepsilon x)}{\varepsilon x} \right)^2 \right]^2 \quad (3)$$

其中, $x = Ka\omega$ 。

令, $x=0$, 可得到非稳腔远场中央主极大为:

$$I_m = I_0 (1 - \varepsilon^2) = \frac{M^2 - 1}{M^2} I_0 \quad (4)$$

远场能量角分布为:

$$E(\omega, \varphi) = \frac{I_0}{1 - \varepsilon^2} \iint \left[\frac{2J_1(x)}{x} - \varepsilon^2 \left(\frac{2J_1(\varepsilon x)}{\varepsilon x} \right)^2 \right]^2 \omega d\omega d\varphi \quad (5)$$

其中, φ 为输出面上的方位角。

因为总能量 $E = I_0 \lambda^2 / \pi a^2$ 。(5) 式中对 φ 从 0 到 2π 积分, 并适当整理, 得到相对能量角分布为:

$$E^*(\omega) = \frac{E(\omega, \varphi)}{E} = \frac{1}{2(1 - \varepsilon^2)} \int_0^x \left[\frac{2J_1(x)}{x} - \varepsilon^2 \left(\frac{2J_1(\varepsilon x)}{\varepsilon x} \right)^2 \right]^2 x dx \quad (6)$$

采用矩形法, 求解上述积分, 在 TQ-16 电子计算机上进行运算, 结果示于图 2、图 3。

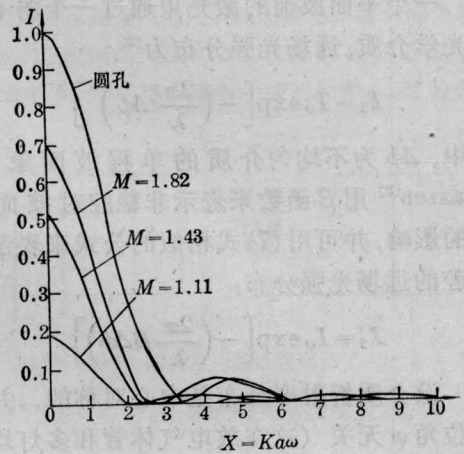


图2 远场光强分布同 M 数关系

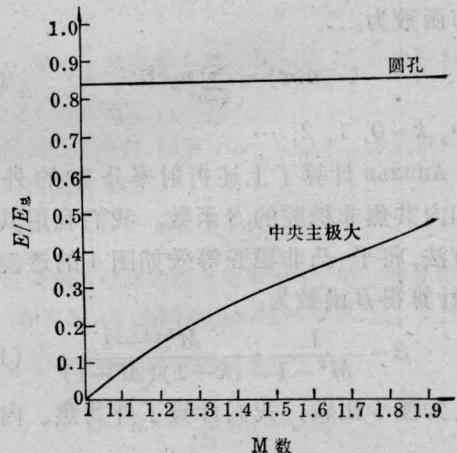


图3 远场分布主极大相对能量

由图可见, 当 M 数较小时, 中央主极大按 $\frac{M^2 - 1}{M^2}$ 比例下降。中央主极大所占总能量的比比较小, 大部分能量分布于外层次极

大。如图3所示, $M=1.2$, 中央主极大能量仅占总能量的18%。按方向性定义, 其方向性约为圆孔衍射限制方向性的4~5倍。这是与采用非稳腔来改善方向性的目的相违背的。因此, 为了获得好的方向性, 即使是完全理想的激光器, 圆对称非稳腔的 M 数应大于2。

二、圆对称非稳腔光束发散度 对介质不均匀性的敏感度

一个平面波前的激光束通过一个弱不均匀光学介质, 远场光强分布为^[2]:

$$I_1 = I_0 \exp \left[- \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta\phi \right)^2 \right] \quad (7)$$

其中, $\Delta\phi$ 为不均匀介质的单程波面象差。Аналъев^[3] 用 β 函数来表示非稳腔对波面象差的影响, 并可用(7)式相似的公式来表示非稳腔的远场光强分布:

$$I_2 = I_0 \exp \left[- \left(\frac{2\pi}{\lambda} \beta \Delta\phi \right)^2 \right] \quad (8)$$

设介质折射率分布是中心对称的, 并与方位角 φ 无关 (这在放电气体管和灯均匀泵浦固体激光器中是近似正确的), 令折射率分布函数为:

$$n(r) = \sum_{k=0}^{\infty} n_k r^k \quad (9)$$

其中, $k=0, 1, 2, \dots$

Аналъев 计算了上述折射率分布的外共焦和内共焦非稳腔的 β 函数。我们利用其处理方法, 将平-凸非稳腔等效如图4的透镜序列, 计算得 β 函数为:

$$\beta = \frac{1}{M^k - 1} \cdot \frac{M^{k+1} - 1}{(k+1)(M-1)} \quad (10)$$

为便于比较, 我们计算了外共焦、内共

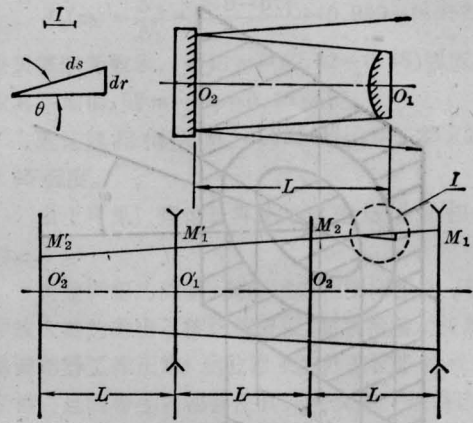


图4 非稳腔及其等效透镜序列

焦、平凸腔等非稳腔的影响函数 β 的 $k=1, k=2$ 两种函数 β_1, β_2 , 并示于图5。由图可见, 当 $M > 2$ 时, β_1, β_2 对三种腔型均较小, 只有外共焦非稳腔 β_1 较大是例外。从图可见, 综合性能最好是平凸腔, 因此, M 数 > 2 。一般而言, 非稳腔对弱光学不均匀介质的敏感度较小, 可以获得较好的方向性。

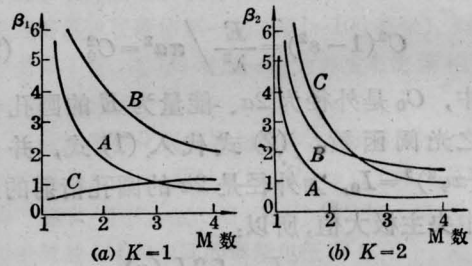


图5 非稳腔影响因子

A—平凸腔; B—外共焦腔; C—内共焦腔

参 考 文 献

- [1] 冯大任, 邹海兴; 《激光》, 1980, 7, No. 12, 7.
- [2] M. Born, E. Wolf; "Principles of Optics", Second Edition Pergamon Press, 1964, p 415.
- [3] Аналъев Ю. А.; Кван. электр., 1971, 1, № 6, 3.