

高斯光束低阶模焦点能量的相对分布

程兆谷 王润文

(中国科学院上海光机所)

提要: 本文给出了高斯光束低阶横模聚焦后的焦点能量相对分布的解析解, 并与不同放大倍率 M 值情况下的非稳腔单模远场聚焦特性进行比较。若以聚焦平面含激光总能量的 80% 作为光束发散角的统一基准, 计算表明, 在某些情况下, 利用稳腔选模, 可得到接近甚至优于非稳腔选模的良好光学质量, 而且光腔结构简化, 输出稳定性好及光电转换效率高。

Relative distribution at focal plane of low-order modes for Gaussian laser beams

Cheng Zhaogu, Wang Runwen

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

Abstract: Analytic resolution for relative energy distribution at focal plane of low-order modes for Gaussian laser beams is given. The results are compared with the focal properties at far-field of single mode light for unstable cavity with different magnification M . With 80% of total laser energy at focal plane as the united criterion of beam divergence, calculation indicates that with stable cavity for mode-selection, one can obtain good beam quality which may be close, even superior, to that for mode-selection for unstable cavity under some conditions. Moreover, the stable cavity construction is simple, the cavity is more stable and the electro-optic efficiency is high as well.

一、前言

为满足激光工业应用多功能(例如激光焊接、切割、热处理等)的需要, 人们除了要求激光器具有千瓦乃至万瓦级高功率输出外, 还要求激光束具有良好的方向性, 从而获得尽可能高的焦点激光功率密度(例如 1×10^6 W/cm² 以上)。众所周知, 焦点处的聚焦斑点

半径可表达为 $d = f\theta$, f 为聚焦镜之焦距, θ 为激光束远场发散角(半角)。

对于稳定光学谐振腔所获得的高斯光束, 其基模(TEM₀₀)的方向性 θ 已有明确的定义, 经焦距为 f 的透镜聚焦后, 其焦斑半径 $d = f\theta$ 的圆内所包含的激光能量为总激光能量的 86.5%。而对于非稳腔选模所获得的单模来说, 其近场为一圆环, 其远场花样为具有

收稿日期: 1985年4月29日。

一中心亮斑的一系列同心圆环。尽管人们对于非稳腔远场(焦点)能量密度分布做了大量的研究工作,但迄今为止,人们对于非稳腔单模之远场发散角并未象稳腔单模那样给出严格的定义,少数作者将其远场之中心主瓣宽度 d 视作非稳腔之远场发散角,但在某些情况下,主瓣所包含的激光能量只占总激光能量的 20% 左右,这样就很难与稳腔选模得到的高斯光束远场发散角相比较。

另外,对于稳腔高斯光束低阶模实际应用也颇多。尤其是轴对称高斯光束低阶模,其远场花样和非稳腔单模远场花样具有相似的特征,为同心圆环(环数多少取决于其阶数高低)。

本文着重计算了稳腔低阶横模聚焦平面上的能量密度相对分布,并与不同放大倍率 M 值的非稳腔进行比较。从实际应用观点出发,若以远场焦面上半径为 d 的圆斑内所含激光能量为总激光能量的 80% 为远场发散角的统一判据,可以比较在不同实验条件下利用稳腔选模与非稳腔选模之优劣。

计算表明,在某些条件下(主要是指低耦合输出情况),利用稳腔选模可得到接近(甚至优于)非稳腔选模的良好光学质量,而稳腔之腔结构比之非稳腔大为简化,输出稳定性大为提高,同时具有较高的光电转换效率。

上述结论已为实验所证实。

二、稳腔高斯光束焦点 相对能量密度分布

J. F. Kauffman 等^[1] 和 A. L. Buck 等^[2] 对于 TEM₀₀ 模被有限孔径聚焦镜聚焦后的焦点能量密度分析作了理论计算,给出了下列表达式:

$$I(\theta) = \left[(1 + \cos \theta) \frac{j\beta \exp(-j\beta L)}{4\pi L} \times \int_0^a r f(r) J_0(\beta r \sin \theta) dr \right]^2 \quad (1)$$

这里, $I(\theta)$ 为远场(焦平面上)激光能量密度, θ 为发散角, L 为聚焦镜焦距, r 为聚焦镜的径向变量, a 是聚焦镜径向尺寸(半径)(如图 1)。 $f(r)$ 是激光束在聚焦镜上(近场)的电场分布, $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ 为波长, J_0 为零阶贝塞尔函数。

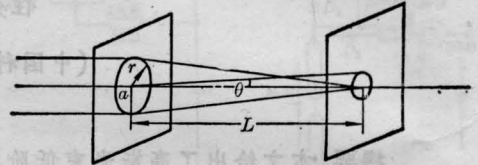


图 1 激光束聚焦系统示意图

一般情况下, θ 在 10^{-3} rad 量级, 所以 $\cos \theta \approx 1$ 。如果定义

$$(1 + \cos \theta) \frac{j\beta \exp(-j\beta L)}{4\pi L}$$

为 $A(L)$, $A(L)$ 只与聚焦镜之焦距有关, 可视为常数。所以, 由(1)式可知, 其远场(焦点处)电场分布 $V(\theta)$ 可写为:

$$V(\theta) = A(L) \int_0^a r f(r) J_0(\beta r \sin \theta) dr \quad (2)$$

众所周知, 轴对称 TEM₀₀ 模近场电场分布函数 $f(r)$ 为 $f_{mn}(r)$,

$$f_{mn}(r) = C_{mn} \left(\frac{\sqrt{2} r}{W_{00}} \right)^n e^{-\frac{r^2}{W_{00}^2}} \cdot L_m^n \left(\frac{2r^2}{W_{00}^2} \right) \quad (3)$$

这里, C_{mn} 为 TEM_{mn} 模之振幅系数, W_{00} 为 TEM₀₀ 模的光强降为 $1/e^2$ 处之光斑半径, $L_m^n \left(\frac{2r^2}{W_{00}^2} \right)$ 为缔合拉盖尔多项式。由(3)式, 可以写出典型的前几个轴对称低阶模的电场分布为:

$$f_{00}(r) = C_{00} e^{-r^2/W_{00}^2}$$

$$f_{10}(r) = C_{10} e^{-r^2/W_{00}^2} \left(1 - 2 \frac{r^2}{W_{00}^2} \right)$$

$$f_{20}(r) = C_{20} e^{-r^2/W_{00}^2} \left[1 - 4 \frac{r^2}{W_{00}^2} + 2 \left(\frac{r^2}{W_{00}^2} \right)^2 \right]$$

$$f_{30}(r) = C_{30} e^{-r^2/W_{00}^2} \left[1 - 6 \frac{r^2}{W_{00}^2} + 6 \left(\frac{r^2}{W_{00}^2} \right)^2 - \frac{4}{3} \left(\frac{r^2}{W_{00}^2} \right)^3 \right]$$

$$f_{01}(r) = C_{01} e^{-r^2/W_{00}^2} \cdot \left(\sqrt{2} \frac{r}{W_{00}} \right)$$

$$f_{11}(r) = C_{11} e^{-r^2/W_{00}^2} \times \left(\sqrt{2} \frac{r}{W_{00}} \right) \left(2 - 2 \frac{r^2}{W_{00}^2} \right)$$

.....

(4)

如果聚焦镜之孔径 a 足够大, 例如 $a > (1.2 \sim 1.5) W_{mn}$, W_{mn} 为 TEM_{mn} 模之光斑尺寸, 则 99% 以上的激光能量通过该聚焦镜, 聚焦镜对激光束的拦截作用可忽略, 所以(2)式可写为:

$$V(\theta) = A(L) \int_0^\infty r f_{mn}(r) J_0(\beta r \cdot \sin \theta) dr \quad (5)$$

含有 $\left(\frac{r^2}{W_{00}^2} \right)^l e^{-r^2/W_{00}^2}$ 的函数称为光瞳(pupil)函数, 这里 l 为整数, 将光瞳函数代入(5)式, 不计常数系数, 得

$$\int_0^\infty r \cdot \left(\frac{r^2}{W_{00}^2} \right)^l \cdot e^{-r^2/W_{00}^2} \cdot J_0(\beta r \cdot \sin \theta) dr \quad (6)$$

做交换 $\left(\frac{r}{W_{00}} \right) = t$, 则(6)式为,

$$W_{00}^2 \int_0^\infty e^{-t^2} J_0(bt) t^{2(l+1)-1} dt \quad (7)$$

这里, $b = \beta \cdot W_{00} \cdot \sin \theta \cong \beta \cdot W_{00} \cdot \theta$ (一般情况

下, θ 为 10^{-3} rad 量级), 因为 $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$, 所以

$b = 2 \left(\frac{\pi W_{00}}{\lambda} \right) \theta = 2 \frac{\theta}{\theta_{00}}$, 这里 $\theta_{00} = \frac{\lambda}{\pi W_{00}}$ 为

TEM₀₀ 模之发散角。

利用关系式^[4]

$$\int_0^\infty e^{-p^2 t^2} J_\nu(bt) t^{\mu-1} dt = \frac{\Gamma\left(\frac{\mu+\nu}{2}\right)}{2p^\mu \Gamma(\nu+1)} \times \left(\frac{b}{2p}\right)^\nu e^{-b^2/4p^2} \times {}_1F_1\left(\frac{\nu-\mu}{2}+1; \nu+1; \frac{b^2}{4p^2}\right) \quad (8)$$

这里 $\Gamma\left(\frac{\mu+\nu}{2}\right)$ 为伽马函数,

$$\Gamma(x+1) = x\Gamma(x), \Gamma(1) = 1;$$

${}_1F_1$ 为超合流函数。对照(7)式, 知 $p=1, \nu=0, \mu=2(l+1)$, 所以(8)式化为:

$$\int_0^\infty e^{-t^2} J_0(bt) t^{2(l+1)-1} dt = \frac{\Gamma(l+1)}{2} e^{-\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} {}_1F_1\left(-l, 1, \left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2\right) \quad (9)$$

由文献[4],

$$\begin{aligned} {}_1F_1\left(-l, 1, \left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2\right) &= 1 + (-l) \left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2 \\ &+ \frac{(-l)(-l+1)}{(2!)^2} \left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^4 + \dots \\ &+ \frac{(-l)(-l+1)\dots(-l+k-1)}{(k!)^2} \\ &\times \left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^{2k} \quad (k \rightarrow \infty) \quad (10) \end{aligned}$$

利用(7)、(9)、(10)式可求得下表 1,

表 1

l	光瞳函数 $\left(\frac{r^2}{W_{00}^2}\right)^l \cdot e^{-r^2/W_{00}^2}$	积分 $\int_0^\infty r \left(\frac{r^2}{W_{00}^2}\right)^l \cdot e^{-r^2/W_{00}^2} J_0(\beta r \cdot \theta) \cdot dr$
0	e^{-r^2/W_{00}^2}	$W_{00}^2 \cdot \frac{1}{2} e^{-\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2}$
1	$\frac{r^2}{W_{00}^2} e^{-r^2/W_{00}^2}$	$W_{00}^2 \cdot \frac{1}{2} e^{-\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \left[1 - \left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2 \right]$
2	$\left(\frac{r^2}{W_{00}^2}\right)^2 \cdot e^{-r^2/W_{00}^2}$	$W_{00}^2 \cdot 1 \cdot e^{-\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \left[1 - 2\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^4 \right]$
3	$\left(\frac{r^2}{W_{00}^2}\right)^3 \cdot e^{-r^2/W_{00}^2}$	$W_{00}^2 \cdot 3 \cdot e^{-\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \left[1 - 3\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2 + \frac{2}{3}\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^4 - \frac{1}{6}\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^6 \right]$
4	$\left(\frac{r^2}{W_{00}^2}\right)^4 \cdot e^{-r^2/W_{00}^2}$	$W_{00}^2 \cdot 12 \cdot e^{-\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \left[1 - 4\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2 + 3\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^4 - \frac{2}{3}\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^6 + \frac{1}{24}\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^8 \right]$

.....

经过代数运算, (4) 式所表示的 TEM_{m0} 低阶模的远场电场分布 $f_{m0}(\theta)$ 可由表 1 直接求得:

$$\begin{aligned} f_{00}(\theta) &= A(L) \cdot C_{00} \cdot \frac{1}{2} \cdot W_{00}^2 \cdot e^{-\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \\ f_{10}(\theta) &= -A(L) \cdot C_{10} \cdot \frac{1}{2} \cdot W_{00}^2 \cdot e^{-\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \\ &\quad \times \left(1 - 2\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2\right) \\ f_{20}(\theta) &= A(L) \cdot C_{20} \cdot \frac{1}{2} \cdot W_{00}^2 \cdot e^{-\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \\ &\quad \times \left(1 - 4\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2 + 2\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^4\right) \\ f_{30}(\theta) &= -A(L) C_{30} \cdot \frac{1}{2} W_{00}^2 \cdot e^{-\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \\ &\quad \times \left(1 - 6\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2 + 6\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^4 - \frac{4}{3}\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^6\right) \\ &\quad \dots\dots \end{aligned} \quad (11)$$

比较(4)式、(11)式可知, 除系数外, 高斯光束低阶模近场电场分布与焦点(远场)电场分布具有同一形式, 这和大家熟知的高斯光束近场图与远场图的振动之间互为傅里叶变换得到的结果是一致的^[5]。二者的对应关系是, 前者是 $\left(\frac{r}{W_{00}}\right)$ 的函数, 后者是 $\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)$ 的函数。

由(11)式可知, 高斯光束前几个低阶模的焦点能量密度分布函数 $I_{mn}(\theta)$ 为:

$$\begin{aligned} I_{00}(\theta) &= |f_{00}(\theta)|^2 = \left| \frac{1}{2} W_{00}^2 \cdot C_{00} \cdot A(L) \right|^2 \\ &\quad \times e^{-2\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \\ I_{10}(\theta) &= |f_{10}(\theta)|^2 = \left| \frac{1}{2} W_{00}^2 \cdot C_{10} \cdot A(L) \right|^2 \\ &\quad \times e^{-2\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \left(1 - 2\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2\right)^2 \\ I_{20}(\theta) &= |f_{20}(\theta)|^2 = \left| \frac{1}{2} W_{00}^2 \cdot C_{20} \cdot A(L) \right|^2 \\ &\quad \times e^{-2\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \left(1 - 4\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2 + 2\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^4\right)^2 \\ &\quad \dots\dots \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I_{30}(\theta) &= |f_{30}(\theta)|^2 \\ &= \left| \frac{1}{2} W_{00}^2 \cdot C_{30} \cdot A(L) \right|^2 \cdot e^{-2\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \\ &\quad \times \left(1 - 6\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2 + 6\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^4 - \frac{4}{3}\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^6\right)^2 \\ &\quad \dots\dots \end{aligned} \quad (12)$$

从上式可见, 高斯光束远场能量密度分布函数同样为轴对称函数。从图 1 可知, 其焦面上微分圆环面积 $ds = 2\pi L^2 \cdot \theta \cdot d\theta$, 焦面上的相对能量分布 $L_{mn}(\theta)$ (定义为 θ 发散角内所含激光能量与总激光能量之比) 可表示为:

$$L_{mn}(\theta) = \frac{\int_0^\theta I_{mn}(\theta) \cdot ds}{\int_0^\infty I_{mn}(\theta) \cdot ds} \quad (13)$$

(13) 式中, 利用微分体积元 $dV = l \cdot ds$, l' 为单位长度。要计算 $L_{mn}(\theta)$, 由(12)式, 令 $\beta = \left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2$, 计算积分,

$$\int e^{-2\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \cdot \left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^{2l} \cdot \theta d\theta = \frac{\theta_{00}^2}{2} \int e^{-2\beta} \cdot \beta^l d\beta \quad (14)$$

利用关系式

$$\int x^m \cdot e^{ax} dx = \frac{x^m \cdot e^{ax}}{a} - \frac{m}{a} \int x^{m-1} e^{ax} dx^{[6]}$$

令 $B_l = \int e^{-2\beta} \cdot \beta^l d\beta$, 求得表 2。

将(12)式代入(13)式, 利用表 2, 经过不太复杂的代数运算, 可求得高斯光束低阶模 TEM_{m0} 聚焦平面上的相对能量分布 $L_{m0}(\theta)$ 为:

$$\begin{aligned} L_{00}(\theta) &= 1 - e^{-2\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \\ L_{10}(\theta) &= 1 - e^{-2\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \left(1 + 4\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^4\right) \\ L_{20}(\theta) &= 1 - e^{-2\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \\ &\quad \times \left(1 + 8\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^4 - 8\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^6 + 4\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^8\right) \\ &\quad \dots\dots \end{aligned}$$

表 2

$$\begin{aligned}
 E_0 &= e^{-2\beta} \cdot \left(-\frac{1}{2}\right) \\
 E_1 &= e^{-2\beta} \cdot \left(-\frac{\beta}{2} - \frac{1}{4}\right) \\
 E_2 &= e^{-2\beta} \cdot \left(-\frac{\beta^2}{2} - \frac{\beta}{2} - \frac{1}{4}\right) \\
 E_3 &= e^{-2\beta} \cdot \left(-\frac{\beta^3}{2} - \frac{3}{4}\beta^2 - \frac{3}{4}\beta - \frac{3}{8}\right) \\
 E_4 &= e^{-2\beta} \cdot \left(-\frac{\beta^4}{2} - \beta^3 - \frac{3}{2}\beta^2 - \frac{3}{2}\beta - \frac{3}{4}\right) \\
 E_5 &= e^{-2\beta} \cdot \left(-\frac{\beta^5}{2} - \frac{5}{4}\beta^4 - \frac{5}{2}\beta^3 - \frac{15}{4}\beta^2 - \frac{15}{4}\beta - \frac{15}{8}\right) \\
 E_6 &= e^{-2\beta} \cdot \left(-\frac{\beta^6}{2} - \frac{3}{2}\beta^5 - \frac{15}{4}\beta^4 - \frac{15}{2}\beta^3 - \frac{45}{4}\beta^2 - \frac{45}{4}\beta - \frac{45}{8}\right) \\
 &\dots\dots
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 L_{30}(\theta) &= 1 - e^{-2\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \left(1 + 12\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^4 - 24\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^6 + \frac{76}{3}\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^8 - \frac{32}{3}\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^{10} + \frac{16}{9}\left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^{12}\right) \\
 &\dots\dots
 \end{aligned} \tag{15}$$

由(15)式, 我们可以作出高斯光束前几个低阶模(TEM_{m0}模)焦平面上能量相对分布图(图2), 其横坐标是 θ/θ_{00} 。由上面分析可知, 如果将 $\frac{\theta}{\theta_{00}}$ 换成 $\frac{r}{W_{00}}$, 图2则为高斯光束近场能量相对分布。

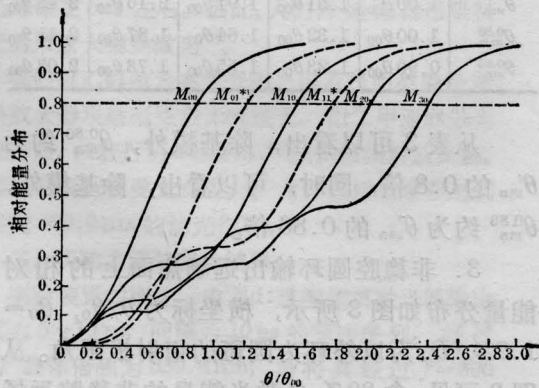


图2 高斯光束低阶模焦面上的相对能量分布
(横坐标为 θ/θ_{00} , $\theta_{00}=\lambda/\pi W_{00}$, 为TEM₀₀模之发散角)

三、非稳腔环状光束远场能量的相对分布

R. J. Freiberg 等人^[7]利用与(1)式相类似的公式计算了具有环状输出的非稳腔远场分布。其近场分布函数 $f(r)$ 有两种形式, 一种认为环状区域有均匀的(包括振幅与相位)电场分布; 另一种认为环状区域为锥形分布, 在内环 $r=a$ 处, 近场分布 $f(r)$ 达极大, 线性减小, 至外环 $r=Ma$ (M 为放大倍率)处, $f(r)$ 为零。前者理论计算结果得到的远场发散角比实际情况要小(理论优于实验结果), 后者则偏大。实验结果介于二理论值之间^[7]。

利用均匀分布假设, 积分区域从 $r=a$ 积到 $r=Ma$, 省略其常数系数, 则(1)式变为:

$$\begin{aligned}
 &\int_a^{Ma} r J_0(\beta \cdot r \cdot \sin \theta) dr \\
 &= \frac{M J_1(\beta \cdot Ma \cdot \sin \theta) - J_1(\beta \cdot a \sin \theta)}{\beta \cdot a \cdot \sin \theta}
 \end{aligned} \tag{16}$$

这里 $J_1(\beta \cdot a \cdot \sin \theta)$ 为一阶贝塞尔函数。(16)式中, 一般情况下, θ 比较小, $\sin \theta \approx \theta$ 。对于孔径为 Ma 的均匀光斑, 它的衍射角为 $\theta_0 = 1.22 \frac{\lambda}{2 \cdot Ma} = 1.22 \frac{\lambda}{D}$, D 为外环直径, $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ 。由此, (16)式变为:

$$\begin{aligned}
 &\int_a^{Ma} r \cdot J_0(\beta \cdot r \cdot \theta) dr \\
 &= \frac{M J_1\left(3.833 \frac{\theta}{\theta_0}\right) - J_1\left(3.833 \frac{\theta}{M \cdot \theta_0}\right)}{3.833 \frac{\theta}{M \theta_0}}
 \end{aligned} \tag{17}$$

令 $\frac{1}{M} = \epsilon$, $\frac{3.833}{\theta_0} = q_0$, 则(17)式可化为 $\frac{1}{\epsilon^2 \cdot q_0} \frac{J_1(q_0 \theta) - \epsilon J_1(\epsilon q_0 \theta)}{\theta}$, 所以非稳腔远场密度分布 $I'(\theta)$ (略去常数系数)为:

$$I'(\theta) = \left(\frac{1}{\epsilon^2 q_0}\right)^2 \left[\frac{J_1(q_0 \theta) - \epsilon J_1(\epsilon q_0 \theta)}{\theta} \right]^2 \tag{18}$$

同样, 非稳腔远场焦面上能量相对角分布 $L'(\theta)$ 形式上同(13)式, 将(18)式代入(13)式, 略去常系数, 其分母为:

$$\int_0^\infty [J_1^2(q_0\theta) + \epsilon^2 \cdot J_1^2(\epsilon q_0\theta) - 2\epsilon J_1(q_0\theta) \cdot J_1(\epsilon q_0\theta)] \frac{d\theta}{\theta} \quad (19)$$

利用公式

$$\int_0^\infty J_n(at) \cdot J_n(bt) \frac{dt}{t} = \frac{(b/a)^n}{2^n}, \quad b \leq a^{[8]},$$

由(19)式, 可求得分母为 $\frac{1-\epsilon^2}{2}$ 。因此, 由(13)式, 可以求得不同 M 值 ($\epsilon = \frac{1}{M}$) 情况下非稳腔圆环输出聚焦平面上能量相对分布 $L'(\theta)$ 为:

$$L'(\theta) = \frac{2}{1-\epsilon^2} \times \int_0^\theta [J_1(q_0\theta) - \epsilon J_1(\epsilon q_0\theta)]^2 \frac{d\theta}{\theta} \quad (20)$$

(20)式和文献[8]得到的结果完全一致。由(20)式, 我们可以给出不同 M 值条件下非稳腔远场焦面能量的相对分布图(图3)。

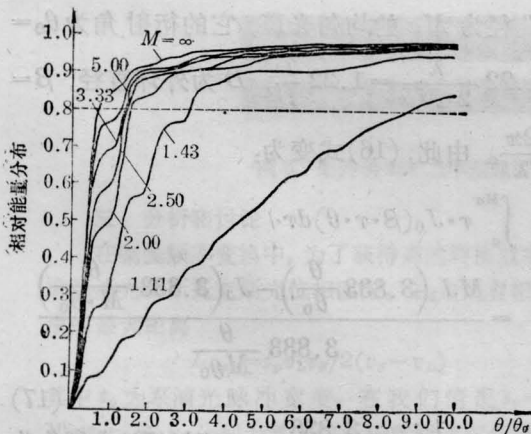


图3 不同 M 值非稳腔焦面上的相对能量分布 (横坐标为 θ/θ_0 , $\theta_0 = 1.22 \frac{\lambda}{D}$, D 为近场外环直径)

四、讨 论

1. 对于(4)式中给出的 TEM_{01*} 和

TEM_{11*} 模近场分布函数 $f_{01*}(r)$ 和 $f_{11*}(r)$, 因含有 $(\frac{r}{W_{00}})$ 奇次方项, 并非光瞳函数, 故无法利用公式(9)、公式(10)进行计算。根据文献[5], 我们形式上写出 TEM_{01*} 和 TEM_{11*} 的远场分布和近场具有同一形式, 由此, 利用表2及相应的公式, 可求得 TEM_{01*} 与 TEM_{11*} 模的远场相对能量分布 $L_{01*}(\theta)$ 和 $L_{11*}(\theta)$,

$$L_{01*}(\theta) = 1 - e^{-2 \left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \left(1 + 2 \left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2\right)$$

$$L_{11*}(\theta) = 1 - e^{-2 \left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2} \left(1 + 2 \left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^2 - 2 \left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^4 + 4 \left(\frac{\theta}{\theta_{00}}\right)^6\right)$$

$L_{01*}(\theta)$ 和 $L_{11*}(\theta)$ 已在图2中绘出(虚线)。

2. 在以往文献[3]中, 人们将低阶模的最外环中, 功率密度下降到该环之峰值的 $1/e^2$ 处, 定义为该低阶模之光斑尺寸及相应的远场发散角 θ'_{mn} 。令 $\theta_{mn}^{0.86}$ 和 $\theta_{mn}^{0.80}$ 分别表示高斯光束低阶模远场焦面上含总激光能量的86%和80%能量的远场发散角。表3列出了高斯光束前几个低阶模的远场发散角 θ'_{mn} [3]、 $\theta_{mn}^{0.86}$ 、 $\theta_{mn}^{0.80}$ 。

表 3

	TEM_{00}	TEM_{01*}	TEM_{10}	TEM_{11*}	TEM_{20}
θ'_{mn}	$1.00 \theta_{00}$	$1.51 \theta_{00}$	$1.91 \theta_{00}$	$2.16 \theta_{00}$	$2.43 \theta_{00}$
$\theta_{mn}^{0.86}$	$1.00 \theta_{00}$	$1.32 \theta_{00}$	$1.64 \theta_{00}$	$1.87 \theta_{00}$	$2.11 \theta_{00}$
$\theta_{mn}^{0.80}$	$0.90 \theta_{00}$	$1.23 \theta_{00}$	$1.55 \theta_{00}$	$1.78 \theta_{00}$	$2.03 \theta_{00}$

从表3可以看出, 除基模外, $\theta_{mn}^{0.80}$ 约为 θ'_{mn} 的0.8倍; 同时, 可以看出, 除基模外, $\theta_{mn}^{0.86}$ 约为 θ'_{mn} 的0.86倍。

3. 非稳腔圆环输出远场焦面上的相对能量分布如图3所示, 横坐标为 θ/θ_0 , $\theta_0 = 1.22\lambda/D$, 为以外环为圆斑的衍射极限角。从图3可见, 含80%总激光能量的非稳腔远场发射角 θ 强烈地依赖于放大倍率 M 值。举例, 对于通常情况下的1kW级横流 CO_2 激

光器,其最佳透过率 $T=1-\frac{1}{M^2}=0.20$, $M=1.12$,从图3可知, $\theta/\theta_0=8.8$,表明含焦点总激光能量80%的远场发散角 θ 为衍射极限角 θ_0 的8.8倍。如果 $D=25\text{mm}$,则 θ (半角) $=4.6\text{mrad}$ 。实际上,由于镜面倾斜失调、镜面面形畸变等因素影响,实验得到的远场发散角比理论值还要差。

4. 从图3可知,对于非稳腔情况,当放大倍率 M 一定时, θ/θ_0 也一定,远场发散角 θ 随 θ_0 变小而相应变小。由于 $\theta_0=1.22\frac{\lambda}{D}$,故 θ 随非稳腔圆环输出外径直径增大而减小。

综上所述,对于低增益、较短增益长度(对应小 M 值)及较小放电横截面(对应小 D 值)之情况,非稳腔选模受到限制。而稳腔则不受上述条件约束,利用稳腔选模,在某些情

况下,可以得到接近或优于非稳腔选模的良好光学质量及较高的光电转换效率,从而得到满意的焦点功率密度。

参 考 文 献

- [1] J. F. Kauffman et al.; *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 1965, AP-13, 473.
- [2] A. L. Buck et al.; *Proceedings of the IEEE*, 1967, 55, 448.
- [3] R. J. Freiberg et al.; *Appl. Opt.*, 1969, 8, 335.
- [4] 王竹溪等;“特殊函数概论”,科学出版社,1965年, p. 492, p. 152.
- [5] 《固体激光导论》编写组编;“固体激光导论”,上海人民出版社,1975年, p. 466.
- [6] 《简明数学手册》编写组;“简明数学手册”,上海教育出版社,1977年, p. 3~170.
- [7] R. J. Freiberg et al.; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1972, QE-8, No. 12, 882.
- [8] I. L. Goldberg et al.; *Appl. Opt.*, 1969, 8, No. 7, 1451.

线聚焦激光与平面型及柱状细丝型靶间的相互作用研究

本文报道在六路钹玻璃激光装置上进行线聚焦激光辐照平面靶及柱型细丝靶实验所取得的结果。

六路玻璃激光装置中的一束激光或是由其两束激光合并而成的一束激光,经柱面透镜-非球面透镜组合而聚焦到靶上,焦线长度约为3~4mm,而宽度约为70~140 μm 。1064nm激光脉冲的宽度(FWHM)一般为250ps,靶上的平均激光强度处在 $10^{12}\sim 4\times 10^{13}\text{W/cm}^2$ 的范围。使用了各类材料(低 Z ,中 Z 及高 Z)构成的平面靶、分段(如C-Au)平面靶和柱型细丝靶。有专门的光学诊断系统以拍摄沿平面靶镜向反射方向发射的基频(1064nm)光与谐波光的二维空间分辨的显微成像;另外,用受激喇曼后向散射激光探针拍摄等离子体的干涉图与阴影图;用法拉第筒电荷收集器检测离子发射;用TIAP晶体谱仪拍摄空间分辨与空间积分的 x 光线谱;以及用 x 光针孔相机拍摄靶等离子体的 x 光发射象等。

利用光学探针技术与镜向反射激光的直接成像,首次观察到线聚焦激光在等离子体中的成丝结

构,这种现象在中 Z 及高 Z 材料(如Cu、Au)靶上有更高光强的局部区域内更能明显地观察到。另外,在等离子体的边缘区域还曾观察到较大尺寸的喷流结构。实验的结果也表明,线聚焦激光等离子体比通常的点状聚焦产生的等离子体,在离子发射的空间取向上有显著的各向异性;而且由共振驱动静电场的加速所形成的离子峰也更为明显。在线聚焦激光等离子体发射的 x 光线谱的测量中,我们观察到十分显著的源加宽特征。我们还利用了分段(例如C-Au组合)平面靶的特殊构形,研究了在具有不同靶 Z 材料的线聚焦区域内激光与等离子体间相互作用的不同特征。

(中国科学院上海光机所

徐至展 林礼煌 张伟清 张燕珍

范品忠 江志明 孟绍贤 何兴法

余加进 钱爱娣 张正泉

洛斯·阿拉莫斯国家实验室 李弘毅

1986年2月21日收稿)