

文章编号: 1001-3806(2003)01-0055-03

平顶高斯光束通过光阑透镜的焦移*

季小玲^{1,2,3} 吕百达^{2,3}

(¹四川师范大学电子工程学院, 成都, 610066) (²四川大学激光物理与化学研究所, 成都, 610064)

(³华中科技大学激光技术国家重点实验室, 武汉, 430074)

摘要: 从 Collins 公式出发, 研究了平顶高斯光束通过光阑透镜的焦移, 并用大量数值计算例予以说明。研究表明, 截断平顶高斯光束的焦移不但由光束的阶数 N 、光束菲涅耳 F_w 决定, 还与孔径菲涅耳数 F_a 有关。与无光阑情形比较, 对于光阑透镜, 即使在 F_w 很大的情况下, 仍然存在焦移。

关键词: 平顶高斯光束; 焦移; 光阑透镜

中图分类号: O435; TN012 文献标识码: A

Focal shifts of flattened Gaussian beams passing through an aperture lens

Ji Xiaoling^{1,2,3}, Lü Baida^{2,3}

(¹ College of Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu, 610066)

(² Institute of Laser Physics and Chemistry, Sichuan University, Chengdu, 610064)

(³ National Laboratory of Laser Technology, HUST, Wuhan, 430074)

Abstract: Starting from the Collins formula, focal shifts of flattened Gaussian beams (FGBs) passing through an aperture lens are studied and illustrated with detailed numerical examples. It is shown that focal shifts of apertured FGBs not only depend on the beam order N , Fresnel number F_w associated with the beam, but also depend on the Fresnel number F_a associated with the aperture. In comparison with the unapertured case, there still exist focal shifts even for the case of the large Fresnel number F_w .

Key words: flattened Gaussian beam; focal shift; aperture lens

引 言

在激光材料加工等实际应用中, 常需要将激光束作用到工件或靶上。因此, 激光束聚焦和焦移的问题长期以来备受关注。平顶高斯光束是描述强激光的有用模型^[1]。很多学者已对平顶高斯光束的传输和聚焦特性做了研究^[2~6]。Borghi 等人研究了平顶高斯光束的聚焦特性和焦移^[4], 但其结果只限于无光阑情形。而实际的光学系统总是或多或少地受到光阑的限制。笔者从 Collins 公式^[7]出发, 通过大量的数值计算, 研究了平顶高斯光束通过光阑透镜的聚焦和焦移。

1 理论模型

设入射面处平顶高斯光束的场分布为:

$$E_0(r_0, 0) = \exp\left[-\frac{(N+1)r_0^2}{w_0^2}\right] \times \sum_{m=0}^N \frac{1}{m!} \left[\frac{(N+1)r_0^2}{w_0^2}\right]^m \quad (1)$$

式中, $N = 0, 1, 2 \dots$ 是平顶高斯光束的阶数, w_0 是平顶高斯光束的束腰宽度。

设光阑透镜的半径为 a 。入射平顶高斯光束束腰位于透镜处, 透镜的焦距为 f 。由 Collins 公式^[7]可得到轴上距透镜 z 处场分布为:

$$E(0, z) = \left[-\frac{ik}{B}\right] \int_0^a \exp\left[-\frac{(N+1)r_0^2}{w_0^2}\right] \times \sum_{m=0}^N \frac{1}{m!} \left[\frac{(N+1)r_0^2}{w_0^2}\right]^m \exp\left[\frac{ik}{2B}Ar_0^2\right] r_0 dr_0 = \left[-i\frac{\pi}{z/f}\right] \int_0^{F_a} \exp\left[-\frac{(N+1)u}{F_w}\right] \times \sum_{m=0}^N \frac{1}{m!} \left[\frac{(N+1)u}{F_w}\right]^m \exp\left[i\pi\left[\frac{1}{z/f} - 1\right]u\right] du \quad (2)$$

$$\text{式中, } u = r_0^2 / \mathcal{K} \quad (3)$$

$$\lambda \text{ 为波长, } k \text{ 为波数: } k = 2\pi / \lambda \quad (4)$$

A, B 为透镜的变换矩阵元:

* 华中科技大学激光技术国家重点实验室资助项目。

作者简介: 季小玲, 女, 1963 年 11 月出生。博士研究生, 教授。现从事激光束传输与变换等研究。

收稿日期: 2002-03-05; 收到修改稿日期: 2002-05-21

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - z/f & z \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \quad (5)$$

F_w, F_a 分别为平顶高斯光束的菲涅耳数和光阑的

菲涅耳数: $F_w = w_0^2/\lambda f, F_a = a^2/\lambda f$ (6)

光强分布为:

$$I(0, z) = E(0, z) E^*(0, z) = \left(\frac{\pi}{z/f} \right)^2 \times \left\{ \int_0^{F_a} \exp\left[-\frac{(N+1)u}{F_w}\right] \sum_{m=0}^N \frac{1}{m!} \left[\frac{(N+1)u}{F_w} \right]^m \times \cos\left[\pi\left(\frac{1}{z/f} - 1\right)u\right] du \right\}^2 + \left(\frac{\pi}{z/f} \right)^2 \times \left\{ \int_0^{F_a} \exp\left[-\frac{(N+1)u}{F_w}\right] \sum_{m=0}^N \frac{1}{m!} \left[\frac{(N+1)u}{F_w} \right]^m \times \sin\left[\pi\left(\frac{1}{z/f} - 1\right)u\right] du \right\}^2 \quad (7)$$

轴上最大光强点位置 z_{max} 由(7)式的一阶导数为 0

的方程来确定: $\frac{dI(0, z)}{dz} = 0$ (8)

当 $a \rightarrow \infty$ 时, (2) 式过渡到无光阑透镜情形:

$$E(0, z) = \frac{ik}{2(N+1)\lambda F_w} \left(\frac{z}{f} + ik \left[1 - \frac{z}{f} \right] \right) \times \sum_{n=0}^N \left[\frac{N+1}{\lambda F_w} \right]^n \left[\frac{N+1}{\lambda F_w} + \frac{ik}{2z} \left(1 - \frac{z}{f} \right) \right]^{-n} \quad (9)$$

利用等比级数求和公式, 且当 F_w 很大时, (9) 式可进一步简化为:

$$E(0, z) = \frac{\left[1 - i \frac{\pi F_w (z/f - 1)}{(N+1)} \right]^{-(N+1)} - 1}{z/f - 1} \quad (10)$$

(10) 式与文献[4]中的(4)式一致。

当 $N = 0$ 时, (9) 式过渡到高斯光束情形:

$$E(0, z) = \frac{1}{\left(1 - \frac{z}{f} \right) - i \left(\frac{z}{\pi F_w f} \right)} \quad (11)$$

由(8) 式和 (11) 式可确定轴上最大光强的相对位置:

$$\frac{z_{max}}{f} = \frac{(\pi F_w)^2}{1 + (\pi F_w)^2} \quad (12)$$

(12) 式与文献[8] 中的(4.2) 式一致。

由(10) 式出发进行分析和数值计算结果表明^[4], 对无光阑情况, 当 F_w 很大时, 平顶高斯光束的 $\Delta = 1$, 即焦移为 0。以下将分析有光阑时平顶高斯光束的焦移和最大光强随光束和光学系统参数的变化。

2 数值计算及分析

数值计算中各参数为: $\lambda = 1.06 \times 10^{-3} \text{ mm}, f = 200.0 \text{ mm}$ 。图 1 为平顶高斯光束通过光阑透镜后轴上光强分布曲线。显然, 各情况均有 $z_{max}/f < 1$, 即均存在焦移。图 1a 是不同阶数的平顶高斯光束通过光阑透镜后轴上光强分布曲线。可以看出, 随着 N 的增加, 轴上最大光强的位置不断朝透镜方向移动, 即 z_{max}/f 随 N 的增加而减小。例如, $N = 0, 1, 2, 4$ 和 12 时, $z_{max}/f = 0.92, 0.91, 0.90, 0.88$ 和 0.85 。图 1b 为平顶高斯光束通过 F_a 不同的光阑透镜后轴上光强分布曲线。该图表明, 焦移量随着 F_a 的增加而减小, 即光阑半径越大, 焦移越小。例如, $F_a = 1.0, 1.3, 1.6, 1.9$ 和 2.2 时, $z_{max}/f = 0.60, 0.68, 0.74, 0.78$ 和 0.81 。图 1c 是不同 F_w 的平顶高斯光束通过光阑透镜后轴上光强分布曲线。可以看出, 随着 F_w 的增大, 焦移量减小。即使在 F_w 很大的情况下, 仍然有 $z_{max}/f < 1$ 。这是与无光阑情况显著不同之处。例如, $F_w = 1.0, 1.3, 1.6, 1.9, 2.2$ 和 20.0 时, $z_{max}/f = 0.65, 0.74, 0.81, 0.84, 0.87$ 和 0.93 。图 2 给出了不同阶数的平顶高斯光束通过光阑透镜后轴上最大光强位置 z_{max}/f 和轴上最大光强 I_{max} 随光阑透镜菲涅耳数 F_a 的变化

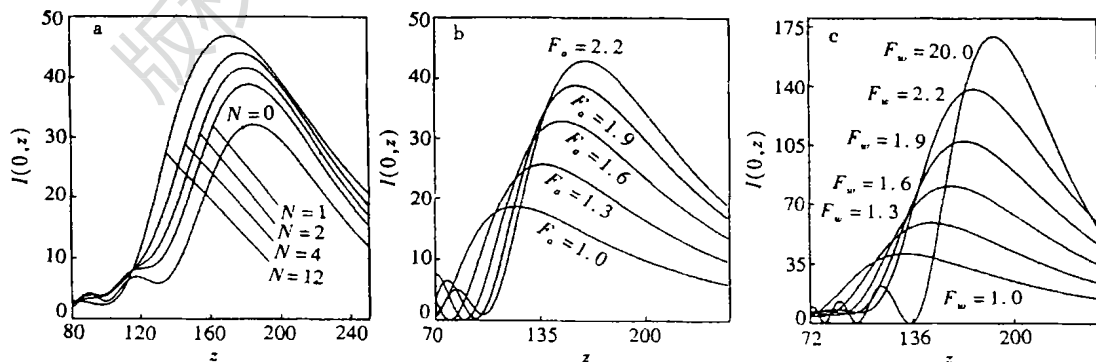


Fig. 1 On-axis irradiance distributions of FGBs focused by a aperture lens
a- $F_w = 2.0, F_a = 4.0$ b- $N = 12, F_w = 2.0$ c- $N = 12, F_a = 4.0$

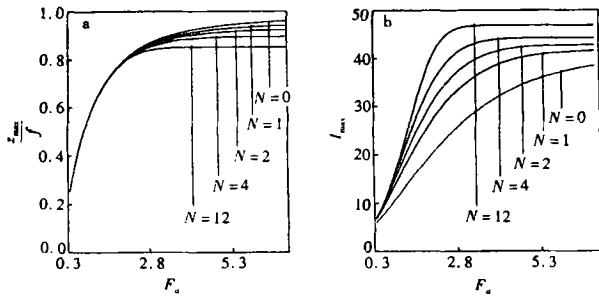


Fig. 2 a- position of relative axial maximum irradiance z_{max}/f and b- axial maximum irradiance I_{max} of FGBs with different values of beam order $N = 0, 1, 2, 4, 12$ as a function of Fresnel number $F_a, F_w = 2.0$

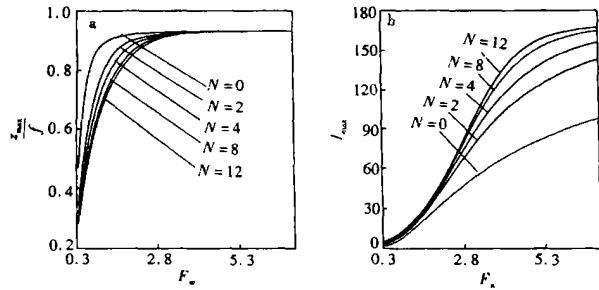


Fig. 3 a- position of relative axial maximum irradiance z_{max}/f and b- axial maximum irradiance I_{max} of FGBs with different values of beam order $N = 0, 2, 4, 8, 12$ as a function of Fresnel number $F_w, F_a = 4.0$

曲线。显然, 其结果与图 1a、图 1b 是一致的。并且, 对于各阶平顶高斯光束, z_{max}/f 随着 F_a 的增加而趋于各自的定值, 即随着光阑的增大, 焦点向透镜方向移动, 当 F_a 足够大(光阑效应可以忽略)时, 焦点不再随 F_a 变化, 但有 $z_{max}/f < 1$, 即存在焦移。另外, 轴上最大光强 I_{max} 随着 N 和 F_a 的增加而增加。图 3 给出了不同阶数的平顶高斯光束通过光阑透镜后 z_{max}/f 和 I_{max} 随 F_w 的变化曲线。其结果与图 1a、图 1c 是一致的。并且, 对于各阶平顶高斯光束, z_{max}/f 随着 F_w 的增加而趋于同一一定值, 即当 F_w 足够大时, 各阶平顶高斯光束的焦点位置重合。 I_{max} 随着 F_w 的增加而增加。不同 F_w 的平顶高斯光束的 z_{max}/f 随 F_a 的变化曲线

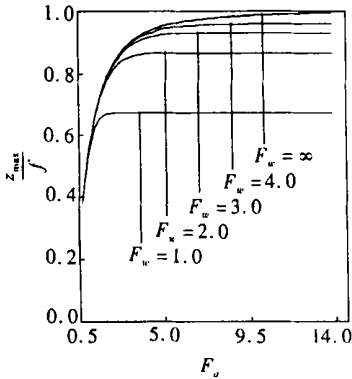


Fig. 4 Position of relative axial maximum irradiance z_{max}/f of FGBs for different values of Fresnel number $F_w = \infty, 4.0, 3.0, 2.0, 1.0$ as a function of Fresnel number $F_a, N = 8$

示于图 4。该图进一步表明, 即使在光阑效应可以忽略的情况下, 只要光束菲涅耳数 F_w 不够大, 就存在焦移。并且, F_w 越小, 焦移越大。例如, $F_a = 14.0, F_w = \infty, 4.0, 3.0, 2.0$ 和 1.0 时, $z_{max}/f = 1.0, 0.96, 0.93, 0.87$ 和 0.67 。平顶高斯光束通过 F_a 不同的光阑透镜后 z_{max}/f 随 F_w 的变化曲线示于图 5。从该图可得到, 对于光阑透镜, 当光阑对光束实际上起作用时, 即使在 F_w 很大的情况下, 仍然存在焦移。并且, F_a 越小, 焦移越显著。这是与无光阑情况显著不同之处。例如, $F_w = 20.0, F_a = \infty, 6.0, 4.0, 3.0, 2.0$ 和 1.0 时, $z_{max}/f = 1.0, 0.97, 0.93, 0.89, 0.81$ 和 0.60 。

3 结论

由理论分析和数值计算结果所得出的主要结论是, 平顶高斯光束通过光阑透镜后会出现焦移, 即轴上光强最大点的位置 z_{max} 朝透镜方向移动。 z_{max} 和最大光强 I_{max} 与平顶高斯光束的阶数 N 、光束菲涅耳数 F_w 和光阑透镜的菲涅耳数 F_a 有关。 I_{max} 随着 N, F_w 和 F_a 的增加而增加。 z_{max}/f 随着 N 的增加而减小, 随着 F_w 和 F_a 的增加而增加。对于平顶高斯光束, 即使在无光阑情况下, 只要光束 F_w 不够大, 就存在焦移。并且, F_w 越小, 焦移量越大。与无光阑情况不同的是, 平顶高斯光束通过有光阑透镜时, 即使在 F_w 很大的情况下, 仍然存在焦移, 而且 F_a 越小, 焦移越大。当光阑透镜的半径 $a \rightarrow \infty$ 时, 就回到 Borghi 等人的结果^[4]。 $N = 0$ 时, 过渡到高斯光束的情况。由于平顶高斯光束是实际工作中常使用的一类光束, 笔者的研究结果对准确确定高斯光束通过光阑透镜后实际焦点位置和焦点运动规律有应用意义。

参考文献

[1] Gori F. Opt Commun, 1994, 107: 335~ 341.
 [2] Bagini V, Borghi F, Gori F et al. J O S A, 1996, 13: 1385~ 1394.
 [3] Santarsiero M, Aiello D, Borghi F et al. J Mod Opt, 1997, 44: 633 ~ 650.
 [4] Borghi R, Santarsiero M, Vicalvi S. Opt Commun, 1998, 154: 243 ~ 248.

80mm × 35mm 的放电区(见图 1)。电极结构沿气流方向是对称分布,这样保证了放电的均匀性。

在放电室中靠近阴极针附近的上下分别放置一平行的永久磁铁,从而在放电阴极区形成一近似均匀分布的磁场,中心的磁场强度为 0.15T。这样在阴极区就存在一正交的电场和磁场,带电离子(主要是电子)在电磁场中受 Lorentz 力作用呈螺旋运动,这就增加了电子与气体原子的碰撞几率,从而使得电离碰撞次数增加,导致在阴极区产生大量的离子,从而提高放电的稳定性。

2 实验结果

整个实验系统由激光器主机、电阻箱、高压直流电源及冷水机组构成,激光器主机包括前述的电极、热交换器、横流风机及真空腔体。由一台直径为 360mm,长度为 1000mm 的横流风机对气体进行循环冷却,放电区气体的流速为 30m/s~40m/s。冷水机组将循环冷却水冷却到 9℃,以保证放电区的气体温度不会超过 20℃。

激光器的直流放电特性与工作气压,气体成分等有关。实验时采用的混合气体比为 $V(\text{CO}_2):V(\text{N}_2):V(\text{He}) = 1:9:20$ 。对总气压分别为 9kPa, 12kPa 及 15kPa 时进

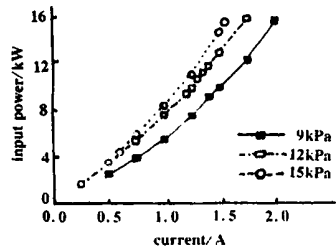


Fig. 3 Relation of the input power as discharge current at different gas pressure

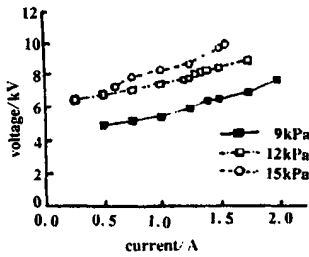


Fig. 2 V-I characteristics of the stable glow discharge at different gas pressure

行了放电实验,图 2 为稳定放电的 V-I 特性曲线。可以看出,放电的 V-I 特性曲线相当平坦,放电电压基本上不随电流的增加而变化。放电电压随气压的增加而升高,说明放电属于正常辉光放电。

同传统的三轴正交横流 CO₂ 激光器的放电特性相比,尽管这种电极结构的放电电压较高,但放电电流相对较小,因此,镇流电阻上消耗的功率大为降

低,从而有利于提高激光器的总效率。

图 3 为放电注入电功率随放电电流变化的关系,考虑到正常辉光放电情况下,放电电压随电流的增加变化不大,故注入电功率基本上正比于放电电流,近似为线性关系。还可看到,当放电电流为 1.75A 时,对应于总气压 15kPa,激光器注入功率可达 15kW。对应混合气体为 $V(\text{CO}_2):V(\text{N}_2):V(\text{He}) = 1:9:20$,总气压为 12kPa 时进行的放电实验,沿着光轴方向观察并拍摄不同放电电流情况下的辉光放电的照片(见图 4),图中左边为阳极,右边为阴极。可看出,实验得到了一个相当均匀的辉光放电区,随着注入电功率的增加,放电的辉光也逐渐增强。



Fig. 4 Photography of the discharge at different discharge current a- 0.5A b- 1.0A c- 1.5A

3 结论

用该二轴正交式横流 CO₂ 激光器的电极结构,得到了放电注入功率为 15kW 的大体积均匀放电,CO₂ 激光器的电光转换效率多模输出时为 15%,在原有 2kW 横流多模 CO₂ 激光器上改用这种放电结构可获得 3kW 输出,如采用折叠腔进行低阶模控制,效率为 10%,可获得 1.5kW 激光输出,上述结果说明文中论及的电极结构是合理的。该电极的放电特性具有高电压、低电流的特点,这样镇流电阻上消耗的功率被降低,激光器总电光效率得到提高。

参 考 文 献

- [1] 周凤晴,陈清明,李晓平 *et al.* 中国激光,1995,A22(6):408~410.
- [2] 魏在福,程兆谷,查鸿逵 *et al.* 光学学报,1994,11(7):673~677.
- [3] Seguin H J J, Capjack C E, Antoniuk D *et al.* A P L, 1980, 37(2):130~133.
- [4] Antoniuk D, Seguin H J J, Capjack C E. Appl Phys, 1984, B35:155~162.
- [5] 陈清明,周凤晴,李晓平 *et al.* 激光技术,1995,19(5):261~263.
- [6] Labun A H, Capjack C E, Seguin H J J. J A P, 1990, 68(8):3935~3946.

(上接第 57 页)

- [5] Lü B D, Luo Sh R, Zhang B. Opt Commun, 1999, 164: 1~6.

- [6] Lü B D, Luo Sh R. J O S A, 2000, 17: 2001~2004.
- [7] Collins S A. J O S A, 1970, 60: 1168~1177.
- [8] Li Y, Wolf E. Opt Commun, 1982, 42: 151~156.