

洛伦兹光束经光阑失调傍轴光学系统的传输*

周国泉[†]

(浙江林学院理学院, 临安 311300)

(2008 年 12 月 9 日收到, 2009 年 1 月 20 日收到修改稿)

基于广义衍射积分公式和光阑函数的复高斯展开, 导出了一洛伦兹光束经一个带圆形光阑失调傍轴光学系统的近似解析传输公式. 作为一般公式的特例, 还给出了洛伦兹光束经一无光阑失调傍轴光学系统的解析传输式. 作为数值计算的例子, 运用所得到的公式分析了洛伦兹光束经带光阑失调薄透镜的传输特性. 结果表明, 不同强度的衍射即圆形光阑半径的大小明显影响衍射光束的归一化强度分布及其传输变化规律.

关键词: 洛伦兹光束, 失调傍轴光学系统, 光束传输

PACC: 4210Q, 4225B

1. 引 言

作为一种可实现的光束, 洛伦兹光束由 Gawhary 等人所引入^[1]. 在空间分布相同的情况下, 洛伦兹分布的角扩展程度较高斯分布的大^[2]. 因此, 洛伦兹光束适合用于描述一些发散程度较大的激光光源如双异结 Ga_{1-x}Al_xAs 激光器所产生的激光束^[2,3]. 在菲涅耳近似下, Gawhary 等人分析了洛伦兹光束在自由空间的传输特性, 给出了在任一横截面上洛伦兹光束的闭析传输解^[1]. 周国泉等人从矢量结构出发研究了洛伦兹光束的远场特性, 并与相应高斯光束的远场结构作了比较^[4]. 基于柯林斯积分公式, 陆群英等人给出了洛伦兹光束经一阶轴对称光学系统的传输变换公式^[5]. 基于光束传输的二阶矩理论, 洛伦兹光束在傍轴条件下其光束传输因子被证实为 $\sqrt{2}$ ^[6]. 然而, 对洛伦兹光束经带光阑失调傍轴 ABCD 光学系统传输的研究还未见报道. 失调傍轴光学系统传输的效应已得到广泛研究^[7-13], 其结果被用于指导光学工程设计. 同时, 在实际光学系统中圆形光阑广泛存在. 因此, 本文研究洛伦兹光束经一个带圆形光阑失调傍轴光学系统的传输. 作为数值计算的实例, 分析了洛伦兹光束经带光阑失调薄透镜的传输特性.

2. 洛伦兹光束经光阑失调傍轴光学系统的传输

在直角坐标系中, z 轴为光束传输轴. 失调傍轴

光学系统如图 1 所示. RP_1 和 RP_2 表示两准直参考平面. RP_{1m} 和 RP_{2m} 为两失调参考平面. $\epsilon_x, \epsilon'_x, \epsilon_y$ 和 ϵ'_y 分别表示两维失调参数. ϵ_x 和 ϵ_y 分别表示光学元件在 x 和 y 方向上的失调位移. ϵ'_x 和 ϵ'_y 是指光学元件在 x 和 y 方向上的失调倾斜角度. A, B, C 和 D 为表征从 RP_1 至 RP_2 的准直光学系统的矩阵元. 一半径为 R 的圆形光阑安置于输入平面 RP_1 上.

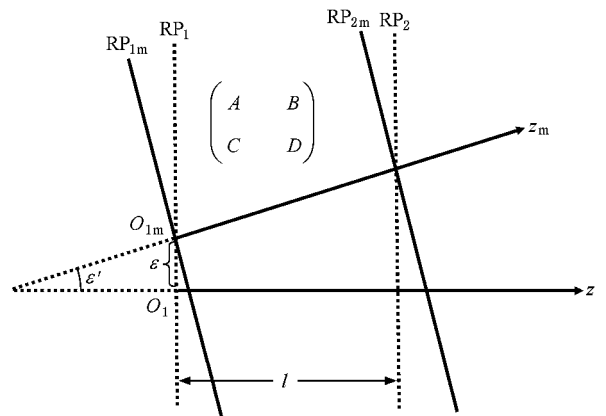


图 1 两维失调光学系统示意图

洛伦兹光束在输入平面上的形式为

$$E_1(x_1, y_1, 0) = \frac{E_0}{w_{0x}w_{0y}} \frac{1}{[1 + (x_1/w_{0x})^2][1 + (y_1/w_{0y})^2]}, \quad (1)$$

式中, w_{0x} 和 w_{0y} 是与 x 和 y 方向上光束宽度相关的光束参数. E_0 为常数. 在傍轴近似的框架范围内, 洛

* 浙江省教育厅科研基金(批准号 20060677)资助的课题.

[†] E-mail: zhouguoquan178@sohu.com.

伦兹光束经光阑失调系统的传输可表示成变换矩阵元的形式^[7-12]：

$$E_2(x_2, y_2, z) = \frac{-i}{\lambda B} \exp(-ikz) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_1(x_1, y_1, 0) \cdot \text{circ}(\zeta) \times \exp\left\{-\frac{ik}{2B} [A(x_1^2 + y_1^2) - \mathcal{X}x_1x_2 + y_1y_2] + D(x_1^2 + y_1^2) + Ex_1 + Fy_1 + Gx_2 + Hy_2\right\} dx_1 dy_1, \quad (2)$$

其中 $k = 2\pi/\lambda$ ， λ 为波长， ζ, E, F, G 和 H 分别定义为 $\zeta = (x_1^2 + y_1^2)^{1/2}/R$ ，

$$E = \mathcal{X}(\alpha_T \epsilon_x + \beta_T \epsilon'_x), \quad (3)$$

$$F = \mathcal{X}(\alpha_T \epsilon_y + \beta_T \epsilon'_y), \quad (4)$$

$$G = \mathcal{X}(B\gamma_T - D\alpha_T)\epsilon_x + (2B\delta_T - D\beta_T)\epsilon'_x, \quad (5)$$

$$H = \mathcal{X}(B\gamma_T - D\alpha_T)\epsilon_y + (2B\delta_T - D\beta_T)\epsilon'_y, \quad (6)$$

式中 $\alpha_T, \beta_T, \gamma_T$ 和 δ_T 与变换矩阵元的关系如下：

$$\alpha_T = 1 - A, \beta_T = l - B, \gamma_T = -C, \delta_T = 1 - D. \quad (8)$$

上式中 l 为输入平面与输出平面间的轴上距离。光阑函数 $\text{circ}(\zeta)$ 为

$$\text{circ}(\zeta) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \zeta < 1, \\ 0, & \zeta \geq 1. \end{cases} \quad (9)$$

光阑函数可展开成若干项复高斯函数的线性叠加^[14]

$$\text{circ}(\zeta) = \sum_{n=1}^{15} \eta_n \exp(-\sigma_n \zeta^2), \zeta \in [0, \infty), \quad (10)$$

式中，复展开系数 η_n 和高斯系数 σ_n 可通过优化计算得到^[14]。将 (1) 和 (10) 式代入 (2) 式，可得到

$$E_2(x_2, y_2, z) = \frac{-iE_0}{\lambda B} \exp\left[-ik\left(z + \frac{Gx_2 + Hy_2}{2B}\right)\right] \times \sum_{n=1}^{15} \eta_n U_n(x_2, z) U_n(y_2, z), \quad (11)$$

其中 $U_n(x_2, z)$ 和 $U_n(y_2, z)$ 分别由以下两式给出：

$$U_n(x_2, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{w_{0x} [1 + (x_1/w_{0x})^2]} \times \exp\left[-\frac{ik}{2B}(A_n x_1^2 - 2x_1 x_2 + Ex_1 + Dx_2^2)\right] dx_1, \quad (12)$$

$$U_n(y_2, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{w_{0y} [1 + (y_1/w_{0y})^2]} \times \exp\left[-\frac{ik}{2B}(A_n y_1^2 - 2y_1 y_2 + Fy_1 + Dy_2^2)\right] dy_1, \quad (13)$$

式中 $A_n = A - i2\sigma_n B/kR^2$ 。(12) 式可改写成

$$U_n(x_2, z) = w_{0x} \exp\left(-\frac{ikDx_2^2}{2B}\right) \exp\left(\frac{ik(x_2 - E/2)^2}{2A_n B}\right) \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{w_{0x}^2 + x_1^2} \cdot \exp\left[-\frac{ikA_n}{2B} \left(x_1 - \frac{x_2 - E/2}{A_n}\right)^2\right] dx_1. \quad (14)$$

上式直接积分是比较困难的，但是，我们注意到两个函数 $f_1(\tau)$ 和 $f_2(\tau)$ 的卷积定义为

$$f_1(\tau) * f_2(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(\eta) f_2(\tau - \eta) d\eta, \quad (15)$$

式中星号表示卷积。对比 (14) 和 (15) 式 (14) 式可写成卷积的形式：

$$U_n(x_2, z) = w_{0x} \exp\left(-\frac{ikDx_2^2}{2B}\right) \exp\left(\frac{ik(x_2 - E/2)^2}{2A_n B}\right) \times \left[f_1\left(\frac{x_2 - E/2}{A_n}\right) * f_2\left(\frac{x_2 - E/2}{A_n}\right) \right], \quad (16)$$

其中函数 $f_1(\tau)$ 和 $f_2(\tau)$ 分别为

$$f_1(\tau) = \frac{1}{w_{0x} + \tau^2}, \quad (17)$$

$$f_2(\tau) = \exp\left(-\frac{ikA_n \tau^2}{2B}\right). \quad (18)$$

傅里叶变换的卷积原理有^[15]

$$f_1(\tau) * f_2(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(\xi) f_2(\xi) \exp(-i\xi\tau) d\xi, \quad (19)$$

式中 $f_1(\xi)$ 和 $f_2(\xi)$ 分别为 $f_1(\tau)$ 和 $f_2(\tau)$ 的傅里叶变换。因此 (16) 式为

$$U_n(x_2, z) = \sqrt{\frac{i\pi B}{2kA_n}} \exp\left(-\frac{ikDx_2^2}{2B}\right) \exp\left(\frac{ik(x_2 - E/2)^2}{2A_n B}\right) \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-w_{0x} |\xi|) \exp\left(-\frac{iB\xi^2}{2kA_n}\right) \times \exp\left(-i\xi \frac{x_2 - E/2}{A_n}\right) d\xi. \quad (20)$$

(20) 式可改写为

$$U_n(x_2, z) = \sqrt{\frac{i\pi B}{2kA_n}} \exp\left(-\frac{ikDx_2^2}{2B}\right) \cdot \exp\left(\frac{ik(x_2 - E/2)^2}{2A_n B}\right) \times \left\{ \int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{iB\xi^2}{2kA_n} - \left(w_{0x} + i \frac{x_2 - E/2}{A_n}\right)\xi\right] d\xi + \int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{iB\xi^2}{2kA_n} - \left(w_{0x} - i \frac{x_2 - E/2}{A_n}\right)\xi\right] d\xi \right\}. \quad (21)$$

对 (21) 式进行积分，其结果为

$$U_n(x_2, z) = \frac{\pi}{2} \exp\left(-\frac{ikDx_2^2}{2B}\right) \exp\left(\frac{ik(x_2 - E/2)^2}{2A_n B}\right) \times [V_x^+(x_2 - E/2, z) + V_x^-(x_2 - E/2, z)], \quad (22)$$

其中

$$V_x^\pm(x_2, z) = \exp\left[\frac{ikA_n}{2B}\left(w_{0x} \pm i\frac{x_2}{A_n}\right)^2\right] \times \left\{1 - \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{ikA_n}{2B}}\left(w_{0x} \pm i\frac{x_2}{A_n}\right)\right]\right\}, \quad (23)$$

式中

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-s^2) ds \quad (24)$$

为误差函数^[16].类似地(13)式的结果为

$$U_n(y_2, z) = \frac{\pi}{2} \exp\left(-\frac{ikDy_2^2}{2B}\right) \times \exp\left(\frac{ik(y_2 - F/2)^2}{2A_n B}\right) \times [V_y^+(y_2 - F/2, z) + V_y^-(y_2 - F/2, z)], \quad (25)$$

其中

$$V_y^\pm(y_2, z) = \exp\left[\frac{ikA_n}{2B}\left(w_{0y} \pm i\frac{y_2}{A_n}\right)^2\right] \times \left\{1 - \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{ikA_n}{2B}}\left(w_{0y} \pm i\frac{y_2}{A_n}\right)\right]\right\}. \quad (26)$$

因此,洛伦兹光束经光阑失调傍轴光学系统的传输公式为

$$E_2(x_2, y_2, z) = \frac{\pi^2 E_0}{4i\lambda B} \sum_{n=1}^{15} \eta_n \exp\left[-ik\left(z + \frac{D\rho_2^2}{2B}\right) + \frac{Gx_2 + Hy_2}{2B} - \frac{(x_2 - E/2)^2}{2A_n B} - \frac{(y_2 - F/2)^2}{2A_n B}\right] \times \left\{ \exp\left[\frac{ikA_n}{2B}\left(w_{0x} + i\frac{x_2 - E/2}{A_n}\right)^2\right] \times \left\{1 - \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{ikA_n}{2B}}\left(w_{0x} + i\frac{x_2 - E/2}{A_n}\right)\right]\right\} + \exp\left[\frac{ikA_n}{2B}\left(w_{0x} - i\frac{x_2 - E/2}{A_n}\right)^2\right] \times \left\{1 - \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{ikA_n}{2B}}\left(w_{0x} - i\frac{x_2 - E/2}{A_n}\right)\right]\right\} \right\} \times \left\{ \exp\left[\frac{ikA_n}{2B}\left(w_{0y} + i\frac{y_2 - F/2}{A_n}\right)^2\right] \times \left\{1 - \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{ikA_n}{2B}}\left(w_{0y} + i\frac{y_2 - F/2}{A_n}\right)\right]\right\} + \exp\left[\frac{ikA_n}{2B}\left(w_{0y} - i\frac{y_2 - F/2}{A_n}\right)^2\right] \times \left\{1 - \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{ikA_n}{2B}}\left(w_{0y} - i\frac{y_2 - F/2}{A_n}\right)\right]\right\} \right\}$$

$$+ \exp\left[\frac{ikA_n}{2B}\left(w_{0y} - i\frac{y_2 - E/2}{A_n}\right)^2\right] \times \left\{1 - \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{ikA_n}{2B}}\left(w_{0y} - i\frac{y_2 - E/2}{A_n}\right)\right]\right\} \right\} \quad (27)$$

其中, $\rho_2 = (x_2^2 + y_2^2)^{1/2}$.当 $\epsilon_x, \epsilon'_x, \epsilon_y$ 和 ϵ'_y 均为零时, (27)式简化为

$$E_2(x_2, y_2, z) = \frac{\pi^2 E_0}{4i\lambda B} \sum_{n=1}^{15} \eta_n \exp\left[-ik\left(z + \frac{C_n \rho_2^2}{2A_n}\right) + \frac{Gx_2 + Hy_2}{2B} - \frac{(x_2 - E/2)^2}{2A_n B} - \frac{(y_2 - F/2)^2}{2A_n B}\right] \times \left\{ \exp\left[\frac{ikA_n}{2B}\left(w_{0x} + i\frac{x_2}{A_n}\right)^2\right] \times \left\{1 - \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{ikA_n}{2B}}\left(w_{0x} + i\frac{x_2}{A_n}\right)\right]\right\} + \exp\left[\frac{ikA_n}{2B}\left(w_{0x} - i\frac{x_2}{A_n}\right)^2\right] \times \left\{1 - \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{ikA_n}{2B}}\left(w_{0x} - i\frac{x_2}{A_n}\right)\right]\right\} \right\} \times \left\{ \exp\left[\frac{ikA_n}{2B}\left(w_{0y} + i\frac{y_2}{A_n}\right)^2\right] \times \left\{1 - \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{ikA_n}{2B}}\left(w_{0y} + i\frac{y_2}{A_n}\right)\right]\right\} + \exp\left[\frac{ikA_n}{2B}\left(w_{0y} - i\frac{y_2}{A_n}\right)^2\right] \times \left\{1 - \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{ikA_n}{2B}}\left(w_{0y} - i\frac{y_2}{A_n}\right)\right]\right\} \right\}, \quad (28)$$

式中, $C_n = C - i2\sigma_n D/kR^2$. (28)式就是洛伦兹光束经光阑准直光学系统的传输表达式.作为一般公式的特例,还可给出洛伦兹光束经无光阑失调傍轴光学系统的传输式.当光阑尺寸趋向于无穷时(27)式简化为

$$E_2(x_2, y_2, z) = \frac{\pi^2 E_0}{4i\lambda B} \exp\left[-ik\left(z + \frac{D\rho_2^2}{2B} + \frac{Gx_2 + Hy_2}{2B} - \frac{(x_2 - E/2)^2}{2AB} - \frac{(y_2 - F/2)^2}{2AB}\right) + \frac{ikA}{2B}\left(w_{0x} + i\frac{x_2 - E/2}{A}\right)^2\right] \times \left\{1 - \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{ikA}{2B}}\left(w_{0x} + i\frac{x_2 - E/2}{A}\right)\right]\right\} + \exp\left[\frac{ikA}{2B}\left(w_{0x} - i\frac{x_2 - E/2}{A}\right)^2\right] \times \left\{1 - \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{ikA}{2B}}\left(w_{0x} - i\frac{x_2 - E/2}{A}\right)\right]\right\} \right\} \times \left\{ \exp\left[\frac{ikA}{2B}\left(w_{0y} + i\frac{y_2 - F/2}{A}\right)^2\right] \times \left\{1 - \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{ikA}{2B}}\left(w_{0y} + i\frac{y_2 - F/2}{A}\right)\right]\right\} + \exp\left[\frac{ikA}{2B}\left(w_{0y} - i\frac{y_2 - F/2}{A}\right)^2\right] \times \left\{1 - \operatorname{erf}\left[\sqrt{\frac{ikA}{2B}}\left(w_{0y} - i\frac{y_2 - F/2}{A}\right)\right]\right\} \right\}$$

$$\begin{aligned} & \times \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left[\sqrt{\frac{ikA}{2B}} \left(w_{0y} + i \frac{y_2 - E/2}{A} \right) \right] \right\} \\ & + \exp \left[\frac{ikA}{2B} \left(w_{0y} - i \frac{y_2 - E/2}{A} \right)^2 \right] \\ & \times \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left[\sqrt{\frac{ikA}{2B}} \left(w_{0y} - i \frac{y_2 - E/2}{A} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (29)$$

上式成立是因为 $\left| \sum_{n=1}^{15} \eta_n \right|^2 = |\operatorname{circ}(0)|^2 = 1$.

3. 一个数值计算的实例

作为一个具体运用的例子,考虑一带圆形光阑具有侧向位移的失调薄透镜,如图 2 所示. x 方向上的位移为 ϵ_x ,其余失调参数 $\epsilon'_x = \epsilon_y = \epsilon'_y = 0$.薄透镜安置于输入平面上.输入平面与输出平面间的准直光学系统可用如下矩阵表示:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - z/f & z \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}. \quad (30)$$

对应的参数 E, F, G 和 H 分别为

$$E = 2z\epsilon_x/f, F = 0, G = 0, H = 0. \quad (31)$$

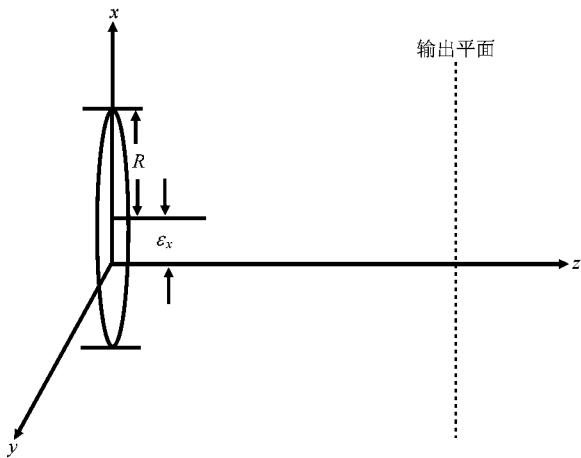


图 2 一带圆形光阑具有侧向位移的失调薄透镜

图 3 给出了洛伦兹光束经带光阑失调薄透镜后在不同观察平面上的归一化强度分布,其中圆形光阑的半径 R 为 0.2 mm ,对应于强衍射情形.两个观察平面分别为焦面 $z = 200 \text{ mm}$ 和远场平面 $z = 5000 \text{ mm}$.归一化强度是由 $I = |E_2(x_2, y_2, z)|^2 / (|E_2(x_2, y_2, z)|_{\max})^2$ 给出.计算中使用的参数选取如下: $w_{0x} = w_{0y} = 0.5 \text{ mm}$, $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$, $f = 200 \text{ mm}$ 和 $\epsilon_x = 1 \text{ mm}$.洛伦兹光束经带光阑失调薄透镜后就成为一离轴光束,而且光束中心偏离轴的距离随着轴上传输距离的增大而增大.在强衍射下,衍射光束的光斑随着轴上传输距离的增大而增大,但归一化

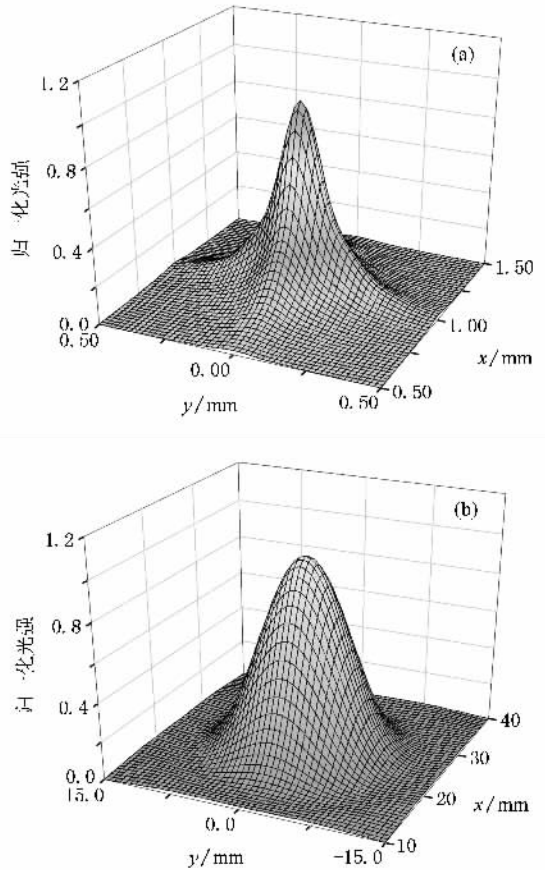


图 3 洛伦兹光束经带光阑失调薄透镜后的归一化光强分布($R = 0.2 \text{ mm}$, $w_{0x} = w_{0y} = 0.5 \text{ mm}$, $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$, $f = 200 \text{ mm}$, $\epsilon_x = 1 \text{ mm}$)
(a) $z = 200 \text{ mm}$ (b) $z = 5000 \text{ mm}$

强度分布除常规拓宽外没有出现可观察到的明显变化.但当光阑半径 R 进一步增大,洛伦兹光束经带光阑失调薄透镜后的归一化强度分布随传输距离的变化而显著改变.图 4 中 R 为 0.5 mm 称之为中等强度衍射,四个观察平面分别为 $z = 200 \text{ mm}$, $z = 2000 \text{ mm}$, $z = 5000 \text{ mm}$ 和 $z = 10000 \text{ mm}$.在此情形下归一化强度分布随着轴上传输距离的增大,其中央区域先凸出呈尖状然后慢慢凹陷强度降低,但传输距离再大其中央强度也不会降为零.图 5 给出了图 4 中的归一化光强在剖面 $y = 0$ 处的分布.图 6 还给出了图 4 中的归一化光强在其 x 中心剖面上的分布.图 5 和图 6 清晰地显示了归一化光强的中央区域随轴上传输距离的变化规律.再增大光阑半径 R 至一定程度,如图 4 所示的归一化强度分布的变化规律也就慢慢消失.图 7 中圆形光阑的半径 R 为 2 mm ,对应于弱衍射情形.在弱衍射下,衍射光束的归一化强度分布随轴上传输距离的改变除拓宽外没有出现明显的变化.对比图 3, 4 和 7 中的图(a),可以发现几何焦面上,光束焦斑的尺寸随着圆形光阑半径

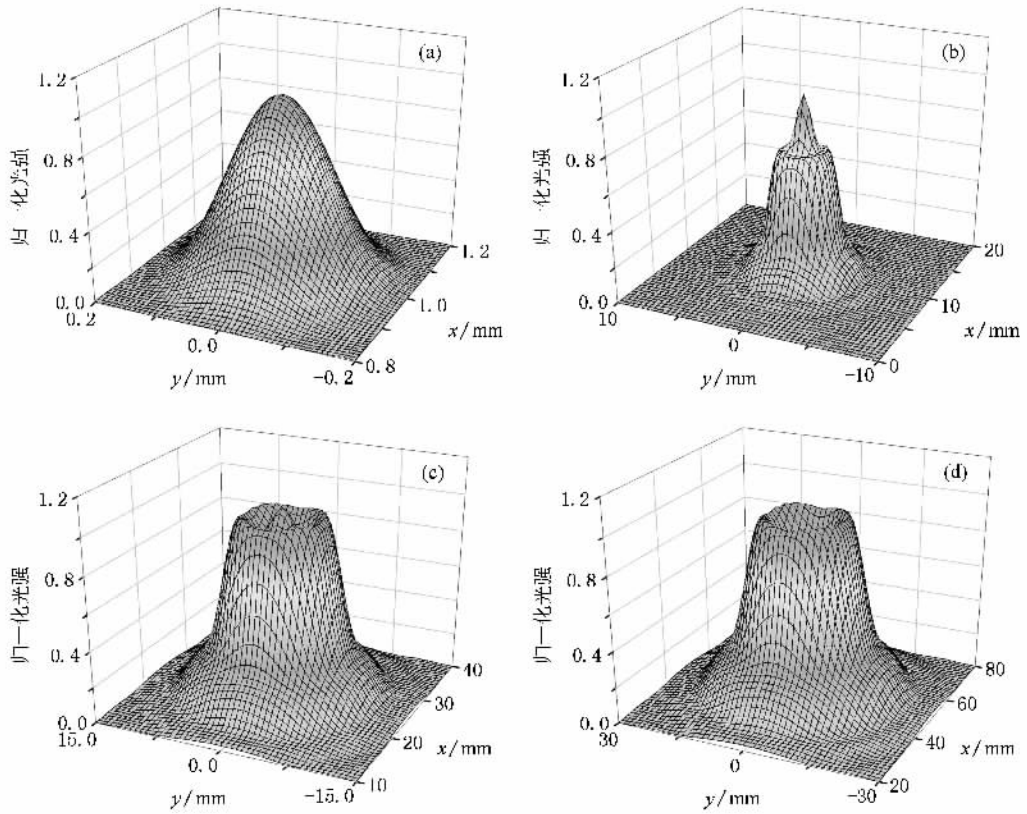


图 4 洛伦兹光束经带光阑失调薄透镜后的归一化光强分布($R = 0.5 \text{ mm}$,其余参数与图 3 相同) (a) $z = 200 \text{ mm}$; (b) $z = 2000 \text{ mm}$ (c) $z = 5000 \text{ mm}$ (d) $z = 10000 \text{ mm}$

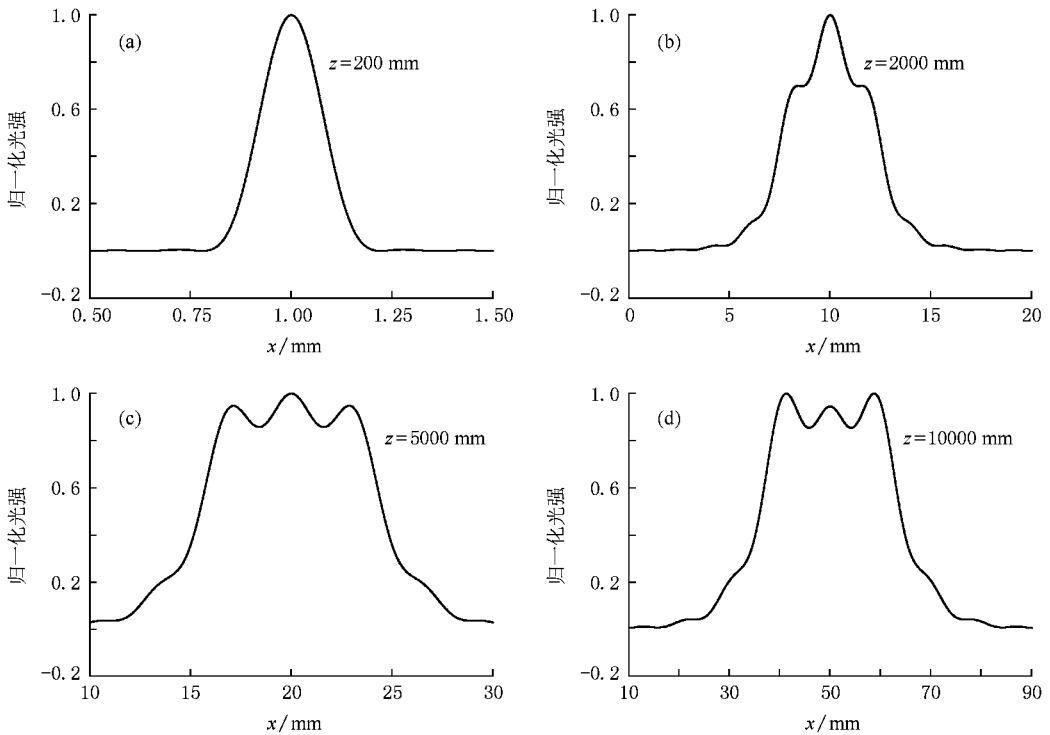


图 5 洛伦兹光束经带光阑失调薄透镜后的归一化光强在剖面 $y = 0$ 处的分布(参数同图 4)

的减小而增大,这是由于圆形光阑的衍射效应所导致的.光束焦斑的尺寸越小,远场的发散自然地就越大.因此,在远场观察平面上对应的光束发散程度随着圆

形光阑半径的减小而减小.数值计算结果还显示,不同强度的衍射即圆形光阑半径的大小明显影响着衍射光束的归一化强度分布及其传输变化规律.

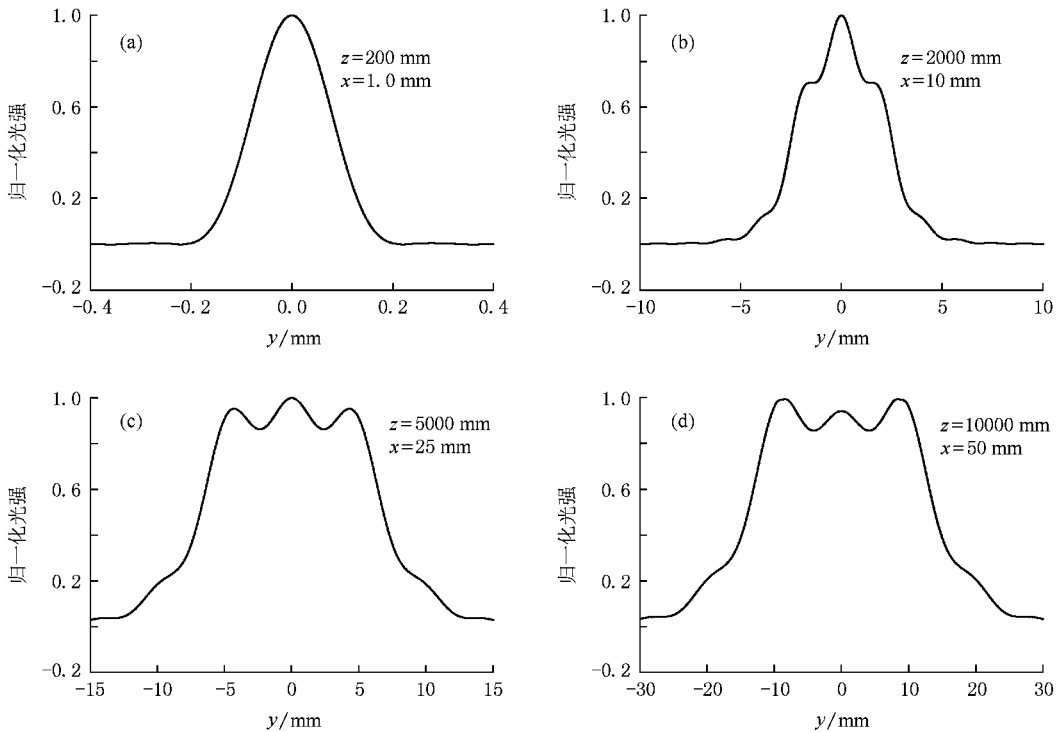


图 6 洛伦兹光束经带光阑失调薄透镜后的归一化光强在其 x 中心剖面上的分布(参数与图 4 一致)

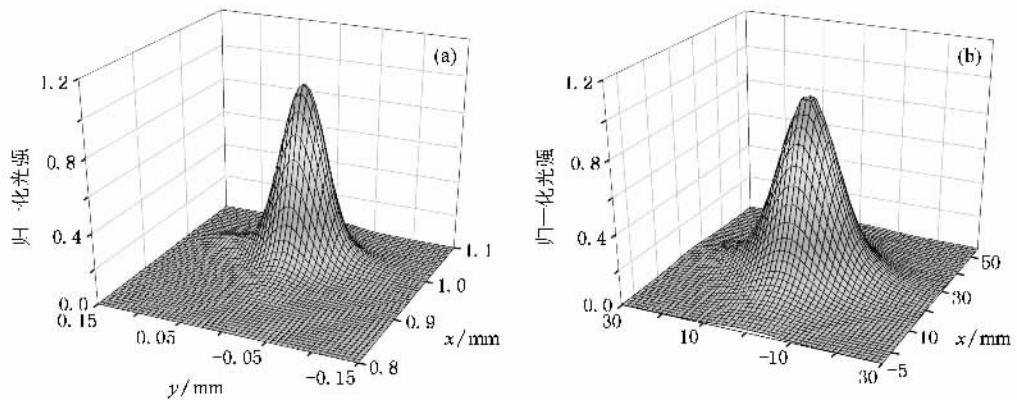


图 7 洛伦兹光束经带光阑失调薄透镜后的归一化光强分布($R = 2 \text{ mm}$,其余参数与图 3 一致) (a) $z = 200 \text{ mm}$; (b) $z = 5000 \text{ mm}$

4. 结 论

运用广义衍射积分公式和光阑函数的复高斯展开,导出了一洛伦兹光束经一个带光阑失调 $ABCD$ 傍轴光学系统的近似解析传输公式.作为一般公式的特例,还给出了洛伦兹光束经一无光阑失调傍轴光学系统解析传输式.作为数值计算的例子,分析了

洛伦兹光束经带光阑失调薄透镜的传输特性.洛伦兹光束经带光阑失调薄透镜后就成为一离轴光束.而且,光束中心偏离轴的距离随着轴上传输距离的增大而增大.数值计算结果还显示不同强度的衍射即圆形光阑半径的大小明显影响着光束的归一化强度分布及其传输变化规律.这一结果有助于指导那些发散程度较大的激光光束的实际应用.

- [1] Gawhary O E , Severini S 2006 *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.* **8** 409
- [2] Naqwi A , Durst F 1990 *Appl. Opt.* **29** 1780
- [3] Dumke W P 1975 *J. Quantum Electron.* **QE-11** 400
- [4] Zhou G Q , Zheng J , Xu Y Q 2008 *J. Mod. Opt.* **55** 993
- [5] Zhou G Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3494 (in Chinese [周国泉 2008 物理学报 **57** 3494])
- [6] Lu Q Y , Chen T T , Ding G L , Yuan X 2008 *Chin. J. Laser* **35** 539 (in Chinese [陆群英、陈婷婷、丁桂林、袁孝 2008 中国激光 **35** 539])
- [7] Zhao D M , Wang S M 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1935 (in Chinese [赵道木、王绍民 2001 物理学报 **50** 1935])
- [8] Gu J G , Zhao D M , Mao H D , Mei Z R 2005 *Opt. Laser Technol.* **37** 173
- [9] Jiang H L , Zhao D M 2006 *Optik* **117** 215
- [10] Cai Y J , Zhang L 2006 *Opt. Commun.* **265** 607
- [11] Hu L , Cai Y J 2006 *Phys. Lett. A* **360** 394
- [12] Cai Y J , Lü X H 2007 *Opt. Commun.* **274** 1
- [13] Zhao C L , Wang L G , Lu X H , Chen H 2007 *Opt. Laser Technol.* **39** 1199
- [14] Wen J J , Breazeale M A 1990 *Scattering , Gaussian beams , and Aeroacoustics* **2** 181
- [15] Gradshteyn I S , Ryzhik I M 1980 *Table of integrals , series , and products* (New York : Academic press)
- [16] Abramowitz M , Stegun I A 1972 *Handbook of Mathematical Functions* (New York : Dover)

Propagation of a Lorentz beam through an apertured misaligned paraxial optical system^{*}

Zhou Guo-Quan[†]

(School of Sciences , Zhejiang Forestry University , Lin 'an 311300 , China)

(Received 9 December 2008 ; revised manuscript received 20 January 2009)

Abstract

Based on the generalized integral formula and the complex Gaussian expansion of the aperture function , an approximate analytical propagation formula for a Lorentz beam passing through a circular-apertured misaligned paraxial optical system is derived . The analytical propagation formula of a Lorentz beam through a unapertured misaligned paraxial optical system is treated as the special case of the general formula . As a numerical example , the propagation properties of a Lorentz beam through an apertured misaligned thin lens are investigated numerically . The results show that diffraction of different intensity , in other words , the radius of the circular aperture apparently influences on the distribution of the normalized light intensity of the diffracted beam and its propagation law .

Keywords : Lorentz beam , misaligned paraxial optical system , beam propagation

PACC : 4210Q , 4225B

^{*} Project supported by the Scientific Research Fund of Education Department of Zhejiang Province (Grant No. 20060677).

[†] E-mail : zhouguoquan178@sohu.com.