

部分相干空心光束在湍流介质中的传输特性^{*}

王 涛 蒲继雄[†]

(华侨大学电子科学与技术系, 泉州 362021)

(2006 年 12 月 30 日收到, 2007 年 4 月 1 日收到修改稿)

根据广义的惠更斯-菲涅耳原理, 得到了相干度为零阶贝塞耳函数的部分相干空心光束在湍流介质中传输特性的理论公式. 据此研究了这种光束在湍流介质中的传输变化规律. 研究表明, 湍流介质的强弱, 光源的相干性以及光源光斑大小均会影响光束的传输特性.

关键词: 部分相干光, 湍流介质, 传输特性

PACC: 9265, 4200

1. 引 言

激光光束在大气中的传输特性对于遥感、跟踪以及远距离光通讯等应用有着相当重要的意义, 因而受到人们广泛的关注. 近年来, 部分相干光束由于许多独特的性质而成为人们新的研究重点^[1-19]. 1990 年, Wu 和 Boardman 从理论上证明^[1,2], 在湍流介质中传输时, 部分相干光束的光强分布受到湍流的影响比完全相干光要小. 2002 年, Gbur 和 Wolf^[3]给出了部分空间相干光明显受到湍流大气影响的条件, 并由 Dogariu 和 Amarandé^[4]在实验上得到了证实. 近来, 一种新的部分相干光束(相干性由零阶贝塞耳函数表示)的传输和聚焦特性引起了人们的注意. 将一环形非相干光源置于透镜前焦面, 在透镜的后焦面即可得到相干度为零阶贝塞耳函数的部分相干光束^[5]. Gbur^[6]和 Pu^[7]等人分别对这种光束的产生, 聚焦以及在自由空间的传输特性进行了研究. 他们发现, 这种光束经过透镜聚焦时, 通过选择合适的相干度, 可在几何焦点附近获得局域空心光束 (bottle beams) 或平顶光束等^[7]. 这些光束在原子光学、光镊以及激光加工等领域有着潜在的应用价值. 到目前为止, 关于这种光束在湍流大气中的传输变化规律的研究还未见报道. 然而, 研究这种光束在湍流介质中的传输变化规律对于研究激光光束在大气中的传输及其应用有着相当重要的意义.

本文以相干度为零阶贝塞耳函数的部分相干空心光束为模型, 详细研究了这种光束在湍流介质中的传输变化规律, 重点分析了湍流大小, 光源光斑大小以及光源相干性对光束传输特性的影响, 并对结果给出了物理解释.

2. 理论分析

部分相干光束在入射面 $z = 0$ 处的交叉谱密度函数可以表示为^[8]

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0, \omega) = E(\mathbf{r}_1, 0, \omega)E^*(\mathbf{r}_2, 0, \omega), \quad (1)$$

式中 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 为光源平面某两点的二维位置矢量, ω 为光束角频率, $E(\mathbf{r}, 0, \omega)$ 为光源平面内光束的电场分量, $\langle \rangle$ 表示系综平均.

为了研究相干度为零阶贝塞耳函数的部分相干空心光束在湍流介质中的传输特性, 本文取光源平面光场的交叉谱密度函数为^[6]

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0, \omega) = S^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)J_0(\beta|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|), \quad (2)$$

其中

$$S^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = I_0(r_1^2 + r_2^2)\exp\left[-\frac{r_1^2 + r_2^2}{\sigma^2}\right] \quad (3)$$

式中 r_1, r_2 为光源平面位置矢量 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 的模, J_0 代表零阶贝塞函数, β 为一表征光源相干性的参数, σ 为光斑大小, I_0 为一常量.

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60477041)和福建省自然科学基金(批准号: A0510018)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: jixiong@hqu.edu.cn

根据广义的惠更斯-菲涅耳原理,在 $z > 0$ 平面内任意一点 $P(\rho)$ 的光束的电场分量 $E(\rho, z, \omega)$ 可以由光源平面光束的电场分量 $E(r, 0, \omega)$ 确定如下^[9-11]:

$$E(\rho, z, \omega) = -\frac{ik}{2\pi z} \exp(-ikz) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(r, 0, \omega) \times \exp\left[-\frac{ik}{2z}(r-\rho)^2 + \Psi(r, \rho, z; \omega)\right] d^2r, \quad (4)$$

式中, $E(r, 0, \omega)$, $E(\rho, z, \omega)$ 分别代表光源平面和观察平面光束的电场分量, $\Psi(r, \rho, z; \omega)$ 为光束从光源平面传输到观察平面的过程中,大气湍流对其复相位的扰动, $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ 为波数.

在 $z > 0$ 平面,光场的交叉谱密度函数可以表示为

$$W(\rho_1, \rho_2, z, \omega) = E(\rho_1, z, \omega) E^*(\rho_2, z, \omega), \quad (5)$$

式中 ρ_1, ρ_2 为观察平面二维位置矢量, ω 为光束的角频率, $E(\rho, z, \omega)$ 为观察平面光束的电场分量.

将(4)式代入(5)式,得到光场交叉谱密度函数在湍流介质中的传输规律为^[9-11]

$$W(\rho_1, \rho_2, z, \omega) = \frac{k^2}{4\pi^2 z^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(r_1, r_2, 0, \omega) \times \exp\left[-\frac{ik}{2z}(r_1-\rho_1)^2 + \frac{ik}{2z}(r_2-\rho_2)^2\right] \times \exp[\Psi(r_1, \rho_1, z; \omega) + \Psi^*(r_2, \rho_2, z; \omega)] d^2r_1 d^2r_2, \quad (6)$$

其中^[10]

$$\exp[\Psi(r_1, \rho_1, z; \omega) + \Psi^*(r_2, \rho_2, z; \omega)] = \exp[-0.5D_{\Psi}(r_1-r_2)] = \exp\left[-\frac{1}{\rho_0^2}(r_1-r_2)^2\right], \quad (7)$$

式中, $D_{\Psi}(r_1-r_2)$ 是相位结构常数, $\rho_0 = (0.545 C_n^2 k^2 z)^{-3/5}$ 为球面波在湍流介质中传输时的相干长度, C_n^2 为折射率结构常数,它表征湍流的强弱.

令 $\rho_1 = \rho_2 = \rho$, 可以得到 $z > 0$ 平面的光强分布为

$$I(\rho, z) = \frac{k^2}{4\pi^2 z^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(r_1, r_2, 0, \omega) \times \exp\left[-\frac{ik}{2z}(r_1-\rho)^2 + \frac{ik}{2z}(r_2-\rho)^2\right] \times \exp\left[-\frac{1}{\rho_0^2}(r_1-r_2)^2\right] d^2r_1 d^2r_2. \quad (8)$$

将(2)式代入(8)式,作坐标变换 $r_1 - r_2 = R_1, r_1 +$

$r_2 = R_2$, 并应用积分公式 $\int_0^{2\pi} \exp[-ix \cos(\varphi - \phi)] d\phi = 2\pi J_0(x)$, (8)式可化简为

$$I(\rho, z) = \frac{k^2 I_0}{z^2} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{R_1^2 + R_2^2}{2} \times \exp\left[-\frac{R_1^2 + R_2^2}{2\sigma^2}\right] J_0(\beta R_1) J_0\left(\frac{kR_1 R_2}{2z}\right) \times J_0\left(\frac{k\rho R_1}{z}\right) \exp\left[-\frac{R_1^2}{\rho_0^2}\right] R_1 R_2 dR_1 dR_2, \quad (9)$$

其中 R_1, R_2 为位置矢量 R_1, R_2 的模, J_0 为零阶贝塞耳函数.

3. 光束在湍流介质中的传输特性

图1给出了不同湍流强度情况下,部分相干空心光束在湍流介质中的传输特性,光源的参数为 $\sigma = 10 \text{ mm}$, $1/\beta = 5 \text{ mm}$, $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, 湍流介质的折射率结构常数分别取 $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$, $C_n^2 = 5 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$, $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, 图1(a)-(h)给出了传输距离 z 分别取 $0, 0.1 \text{ km}, 0.3 \text{ km}, 1 \text{ km}, 2 \text{ km}, 8 \text{ km}, 15 \text{ km}, 40 \text{ km}$ 时的光强分布,从图中可以看出,当这种光束在湍流大气中传输时,光强首先从空心分布转化为高斯分布(图1(c)),然后再由高斯分布转化为空心分布(图1(e)),当传输距离足够长后,光强将变成高斯分布(图1(h)).湍流介质的折射率结构常数越小,光束在湍流介质中传输时转化为空心分布的现象越明显,光强最终转化为高斯分布所需的传输距离越长.这是因为,从(7)式中的 $\rho_0 = (0.545 C_n^2 k^2 z)^{-3/5}$ 可以看出,大气湍流的强弱和光束在湍流介质中的传输距离对于光束的影响起着相同的作用,即湍流介质的折射率结构常数越小,达到相同变化所需要的传输距离越长.

图2给出了不同光源相干性情况下,部分相干空心光束在湍流介质中的传输特性,取光斑 $\sigma = 10 \text{ mm}$, $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, 湍流介质的折射率结构常数 $C_n^2 = 1 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, 表征相干性的参数分别取 $1/\beta = 3.5 \text{ mm}$, $1/\beta = 3 \text{ mm}$, $1/\beta = 2.5 \text{ mm}$, 图2(a)-(h)给出了传输距离 z 分别取 $0, 0.08 \text{ km}, 0.3 \text{ km}, 0.7 \text{ km}, 4 \text{ km}, 7 \text{ km}, 9 \text{ km}, 14 \text{ km}$ 时的光强分布,从图中可以看出,光束在湍流介质中传输时,光强首先从空心分布转化为高斯分布(图2(c)),再从高斯分布变成空心分布(图2(d)),当传输距离足够长后,光强将变成高斯分布(图2(h)),光源的相干性越小,光强分布

维持在空心分布的时间越长,光强空心分布现象越明显.光束在湍流介质中传输时光强分布最终转化为高斯分布所需的传输距离越长.由文献[6]可知,相干性由零阶贝塞耳函数描述的部分相干光束在自由空间传输时,光强会转化为空心分布,即这种形式

使得光束在自由空间中的传播方向是发散的,而湍流的影响正好可以抑制光束的这种发散.光源的相干性越小,光束发散越厉害,因此,光源的相干性越小,光束需要在湍流介质中传输更长的距离,湍流对光强分布的影响才会表现出来.

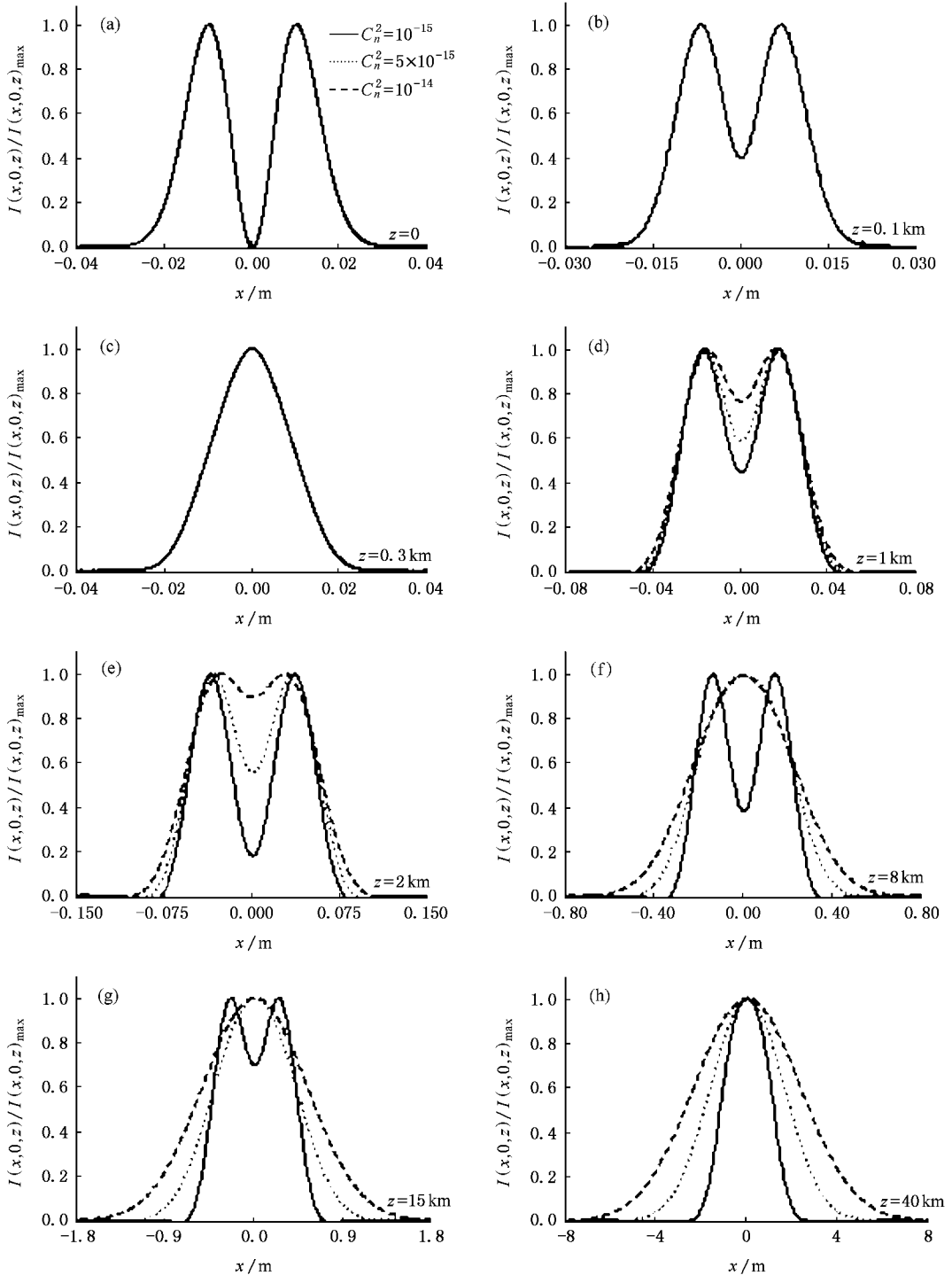


图1 湍流介质的折射率结构常数对光束传输特性的影响 (光斑参数为 $\sigma = 10 \text{ mm}$, $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, $l/\beta = 5 \text{ mm}$, 实线, 点线, 虚线分别为 $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$, $C_n^2 = 5 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$, $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 时对应于不同传输距离的归一化光强分布图)

图 3 给出了不同光斑大小情况下,部分相干空心光束在湍流介质中的传输特性,取光源相干度 $1/\beta = 4 \text{ mm}$, $\lambda = 0.6328 \text{ }\mu\text{m}$,湍流介质的折射率结构常数 $C_n^2 = 1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$,光斑大小分别取为 $\sigma = 6 \text{ mm}$, $\sigma = 8 \text{ mm}$, $\sigma = 10 \text{ mm}$,图 3(a)–(h) 给出了传输距离 z 分别取 0, 0.1 km, 0.3 km, 1 km, 10 km, 30 km,

40 km, 60 km 时的光强分布,从图中可以看出,光束在湍流介质中传输时,光强首先从空心分布转化为高斯分布(图 3(c)),再从高斯分布变成空心分布(图 3(d)),当传输距离足够长后,光强将变成高斯分布(图 3(h)).光源光斑越大,光强分布维持在空心分布的时间越长,空心分布现象越明显,光束在湍

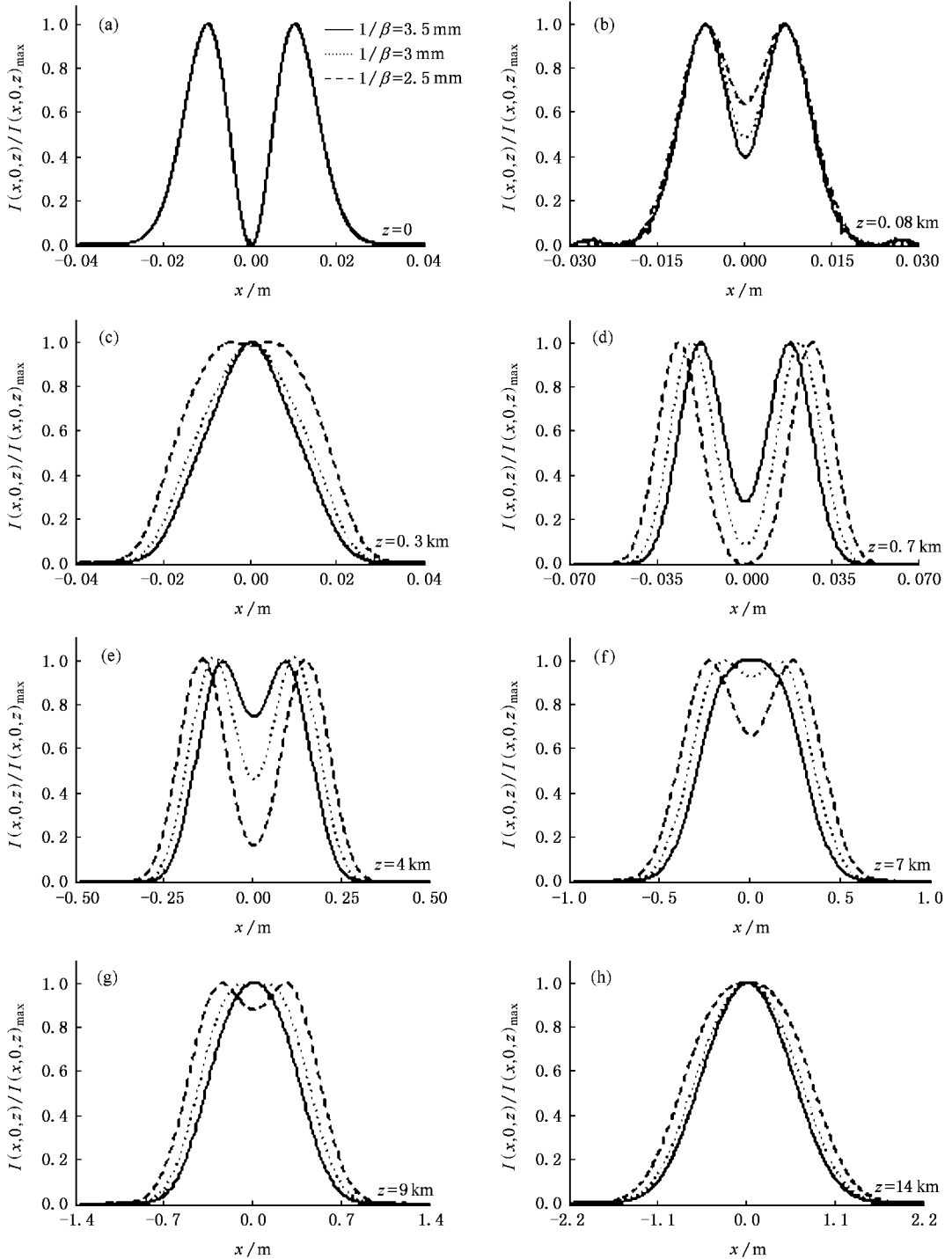


图 2 光源相干性对光束传输特性的影响 (光斑大小为 $\sigma = 10 \text{ mm}$, $\lambda = 0.6328 \text{ }\mu\text{m}$,湍流折射率结构常数取 $C_n^2 = 1 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$,实线,点线,虚线分别为 $1/\beta = 3.5 \text{ mm}$, $1/\beta = 3 \text{ mm}$, $1/\beta = 2.5 \text{ mm}$ 时对应于不同传输距离的归一化光强分布图)

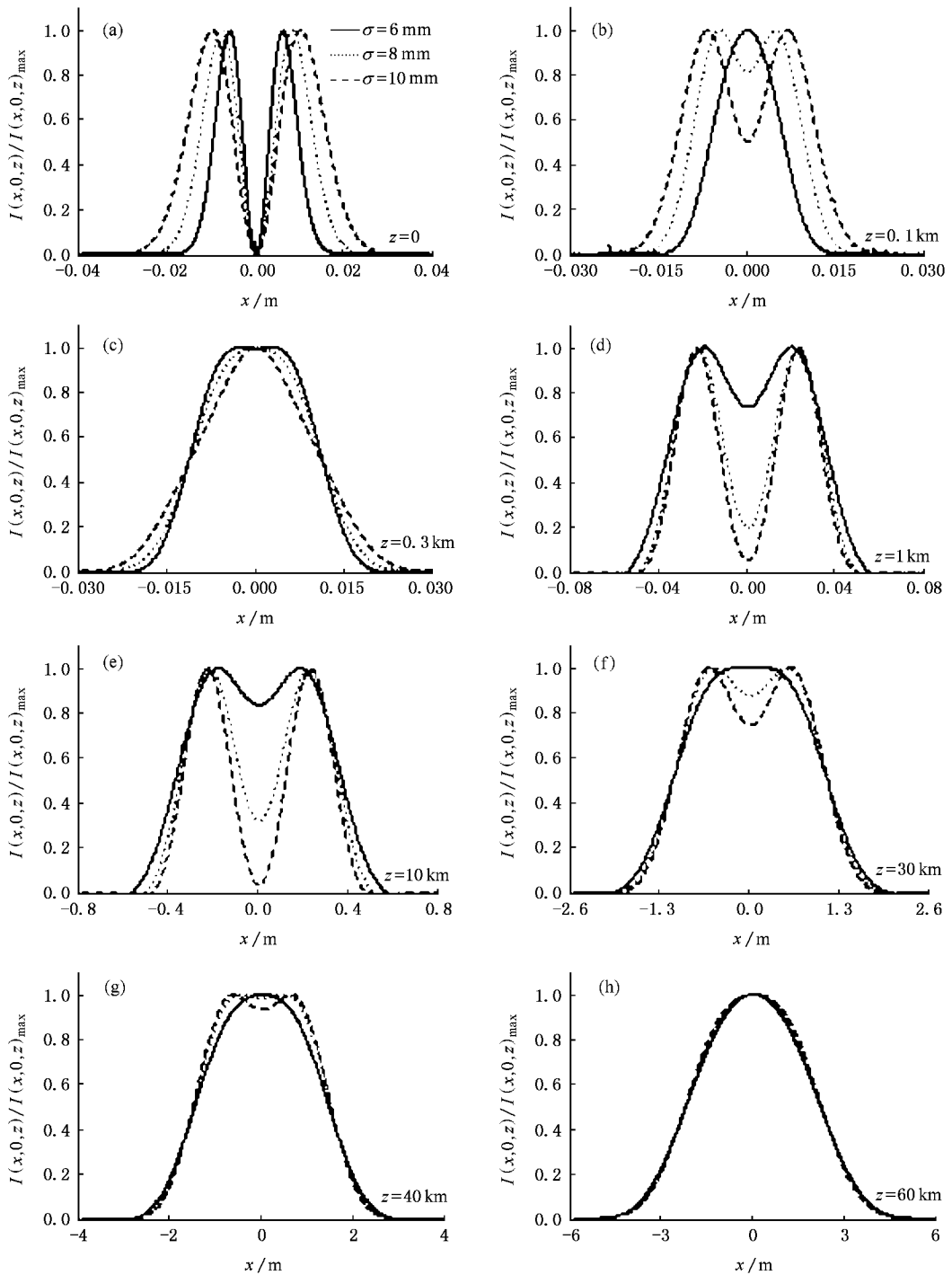


图3 光源光斑大小对光束传输特性的影响 (光源相干参数为 $1/\beta = 4 \text{ mm}$, $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, 湍流折射率结构常数取 $C_n^2 = 1 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ 实线, 点线, 虚线分别为 $\sigma = 6 \text{ mm}$, $\sigma = 8 \text{ mm}$, $\sigma = 10 \text{ mm}$ 时对应于不同传输距离的归一化光强分布图)

流介质中传输时光强分布变成高斯分布所需的传输距离越长, 产生这种变化的原因是, 对于相同的相干参数 β , 光斑越大, 光束的传播方向越发散, 因此, 光源光斑越大, 光束需要在湍流介质中传输更长的距离, 湍流对光强分布的影响才会表现出来。

4. 结论与讨论

本文从广义的惠更斯-菲涅耳原理出发, 得到了相干度为零阶贝塞尔函数的部分相干空心光束在湍流介质中的传输特性的理论公式, 然后详细研究

了这种光束在湍流介质中的传输变化规律,重点分析了湍流强弱、光源光斑大小以及光源相干性对于光束传输特性的影响,并对结果进行了一定的物理解释.研究表明,这种光束在湍流介质中传输时,光强分布会首先从空心分布变成高斯分布,然后从高斯分布变成空心分布.随着传输距离的增加,最后光强分布会转化为高斯形状.湍流介质的折射率结构常数越大,光束变成高斯分布的传输距离越短.同样,光源的特性也会影响光束的传输特性,光源光斑面积越大或光源光斑的相干度越小,光束在湍流介

质中传输时变成高斯分布所需的传输距离越长.这与常用的高斯-谢尔模型光束在湍流介质中的传输变化规律是不同的,高斯-谢尔模型光束在湍流介质中传输时,光强分布始终保持是高斯分布的,湍流的存在只是影响光束的扩散而已^[1,2].而本文所采用的光束在传输过程中,不仅光斑会扩散,光斑形状也会发生变化,湍流的强弱以及光源本身的参数均会影响这种变化的程度和快慢,这些新的变化特点,是这种部分相干光源本身的性质与湍流介质共同作用的结果.

- [1] Wu J , Boardman A D 1991 *J. Mod. Opt.* **38** 1355
- [2] Wu J 1991 *J. Mod. Opt.* **38** 1355
- [3] Gbur G , Wolf E 2002 *J. Opt. Soc. Am. A* **19** 1592
- [4] Dogariu A , Amarande S 2003 *Opt. Lett.* **28** 10
- [5] Gori F , Guattari G 1987 *Opt. Commun.* **64** 311
- [6] Gbur G , Visser T D 2003 *Opt. Lett.* **28** 1627
- [7] Pu J X , Nemoto S , Liu X Y 2004 *Appl. Opt.* **43** 5281
- [8] Korotkova O , Salem M , Wolf E 2004 *Opt. Lett.* **29** 1173
- [9] Shirai T , Dogariu A , Wolf E 2003 *Opt. Lett.* **28** 610
- [10] Cai Y , He S 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 41117
- [11] Eyyuboglu H T , Baykal Y , Semutlu E 2006 *Opt. Commun.* **265** 399
- [12] Gao Z H , Lu B D 2006 *Chin. Phys.* **15** 334
- [13] Zhao G P , Xiao X , Lu B D , 2004 *Chin. Phys.* **13** 2064
- [14] Li Y , Lee H , Wolf E 2005 *J. Mod. Opt.* **52** 791
- [15] Ricklin J C , Davidson F M 2002 *J. Opt. Soc. Am. A* **19** 1794
- [16] Ji X L , Huang T X , Lü B D 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 978 (in Chinese) [季小玲、黄太星、吕百达 2006 物理学报 **55** 978]
- [17] Eyyuboglu H T , Baykal Y 2004 *Opt. Express* **12** 4659
- [18] Korotkova O , Salem M , Wolf E 2004 *Opt. Commun.* **233** 225
- [19] Ji X L , Xiao X , Lü B D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3996 (in Chinese) [季小玲、肖 希、吕百达 2004 物理学报 **53** 3996]

Propagation of Bessel-correlated partially coherent hollow beams in the turbulent atmosphere *

Wang Tao Pu Ji-Xiong[†]

(Department of Electronic Science & Technolog , Huaqiao University , Quanzhou 362021 , China)

(Received 30 December 2006 ; revised manuscript received 1 April 2007)

Abstract

Based on the extended Huygens-Fresnel principle , the propagation formulas for Bessel-correlated partially coherent hollow beams in a turbulent atmosphere has been derived , then the propagation properties of such beams in the turbulent atmosphere have been investigated in great detail . The results indicate that the turbulent atmosphere , the spatial coherence and the beam width play important roles in the beam propagation .

Keywords : partially coherent beams , turbulent atmosphere , propagation properties

PACC : 9265 , 4200

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60477041) , and the Natural Science Foundation of Fujian Province , China (Grant No. A0510018) .

[†] Corresponding author. E-mail : jixiong@hqu.edu.cn