

# 高能激光准直传输远场斯特雷尔比与数值验证

张鹏飞 范承玉 乔春红 马慧敏 张京会 王英俭

(中国科学院安徽光学精密机械研究所大气成分与光学重点实验室, 安徽 合肥 230031)

**摘要** 利用扩展惠更斯-菲涅耳原理对高能激光在大气中的传输进行了分析, 获得了高能激光准直传输轴上及峰值斯特雷尔比的积分表达式, 并使用激光大气传输四维仿真程序对该表达式的适用范围进行了分析及数值模拟验证。结果表明, 积分表达式可以很好地适用于无自适应光学系统补偿时的高能激光湍流热晕传输问题, 可以用于自适应光学系统补偿时弱热晕条件下的湍流热晕角非等晕问题和弱热晕及中等热晕条件下的湍流热晕聚焦非等晕问题。

**关键词** 大气光学; 扩展惠更斯-菲涅耳原理; 高能激光; 斯特雷尔比; 非等晕性

**中图分类号** TN012 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0701005

## Strehl Ratio Expressions for High Energy Laser Beams and Numerical Analysis

Zhang Pengfei Fan Chengyu Qiao Chunhong Ma Huimin Zhang Jinghui Wang Yingjian

(Key Laboratory of Atmospheric Composition and Optical Radiation, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui 230031, China)

**Abstract** The propagation performance of high energy laser beams in atmosphere is studied by using extended Huygens-Fresnel diffraction integral, and expressions of axis and peak Strehl ratio are proposed. To examine the scope of these expressions, the results of wave-optics code are compared. It is found that the performance of high energy laser beams in atmosphere can be evaluated by using these expressions when the adaptive optics system is opened, but there is much difference between expressions and the results of wave-optics code under the condition of strong thermal blooming when adaptive optics system is closed.

**Key words** atmospheric optics; extended Huygens-Fresnel principle; high energy laser; Strehl ratio; anisoplanatic effect

**OCIS codes** 010.1080; 010.1285

## 1 引言

高能激光在大气中传输时, 大气湍流<sup>[1]</sup>及非线性热晕效应<sup>[2]</sup>严重限制其长距离高效率传输, 退化远场光束质量。利用扩展惠更斯-菲涅耳原理<sup>[3]</sup>从菲涅耳衍射积分出发, 在准直条件下, 假定光强分布近似不变, 并进一步假定湍流引起的相位变化与热晕效应引起的相位变化相互独立, 得到了高能激光在大气中准直传输的积分表达式, 并将其进行推广使其能应用于自适应光学系统补偿下的角非等晕问

题及聚焦非等晕问题。但是, 由于积分表达式是在一系列假定条件下得到的, 假定成立的条件及适用范围需进一步验证。因此, 使用激光大气传输四维仿真程序进行了数值模拟。该四维仿真程序的可靠性已经过大量的实验验证<sup>[4~7]</sup>。

## 2 理论分析

设  $z=0$  平面的光场为

$$U(x_0, y_0) = u(x_0, y_0) \exp[i\phi_0(x_0, y_0)],$$

**收稿日期**: 2011-11-21; **收到修改稿日期**: 2012-01-21

**基金项目**: 中国科学院合肥物质科学研究院知识创新工程青年人才基金(Y03Rc21121)资助课题。

**作者简介**: 张鹏飞(1985—), 男, 博士研究生, 主要从事激光大气传输与自适应光学校正等方面的研究。

E-mail: zhp0530@163.com

**导师简介**: 王英俭(1963—), 男, 研究员, 博士生导师, 主要从事激光大气传输及自适应光学校正等方面的研究。

E-mail: wjy@aiofm.ac.cn

式中  $u(x_0, y_0)$  为光场振幅分布,  $\phi_0(x_0, y_0)$  为光场初始相位。根据相位近似理论<sup>[3]</sup>, 在傍轴条件下,

$z = L$  位置处的光场  $U(x, y, L)$  可以表示为

$$U(x, y, L) = \frac{\exp(ikL)}{i\lambda L} \iint_{\Sigma} U(x_0, y_0) \exp\left\{i \frac{k}{2L} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2] + ik\phi_{\text{Total}}(x_0, y_0, x_1, y_1)\right\} d\Sigma, \quad (1)$$

式中  $k$  为波数,  $\lambda$  为波长,  $\Sigma$  为孔径,  $\phi_{\text{Total}}$  为激光传输路径上湍流热晕效应引起的相位变化, 即

$$\phi_{\text{Total}}(x_0, y_0, x, y) = k \int \delta n(x_0, y_0, x, y) dl, \quad (2)$$

式中  $\delta n$  是由湍流热晕共同引起的折射率的变化。图 1 为激光发射系统的示意图, 从图中可以看出, 当观察面位置  $L$  远大于大气传输长度  $l$  时,  $\delta n$  沿路径积分简化为沿  $z$  方向的线积分而不引入明显的误差。此时  $\phi_{\text{Total}}$  可以简化为

$$\phi_{\text{Total}}(x, y, z) = k \int_0^l \delta n(x, y, z_1) dz_1. \quad (3)$$

进一步假定湍流引起的折射率变化  $\delta n_T$  与热晕引起的折射率变化  $\delta n_B$  是相互独立的, 则  $\delta n = \delta n_T + \delta n_B$ 。因此,  $\phi_{\text{Total}}$  可以写为

$$\phi_{\text{Total}} = \phi_T + \phi_B, \quad (4)$$

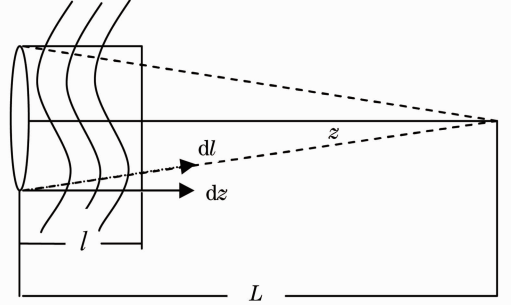


图 1 发射系统示意图

Fig. 1 Sketch of the laser propagation system

式中  $\phi_T$  为湍流引起的相位变化,  $\phi_B$  为热晕引起的相位变化。

热晕引起的相位变化是与光强分布密切相关的, 可以写成<sup>[8]</sup>

$$\phi_B(x, y, z) = k \int_0^l dz_1 \left\{ \frac{n_i \alpha(z_1)}{\rho C_p V(z_1)} \exp\left\{-\int_0^z [\alpha(\xi) + \alpha_s(\xi)] d\xi\right\} \int_{-\infty}^x I(x', y, z_1) dx'\right\}, \quad (5)$$

式中  $n_i$  为常压下由温度改变引起的折射率的变化,  $\rho$  为空气密度,  $C_p$  为定压比热容,  $\alpha$  为空气吸收,  $\alpha_s$  为空气分子散射,  $V$  为风速, 方向为  $x$  方向正向,  $I(x, y, z) = (P/\pi a^2) I_0(x, y, z)$  为沿  $z$  轴光强分布,  $P$  为激光发射功率,  $a$  为光束半径,  $I_0$  为归一化光强分布。为简化计算, 仅考虑准直传输条件, 光场在大气路径中光强分布近似可以认为是不变的, (5) 式可以简化为

$$\phi_B(x, y, z) = k \int_0^l dz_1 \left\{ \frac{n_i \alpha(z_1)}{\rho C_p V(z_1)} \exp\left\{-\int_0^z [\alpha(\xi) + \alpha_s(\xi)] d\xi\right\} \int_{-\infty}^x I(x', y) dx'\right\}. \quad (6)$$

设激光发射时初始相位  $\phi_0$  为 0,  $z = L$  位置处光强分布可以表示为

$$\langle I(x, y) \rangle = \frac{1}{(\lambda L)^2} \iint_{\Sigma} \iint_{\Sigma'} d\Sigma d\Sigma' u(x_0, y_0) u^*(x'_0, y'_0) \times \exp\left\{i \frac{k}{2z} [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 - (x - x'_0)^2 - (y - y'_0)^2]\right\} \langle \exp[i(\phi_{\text{Total}} - \phi'_{\text{Total}})] \rangle, \quad (7)$$

式中  $\langle \rangle$  为系综平均。利用高斯随机变量的性质<sup>[4]</sup>, 相位  $\phi_{\text{Total}}$  中  $\phi_T$  可以做以下化简:

$$\langle \exp[i\phi_T(x, y, x', y') - i\phi_T(x, y, x', y')] \rangle = \exp\left[-\frac{1}{2} \mathcal{D}(x, y, x', y')\right]. \quad (8)$$

式中  $\mathcal{D}$  是湍流的结构函数, 因此

$$\langle \exp[i(\phi_{\text{Total}} - \phi'_{\text{Total}})] \rangle = \exp\left[-\frac{1}{2} \mathcal{D}(x, y, x', y')\right] \exp[i\mathcal{D}_B(x, y, x', y')], \quad (9)$$

式中  $\mathcal{D}_B$  为热晕的相位差函数, 记为

$$\mathcal{D}_B(x, y, x', y') = \phi_B(x, y) - \phi_B(x', y'). \quad (10)$$

若将整个路径大气视为一个光学系统, 其传递函数  $H$  可以表示为<sup>[9]</sup>

$$H(f_x, f_y) = \frac{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} P_p(x, y) P_p^*(x - \lambda L f_x, y - \lambda L f_y) \exp\left[-\frac{1}{2} \mathcal{D}(\lambda L f_x, \lambda L f_y)\right] \exp[-i \mathcal{D}_B(x, y, x - \lambda L f_x, y - \lambda L f_y)] dx dy}{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} P_p(x, y) P_p^*(x - \lambda L f_x, y - \lambda L f_y) dx dy}, \quad (11)$$

式中  $P_p$  为光瞳函数,  $f_x, f_y$  为频域坐标,  $\lambda$  为波长,  $L$  为传输距离。

工程应用中经常使用斯特雷尔比来评价光束质量<sup>[10]</sup>, 轴上斯特雷尔比定义为目标位置处长曝光光斑轴上光强与真空传输条件下艾里斑轴上光强之比, 峰值斯特雷尔比定义为目标位置处长曝光光斑峰值光强与真空传输条件下艾里斑峰值光强之比。根据定义, 轴上斯特雷尔比可以表示为

$$\langle I(0, 0, L) \rangle = \frac{\iiint_{\Sigma} \iiint_{\Sigma'} u(x_0, y_0) u^*(x'_0, y'_0) \exp\left[-\frac{1}{2} \mathcal{D}(x_0, y_0, x'_0, y'_0)\right] \exp[i \mathcal{D}_B(x_0, y_0, x'_0, y'_0)] d\Sigma d\Sigma'}{\iiint_{\Sigma} \iiint_{\Sigma'} u(x_0, y_0) u^*(x'_0, y'_0) d\Sigma d\Sigma'}. \quad (12)$$

对于半径为  $a$  的平台光束, 上式可以简化为

$$\langle I(0, 0, L) \rangle = \frac{1}{A^2} \iiint_{\Sigma} \iiint_{\Sigma'} \exp\left[-\frac{1}{2} \mathcal{D}(x_0, y_0, x'_0, y'_0)\right] \exp[i \mathcal{D}_B(x_0, y_0, x'_0, y'_0)] d\Sigma d\Sigma', \quad (13)$$

式中  $A = \pi a^2$  为孔径面积。由于湍流引起的光束质量退化, 其长曝光光强近似为高斯分布<sup>[4]</sup>, 轴值与峰值有相同的形式, 但是由热晕引起的光束质量退化则不同, 在无自适应光学系统补偿的情况下, 其峰值与轴值相差甚远。为了得到峰值斯特雷尔比的表达式, 需要将热晕相位中的倾斜项从热晕的相位差函数中去除, 所以峰值斯特雷尔比可以表示为

$$\langle I(0, 0, L) \rangle = \frac{1}{A^2} \iiint_{\Sigma} \iiint_{\Sigma'} \exp\left[-\frac{1}{2} \mathcal{D}(x_0, y_0, x'_0, y'_0)\right] \exp[i \mathcal{D}_{B\_Tilt\_Remove}(x_0, y_0, x'_0, y'_0)], \quad (14)$$

式中  $\mathcal{D}_{B\_Tilt\_Remove}$  为倾斜移除的热晕相位差函数。而在自适应光学系统补偿的情况下, 远场轴值和峰值斯特雷尔比基本相同, 轴上斯特雷尔比与峰值斯特雷尔比仍可用(13)式来描述。

至此, 得到了高能激光在大气中准直传输的理论表达式, (7)、(13)、(14)式可以很容易推广为自适应光学系统补偿下的结果。需要计算出自适应光学系统补偿及无补偿情况下对应的结构函数及热晕的相位差函数。考虑以下 3 种情况。

## 2.1 无自适应光学系统补偿

对于冯卡曼谱湍流, 忽略湍流内尺度, 其结构函数可以表示为<sup>[1]</sup>

$$\mathcal{D}(x_0, y_0, x'_0, y'_0) = 2.605 k_0^2 \int_0^L C_n^2(z) \int_0^{\infty} \kappa (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6} \{1 - J_0[\kappa \sqrt{(x_0 - x'_0)^2 + (y_0 - y'_0)^2}]\} d\kappa dz, \quad (15)$$

式中  $k_0 = 2\pi/\lambda$  为真空中的波数,  $C_n^2$  为湍流强度廓线,  $\kappa$  为空间频率坐标,  $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ ,  $L_0$  为湍流外尺度。当  $L_0 \rightarrow \infty$  时, (15)式可以化简为<sup>[1]</sup>

$$\mathcal{D}(\rho) = 6.88 \left(\frac{\rho}{r_0}\right)^{5/3}, \quad \rho = \sqrt{(x_0 - x'_0)^2 + (y_0 - y'_0)^2}, \quad r_0 = \left[0.423 k_0^2 \sec \theta \int C_n^2(z) dz\right]^{-3/5}, \quad (16)$$

式中  $\theta$  为天顶角,  $r_0$  为大气相干长度, 一般使用  $D/r_0$  来描述湍流的强度,  $D$  为发射孔径。

热晕的相位差函数可以用(10)式表示。特别地, 对于准直发射的半径为  $a$  的圆形平台光束, 沿传输路径热晕引起的相位变化可由(6)式化简为

$$\phi_B(x, y) = \begin{cases} -\frac{1}{2} \frac{N_D}{\sqrt{2\pi}} \frac{x + \sqrt{a^2 - y^2}}{a}, & x^2 + y^2 \leq a^2 \\ -\frac{N_D}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sqrt{a^2 - y^2}}{a}, & x > \sqrt{a^2 - y^2} \text{ and } |y| \leq a \\ 0, & \text{else} \end{cases} \quad (17)$$

式中  $N_D$  为热畸变参数, 通常用来衡量非线性热晕效应的强弱, 其定义为<sup>[8]</sup>

$$N_D = \frac{8\sqrt{2}\pi P}{\lambda D} \int_0^L \frac{n_i}{\rho C_p} \frac{\alpha(z)}{v(z)} \exp\left\{-\int_0^z [\alpha(\xi) + \alpha_s(\xi)] d\xi\right\} dz. \quad (18)$$

倾斜移除后的热晕相位  $\phi_{B\_Tilt\_Remove}$  可以写为

$$\phi_{B\_Tilt\_Remove}(x, y) = \begin{cases} -\frac{1}{2} \frac{N_D}{\sqrt{2}\pi} \frac{\sqrt{a^2 - y^2}}{a}, & x^2 + y^2 \leq a^2 \\ -\frac{1}{2} \frac{N_D}{\sqrt{2}\pi} \frac{\sqrt{a^2 - y^2}}{a}, & x > \sqrt{a^2 - y^2} \text{ and } |y| \leq 1 \\ 0, & \text{else} \end{cases} \quad (19)$$

倾斜移除之后的热晕的相位差函数则可以写为

$$\mathcal{D}_{B\_Tilt\_Remove}(x_0, y_0, x'_0, y'_0) = \phi_{B\_Tilt\_Remove}(x_0, y_0) - \phi_{B\_Tilt\_Remove}(x'_0, y'_0). \quad (20)$$

## 2.2 角非等晕性

在实际自适应光学系统补偿情况下,经常受自适应光学系统的有限带宽、自然导星位置、激光导星高度及发射方式等影响,造成主激光与信标光传输路径差异,退化光束质量,这种效应叫做非等晕性<sup>[11]</sup>。对于自适应光学系统的建模,从几何光学的角度出发,假定理想的自适应光学系统,忽略自适应光学系统有限时域带宽及有限空间带宽的影响,仅考虑主激光与信标光的角偏离,即角非等晕性<sup>[12]</sup>的影响。冯卡曼谱湍流在补偿下由角非等晕性引起的结构函数为<sup>[13]</sup>

$$\mathcal{D}(\rho) = 0.4146k_0^2 \int_0^L C_n^2(z) dz \int_0^\infty \kappa(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6} \times f(\kappa, \rho, z) d\kappa, \quad (21)$$

式中  $f(\kappa, \rho, z) = 2[1 - \cos(\kappa \cdot \rho)]\{1 - \cos[\kappa \cdot d(z)]\}$  为角非等晕滤波函数,  $d(z) = \theta z$  为传输路径上不同位置处的偏离距离,  $\theta$  为信标光与主激光偏离角度,  $z$  为高度, 单位 m。

在自适应光学系统补偿下,考虑角非等晕性,热晕效应引起的相位畸变可以表示为发射激光与信标光探测相位间  $x, y$  方向偏离而引起的误差沿传输路径的积分,可以表示为<sup>[14]</sup>

$$\phi_{B\_Angle}(x, y) = k \int_0^l \{ \phi_B(x, y, z) - \phi_B[x + d_x(z), y + d_y(z), z] \} dz. \quad (22)$$

将(6)式代入上式可以得出

$$\phi_{B\_Angle}(x, y) = k \int_0^l dz_1 \left\{ \frac{n_i \alpha(z_1)}{\rho C_p V(z_1)} \exp\left\{-\int_0^{z_1} [\alpha(\xi) + \alpha_s(\xi)] d\xi\right\} \int_{-\infty}^x \{ I(x', y) - I[x' + d_x(z_1), y + d_y(z_1)] \} dx' \right\}, \quad (23)$$

式中  $d_x(z), d_y(z)$  为  $d(z)$  沿  $x, y$  方向分量。因此,热晕的相位差函数可以表示为

$$\mathcal{D}_B(x_0, y_0, x'_0, y'_0) = \phi_{B\_Angle}(x_0, y_0) - \phi_{B\_Angle}(x'_0, y'_0). \quad (24)$$

## 2.3 聚焦非等晕性

聚焦非等晕性是激光导星有限的高度而引起的<sup>[15]</sup>,其原理如图 2 所示。从图 2 可以看出,聚焦非等晕性主要包括两部分误差:1) 由于主激光平面波与信标光球面波之间的相位差,对应的结构函数为  $\mathcal{D}_{Focus}$ ;2) 由于信标的高度为  $H$ ,造成大气高度大于  $H$  的部分波前畸变未被探测到而引起的相位差,对应的结构函数为  $\mathcal{D}_{Undetect}$ 。

Sasiela<sup>[13]</sup> 导出了聚焦非等晕下湍流的结构函数:

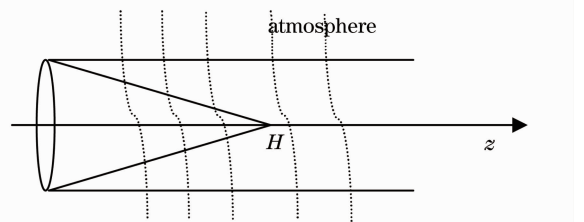


图 2 聚焦非等晕性原理图

Fig. 2 Schematic diagram of focus anisoplanatic effect

$$\mathcal{D}_{Focus}(x_0, y_0, x'_0, y'_0) = 0.8292k_0^2 \int_0^H C_n^2(z) dz \int_0^\pi d\varphi \times \int_0^\infty \kappa(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6} f(\kappa, \rho, z) d\kappa, \quad (25)$$

式中  $f(\kappa, \rho, z) = 1 - \cos(\kappa \cdot \rho) + 1 - \cos(\kappa \cdot \gamma \rho) - \cos(\kappa \cdot \rho_0 z/L) + \cos(\kappa \cdot \rho'_0 z/L) - \cos[\kappa \cdot (-\rho_0 z/L + \gamma \rho)] - \cos[\kappa \cdot (\rho_0 z/L + \rho)]$  为聚焦非等晕条件下结构函数的滤波函数。 $H$  为信标高度,  $\gamma = 1 - z/H$ ,  $\rho = \sqrt{(x_0 - x'_0)^2 + (y_0 - y'_0)^2}$ ,  $\rho_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ ,  $\rho'_0 = \sqrt{x_0'^2 + y_0'^2}$ 。

$\mathcal{D}_{\text{Undetect}}$  可以由(15)式改变积分下限而得到

$$\mathcal{D}_{\text{Undetect}}(x_0, y_0, x'_0, y'_0) = 2.605k_0^2 \int_H^l C_n^2(z) \int_0^\infty \kappa (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6} \{1 - J_0[\kappa \sqrt{(x_0 - x'_0)^2 + (y_0 - y'_0)^2}]\} d\kappa dz. \quad (26)$$

所以, 聚焦非等晕下湍流的相位结构函数可以表示为

$$\mathcal{D}(x_0, y_0, x'_0, y'_0) = \mathcal{D}_{\text{Focus}}(x_0, y_0, x'_0, y'_0) + \mathcal{D}_{\text{Undetect}}(x_0, y_0, x'_0, y'_0). \quad (27)$$

热晕效应引起的聚焦非等晕相位差函数同样分为两部分。自适应光学系统补偿后, 沿传输路径  $0 \sim H$  位置热晕引起的相位畸变误差为沿传输路径主激光相位与信标光探测相位之差, 可以写为<sup>[14]</sup>

$$\phi_{\text{B\_Focus}}(x, y) = k \int_0^H dz_1 \frac{n_1 \alpha(z_1)}{\rho C_\rho V(z_1)} \exp\left\{-\int_0^z [\alpha(\xi) + \alpha_s(\xi)] d\xi\right\} \int_{-\infty}^x \{I(x', y) - I[(1 - z_1/H)x, (1 - z_1/H)y]\} dx', \quad (28)$$

对应的相位差函数可以表示为

$$\mathcal{D}_{\text{B\_Focus}}(x_0, y_0, x'_0, y'_0) = \phi_{\text{B\_Focus}}(x_0, y_0) - \phi_{\text{B\_Focus}}(x'_0, y'_0). \quad (29)$$

未探测到的热晕相位  $\phi_{\text{B\_Undetect}}$  可以由(6)式改变积分限而得到:

$$\phi_{\text{B\_Undetect}}(x, y) = k \int_H^l dz_1 \left\{ \frac{n_1 \alpha(z_1)}{\rho C_\rho V(z_1)} \exp\left\{-\int_0^{z_1} [\alpha(\xi) + \alpha_s(\xi)] d\xi\right\} \right\} \int_{-\infty}^x I(x', y) dx'. \quad (30)$$

对应的相位差函数可以表示为

$$\mathcal{D}_{\text{B\_Undetect}}(x_0, y_0, x'_0, y'_0) = \phi_{\text{B\_Undetect}}(x_0, y_0) - \phi_{\text{B\_Undetect}}(x'_0, y'_0). \quad (31)$$

所以聚焦非等晕下热晕的相位差函数可以表示为

$$\mathcal{D}_{\text{B}}(x_0, y_0, x'_0, y'_0) = \mathcal{D}_{\text{B\_Focus}}(x_0, y_0, x'_0, y'_0) + \mathcal{D}_{\text{B\_Undetect}}(x_0, y_0, x'_0, y'_0). \quad (32)$$

### 3 仿真结果及分析数值模拟参数

为了验证积分表达式的正确性及适用范围, 使用高能激光大气传输四维仿真程序进行了数值模拟, 计算参数如下: 平台光束, 发射口径为 1.8 m, 波长为 3.6  $\mu\text{m}$ , 上行准直传输距离为 30 km, 发射功率为 500~5000 kW, 扫描速率为 0.0156 rad/s, 自适应光学系统使用理想的柔性镜, 不考虑自适应光学有限系统带宽的影响, 使用合作信标, 信标波长同主激光。横向网格数为  $256 \times 256$ , 网格间距 0.032 m, 60 个相位屏。大气吸收廓线为

$$\alpha(z) = 4.6 \times 10^{-5} \exp(-2.5 \times 10^{-4} z). \quad (33)$$

湍流  $C_n^2$  廓线采用如下模式

$$C_n^2(z) = \left[ 5.3 \times 10^{-4} \left(\frac{z}{1000}\right)^{10} \exp\left(\frac{-z}{610}\right) + 40 \exp\left(\frac{-z}{300}\right) + 1.8 \exp\left(\frac{-z}{7500}\right) \right] \times 10^{-16}. \quad (34)$$

风速采用 Buftton 风速模型<sup>[10]</sup>

$$V(z) = 5 + 30 \exp\left[-\left(\frac{z - 9400}{4800}\right)^2\right], \quad (35)$$

式中  $V$  为沿传输路径风速。

## 4 数值模拟结果

### 4.1 无自适应光学系统补偿

(13)、(14)式的求解是十分复杂的, 很难得出解析的表达式, 因此使用数值积分进行求解。为保证计算的精度, 使用 Fortran 的 IMSL 库函数进行数值计算, 并使用双精度浮点数。将(15)、(20)式代入(14)式中, 得到了无自适应光学系统补偿情况下高能激光在实际大气中的峰值斯特雷尔比的表达式。通过数值积分, 计算了湍流强度  $D/r_0$  从 0 到 5, 热畸变参数  $N_D$  从 0 到 150 共 3876 个数据点。图 3(a)给出了数值积分得到的峰值斯特雷尔比随湍流及热晕强度的变化关系。图 3(b)为使用 Matlab sftool 工具箱曲面拟合的结果。拟合的峰值斯特雷尔比的表达式为

$$R_s = \frac{1}{1 + 9.251 \times 10^{-4} N_D^{1.795} + 3.203 \times 10^{-1} (D/r_0)^{2.232} + 8.299 \times 10^{-4} N_D^{1.530} (D/r_0)^{1.427}} \quad (36)$$

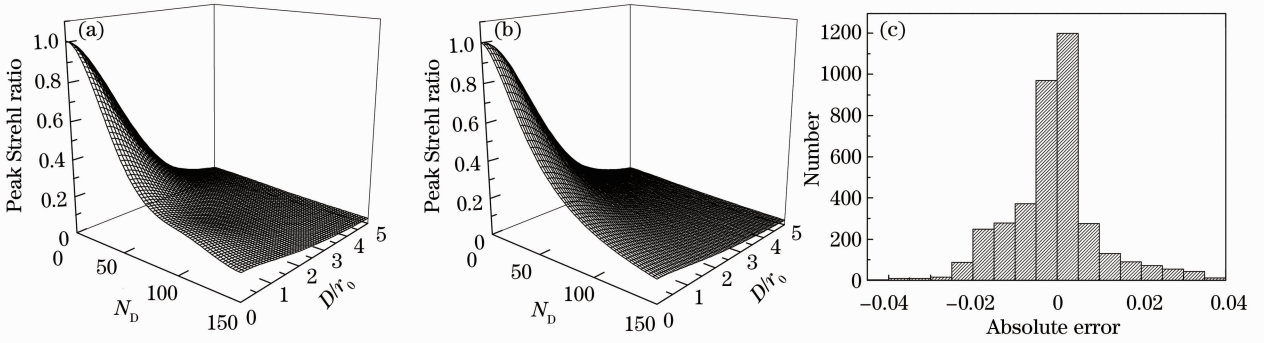


图 3 (a)峰值斯特雷尔比随湍流( $D/r_0$ )、热晕强度( $N_D$ )变化的关系; (b) sftool 工具箱拟合的峰值斯特雷尔比随湍流、热晕强度变化曲面; (c)绝对误差频数分布图

Fig. 3 (a) Peak Strehl ratio versus  $D/r_0$  and  $N_D$ ; (b) fitting curve using Matlab sftool toolbox; (c) distribution of the absolute errors

图 3(c)给出了拟合结果与数值积分结果绝对误差的频数分布图。从图 3(c)可以看出,数值积分得到的斯特雷尔比与拟合表达式之差大部分落在 $\pm 0.01$ 的范围内,拟合表达式可以很好地描述数值积分的结果。

图 4 给出了不同传输条件下的斯特雷尔比随湍流强度及热晕强度的变化关系。图 4(a)为仅考虑

湍流效应;图 4(b)为仅考虑热晕效应;图 4(c)为实际大气传输,即湍流热晕综合作用。图中 fitting 为拟合(36)式的计算结果,CalT 为(14)式数值积分结果,CalN 为程序模拟结果。从图中可以看出,数值积分结果与程序模拟结果基本一致。理论表达式(14)式可以很好地描述湍流、热晕及实际大气中高能激光传输问题。

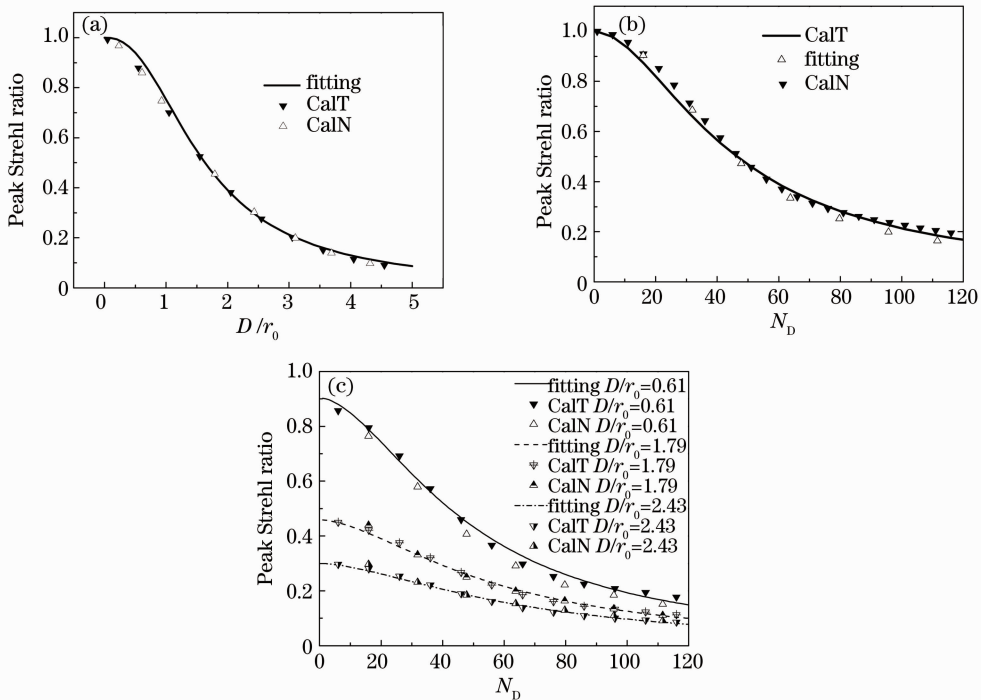


图 4 不同传输条件下的斯特雷尔比随湍流强度( $D/r_0$ )及热晕强度( $N_D$ )的变化关系。(a)仅考虑湍流效应; (b)仅考虑热晕效应; (c)实际大气传输,即湍流热晕综合作用

Fig. 4 Peak Strehl ratio versus  $D/r_0$  and  $N_D$ . (a) Only turbulence; (b) only thermal blooming; (c) turbulence and thermal blooming

## 4.2 角非等晕性

在自适应光学系统补偿下,远场光束质量受吸收廓线、湍流廓线、风速廓线等影响,很难给出解析表达式及拟合公式。图5给出了仅考虑湍流效应、仅考虑热晕效应及实际大气中峰值斯特雷尔比随信标偏离角度的变化关系。从图5(a)中可以看出,使用(13)式可以很好地描述自适应光学系统补偿下湍流引起的角非等晕性问题。但是对于自适应光学系统补偿下热晕引起的角非等晕问题,从图5(b)可以看出,在 $N_D=26.57$ 时(13)式(CalT)与数值模拟的结果(CalN)符合得很好,但是当 $N_D=79.70$ 时,两者已出现很大的偏离,且在信标无角偏离时斯特雷

尔比小于信标有一定偏离时的斯特雷尔比。这是由于热晕的补偿中出现了不稳定性<sup>[16]</sup>,信标的偏离在一定程度上减弱了主激光与信标光之间的正反馈作用,造成远场斯特雷尔比的增加,但是随着信标偏离角度的增大,信标的非等晕性成为补偿热晕的主要因素,斯特雷尔比缓慢下降,逐渐与理论计算值接近。可以推断,在更大的角度偏离时或更大非等晕误差时,(13)式可以很好地描述热晕补偿的效果。高能激光在实际大气中的传输,仅计算了 $N_D=26.57, D/r_0=4.22$ 的情况,从图5(c)中可以看出,在热晕补偿未发生不稳定性时,理论表达(13)式与数值模拟的结果符合得很好。

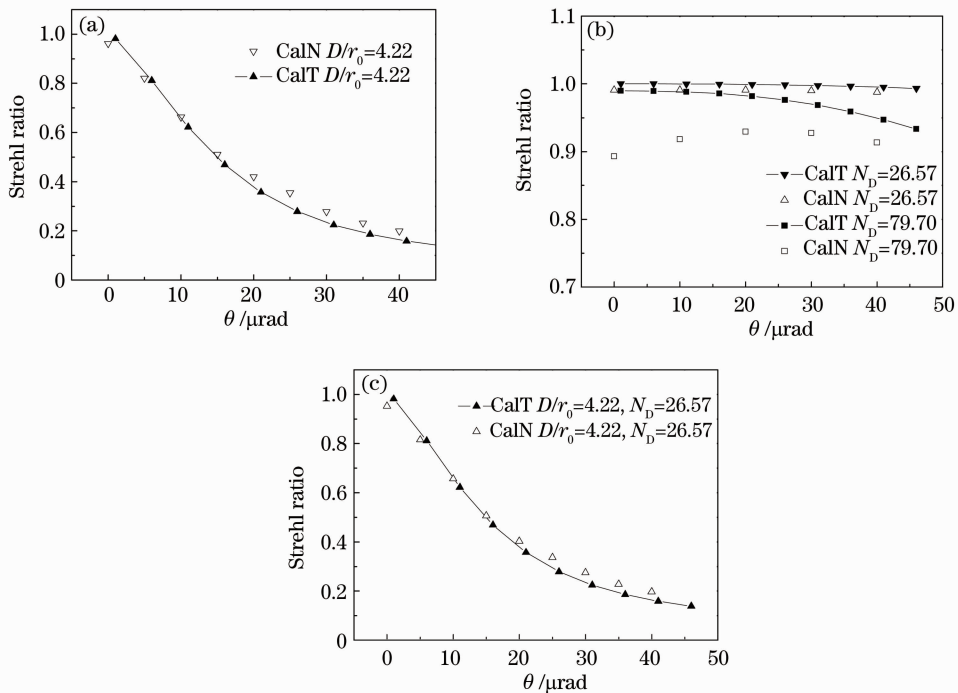


图5 远场斯特雷尔比随信标偏离角度 $\theta$ 的变化关系。(a)仅考虑湍流效应;(b)仅考虑热晕效应;(c)实际大气传输

Fig. 5 Strehl ratio versus anisoplanatic angle  $\theta$ . (a) Only turbulence; (b) only thermal blooming; (c) turbulence and thermal blooming

## 4.3 聚焦非等晕性

图6给出了仅考虑湍流效应、仅考虑热晕效应及实际大气中轴上斯特雷尔比随信标高度的变化关系。从图6(a)可以看出,理论表达式(13)式可以很好地描述湍流聚焦非等晕性对远场光束质量的影响。与角非等晕性对远场光束质量的影响类似,从图6(b)可以看出,当 $N_D=132.84$ 时,数值模拟的结果与(10)式的结果已出现很大背离,这同样是由于热晕补偿不稳定性的影响。热晕补偿不稳定性已成为影响光束质量的主要因素,只有当信标高度低于12 km,非等晕性误差较为显著的时候,(13)式才与数

值模拟的结果相符。图6(c)仅给出了在 $D/r_0=4.22, N_D=26.57$ 及 $N_D=79.70$ 时实际大气中数值模拟结果与(13)式的比较结果,从图中可以看出,理论和模拟的结果在未发生热晕补偿不稳定性时符合得很好。

## 5 结论

利用扩展惠更斯-菲涅耳原理,在傍轴近似下对高能激光在大气中的传输进行了分析,在准直条件下,假定光强分布近似不变,并进一步假定湍流引起的相位变化与热晕效应引起的相位变化相互独立,



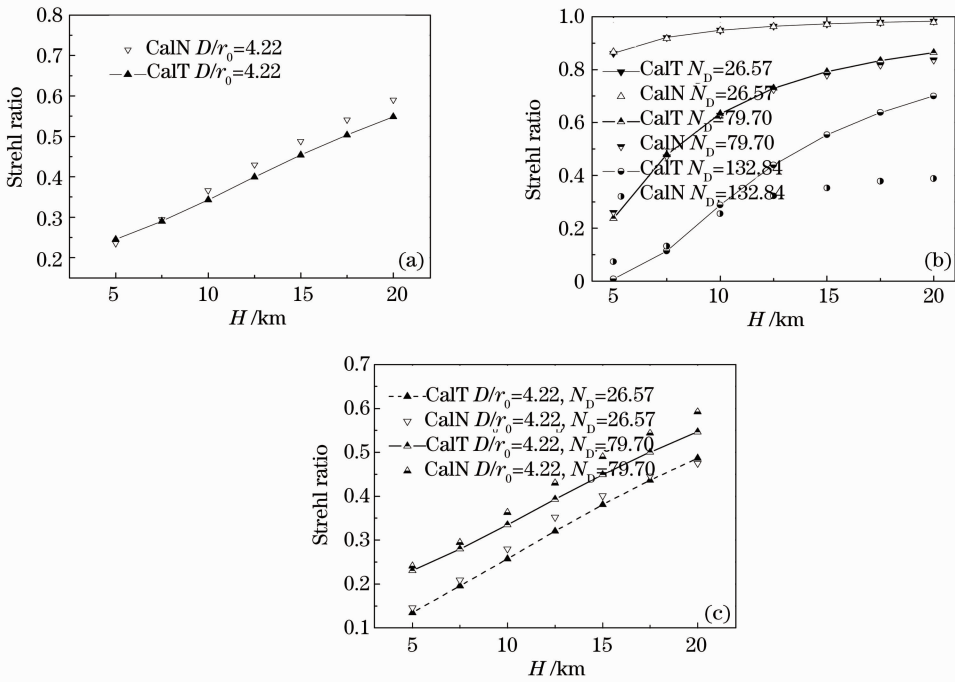


图 6 远场峰值斯特雷尔比随信标高度  $H$  的变化关系。(a)仅考虑湍流效应；(b)仅考虑热晕效应；(c)实际大气传输  
Fig. 6 Strehl ratio versus beacon altitude  $H$ . (a) Only turbulence; (b) only thermal blooming; (c) turbulence and thermal blooming

得到了高能激光在大气中准直传输的积分表达式，并将其进行推广使其能应用于自适应光学系统补偿下的角非等晕问题及聚焦非等晕问题。使用激光大气传输四维仿真程序对该表达式的适用范围进行了分析及数值模拟验证。结果表明，积分表达式(13)、(14)式可以很好地用于无自适应光学系统补偿时的高能激光湍流热晕传输问题，可以用于自适应光学系统补偿时的弱热晕条件下湍流热晕角非等晕问题和弱热晕及中等热晕条件下湍流热晕聚焦非等晕问题。然而由于理论模型过于简化，并没有考虑热晕补偿不稳定性及自适应光学系统有效带宽对高能激光大气传输光束质量的影响，这些还需要做进一步研究。

参 考 文 献

- 1 Rao Ruizhong. Light Propagation in the Turbulent Atmosphere [M]. Hefei: Anhui Technology Press, 2005. 120~122
- 饶瑞中. 湍流大气光学导论[M]. 合肥:安徽科技出版社, 2005. 120~122
- 2 D. C. Smith. High-power laser propagation thermal blooming [J]. *Proceedings of IEEE*, 1977, **65**(12): 1679~1714
- 3 J. W. Strohbehn. Laser Beam Propagation in the Atmosphere [M]. New York: Springer-Verlag, 1978. 239~245
- 4 Wang Yingjian. Some Study on the Laser Propagation in the Atmosphere and Its Phase Compensation [D]. Hefei: Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 1996. 1~10
- 王英俭. 激光大气传输及其相位补偿的若干问题探讨[D]. 合肥,中国科学院安徽光学精密机械研究所, 1996. 1~10
- 5 Qiao Chunhong, Fan Chengyu, Wang Yingjian *et al.*. Simulation experiment of high energy laser propagation in the atmosphere [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2008, **20**(11):

- 1777~1782
- 乔春红, 范承玉, 王英俭 等. 高能激光大气传输的仿真实验研究 [J]. *强激光与粒子束*, 2008, **20**(11): 1777~1782
- 6 Wu Yi, Wang Yingjian, Gong Zhiben *et al.*. Study on the small scale thermal blooming instability [J]. *Acta Optica Sinica*, 1994, **14**(8): 824~828
- 吴毅, 王英俭, 龚知本 等. 热晕小尺度不稳定性研究 [J]. *光学学报*, 1994, **14**(8): 824~828
- 7 Wang Yingjian, Wu Yi, Wang Chao. Effects of wind direction and gradient on small scale thermal blooming instability [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 1995, **7**(3): 449~452
- 王英俭, 吴毅, 汪超. 风速风向对小尺度热晕不稳定性影响 [J]. *强激光与粒子束*, 1995, **7**(3): 449~452
- 8 F. G. Gebhardt. Twenty-five years of thermal blooming [C]. *SPIE*, 1990, **1221**: 2~25
- 9 J. W. Goodman. Statistical Optics [M]. New York: Wiley, 2000. 365~376
- 10 Su Yi, Wan Min. High Energy Laser System [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2004. 45~131
- 苏毅, 万敏. 高能激光系统 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2004. 45~131
- 11 D. L. Fried. Anisoplanatism in adaptive optics [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1982, **72**(1): 52~61
- 12 R. J. Sasiela. Strehl ratios with various types of anisoplanatism [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1992, **9**(8): 1398~1405
- 13 R. J. Sasiela. Electromagnetic Wave Propagation in Turbulence: Evaluation and Application of Mellin Transforms [M]. San Jose: SPIE Press, 2007. 219~247
- 14 Sun Yunqiang, Xu Xiaojun, Xi Fengjie *et al.*. Numerical analysis for anisoplanatic effect of steady thermal blooming [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2010, **22**(2): 253~256
- 孙运强, 许晓军, 习锋杰 等. 稳态热晕非等晕效应的数值分析 [J]. *强激光与粒子束*, 2010, **22**(2): 253~256
- 15 R. R. Parenti. Adaptive optics for astronomy [J]. *Lincoln Laboratory Journal*, 1992, **5**(1): 93~114
- 16 T. J. Karr. Thermal blooming compensation instabilities [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1989, **6**(7): 1038~1048

栏目编辑: 谢 婧