

湍流大气中激光束传播方向起伏

张 逸 新

宋 正 方

(华东工学院光电技术系, 南京)

(中国科学院安徽光学精密机械研究所)

提 要

本文利用马尔柯夫近似导得了适用于强、弱湍流起伏区的光源空间部分相干光束到达角起伏公式。同时得到经平面镜反射的光束的漂移角和到达角起伏的一般表达式。并且讨论了强、弱湍流起伏区光束漂移角和到达角起伏的后向反射放大性质。

一、引 言

由于激光测距、激光雷达探测大气的需要, 对光束两次通过一定体积的随机起伏介质后, 光束各参量的统计特性的研究已日益受到人们的重视。现有理论^[1~8]和实验^[9]表明, 在条件相同的湍流大气中, 反射回波各参量的起伏特性与直接通过相同路径的光波的统计特性有所差别。回波参量的统计特性与反射器的几何形状有关, 某些反射器(如平面镜)能放大光波形变, 而另一些(如角反射器)则对光波形变有补偿作用。因此, 深入细致地研究各类反射器的反射效应, 对利用它们的反射作用降低或放大大气湍流效应, 提高大气参数测量信噪比是有用的。

但是, 对反射光束传输方向起伏的讨论, 至今大多仅限于弱起伏区^[1]。虽然 V. P. Lukin^[2]曾在传输距离增长时, 讨论过接收望远镜中像点抖动的放大特性, 但没有讨论强湍流出现的情况。

本文利用马尔柯夫近似和光波复振幅正态分布近似, 讨论了光波在湍流大气中直接传输时光束到达角起伏和反射回波光束在接收面上的漂移和到达角起伏的统计特性。

二、到达角起伏

现有实验表明, 实际大气中光束均方根漂移角和到达角起伏均小于 10^{-3} 。因此, 可用近轴光学近似讨论光束到达角起伏问题。在近轴光学近似下, 可得接收面处光束随机到达角 α_c 为^[3]

$$\alpha_c = \frac{d\rho_c}{dx} = \int_0^\infty d\xi \iint \nabla_{\mathbf{R}} n_1 I(\xi, \mathbf{R}) t(\mathbf{R}) \frac{d^2\mathbf{R}}{P_0}, \quad (1)$$

其中 n_1 是折射率起伏, \mathbf{R} 是接收面内的矢径, $t(\mathbf{R}) = t_0 \exp(-R^2/\alpha_t^2)$ ^[10], t_0 是透过率, α_t 是接收孔半径, $I = u(\xi, \mathbf{R}) u^*(\xi, \mathbf{R})$ 是 ξ 平面内的光强, $\nabla_{\mathbf{R}}$ 是横向梯度算子,

$$P_0 = \iint_{-\infty}^{\infty} \langle I(x, \mathbf{R}) \rangle t(\mathbf{R}) d^2 \mathbf{R},$$

光束沿 x 轴方向传播。

假设 n_1 是高斯分布的随机量而且满足 delta 相关条件。则对 (1) 式的平方进行系综平均和应用马尔柯夫近似^[7, 97]。

考虑到达角起伏主要由光波相位起伏导致的^[23]。所以可用光波复振幅正态分布近似^[44]简化, 于是, 由计算可得到光源空间部分相干光束到达角起伏方差

$$\begin{aligned} \langle \alpha_c^2 \rangle = & \frac{4\pi^2 \alpha_{\text{eff}}^4(x)}{\alpha_1^4(x)} \int_0^{\pi} d\xi \int_0^{\infty} dK K^3 \phi_n(K) \frac{\alpha_1^2(\xi)}{\alpha_{\text{eff}}^4(\xi)} \left\{ \alpha_1^2(\xi) \exp\left(-\frac{\alpha_1^2(\xi) K^2}{2}\right) \right. \\ & \left. + \frac{\alpha_{\text{eff}}^2(\xi)}{[V + \alpha_{\text{eff}}^2(\xi) \alpha_i^{-2}]} \exp\left[-\frac{\alpha_{\text{eff}}^2(\xi) K^2}{2(V + \alpha_{\text{eff}}^2(\xi) \alpha_i^{-2})}\right] \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中

$$\begin{aligned} V(\xi) = & \left[3\left(1 - \frac{\xi}{F}\right) + \left(\frac{\xi}{F}\right)^2 + (f^{-2} + \xi^{*-1})\xi^2 + \left(1 + \frac{3}{4}\xi^*\right)f^{-2} + \xi^{*-1} \right] \xi^*, \\ \alpha_{\text{eff}}^2(\xi) = & \left[\frac{1 + \xi^* + \zeta^2}{f^2} + \left(1 - \frac{\xi}{F}\right)^2 \right] \alpha_0^2, \\ \alpha_i^{-2}(\xi) = & \alpha_{\text{eff}}^{-2}(\xi) + \alpha_i^{-2}, \\ \xi^4 = & \frac{4\alpha_0^2}{\rho_0^2}, \quad \zeta = \frac{\alpha_0}{\rho_s}, \quad f(\xi) = \frac{k\alpha_0^2}{\xi}. \end{aligned} \quad (3)$$

(2) 式中 $\phi_n(K)$ 是三维湍流谱密度, K 是空间波数, ρ_s 是部分相干球面波的相干长度, α_0 是光源空间相干长度, α_0 是光源等效半径, k 是光波波数, F 是光束曲率半径。当光源为球面或平面波时, (2) 式退化为

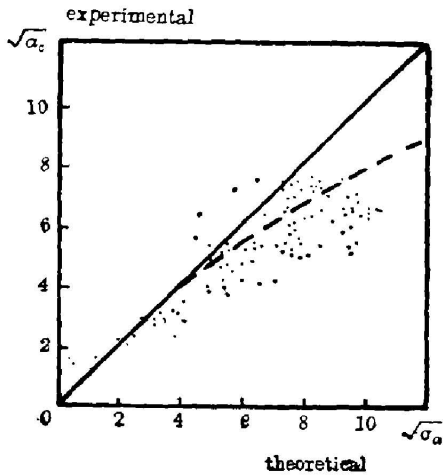


Fig. 1 Comparison of the theory with the experiment

$$\begin{aligned} \langle \alpha_c^2 \rangle = & 4\pi^2 \int_0^{\pi} d\xi \int_0^{\infty} \phi_n(K) K^3 dK \\ & \times \left\{ \exp\left(-\frac{\alpha_{\text{eff}}^2(\xi)}{2} K^2\right) \right. \\ & \left. + \frac{1}{V} \exp\left(-\frac{\alpha_{\text{eff}}^2(\xi)}{2V} K^2\right) \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

(4) 式中 $\alpha_0 = \alpha_s$ 。(2) 式和 (4) 式是本节的主要结果。

在弱起伏区, 当光源为平面波和采用 Kolmogorov 湍谱时, $I(\xi, \mathbf{R}) \approx I(0, \mathbf{R})$ ^[63]。(4) 式给出 $\langle \alpha_c^2 \rangle = 3\langle \sigma_c^2 \rangle \approx 5.76c_s^2 x (2\alpha_s)^{-1/3}$, 该结果与 Chiba^[41] 的结果一致, 这里 $\langle \sigma_c^2 \rangle$ 是光束漂移角方差。

如在 (2) 式和 (4) 式中采用卡曼谱或指数谱^[9]时, 它们也适用于强起伏区, 图 1 给出的 (4) 式的数值结果*(图中虚线所示, 且 ϕ_n 采用卡曼谱)与实验^[51] 较好相符的结果说明了这一点。图 1 中的实线对应微扰近似理论^[52]。图 1 结

* 其条件为: $(x/F) = -1, \Omega = (k\alpha_s^2/x) = 4, K_0 = 10.4 \text{ m}^{-1}, h_0 = 2 \text{ m}, \nu = 0.3, x = 1750 \text{ m}, \sigma_s^2 = 1.06c_s^2 x (2\alpha_s)^{-1/3}, \lambda = 0.5 \mu\text{m}.$

果也表明(2)式。(4)式导出时所作的近似是可行的。

三、反射光束的漂移起伏

当光束在以镜面远大于光束横截面的平面反射镜为反射器的折迭湍流大气光路上传播时,光波复振幅 u 满足下列抛物方程^[7]

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} &= \frac{i}{2k} \Delta_R u + ikN_1(x, \mathbf{R})u, \\ u(\rho, \mathbf{R}) &= u_0(\mathbf{R}), \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

其中
$$N_1(x, \mathbf{R}) = \begin{cases} n_1(x, \mathbf{R}), & x \leq L, \\ n_1(2L-x, \mathbf{R}), & L \leq x \leq 2L, \end{cases}$$

Δ_R 是拉普拉斯算子, $u_0(\mathbf{R})$ 是发射端光波复振幅。

在 $L \leq x \leq 2L$ 区域的回波复振幅 u_r 满足方程:

$$\frac{\partial u_r}{\partial x} = \frac{i}{2k} \Delta_R u_r + ikn_1(2L-x, \mathbf{R})u_r, \quad (6)$$

$$u_r(L, \mathbf{R}) = u_i(L, \mathbf{R}).$$

这里 $u_i(L, \mathbf{R})$ 为入射到反射面处的光波复振幅。

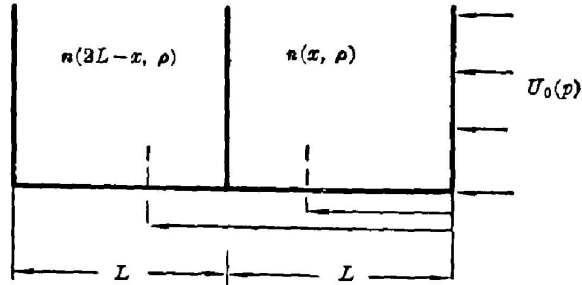


Fig. 2 Light beam propagation path

假设在接收端,发射光束的束心和反射光束的束心近似重合。传输光路如图 2 所示。根据光束漂移理论。令 $\xi = x$, 在 $0 \leq \xi \leq L$ 区域内,光束“重心”位置矢量为^[8]

$$\rho_c = \frac{1}{P_0} \int_0^L (L-\xi) d\xi \iint_{-\infty}^{\infty} d^2 R I(\xi, \mathbf{R}) \nabla_R n_2(\xi, \mathbf{R}). \quad (7)$$

而在 $L \leq \xi \leq 2L$ 区域内,光束“重心”位置矢量为

$$\rho_{cr} = \frac{1}{P_0'} \int_L^{2L} (2L-\xi) d\xi \iint_{-\infty}^{\infty} d^2 R I_r(2L-\xi, \mathbf{R}) \nabla_R n_1(2L-\xi, \mathbf{R}). \quad (8)$$

忽略大气吸收和湍流的后向散射效应,由光束总通量守恒得 $P_0' = P_0$ ^[2], 此关系代入(8)式,并作变量代换 $\xi' = \xi - L$, 则(8)式化为

$$\rho_{cr} = \frac{1}{P_0} \int_0^L (L-\xi) d\xi \iint_{-\infty}^{\infty} I_r(L-\xi, \mathbf{R}) \nabla_R n_1(L-\xi, \mathbf{R}) d^2 R. \quad (9)$$

接收端光束“重心”随机漂移角可由 ρ_c/L 和 ρ_{cr}/L 的叠加求得为

$$\begin{aligned} \sigma_{c,d}(2L) &= \frac{1}{LP_0} \int_0^L (L-\xi) d\xi \iint_{-\infty}^{\infty} d^2 R [I(\xi, \mathbf{R}) \nabla_R n_1(\xi, \mathbf{R}) \\ &\quad + I_r(L-\xi, \mathbf{R}) \nabla_R n_1(L-\xi, \mathbf{R})]. \end{aligned} \quad (10)$$

类似于(2)式的推导,利用 n_1 的 delta 相关性质^[7] 可得经平面镜反射的光束漂移角起伏方差

$$\langle \sigma_{cA}^2(2L) \rangle = \frac{2\pi L}{P_0^2} \int_0^1 (1-\xi)^2 d\xi \iint_{-\infty}^{\infty} d^2 K K^2 \phi_n(K) \int \dots \int d^3 R_1 d^3 R_2 \exp[i\mathbf{K} \cdot (\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)] \\ \times \langle I(\xi, \mathbf{R}_1) I(\xi, \mathbf{R}_2) \rangle + \langle \sigma_{cr}^2(L) \rangle + 2\langle \sigma_{cs}^2(L) \rangle, \quad (11)$$

其中第一项即常用的单程光束漂移角起伏方差 $\langle \sigma_c^2(L) \rangle$, $\langle \sigma_{cr}^2(L) \rangle$ 是反射回波通过 L 路程后的漂移角起伏方差, $2\langle \sigma_{cs}^2(L) \rangle$ 为入射光和反射光间干涉导致相位起伏增加对光束漂移的贡献。它们的具体表达式分别为

$$\langle \sigma_{cr}^2 \rangle = \frac{2\pi L}{P_0^2} \int_0^1 (1-\xi)^2 d\xi \int \dots \int d^2 R_1 d^2 R_2 d^2 K K^2 \phi_n(K) \\ \times \langle I_r(1-\xi, \mathbf{R}_1) I_r(1-\xi, \mathbf{R}_2) \rangle \exp[i\mathbf{K} \cdot (\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)], \quad (12)$$

$$\langle \sigma_{cs}^2 \rangle = \frac{2\pi L}{P_0^2} \int_0^1 (1-\xi) \xi d\xi \int \dots \int d^2 R_1 d^2 R_2 d^2 K K^2 \phi_n(K) \\ \times \langle I(\xi, \mathbf{R}_1) I_r(\xi, \mathbf{R}_2) \rangle \exp[i\mathbf{K} \cdot (\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)]. \quad (13)$$

显然 $\langle \sigma_{cA}^2(2L) \rangle \gg \langle \sigma_c^2(2L) \rangle$ 。这里 $\langle \sigma_c^2(2L) \rangle$ 是光束直接通过 $2L$ 湍层的漂移角起伏方差。

在弱 Kolmogorov 湍流起伏区以及在准直和聚焦光束传播时,可作 $I(\xi, \mathbf{R}) \approx I(0, \mathbf{R}) \approx I_r(L-\xi, \mathbf{R})$ 近似^[9], 在此近似下, 由(12)式和(13)式可得到 $\langle \sigma_{cr}^2(L) \rangle = 2\langle \sigma_c^2(L) \rangle = \langle \sigma_c^2(L) \rangle = [0.099\pi^2 \Gamma(1/6) c_n^2 / 2\sqrt{2}] L (2\alpha_0)^{-1/3} = (1/2) \langle \sigma_c(2L) \rangle$ 。把此关系代入(11)式, 可得到

$$\langle \sigma_{cA}^2(2L) \rangle = \frac{3}{2} \langle \sigma_c(2L) \rangle. \quad (14)$$

这结果与直接把光波复振幅的对数正态分布近似应用于漂移起伏方差, 定义 $\langle \rho^2 \rangle = \int \dots \int d^3 R_1 d^3 R_2 \mathbf{R}_1 \cdot \mathbf{R}_2 \times \Gamma_4(x, \mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) / P_0^2$ 得到的有限平面波, 经平面镜反射后漂移放大为 3/2 倍^[4] 是一致的。不过我们的结论也适用于聚焦束传播的情况。

在强起伏区, 我们利用文献[8]对光波互相干函数 $\Gamma_{2L}(\rho, \mathbf{R})$ 的分析来讨论漂移的放大问题。根据对易原理, 传播于湍流层 $x \in (0, L)$ 内的光束被处于 $x=L$ 的平面镜反射后, 被反射光波的互相干函数为^[8]

$$\Gamma_{2L}(\rho, \mathbf{R}) = \left\langle u_{21} \left(\mathbf{R} + \frac{1}{2} \rho \right) u_{21}^* \left(\mathbf{R} - \frac{1}{2} \rho \right) \right\rangle \\ = \int \dots \int u \left(\mathbf{R}_0 + \frac{1}{2} \rho_0 \right) u^* \left(\mathbf{R}_0 - \frac{1}{2} \rho_0 \right) \left\langle G \left(0, \mathbf{R}_0 + \frac{1}{2} \rho_0; L, \mathbf{R}' + \frac{1}{2} \rho' \right) \right. \\ \times G^* \left(0, \mathbf{R}_0 - \frac{1}{2} \rho_0; L, \mathbf{R}' - \frac{1}{2} \rho' \right) G \left(0, \mathbf{R} + \frac{1}{2} \rho; L, \mathbf{R}' + \frac{1}{2} \rho' \right) \\ \left. \times G^* \left(0, \mathbf{R} - \frac{1}{2} \rho; L, \mathbf{R}' - \frac{1}{2} \rho' \right) \right\rangle d^3 R_0 d^3 \rho_0 d^3 R' d^3 \rho', \quad (15)$$

其中 $u(\rho)$ 是入射到湍流层 $x=0$ 处的光波复振幅, $u_{2L}(\rho)$ 是 $x=2L$ 处的被反射波的复振幅,

$G(0, \rho_0; x, \rho)$ 为湍流介质中球面波的复振幅, 其满足方程

$$2ik \frac{\partial G}{\partial x} + \Delta_R G = 2k^2 n_1(x, \rho) G, \quad G(0, \rho_0; x, \rho) = \delta(\rho_0 - \rho).$$

假设湍流起伏足够大, 球面波通过距离为 L 的湍流层后波复振幅满足正态分布统计。由正态分布的统计特性可得到

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_{2L}(\rho, \mathbf{R}) &= \Gamma_{1r}(L, \rho, \mathbf{R}) + \Gamma_{2r}(L, \rho, \mathbf{R}), \\ \Gamma_{1r}(L, \rho, \mathbf{R}) &= \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} d^2 R_0 d^2 \rho' u\left(\mathbf{R}_0 + \rho' - \frac{1}{2}\rho\right) u^*\left[\mathbf{R}_0 - \left(\rho' - \frac{1}{2}\rho\right)\right] \\ &\quad \times \exp\left[\frac{ik}{L}(\rho - \rho')(\mathbf{R} - \mathbf{R}_0) - D_s(\rho', \rho) - D_s(\rho', 2\rho' - \rho)\right], \\ \Gamma_{2r}(L, \rho, \mathbf{R}) &= \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} d^2 R_0 d^2 \rho' u\left(\mathbf{R}_0 + \rho' - \frac{1}{2}\rho\right) u^*\left[\mathbf{R}_0 - \left(\rho' - \frac{1}{2}\rho\right)\right] \\ &\quad \times \exp\left[\frac{ik}{L}(\rho - \rho')(\mathbf{R} - \mathbf{R}_0) - D_s(\rho', \mathbf{R}_0 - \mathbf{R} + \rho') \right. \\ &\quad \left. - D_s(\rho', \mathbf{R} - \mathbf{R}_0 + \rho')\right], \end{aligned} \right\} (16)$$

其中 D_s 是相位结构函数^[8]。 Γ_{1r} 是直接通过 $2L$ 距离的光波互相干函数。 Γ_{2r} 是被反射场的长距离相关函数, 其与反射前和反射后的光束通过相同的不均匀介质相关联。当湍流起伏足够大, 使得光束的湍流扩展远大于衍射扩展时, 由(16)式可得到 $\langle I_{2r}(L, \mathbf{R}) \rangle \ll \langle I_{1r}(L, \mathbf{R}) \rangle$, 即 $\langle I_{2L}(L, \mathbf{R}) \rangle \approx \langle I_{1r}(L, \mathbf{R}) \rangle$ ^[8], 这里 $\langle I_{1r, 2r}(L, \mathbf{R}) \rangle = \Gamma_{1r, 2r}(L, 0, \mathbf{R})$ 。

上述讨论表明, 当湍流扩展远大于衍射扩展时, 平面镜的反射效应 Γ_{2r} 较弱。与此对应, 这时 $2\langle \sigma_{cA}^2(L) \rangle$ 对 $\langle \sigma_{cA}^2(2L) \rangle$ 的贡献较小。这可由下述讨论进一步说明。在强起伏区, 利用光波复振幅正态分布近似, 被反射场的光强互相关函数为 $\langle I_{2L}(\xi, \mathbf{R}_1) I_{2L}(\xi, \mathbf{R}_2) \rangle \approx \langle I_{2L}(\xi, \mathbf{R}_1) \rangle \langle I_{2L}(\xi, \mathbf{R}_2) \rangle + |\Gamma_{2L}(\xi, \mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)|^2 \approx \langle I_{2L}(\xi, \mathbf{R}_1) \rangle \langle I_{2L}(\xi, \mathbf{R}_2) \rangle$ ^[9]。由前面的讨论可知 $\langle I_{2L}(\xi, \mathbf{R}_1) I_{2L}(\xi, \mathbf{R}_2) \rangle \approx \langle I_{1r}(\xi, \mathbf{R}_1) I_{1r}(\xi, \mathbf{R}_2) \rangle$ 。那么由漂移公式^[7]:

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{cA}^2(2L) \rangle &= 4\pi L P_0^{-2} \int_0^1 (1-\xi)^2 d\xi \iint_{-\infty}^{\infty} d^2 K K^2 \phi_n(K) \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} d^2 R_1 d^2 R_2 \\ &\quad \times \exp[i\mathbf{K} \cdot (\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)] \langle I_{2L}(\xi, \mathbf{R}_1) I_{2L}(\xi, \mathbf{R}_2) \rangle, \end{aligned}$$

可知 $\langle \sigma_{cA}^2(2L) \rangle \approx \langle \sigma_{cA}^2(L) \rangle$ 。这表示随着光波传输距离或湍流强度的增加使湍流扩展与衍射扩展的比值增时, 平面镜的漂移放大效应降低。

四、反射束的到达角起伏

根据前面的讨论, 经置于光路中点平面镜反射的光束波阵面在接收面处的随机到达角可表为

$$\frac{d\rho_{\sigma r}}{dx} = \frac{d\rho_{c1}}{dx} + \frac{d\rho_{c2}}{dx}, \quad (17)$$

其中 $(d\rho_{c1}/dx)$ 是在 $0 \leq \xi \leq L$ 区域内湍流导致的波阵面起伏, $(d\rho_{c2}/dx)$ 表示在 $L \leq \xi \leq 2L$ 区域内湍流引起的波阵面起伏。

类似于(2)式导出的方法,由(1)式和(17)式可得到被反射光束的到达角起伏方差

$$\langle \alpha_{cr}^2 \rangle = \left\langle \frac{d\rho_{cr1}}{dx} \cdot \frac{d\rho_{cr2}}{dx} \right\rangle = \langle \alpha_c^2(2L) \rangle + 2 \left\langle \frac{d\rho_{c1}}{dx} \cdot \frac{d\rho_{c2}}{dx} \right\rangle, \quad (18)$$

其中 $\langle \alpha_c^2(2L) \rangle$ 是光束直接通过 $2L$ 湍层后的到达角起伏方差,(18)式的第二项为反射前和反射后光波干涉对到达角起伏的贡献,具体表达式为

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{d\rho_{c1}}{dx} \cdot \frac{d\rho_{c2}}{dx} \right\rangle &= \frac{4\pi^2}{P_0^2} \int_0^L d\xi \int_0^\infty dK K^3 \phi_n(K) \int_{-\infty}^\infty \dots \int_{-\infty}^\infty d^2R_1 d^2R_2 \exp[iK \cdot (R_1 - R_2)] \\ &\times \langle I(\xi, \mathbf{R}) I_r(\xi, \mathbf{R}_2) \rangle t(\mathbf{R}_1) t(\mathbf{R}_2). \end{aligned} \quad (19)$$

在弱起伏区,当光源为准直和聚焦光束时,可作 $I(\xi, \mathbf{R}) \approx I_r(\xi, \mathbf{R}) \approx I(0, \mathbf{R})$ 近似。

在此近似下, $\left\langle \frac{d\rho_{c1}}{dx} \cdot \frac{d\rho_{c2}}{dx} \right\rangle \approx \langle \alpha_c^2(L) \rangle = (1/2) \langle \alpha_c^2(2L) \rangle$ 。由此关系和(17)式可得:

$$\langle \alpha_{cr}^2(2L) \rangle = 2 \langle \alpha_c^2(2L) \rangle. \quad (20)$$

该结果和文献[1]、[10]用其它方法得到的结果一致。类似于上节对的讨论,当湍流扩展远大于衍射扩展时, $\langle \alpha_{cr}^2(2L) \rangle$ 趋于 $\langle \alpha_c^2(2L) \rangle$ 。这说明不仅在传输距离增加时。平面镜的漂移放大效应降低^[2],当湍流强度 O_n^2 增加到湍流扩展远大于衍射扩展时,被反射束的到达角起伏放大也降低。

如上述讨论中引入反射核函数^[1],由类似的讨论可得到在弱起伏区三角棱镜对被反射束的漂移角和到达角起伏的降低效应。

五、小 结

本文利用“马尔柯夫近似”讨论了湍流大气中部分相干光束的到达角起伏问题,并得到适用于整个起伏区的简单表达式。我们同时也导得比现有理论更普遍的折迭光路上光束漂移角和到达角起伏公式,并且讨论了在强起伏区光束传播方向起伏的反射放大性质和得到了弱起伏区经平面镜反射的准直和聚焦光束的漂移和到达角起伏的放大率。

参 考 文 献

- [1] Yu. I. Kopilevich, G. B. Sochilin; *Soviet J. Quant. Electron.*, 1984, **44**, No. 2 (Feb), 217.
- [2] V. P. Lukin, V. M. Sazanovich; *Radiophys. Quant. Electron.*, 1980, **23**, No. 6 (Jun), 484.
- [3] R. J. Cook; *J. O. S. A.*, 1975, **65**, No. 8 (Aug), 942.
- [4] T. Chiba; *Appl. Opt.*, 1971, **10**, No. 10 (Nov), 2456.
- [5] M. S. Meleukii, V. L. Mironov; *Soviet J. Quant. Electron.*, 1982, **12**, No. 1 (Jan), 3.
- [6] V. I. Klyatskin *et al.*; *Ж. Э. Т. Ф.*, 1973, **65**, No. 1 (Jan), 54.
- [7] V. L. Mironov, V. V. Nosov; *J. O. S. A.*, 1977, **67**, No. 8 (Aug), 1073.
- [8] A. B. Krupnik, A. I. Saichev; *Radiophys. Quant. Electron.*, 1982, **24**, No. 10 (Oct), 840.
- [9] V. E. Zuev; *Laser Beam in the Atmosphere*, (Interscience, New York, 1982), Chap 4.
- [10] V. L. Mironov, V. V. Nosov; *Izv. Vuz. SSSR, Ser. Radiofizika*, 1977, **20**, No. 10 (Oct) 1530.
- [11] 宋正方;《红外研究》, 1986, **A5**, No. 1 (Feb), 42.

Direction fluctuation of laser beam propagation in turbulent atmosphere

ZHANG YIXIN

(East China Institute of Technology, Nanjing)

SONG ZHENGFANG

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Hefei)

(Received 3 October 1985; revised 7 April 1986)

Abstract

The formula of arrival angles of spatially partial coherent light beams propagating through turbulent atmosphere is derived from Markovian process approximation, which can be used in both weak and strong intensity fluctuations. We also, have devived the beam wander angle and arrival angle fluctuation variance of the light beam reflected by a mirror when the beam propagating through the turbulent atmosphere. The reflecting "amplification" characteristics of the beam wandersa and arrival angles of light beams propagating along a fold path is discussed, which passes the distance twice between the transmitter-receiver and the mirror reflecter in weak and strong intensity fluctuations.