上海激光大气闪烁的空间相关

温景嵩

（中国科学院安徽光机所）

魏公毅

（中国科学院北京计算中心）

提要：本文使用上海湍流强度分布模型，分析了湍流非均匀条件下，大气闪烁的空间相关特征，并比较了它和湍流均匀条件下的结果异同。着重讨论了远程光束闪烁的空间相关及其相关尺度。本文还讨论了短程光束的某些特点。

The space correlation of atmospheric scintillation of the laser beam in Shanghai

Wen Jingsong

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

Wei Gongyi

(Beijing Computer Center, Academia Sinica)

Abstract: In this paper, we use the model for turbulence intensity distribution in Shanghai to analyse the space correlation of atmospheric scintillation. Some characteristics of atmospheric scintillation under the condition of nonhomogeneous turbulence are quite different from those deduced from homogeneous condition. The space correlation and the correlative scale of scintillation of laser beam on long path are discussed and some characteristics of those on short paths are discussed too.

一、引　言

大气闪烁的空间相关是闪烁现象一个重要的统计特征，在应用上它又是确定大口经接收系统平滑效率的主要因子[1]，因此，人们曾对它进行过大量研究[2~4]。然而以前的研究多集中于湍流均匀情况，而湍流非均匀（主要指斜程问题）情况研究甚少，对于球面波束状波问题亦研究甚少，我国斜程的空间相关还未触及，这些问题又是在激光应用中急需知道的特征量。为此，本文试图在文献[5]提出的上海湍流分布模型的基础上，对以上问题进行一些探讨。

收稿日期：1980 年 7 月 28 日。

二、计算方法

湍流强度非均匀且服从 Kolmogorov 三分之二定律时，大气闪烁的空间相关由下式给出[6,7]:

$$B_A(\rho)=2.1757k^{7/6}L^{11/6}\int_0^1 C_N^2(x,\theta)dx\,\mathrm{Re}\cdot\left\{[i\gamma(1-x)]^{5/6}{}_1F_1\left(\frac{-5}{6},1;\frac{ik(\gamma\rho)^2}{4L\gamma(1-x)}\right)-[\gamma_2(1-x)]^{5/6}{}_1F_1\left(\frac{-5}{6},1;\frac{-k(\gamma_1\rho)^2}{4L\gamma_2(1-x)}\right)\right\} \quad (1)$$

式中符号意义与文献[1]同。这里的 ρ 表示在 $\eta=L$ 平面上两点间距离，束状波空间相关是非均匀的，本文仅考虑两点的对称中心与光轴重合的那些空间相关性质。(1)式中的 ${}_1F_1(\alpha,\beta;z)$ 是库末函数，它可展成以下级数形式:

$${}_1F_1(\alpha,\beta;z)=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(\alpha)_n}{n!(\beta)_n}z^n \quad (\beta\neq 0,-1,-2,\cdots) \quad (2)$$

式中

$$(\alpha)_n=\frac{\Gamma(\alpha+n)}{\Gamma(\alpha)} \qquad (n\geqslant 1) \quad (3)$$

在计算中会遇到 $z\to\infty$（亦即 $x\to 1$ 时或 $\gamma_2\to 0$ 时）的情况，此时，要使用 ${}_1F_1$ 的渐近展式:

$${}_1F_1(\alpha,\beta;z)\sim\frac{\Gamma(\beta)}{\Gamma(\beta-\alpha)}e^{\pm\alpha\pi i}z^{-\alpha}\cdot\left\{1+\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n\frac{(\alpha)_n(1-\beta+\alpha)_n}{n!z^n}\right\}+\frac{\Gamma(\beta)}{\Gamma(\alpha)}e^z z^{\alpha-\gamma}\cdot\left\{1+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(\beta-\alpha)_n(1-\alpha)_n}{n!z^n}\right\}, \quad (4)$$

式中 $e^{\pm\alpha\pi i}$，当 $-\frac{\pi}{2}<\arg z<\frac{3}{2}\pi$ 时，指数取正号，当 $-3\pi/2<\arg z<\pi/2$ 时，指数取负号。据此容易证明，(1)式中积分里的第二项，对于平面波（此时 $\gamma\to 1$, $\gamma_2\to 0$），极限为 $\frac{1}{\Gamma\left(\frac{11}{6}\right)}\left(\frac{\pi\rho^2}{2\lambda L}\right)^{5/6}$；对于球面波（此时 $\gamma\to x$, $\gamma_2\to 0$），极限为 $\frac{1}{\Gamma\left(\frac{11}{6}\right)}\left(\frac{\pi x^2\rho^2}{2\lambda L}\right)^{5/6}$。 (1)

式中的第一项在两种情况下可用(2)、(3)与(4)式展开其中的库末函数，由此得到相关系数 $b_A(\rho)$ 的计算公式（平面波）:

$$b_A(\rho)=\frac{\int_0^1 G_A(x,\rho)C_N^2(x,\theta)dx}{\int_0^1\mathrm{Re}[i(1-x)^{5/6}]C_N^2(x,\theta)dx} \quad (5)$$

式中

$$G_A(x,\rho)=\mathrm{Re}\left\{[i(1-x)]^{5/6}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\Gamma\left(n-\frac{5}{6}\right)}{\Gamma\left(\frac{5}{6}\right)(n!)^2}\cdot\left(\frac{i\pi\rho^2}{2\lambda L(1-x)}\right)^n\right\}-\frac{1}{\Gamma\left(\frac{11}{6}\right)}\left(\frac{\pi\rho^2}{2\lambda L}\right)^{5/6},$$

$$\left(0\leqslant x<1,\ \text{或}\ \left|\frac{i\pi\rho^2}{2\lambda L(1-x)}\right|\ \text{很小}\right); \quad (6)$$

$$G_A(x,\rho)=\mathrm{Re}\left\{\frac{1}{\Gamma\left(\frac{11}{6}\right)}\left(\frac{\pi\rho^2}{2\lambda L}\right)^{5/6}\cdot\left(1+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\Gamma^2\left(n-\frac{5}{6}\right)}{\Gamma^2\left(\frac{-5}{6}\right)}\left(\frac{2\lambda L(1-x)}{i\pi\rho^2}\right)^n\right)+\frac{1}{\Gamma\left(\frac{-5}{6}\right)}(1-x)^{8/3}\left(\frac{2\lambda L}{\pi\rho^2}\right)^{11/6}\cdot e^{i\frac{\pi}{2}\left(\frac{\rho^2}{\lambda L(1-x)}-1\right)}\cdot\left(1+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\Gamma^2\left(n+\frac{11}{6}\right)}{\Gamma^2\left(\frac{11}{6}\right)(n!)}\cdot\left(\frac{(2\lambda L(1-x)}{i\pi\rho^2}\right)^n\right)\right\}-\frac{1}{\Gamma\left(\frac{11}{6}\right)}\left(\frac{\pi\rho^2}{2\lambda L}\right)^{5/6},$$

$$\left(x\to 1,\ \text{或}\ \left|\frac{i\pi\rho}{2\lambda L(1-x)}\right|\ \text{很大时}\right); \quad (7)$$

在计算球面波闪烁的空间相关系数时，只需把(5)、(6)、(7)式中 ρ^2 改写成 $x^2\rho^2$，$(1-x)$ 改写成 $x(1-x)$ 即可。Fried 曾经得到下列形状的平面波相关函数计算公式：

$$B_A(\rho)=(0.033)\pi^2C_N^2k^{7/6}L^{11/6}\cdot\left\{\frac{\Gamma\left(\frac{-5}{6}\right)}{\Gamma\left(\frac{11}{6}\right)}\left(\frac{k\rho^2}{4L}\right)+\Gamma\left(\frac{-11}{6}\right)\mathrm{Im}\left[\exp\left(\frac{11}{12}\pi i\right){}_1F_1\cdot\left(\frac{-11}{6},1,\frac{ik\rho^2}{4L}\right)\right]\right\}。\quad(8)$$

可以证明。它和本文得到的相应的公式完全一致。对于束状波的相关系数，只需把(5)式中分母换成 $\mathrm{Re}\int_0^1\{[i\gamma(1-x)]^{5/6}-[\gamma_2(1-x)]^{5/6}\}C_N^2(x,\theta)dx$ 即可。此时，该式分子中的核函数 $G_A(x,\rho)$ 由下式给出，显然，这时存在两个表达式：

$$G_A(x,\rho)=\mathrm{Re}\left\{[i\gamma(1-x)]^{5/6}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\Gamma\left(n-\frac{5}{6}\right)}{\Gamma\left(\frac{-5}{6}\right)(n!)^2}\left(\frac{i\gamma\pi\rho^2}{2\lambda L(1-x)}\right)^n-[\gamma_2(1-x)]^{5/6}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\Gamma\left(n-\frac{5}{6}\right)}{\Gamma\left(\frac{-5}{6}\right)(n!)^2}\left(\frac{-\pi\gamma_1^2\rho^2}{2\lambda L\gamma_2(1-x)}\right)^n\right\}\quad(0\leqslant x<1),\quad(9)$$

$$\begin{aligned}G_A(x,\rho)=\mathrm{Re}\Bigg\{&\frac{1}{\Gamma\left(\frac{11}{6}\right)}\left(\frac{\pi\gamma^2\rho^2}{2\lambda L}\right)^{5/6}\cdot\left[1+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^n\Gamma^2\left(n-\frac{5}{6}\right)}{(n!)\Gamma^2\left(\frac{-5}{6}\right)}\cdot\left(\frac{2\lambda L(1-x)}{i\gamma\pi\rho^2}\right)^n\right]+\frac{1}{\Gamma\left(\frac{-5}{6}\right)}\\&\cdot\frac{(1-x)^{8/3}}{\gamma}\left(\frac{2\lambda L}{\pi\rho^2}\right)^{11/6}\cdot\exp\left[\frac{\pi i}{2}\left(\frac{\gamma\rho^2}{\lambda L(1-x)}-1\right)\right]\cdot\left[1+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\Gamma^2\left(n+\frac{11}{6}\right)}{(n!)\Gamma^2\left(\frac{11}{6}\right)}\cdot\left(\frac{2\lambda L(1-x)}{i\gamma\pi\rho^2}\right)^n\right]-\frac{1}{\Gamma\left(\frac{11}{6}\right)}\\&\cdot\left(\frac{\pi\gamma_1^2\rho^2}{2\lambda L}\right)^{5/6}\left[1+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^n\Gamma^2\left(n-\frac{5}{6}\right)}{(n!)\Gamma^2\left(\frac{-5}{6}\right)}\cdot\left(\frac{-2\lambda L\gamma_2(1-x)}{\pi\gamma_1^2\rho^2}\right)^n\right]-\frac{1}{\Gamma\left(\frac{-5}{6}\right)}\\&\cdot[\gamma_2(1-x)]^{8/3}\left(\frac{2\lambda L}{\pi\gamma_1^2\rho^2}\right)^{11/6}\cdot\exp\left\{-\frac{\pi\gamma_1^2\rho^2}{2\lambda L\gamma_2(1-x)}-\frac{11}{6}\pi i\right\}\\&\cdot\left[1+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\Gamma^2\left(n+\frac{11}{6}\right)}{(n!)\Gamma^2\left(\frac{11}{6}\right)}\cdot\left(\frac{-2\lambda L\gamma_2(1-x)}{\pi\gamma_1^2\rho^2}\right)^n\right]\Bigg\}。\quad(x\to1)\quad(10)\end{aligned}$$

我们用数值试验方法确定在[0, 1]区间中两个核函数 $G_A(x,\rho)$ 的转换点 x_T。以 G_{A1} 表示(9)式，G_{A2} 表示(10)式。在[0, 1]区间中任给一 x_{T1} 值，在该点上计算两个核函数值，然后就可以求出其差值 $|G_{A1}(x_{T1},\rho)-G_{A2}(x_{T1},\rho)|$，把该差值与误差控制 ε 比较（当 G_A 绝对值大于1时，取 $\varepsilon=0.1\%$；当 G_A 绝对值小于1时，取 $\varepsilon=0.001$）。当 $|G_{A1}(x_{T1},\rho)-G_{A2}(x_{T1},\rho)|>\varepsilon$，则移动 x_{T1} 至 x_{T2}，反复试验直至 $|G_{A1}-G_{A2}|<\varepsilon$ 为止。命此时的 x_{Tn} 为两个核函数转换点，在 $[0, x_{Tn}]$ 中使用 $G_A(x,\rho)$ 的(9)式，在 $[x_T, 1]$ 区间中使用 $G_A(x,\rho)$ 的(10)式。用以上方法，我们对平面波、球面波当 ρ 取不同值时，求出了各自的 x_T 值（无因次 ρ 值使 $P_1\left(=\sqrt{\frac{\pi}{2\lambda L}}\rho\right)$ 取值

从0.1到3)。束状波的核函数中含有两个库末函数，头一个的转换点显然与球面波一致。后一个我们按宗量 $z=\frac{-\gamma_1^2P_1^2}{\gamma_2(1-x)}$ 来确定，对于 ${}_1F_1\left(\frac{-5}{6},1;z\right)$ 而言，数值试验得到其转换点 $z_T=20$。

三、计算结果

1. $C_N^2=$常数时的情况

我们先看 $C_N^2=$常数时相关系数特点。图1给出了此时五种波型的相关系数。图中平面波曲线与文献[2]完全一致，球面波与文献[3]一致。显然，$C_N^2=$常数时 $b_A(P_1)$ 唯一地决定于波型，图1表明，此时平面波相关最弱，球面波最强，发散光束与球面波一致，而准直光束介于两者之间。以 $b_A(P_1)\sim0.1$ 为相关尺度 ρ_0 计算标准，则球面波之 $\rho_0\sim0.9\sqrt{\lambda L}$，平面波 $\rho_0\sim0.6\sqrt{\lambda L}$，准直光束 $\rho_0\sim0.7\sqrt{\lambda L}$，大致说来均与 $\sqrt{\lambda L}$ 量级相同。图1的相关是在弱起伏条件下得到的。这说明湍流均匀且为弱起伏时的 $b_A(P_1)$ 与 P_{10} 均与闪烁强度 χ_A^2 无关(而当 χ_A^2 饱和以后，b_A、P_{10} 就会随 C_N^2、L 进一步增加而降低)。

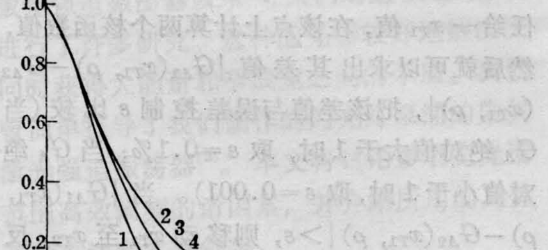

图1　$C_N^2=$常数时相关系数曲线

1—平面波；2—球面波；3—$W_0=1$毫米，$\alpha_0=1$毫弧度，$\lambda=0.6328$微米，$L=1$公里；4—$W_0=1$毫米，$\alpha_0=3$毫弧度，$\lambda=0.6328$微米，$L=1$公里；　5—$W_0=25$厘米，$\alpha_0=0.5$毫弧度，$\lambda=0.6328$微米，$L=1$公里

2. $C_N^2\neq$常数时 $b_A(P_1)$ 与 L 的关系

图2-5给出天顶和近地平两方向上 b_A 与 L 的关系。显然与 $C_N^2=$常数时不同，$C_N^2\neq$常数时的 $b_A(P_1)$ 与 L(即 $\overline{\chi_A^2}$)有关。当 $C_N^2\neq$常数时，甚至走向的不同也会使 $b_A(P_1)$ 不

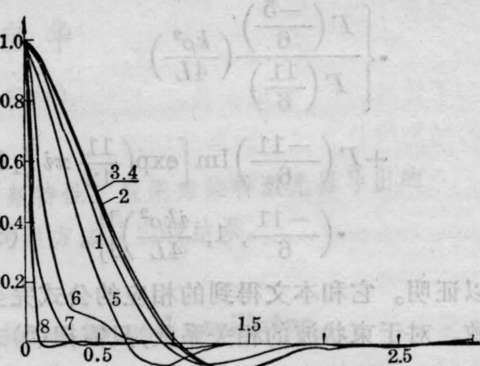

图2　平面波 $b_A(P_1)$ 与 L 的关系($\theta=0°$)

1～4—地对空，　5～8—空对地，其中：　1、5—$L=1$公里；　2、6—$L=10$公里；　3、7—$L=100$公里；　4、8—$L=1000$公里

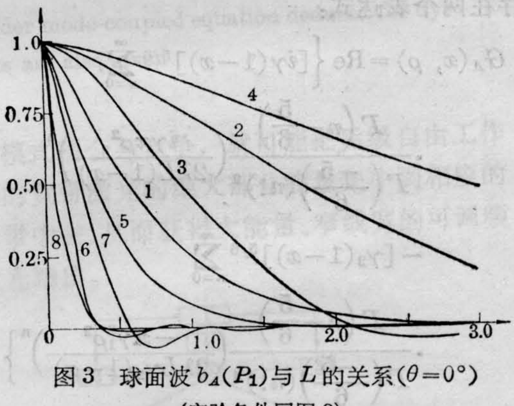

图3　球面波 $b_A(P_1)$ 与 L 的关系($\theta=0°$)

(实验条件同图2)

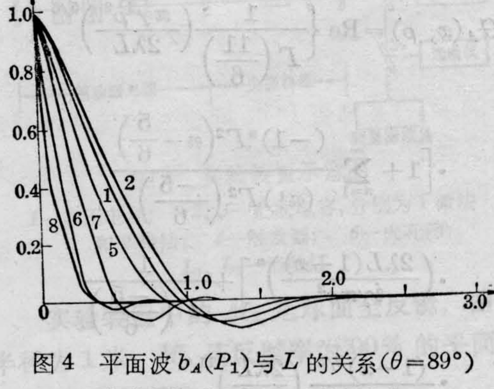

图4　平面波 $b_A(P_1)$ 与 L 的关系($\theta=89°$)

(实验条件同图2)；3、4均已饱和

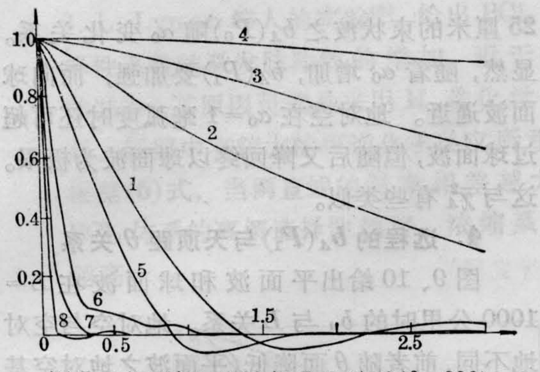

图 5　球面波 $b_A(P_1)$ 与 L 的关系($\theta=89°$)
(实验条件同图 2)

同。这种差别且随 L 增加而增加，球面波中这种特点更为显著。

从图 2-5 可得到 $C_N^2\neq$常数时无量纲相关尺度 P_{10} 与光程 L 关系(表 1、2)。地对空无因次相关尺度大于空对地，且随 L 而增加；空对地之 P_{10} 有减小趋势；球面波大于平面波；远程的空对地情况中，平面波与球面波一致。还应指出，当 $C_N^2\neq$常数时，球面波的 $\overline{\chi_A^2}$ 特征与 $b_A(P_1)$ 不同，前者与走向无关，后者则与走向有密切关系。说明核函数在后一问题中并不对称。

表 1　地对空无因次相关尺度 P_{10} 与 L 关系

θ	波型 \ L(公里)	1	10	100	1000
0°	平面波	0.79	0.87	0.885	0.885
	球面波	1.13	(~4.5)	(≫3)	(≫3)
89°	平面波	0.79	0.87	(-)*	(-)*
	球面波	1.54	(~3.5)	1.76	(≫3)

表 2　空对地无因次相关尺度 P_{10} 与 L 关系

θ	波型 \ L(公里)	1	10	100	1000
0°	平面波	0.59	0.38	0.18	0.09
	球面波	0.76	0.29	0.18	0.09
89°	平面波	0.67	0.28	0.44	0.26
	球面波	0.9	0.28	0.48	0.26

表 3-6 给出两种常用波段的有量纲相关尺度 ρ_0 与 L 的关系。把这些表和上面 $C_N^2=$常数时的结果比较一下。可以看出两者有很大区别，$C_N^2=$常数时，ρ_0 基本上都与 $\sqrt{\lambda L}$ 量级相同与之成正比。$C_N^2\neq$常数时，地对空 ρ_0 随 L 增加速度要比 $\sqrt{\lambda L}$ 为快，甚至可比 $\sqrt{\lambda L}$ 大许多倍(球面波)。而另一方面空对

表 3　$\lambda=0.6328$ 微米地对空之 ρ_0(厘米)与 L 关系

θ	波型 \ L(公里)	1	10	100	1000
0°	平面波	1.6	5.5	17.8	56.2
	球面波	2.3	(~28)	(≫60)	(≫191)
89°	平面波	1.6	5.5	(-)*	(-)*
	球面波	3.1	(~22)	35.4	(≫191)

表 4　$\lambda=0.6328$ 微米空对地之 ρ_0(厘米)与 L 关系

θ	波型 \ L(公里)	1	10	100	1000
0°	平面波	1.2	2.4	3.6	5.7
	球面波	1.5	1.8	3.6	5.7
89°	平面波	1.4	1.8	8.9	16.5
	球面波	1.8	1.8	9.7	16.5

表 5　$\lambda=10.6$ 微米地对空之 ρ_0(厘米)与 L 关系

θ	波型 \ L(公里)	1	10	100	1000
0°	平面波	6.5	22.6	72.7	230
	球面波	10.7	(~116)	(≫247)	(≫780)
89°	平面波	6.5	22.6	(-)*	(-)*
	球面波	12.7	(~91)	145	(≫780)

表 6　$\lambda=10.6$ 微米时空对地之 ρ_0(厘米)与 L 关系

θ	波型 \ L(公里)	1	10	100	1000
0°	平面波	4.9	9.9	14.8	23.4
	球面波	6.3	7.5	14.8	23.4
89°	平面波	5.5	7.3	36.2	67.6
	球面波	7.4	7.3	39.4	67.6

表中(-)* 表示已进入饱和。

地 ρ_0 随 L 增加速度要比 $\sqrt{\lambda L}$ 为慢,甚至可比 $\sqrt{\lambda L}$ 小一个量级。最后在天文观测中所测得的星光闪烁 ρ_0 大多为 8～10 厘米,与表 4 比较一下,可知与本文结果大体一致。

关于束状波的 $b_A(P_1)$,计算表明发散光束无论是近程还是远程均与球面波一致。对于准直光束,图 6–7 表明,远程($L=1000$ 公里)时和球面波完全一致(与图 3、5 比较),近程时($L=1$ 公里)则介于平面波、球面波之间。这样就和两者不同而与波段 λ 有关,此时长波的 b_A 略强一些。

3．短程束状波之 $b_A(P_1)$ 与 α_0 的关系

图 8 给出了 $\theta=0°$,$L=1$ 公里时,$W_0=25$ 厘米的束状波之 $b_A(P_0)$ 随 α_0 变化关系。显然,随着 α_0 增加,$b_A(P_1)$ 要加强,而向球面波逼近。地对空在 $\alpha_0=1$ 毫弧度时还可超过球面波,但随后又降回终以球面波为极限。这与 χ_A^2 有些类似。

4．远程的 $b_A(P_1)$ 与天顶距 θ 关系

图 9、10 给出平面波和球面波在 $L=1000$ 公里时的 b_A 与 L 关系。地对空与空对地不同,前者随 θ 而降低(平面波之地对空基本不变,但当 $L=100$ 公里时就可看出,它的地对空随 θ 也有降低趋势),而空对地则均随 θ 而增加。当 $C_N^2(z)$ 用一种比较光滑的函数描述时,文献[3]证明了,在 θ 不太大的空

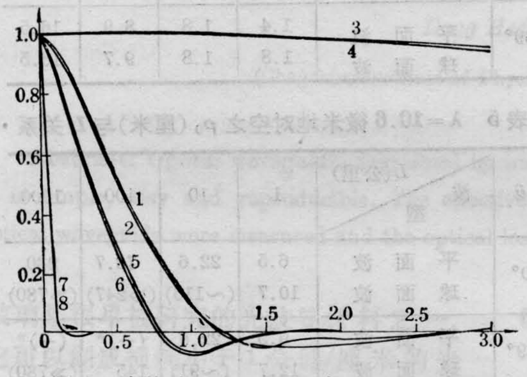

图 6　束状波($W_0=25$ 厘米,$\alpha_0=0.5$ 毫弧度)$b_A(P_1)$ 与 L 的关系($\theta=0°$)

1～4—地对空,*5～8*—空对地,其中 *1、5*—$L=1$ 公里,*3、7*—$L=1000$ 公里($\lambda=10.6$ 微米);*2、6*—$L=1$ 公里,*4、8*—$L=1000$ 公里($\lambda=0.6328$ 微米)

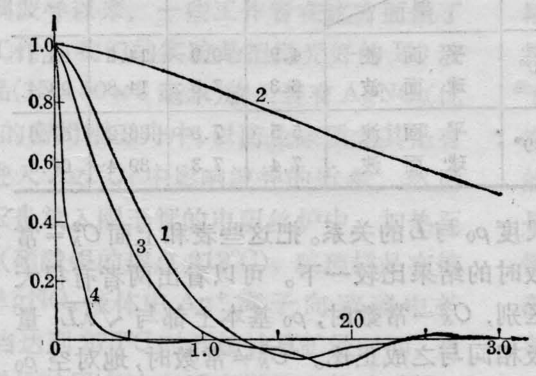

图 7　束状波($W_0=25$ 厘米,$\alpha_0=0.5$ 毫弧度)$b_A(P_1)$ 与 L 的关系($\theta=89°$)

1—$L=1$ 公里,地对空;*2*—$L=1000$ 公里,地对空;*3*—$L=1$ 公里,空对地;*4*—$L=1000$ 公里,空对地

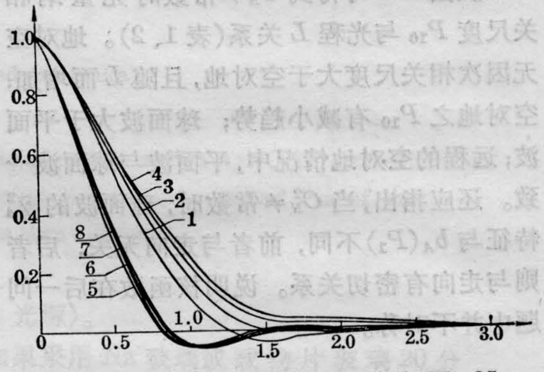

图 8　准直光束 $b_A(P_1)$ 与 α_0 的关系($W=25$ 厘米,$\theta=0°$,$L=1$ 公里,$\lambda=10.6$ 微米)

1～4—地对空,*2～8*—空对地
其中:*1、5*—$\alpha_0=0.5$ 毫弧度;*2、6*—$\alpha_0=1$ 毫弧度;*3、7*—$\alpha_0=2$ 毫弧度;*4、8*—$\alpha_0=3$ 毫弧度

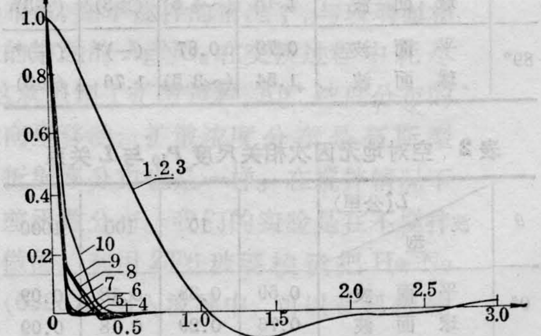

图 9　平面波 $b_A(P_1)$ 与 θ 的关系($L=1000$ 公里)

1～3—地对空;*4～10*—空对地;*1、4*—$\theta=0°$;*2、5*—$\theta=30°$;*3、6*—$\theta=50°$　*7*—$\theta=70°$;*8*—$\theta=80°$;*9*—$\theta=85°$;*10*—$\theta=89°$

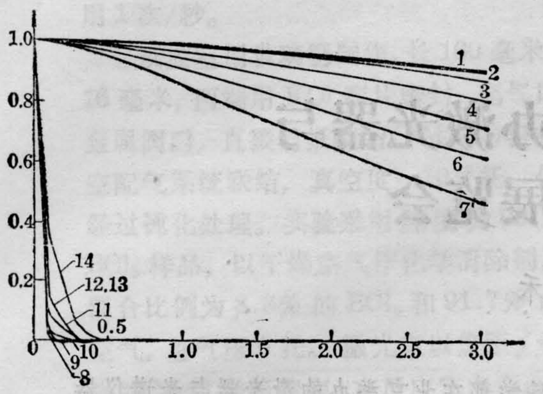

图 10　球面波 $b_A(P_1)$ 与 θ 的关系

(L=1000 公里)

1～7—地对空，　8～14—空对地，

其中：1、8—$\theta=0°$；　2、9—$\theta=30°$；
3、10—$\theta=50°$；　4、11—$\theta=70°$；
5、12—$\theta=80°$；　6、13—$\theta=85°$；
7、14—$\theta=89°$

表 7　L=1000 公里空对地的相关尺度 P_{10} 与 θ 关系

θ	0°	30°	50°	70°	80°	85°	89°
平面波	0.09	0.09	0.095	0.165	0.215	0.235	0.285
$\sqrt{\sec\theta}$	0.09	0.096	0.112	0.154	0.216	0.325	0.680
球面波	0.095	0.095	0.095	0.175	0.220	0.220	0.285
$\sqrt{\sec\theta}$	0.095	0.102	0.119	0.162	0.228	0.322	0.720

域内空对地的相关尺度随 θ 成 $\sqrt{\sec\theta}$ 的比例关系。本文结果也大体与此一致(表 7)。由表可见，当 $\theta\leqslant70°$ 时，P_{10} 的增长与 $\sqrt{\sec\theta}$ 关系符合得比较好(由于计算精度不够，显然，这里的误差较大。对 L=100 公里的计算表示出的关系，其误差则要小得多)。

最后我们指出，本文结果都是根据文献[5]提出的上海 1 月 07 时的 C_N^2 分布计算出的。我们还对其他三种分布(1 月 19 时、7 月 07 时、7 月 19 时)进行了计算，结果表明 $b_A(P_1)$ 对季节变化不太敏感，特别是相关尺度 ρ_0 和季节关系不太大，本文结果有一定代表性。

四、结　语

1. C_N^2 等于常数与不等于常数时的闪烁的 $b_A(P_1)$ 有很大不同。前者唯一地决定于波型，且平面波不可能与球面波相同。后者除与波型有关外，还和其他一些因子有关。远程空对地时的平面波还与球面波一致。束状波中的发散光束均与球面波一致。准直光束远程与球面波相同，近程则介于球面波与平面波之间，因而还和 λ 有关。

2. C_N^2=常数时闪烁的 $b_A(P_1)$ 与 χ_A^2(亦即与 C_N^2 或单独的 L)无关。$C_N^2\neq$常数时则有关。甚至 L 相同时还因走向不同而不同，此种差异还因 L 而加大。

3. 带量纲的相关尺度 ρ_0，当 C_N^2=常数时与 $\sqrt{\lambda L}$ 同一量级(略小一些)。当 $C_N^2\neq$常数时还与 L 和走向有关。地对空 ρ_0 增长速度比 $\sqrt{\lambda L}$ 快，L 很大时可比 $\sqrt{\lambda L}$ 大许多倍。反之 ρ_0 增长速度比 $\sqrt{\lambda L}$ 慢，L 很大时可比 $\sqrt{\lambda L}$ 小一个量级，因此，当 $C_N^2\neq$常数时要对具体问题做具体分析。

4. L=1000 公里球面波的 ρ_0，当 $\theta<70°$ 时服从 $\sqrt{\sec\theta}$ 关系，超过 70° 时速度减慢。对于 λ=0.6328 微米，空对地 ρ_0 为几到十几厘米，地对空远大于 2 米。对于 λ=10.6 微米，空对地 ρ_0 为 23～68 厘米，地对空远大于 8 米。

5. L=1000 公里的 $b_A(P_1)$，特别是 ρ_0 与季节的关系不大。

参 考 文 献

[1] 温景嵩，魏公毅；《激光》，1981，**8**，No. 7，47.

[2] 塔塔尔斯基；《湍流大气中波的传播理论》，1979 年，科学出版社。

[3] R. S. Lawrence, J. W. Strohbehn; *Proc. IEEE*, 1970, **58**, No. 10, 1523.

[4] А. С. Гурвич и др.; "Лазерное излучение в турбулентной атмосфере", Изд. «Наука», 1976.

[5] 温景嵩等；《气象学报》，1980，**38**，No. 2，160.

[6] A. Ishmaru; *Proc. IEEE*, 1969, **57**, No. 4, 407.

[7] A. Ishmaru; *Radio Sci.*, 1969, **4**, No. 4, 295.

[8] D. L. Fried, J. D. Cloud; *JOSA*, 1966, **56**, No. 8, 1667.