

上海的大气闪烁及其对激光应用的影响

温景嵩

(中国科学院安徽光机所)

魏公毅

(中国科学院计算中心)

提要: 把大气闪烁的研究与闪烁对激光工程影响的研究结合起来, 得到了损失因子的天顶距分布, 指出临界天顶距的存在, 低于该临界天顶距时, 激光工程不能以原来在无湍流考虑下预定的性能指标工作下去。根据上海湍流强度分布模型, 进行了计算, 得到两类激光工程的上述特征量在不同条件下的大小。还研究了各种波型的闪烁特征及其转化, 着重研究了束状波的特点及斜程(湍流非均匀)的闪烁问题。

The atmospheric scintillation in Shanghai and its effects on laser engineering

Wen Jingsong

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

Wei Gongyi

(Computer Center, Academia Sinica)

Abstract: The theories of atmospheric scintillation and its effects on laser engineering are combined and the dependence of loss factor on zenith distance are obtained. It has been proved that there exists a critical zenith below which the laser engineering can't operate in accordance with the performance index predetermined without turbulence. From the model of the turbulent intensity distribution in Shanghai, we have calculated these characteristic quantities and got their values for two kinds of laser engineering. We investigated the scintillation characteristics of various wave shapes and their transformation, particularly the characteristics of laser beam wave and the problem of inclined path (for nonhomogeneous turbulence).

一、引言

激光的大气闪烁效应对激光应用工程有重要影响, 在激光的湍流效应中, 它也是一个研究较多的项目。迄今, 一般仅限于把闪烁理论与闪烁对某些激光应用的影响(如激光雷达和光通讯)分开来研究。随着激光工程

的发展, 需要把这两方面的工作结合起来。本文就是这样的一次尝试, 得到一些有趣的结果。

关于斜程和束状波问题, 也是研究得不多的, 而束状波的斜程闪烁正是激光工程所最关心的, 本文将在这方面进行一些讨论。此外, 我国条件下的闪烁特点更是在应用上

收稿日期: 1980年7月28日。

急需回答而又是未曾解决的问题。为此,使用文献[1]中提出的上海湍流强度分布模型,进行了一些计算,以期探讨我国大气湍流对激光应用所可能产生的某些影响。

二、计算方法

Ishmaru 曾给出弱起伏条件下湍谱服从三分之二定律时,高斯光束的闪烁效应公式^[2,3],把式中库末函数展成级数后,公式如下:

$$\begin{aligned} \bar{\chi}_A^2(\rho') &= 2.1757 k^{7/6} L^{11/6} \\ &\times \int_0^1 G_A(x) C_N^2(x, \theta) dx; \quad (1) \\ G_A(x) &= R_0 [i\gamma(1-x)]^{5/6} \\ &\frac{[\gamma_2(1-x)]^{5/6}}{\Gamma\left(\frac{-5}{6}\right)} \\ &\times \sum_{j=0}^{\infty} \frac{\Gamma\left(j-\frac{5}{6}\right)}{(j!)^2} \left(\frac{\rho'\alpha_1 L}{\Delta}\right)^j. \quad (2) \end{aligned}$$

光源位于坐标原点, L 沿光轴距离, $\vec{\rho}'$ 是 $\eta=L$ 平面上二维无因次向量, ρ' 是其模,

$$\rho' = \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda L}} \rho,$$

λ 是激光波长, k 是波数,

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad x = \eta/L,$$

θ 是光束天顶距,

$$\begin{aligned} \gamma &= \gamma_1 - i\gamma_2, \quad \gamma_1 = \gamma_1(x; \alpha_1, \alpha_2, L), \\ \gamma_2 &= \gamma_2(x; \alpha_1, \alpha_2, L), \quad [2,3] \end{aligned}$$

其中 $\alpha_1 = \lambda/\pi W_0^2$, $\alpha_2 = \frac{1}{R_0} = \frac{\alpha_0}{2W_0}$, (W_0 是光束在光源处半径, α_0 是发散角, R_0 是光源处曲率半径)。(2)式中

$$\Delta = (1 - \alpha_2 L)^2 + (\alpha_1 L)^2.$$

对于平面波, $\gamma = \gamma_1 = 1$, $\gamma_2 = 0$; 对于球面波 $\gamma = \gamma_1 = x$, $\gamma_2 = 0$ 。利用文献[1]中得到的湍流强度的高度分布 $C_N^2(z)$, 假定水平均匀(或等高度球面上均匀), 根据光路几何可以得到(1)式中地对空发射时的 $C_N^2(x, \theta)$ 为:

$$\begin{aligned} C_N^2(x, \theta) &= C_N^2 \\ &\times \left(R \left\{ \sqrt{1 + \frac{2Lx}{R} \cos \theta + \left(\frac{Lx}{R}\right)^2} - 1 \right\} \right) \quad (3) \end{aligned}$$

空对地时,把(3)式中 x 换成 $(1-x)$ 即可。 R 为地球半径(6367公里)。在计算中,当 $z > 20$ 公里时,假定 $C_N^2 = 0$, 20公里以上湍流极弱,我们曾用 Hufnagel 等人的较高大气层资料比较过,它的影响确可忽略不计。

因有大气闪烁,激光雷达的漏极概率 P_M 和光通讯的误码率 P_E 都会增加,为克服此影响则需提高发射功率。以损失因子 L_m (或 L_m) 表示在激光雷达中(或光通讯),为维持一定的漏极概率 P_M (或一定的误码率 P_E) 指标,当闪烁量为 $\bar{\chi}_A^2$ 时所需增加的发射功率分贝。文献[4~6]在这方面进行过一些分析,本文采用了他们的数据。

三、计算结果

在本节计算中,对于光束波之非光轴影响有专门的讨论,其他地方则只考虑光轴处量值。此时,公式(1)中的 $\rho' = 0$ 。

1. 各种波型闪烁之间的关系

束状波发散角 α_0 加大时, $\bar{\chi}_A^2$ 降低而趋近于球面波。反之,在 $L \ll \frac{\pi W_0^2}{\lambda}$ 条件下,趋近于平面波。这种趋势还与 W_0 有关,图1给出了一例。Deitz 等人曾指出^[7],当 $\alpha_0 \geq 1.7$ 毫弧度时,闪烁即可用球面波近似。然而这种转化是由两个条件($\gamma = \gamma_1 = x$, $\gamma_2 = 0$)和四个参数 λ 、 W_0 、 α_0 、 L 决定的,不能笼统地谈一个因子作用。在 Deitz 的实验中,

$$\lambda = 0.6328 \text{ 微米}, \quad L = 650 \text{ 米}.$$

而计算表明,若 L 增加 1000 米时,对于 $W_0 = 1$ 毫米光束,只需 $d_0 \geq 1$ 毫弧度时, $\bar{\chi}_A^2$ 就已和球面波一致。另一方面若 W_0 增加到 25 厘米,则 $\alpha_0 = 3$ 毫弧度时, $\bar{\chi}_A^2$ 仍远大于球面波。

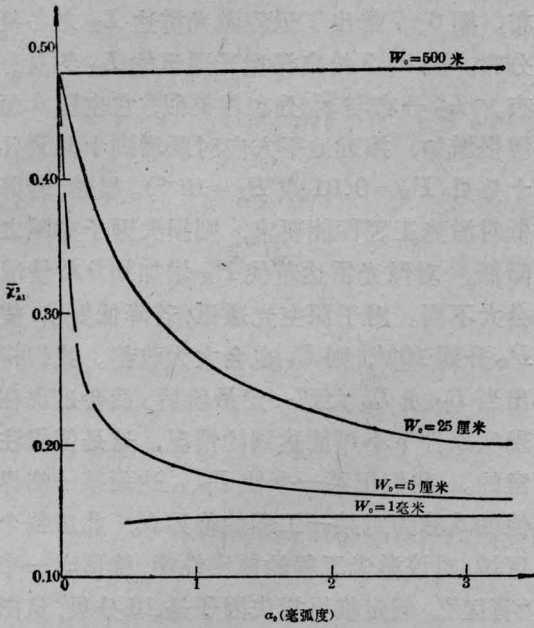


图1 $\bar{\chi}_A^2$ 与 α_0 之关系

($\lambda=0.6328$ 微米; $L=1$ 公里; $\theta=89.5^\circ$;
 $C_N^2=1-1-7^*$) (冬季)

2. 闪烁与光程 L 和光束走向的关系

图2、3给出四种波型在走向不同的条件下 $\bar{\chi}_A^2$ 与 L 的关系。由于核函数的对称性质球面波 $\bar{\chi}_A^2$ 与光束走向无关，它的 $\bar{\chi}_A^2$ 不随 L 无限增加而趋于常数(这还与湍流大气层厚度有限有关)。平面波空对地，当 L 很大时趋于球面波。准直光束超过几公里，至多超

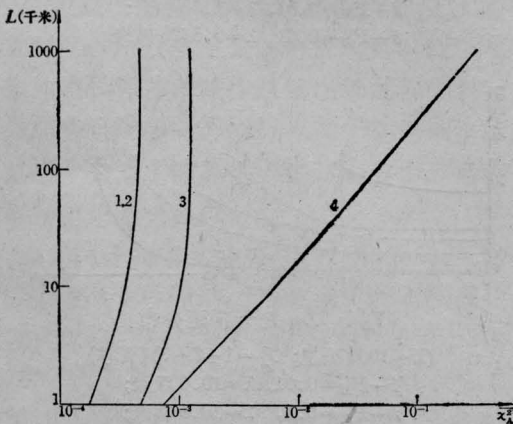


图2 地对空 $\bar{\chi}_A^2$ 与 L 之关系

($\lambda=10.6$ 微米; $\theta=0^\circ$; $C_N^2=1-1-7$) (冬季)
 1—球面波; 2— $W_0=1$ 毫米, $\alpha_0=3$ 毫弧度;
 3— $W_0=25$ 厘米, $\alpha_0=0.5$ 毫弧度; 4—平面波

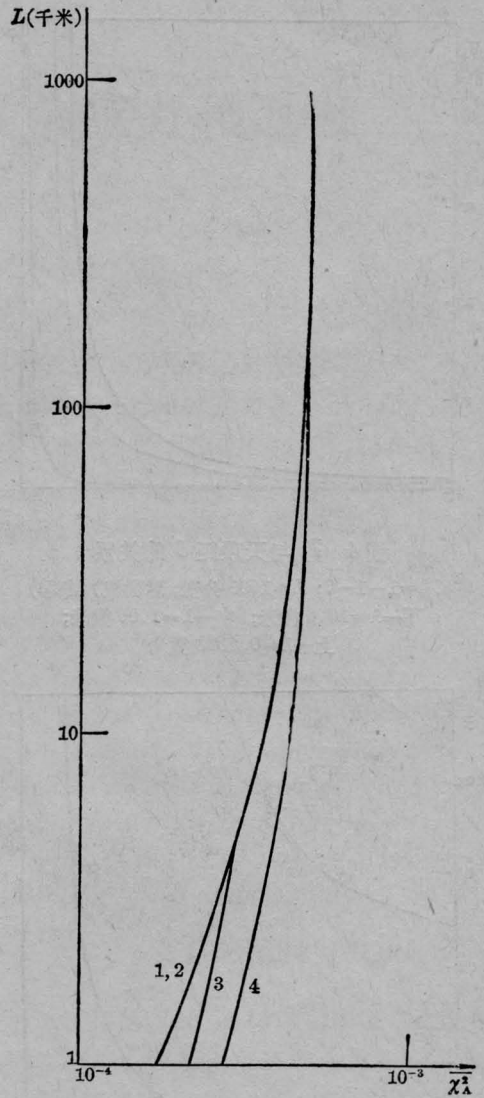


图3 空对地 $\bar{\chi}_A^2$ 与 L 之关系

($\lambda=10.6$ 微米; $\theta=0^\circ$; $C_N^2=1-1-7$) (冬季)
 1—球面波; 2— $W_0=1$ 毫米, $\alpha_0=3$ 毫弧度;
 3— $W_0=25$ 厘米, $\alpha_0=0.5$ 毫弧度; 4—平面波

过 100 公里后 ($\theta=90^\circ$), 也和球面波一致, 而发散光束在 1 公里光程就已和球面波一致。因此, 就中远程光束而言, 通常都可用球面波近似束状波, 其闪烁与 W_0 、 α_0 选择关系甚小。

3. 远程光束闪烁与天顶距 θ 的关系

图4、5给出了上海冬、夏两种情况 $\bar{\chi}_A^2$ 都随 θ 而增加。在接近地平时, 迅速跃升到饱

* 表示 1 月 07 时。

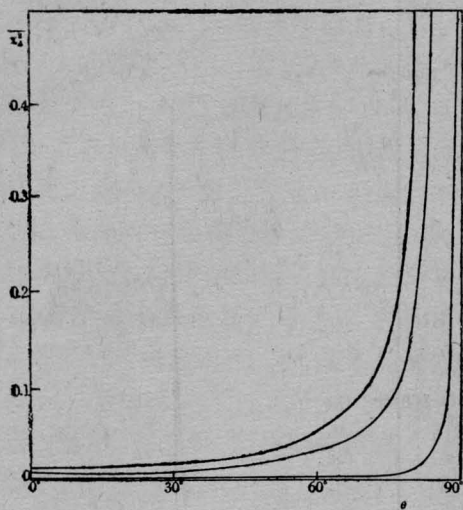


图4 \bar{x}_A^2 与天顶距 θ 的关系
 $(C_N^2=1-1-7; L=1000$ 公里; 球面波) (冬季)
 下— $\lambda=10.6$ 微米; 中— $\lambda=1.06$ 微米;
 上— $\lambda=0.6328$ 微米

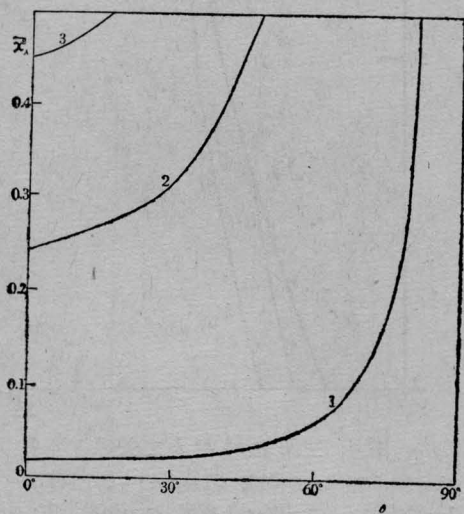


图5 \bar{x}_A^2 与天顶距 θ 的关系
 $(C_N^2=1-7-7^*; L=1000$ 公里; 球面波) (夏季)
 1— $\lambda=10.6$ 微米; 2— $\lambda=1.06$ 微米;
 3— $\lambda=0.6328$ 微米

和。饱和点冬季为 89.5° ，夏季为 81° ($\lambda=10.6$ 微米)。当波长降低时，闪烁迅速增加。由图可见夏季对 $\lambda=0.6328$ 微米的的活动很不利。

4. 闪烁影响下激光工程 $L_{雷、视}$ 之分布

根据图4、5中得到的 $\bar{x}_A^2(\theta)$ 分布以及文献 [4~6] 的数据，可以得到 $L_{雷}$ 与 $L_{视}$ 的分

布。图6、7给出了远程激光雷达 $L_{雷}$ 之冬夏分布。图8、9给出深空光通讯的 $L_{视}$ 冬夏分布。 $L_{雷}$ 分布与 \bar{x}_A^2 分布相类似，它也随 θ 而缓慢增加，接近地平方向时跃增到十几到几十分贝 ($P_M=0.01$ 或 $P_E=10^{-6}$)。显然，若降低对激光工程性能要求，则损失因子亦随之降低。对激光雷达若使 P_M 增加到0.5情况会大不同。对于深空光通讯，若降低要求，使 P_E 升到 10^{-4} ，则 $L_{视}$ 也会大为改善。我们指出当 $L_{雷}$ 或 $L_{视}$ 大到一定量值后，就会出现现实条件下不可能达到的情况，这是值得注意的。我们把某一个使 $L_{雷、视}$ 达到某一临界值的 θ 称为对某一工程的临界 θ 。此后整个区域，对该激光工程的原定性能，就形成一个“盲区”。假定临界损失因子是10分贝，从图6~9可以求出10.6微米远程激光雷达和深

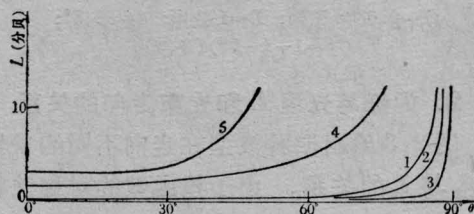


图6 $L_{雷}$ 之天顶距分布
 $(L=1000$ 公里; $C_N^2=1-1-7$) (冬季)
 1— $P_M=0.01, \lambda=10.6$ 微米;
 2— $P_M=0.1, \lambda=10.6$ 微米;
 3— $P_M=0.5, \lambda=10.6$ 微米;
 4— $P_M=0.01, \lambda=1.06$ 微米;
 5— $P_M=0.01, \lambda=0.6328$ 微米

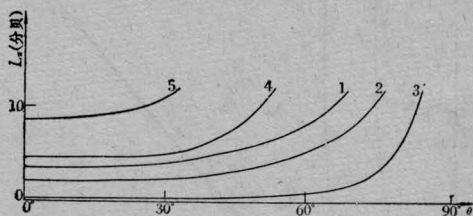


图7 $L_{雷}$ 之天顶距分布
 $(L=1000$ 公里; $C_N^2=1-7-7$) (夏季)
 1— $P_M=0.01, \lambda=10.6$ 微米;
 2— $P_M=0.1, \lambda=10.6$ 微米;
 3— $P_M=0.5, \lambda=10.6$ 微米;
 4— $P_M=0.5, \lambda=1.06$ 微米;
 5— $P_M=0.5, \lambda=0.6328$ 微米

* 表示7月07时。

空光通讯,在不同的性能指标规定下,冬夏的 $\theta_{\text{临界}}$ 值。表1给出了这些结果。看来,远程激光雷达使用10.6微米波段时,冬季盲区甚小,是一个良好的波段。但夏季对于深空光通讯而言,盲区较大,希望有更好的波段。

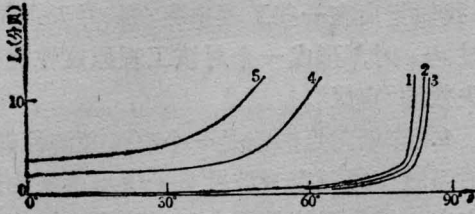


图8 $L_{\text{通讯}}$ 之天顶距分布

($L=1000$ 公里; $C_N^2=1-1-7$) (冬季)

- 1— $P_E=10^{-6}$, $\lambda=10.6$ 微米;
- 2— $P_E=10^{-5}$, $\lambda=10.6$ 微米;
- 3— $P_E=10^{-4}$, $\lambda=10.6$ 微米;
- 4— $P_E=10^{-6}$, $\lambda=1.06$ 微米;
- 5— $P_E=10^{-6}$, $\lambda=0.6328$ 微米

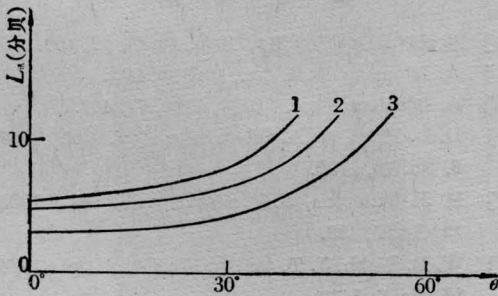


图9 $L_{\text{通讯}}$ 之天顶距分布

($L=1000$ 公里; $C_N^2=1-7-7$; $\lambda=10.6$ 微米) (夏季)

- 1— $P_E=10^{-6}$; 2— $P_E=10^{-5}$; 3— $P_E=10^{-4}$

表1 10.6微米远程激光工程之 $\theta_{\text{临界}}$ 值

工程	雷 达			通 讯		
	0.01	0.1	0.5	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}
冬 季	86°	87.5°	89.5°	82°	84°	85°
夏 季	64°	73°	82°	33°	43.5°	51°

5. 短程光束闪烁的两个其他问题

束状波的闪烁的非光轴影响。由第2节易知,非光轴的 $\bar{\chi}_A^2$ 将随距离 ρ 而增加。然而计算表明,即使 $L=1$ 公里时, $\bar{\chi}_A^2$ 增加也不大。图2、3已说明发散光束之非光轴影响极小。

即使考虑准直光束,令 $W_0=25$ 厘米, $\alpha_0=0.5$ 毫弧度, $\lambda=10.6$ 微米, $L=1$ 公里;则当 $\rho=0$ 时, $\bar{\chi}_A^2=8.0 \times 10^{-3}$;当 $\rho=0.25$ 厘米时, $\bar{\chi}_A^2$ 增至 8.5×10^{-3} 。仅增加6.3%,可见非光轴的影响也不大。

聚焦光束问题。显然它会大大降低闪烁。计算表明对于 $\lambda=10.6$ 微米, $W_0=25$ 厘米的光束,当 $\alpha_0=0.5$ 毫弧度时,水平发射在 $L=1$ 公里处, $\bar{\chi}_A^2$ 为 2.3×10^{-2} ,改为聚焦发射则 $\bar{\chi}_A^2$ 降低到 9×10^{-5} 。但这种好处随光程增加而降低。上例把光程增加一个量级到10公里后,当 $\alpha_0=0.5$ 毫弧度时 $\bar{\chi}_A^2$ 为 6.60×10^{-1} ,改用聚焦方案,仅降低一个量级到 6.99×10^{-2} ,远光程则作用更小。若聚焦不良还会增加闪烁,例如 $\lambda=0.6328$ 微米, $W_0=25$ 厘米光束,使 $\theta=89^\circ$,聚焦到10公里, $\bar{\chi}_A^2$ 为 9×10^{-5} 。倘若使焦距仅为1公里,则在10公里处之 $\bar{\chi}_A^2$ 增加四个量级达 3.84×10^{-1} 。聚焦光束闪烁对非光轴问题还十分敏感。例如对于 $\lambda=10.6$ 微米, $W_0=1$ 公里光束,水平聚焦到1公里处,在光轴 $\rho=0$ 处, $\bar{\chi}_A^2$ 仅为 9.0×10^{-5} ,但在 $\rho=0.01$ 米光束边缘处, $\bar{\chi}_A^2$ 增加四个量级达 4.40×10^{-1} 。最后,这类光束在强湍流作用下,还会因湍流的散焦作用而失败,所以,聚焦方案不一定是一个理想方案。

6. 进一步克服与降低闪烁影响的一些讨论

前面的讨论表明,降低大气闪烁量值对提高某些激光工程性能有重要意义。同时,也说明了提高发射功率,适当选择发射波形,使接收对准光轴等措施所可能起到的作用及其限度。

还应指出发射波段影响亦不小。从图6~9可以看出,对于 $L=1000$ 公里的激光雷达,定 $P_M=10^{-2}$,冬季, $\lambda=0.6328$ 微米的 $\theta_{\text{临界}}$ 只到 46° , $\lambda=1.06$ 微米的临界就增到 73° ,和表1比较一下, $\lambda=10.6$ 微米时 $\theta_{\text{临界}}$ 增到 86° ,情况大为改善。夏季对短波更为

严重,长波的优越性也更为显著。例如, P_M 为 0.5 时, $\lambda=0.6328$ 微米的 $\theta_{\text{临界}}$ 也有 25° , $\lambda=1.06$ 微米为 49° , $\lambda=10.6$ 微米为 82° 。对 $L=1000$ 公里的深空光通讯, 令 $P_E=10^{-6}$, 冬季, $\lambda=0.6328$ 微米之 $\theta_{\text{临界}}=47^\circ$, $\lambda=1.06$ 微米时, $\theta_{\text{临界}}=59.5^\circ$, 改用 10.6 微米时 $\theta_{\text{临界}}$ 可扩展到 82° 。夏季, $P_E=10^{-3}$ 时, 短波仍无法工作。在 $P_E=10^{-4}$ 时, 改用 10.6 微米, 则可使 $\theta_{\text{临界}}=51^\circ$ 。由于 $\bar{\chi}_A^2$ 与 $\lambda^{7/6}$ 成反比。若能使用亚毫米波段, 则闪烁影响会大大降低, 这方面的工作很值得注意^[8]。但是考虑到现实情况, 在接收系统中使用大口径接收以平滑掉甚强的闪烁强度是更有意义的措施。然而, 需要指出, 本文的公式都是表示空间点闪烁强度。接收口径的平滑效应涉及到空间相关等问题, 我们将另行讨论。

四、结 语

1. 平面波与球面波闪烁是束状波的两端极限情况。当 α_0 增加, W_0 降低时束状波趋向于球面波。这种转化的具体数值是由 α_0 、 W_0 、 λ 、 L 四个参数和两个条件决定的, 不能谈论单独一因子作用。

2. 与湍流均匀时不同, 光束斜程大气闪

烁不论其走向如何, 随 L 之增加均趋于一个常数, 即平面波自外空间发射, 在地面接收时的闪烁量值(例如星光闪烁)。

3. 闪烁所造成的损失因子天顶距分布, 对各激光工程有重要意义。根据这分布的特点, 我们指出在一些工程中存在临界天顶距, 超过 $\theta_{\text{临界}}$ 时, 形成一个对该工程原定性能指标失效的“盲区”。

4. 降低闪烁影响是一个有意义的课题。发射系统使用亚毫米波段是一值得重视的研究方向。接收系统使用大口径接收也是值得探讨的问题, 将另行讨论。

顾慰渝同志曾参加过本文的一些初步计算工作。谨此致谢。

参 考 文 献

- [1] 温景嵩等;《气象学报》, 1980, **38**, No. 2, 160.
- [2] A. Ishmaru; *Radio Sci.*, 1969, **4**, 295.
- [3] A. Ishmaru; *Proc. IEEE*, 1969, **57**, 407.
- [4] D. L. Fried, R. A. Schmeltzer; *Appl. Opt.*, 1967, **6**, No. 10, 1729.
- [5] P. J. Titterton, J. P. Speck; *Appl. Opt.*, 1973, **12**, No. 2, 423.
- [6] W. E. Webb, J. T. Marino, Jr.; *Appl. Opt.*, 1975, **14**, No. 6, 1413.
- [7] P. H. Deitz, N. J. Wright; *JOSA.*, 1969, **59**, No. 5, 527.
- [8] 潘承志;《国外电子技术》, 1977, No. 2, 51.