

大气湍流对激光通讯的影响

中国科学院安徽光机所 203 组

大气湍流对激光通讯有很大影响,近年来已成为大家所重视的一个问题。究竟大气湍流是什么?激光穿过它时会产生什么效应?这些效应对光通讯的通讯质量会造成什么影响?如何去克服或避免它们?本文试图对这些问题做一简要的介绍,以供参考。

一、大气湍流及激光的湍流效应

激光在大气介质中传播时,因为有大气湍流的存在而引起种种湍流效应:大气闪烁、光束漂移、相位起伏、象点抖动、光束扩展等等。图 1、图 2 是利用同样的发射系统,在夜间相同的 7.8 公里距离上,在不同湍流条件下拍摄的,图中明显的看出大气湍流造成的大气闪烁的严重性。

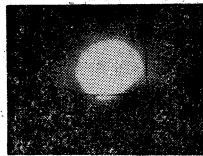


图 1 弱湍流时拍的光斑

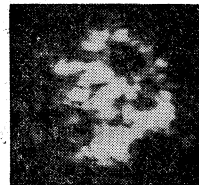


图 2 较强湍流时拍的光斑

所谓大气湍流,狭义地讲就是大气分子团在空间中的一种随机流动。就好比流水中许多大小不等的旋涡流动一样。由于大气中存在着湍流运动,大气的温度场、大气折射率场以及大气湿度场等也成为一种随机场,广义地讲,这些也可叫大气湍流场。其中的大气折射率起伏场直接影响着激光的传播。我们通常讲激光的大气湍流效应实际上就是指折射率随机场上的效应。

大气湍流具有很宽的尺度谱。但是造成闪烁的主要是尺度小于光斑直径的那些折射率场的起伏。一般可用柯尔莫果洛夫^[1]的三分之二定律来描述它的统计特征,即:

$$D_n(r) = \overline{(n_1 - n_2)^2} = C_n^2 r^{2/3} (l_0 \ll r \ll L_0) \quad (1)$$

式中 $D_n(r)$ 叫做折射率结构函数, $n_1 - n_2$ 表示距离为 r 的两观测点的折射率差。 $D_n(r)$ 表示了两点折射率起伏的大小, C_n 称为折射率结构常数,它表征了折射率起伏场的强度。在大气中,影响光波频段的折射率的起伏主要是由温度场起伏造成的,因此, C_n 可以由温度结构常数 C_T 决定,即:

$$C_n = \frac{79 \times 10^{-6} P}{T^2} C_T \quad (2)$$

式中气压 P 以毫巴为单位, 气温 T 是绝对温度。用温度脉动仪可以测出 C_T , 通过上式可求出相应的折射率结构常数 C_n 。

大气湍流对光束的影响主要取决于光束直径 d 和湍流尺度 l 的相对尺寸: 如果 $\frac{d}{l} \ll 1$, 即湍流尺度与光束直径相比大得多的情况下, 湍流的主要作用是使整个光束偏转, 就好比光射入一个折射率与空气不同的介质一样会产生折射, 到远处看, 光束在接收屏幕上作随机漂荡。这就是人们常说的漂移效应。如果 $\frac{d}{l} \approx 1$, 即光束直径与湍流尺度相比差不多的情况下, 湍流的作用是使得光束截面发生随机偏转形成到达角的起伏, 这种到达角的起伏, 在接收系统透镜的焦平面上产生象点的抖动。如果 $\frac{d}{l} \gg 1$, 即光束直径与湍流尺度相比大得多的情况下, 光束截面内包含有许许多多的湍涡, 每个湍涡各自对自己被照射的那一小部分光束起衍射作用, 从而引起了光束在空间以及时间上强度的随机分布, 光强忽大忽小。这就是人们习惯称呼的大气闪烁。与此同时, 还发生相位起伏以及光束的扩展。

需要引起人们注意的是: 各种湍流效应不是截然分开的, 但是在某种条件下, 根据使用目的不同, 其影响的主要方面也就不一样。对直接式大气激光通讯而言, 影响它的主要湍流效应是大气闪烁; 在远距离通讯情况下, 光束漂移和光束扩展也起一定的影响; 对外差式大气激光通讯而言, 影响它的主要湍流效应除上述因素外还有相位起伏。因此下面着重谈谈大气闪烁, 其次简单介绍一下相位起伏以及漂移效应等。

二、大气闪烁及其对激光通讯的影响

对激光通讯来说, 大气闪烁将使传送的信号强度产生附加的寄生调制, 从而降低了通讯机的通讯质量, 在编码通讯中会使误码率增加, 在传声通讯中会使声音不清, 严重时甚至会使通讯中断。

我们现在举出一种非对称检测的二进制编码通讯, 作为一个例子来说明大气闪烁影响的严重性^[2,3]。这种通讯系统采用脉码调制 (PCM); 发射光脉冲时, 表示电码“1”传送过来, 阻断光源时, 表示电码“0”传送过来。此时该系统的误码率 P_E 由下式表示:

$$P_E = P(0)P_{FA} + P(1)(1 - P_D) \quad (3)$$

$P(0)$ 和 $P(1)$ 表示发射“0”, “1”的几率, P_{FA} 表示虚警概率, P_D 表示发射“1”时能正确检测的几率。当平均光电子数较低时, P_{FA} 与 P_D 均应采用 Poisson 分布, 即:

$$P_{FA} = \sum_{j=k}^{\infty} e^{-(N+\epsilon s)} \frac{(N+\epsilon s)^j}{j!} \quad (4)$$

$$P_D = \sum_{j=k}^{\infty} e^{-(N+s)} \frac{(N+s)^j}{j!} \quad (5)$$

s 是信号光电子数/脉冲, N 是本底噪音光电子数/脉宽, k 是门限光电子水平, ϵ 是发射机调制器阻断光源时的漏出系数, 等于其消失系数的倒数。由于大气闪烁的存在, 使光强 s 服从某种几率分布 $f(s)$, 此时的 P_{FA} 、 P_D 则变成为:

$$P_{FA} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(s) \left[\sum_{j=k}^{\infty} e^{-(N+\epsilon s)} \frac{(N+\epsilon s)^j}{j!} \right] ds \quad (6)$$

$$P_D = \int_{-\infty}^{+\infty} f(s) \left[\sum_{j=k}^{\infty} e^{-(N+s)} \frac{(N+s)^j}{j!} \right] ds \quad (7)$$

一般而言,大气闪烁服从对数正态分布(见后),则 $f(s)$ 由下式表示:

$$\begin{cases} f(s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi C_e}} \cdot \frac{1}{2s} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2C_e} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{s}{s_0} + C_e\right)^2\right] & (0 \leq s \leq \infty) \\ f(s) = 0 & (s < 0) \end{cases} \quad (8)$$

s_0 表示无闪烁时的平均光电子数。 C_e 表示光强起伏的对数振幅方差,它表示大气闪烁的强度,由大气湍流的强弱决定(见后)。我们现在按照上面的公式计算一个具体例子:此时“0”“1”做等几率发射, $P(0) = P(1) = \frac{1}{2}$, 取 $N=1$, 发射机调制器消光系数是 15 分贝, 则 $\varepsilon = (31.6)^{-1}$, 计算时先由无闪烁时的最佳门限 K_{opt} 开始。

$$K_{opt} = \frac{s(1-\varepsilon)}{\ln(N+s/N+\varepsilon s)} \quad (9)$$

然后调整 k , 使在有大气闪烁时($C_e \neq 0$), P_E 达到最小为止, 计算结果如图 3 所示, 由图可见, 当闪烁强度很小, 即 $C_e \leq 0.02$ 时, 增加发射功率, 会使误码率很快降低。这是克服闪烁的一个重要方法。但当 $C_e > 0.02$ 时, 增加发射功率使误码率降低并不大, 对于 $C_e \geq 0.03$ 的情况, 则 P_E 的水平始终高于 10^{-6} , 对于一般的通讯机而言是太大了。按照上面的公式还可计算出损失因子 $L(L=20 \ln \beta'/\beta)$ (β 是无闪烁时电压信噪比, β' 是有闪烁存在时的电压信噪比, L 表示有闪烁存在时为维持原来的误码率指标所需增加的发射功率)。图 4 给出了在不同闪烁强度下损失因子和误码率指标的关系。对于 $P_E = 10^{-6}$ 的指标, 较弱的大气闪烁($C_e \leq 0.02$) 要求发射功率增加几个分贝。闪烁大于 0.03 时, 则需增加几十个分贝以上, 这是难以办到的。一个典型的通讯系统一般都要求 $P_E < 10^{-6}$, 因此, 要努力做到使大气闪烁降低到 0.02 以下才行。以后我们将介绍一些降低大气闪烁的办法。

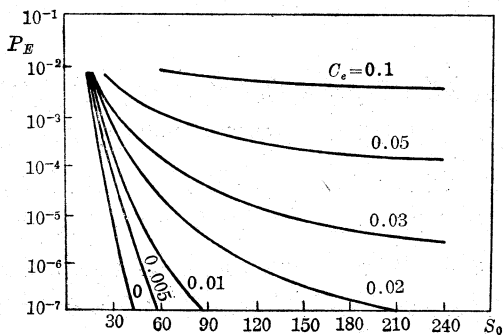


图 3 在不同的大气闪烁强度 C_e 条件下 PCM 二进制光通讯系统误码率 P_E 与 s_0 关系

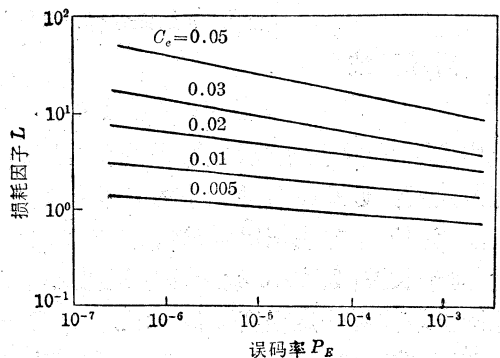


图 4 损失因子 L 在不同的闪烁强度下与误码率 P_E 之关系

关于大气闪烁分布的研究, Tatarski 和 D. L. Fried 等大多数人都认为大气闪烁服从对数正态分布, 并被实验所证明。我们的实验结果也说明大多数是遵循对数正态分布规律的, 见图 5(a), 只有极少数是不遵循对数正态分布规律的, 见图 5(b)。

关于大气闪烁大小的研究, 在近距离弱湍流且湍流强度等于常数情况下, 闪烁强度的一般特征和规律, 大体上已搞清楚^[1, 5]; 用对数光强起伏方差 σ_{ln}^2 表示时(即前面讲的 C_e 的四倍)有如下规律:

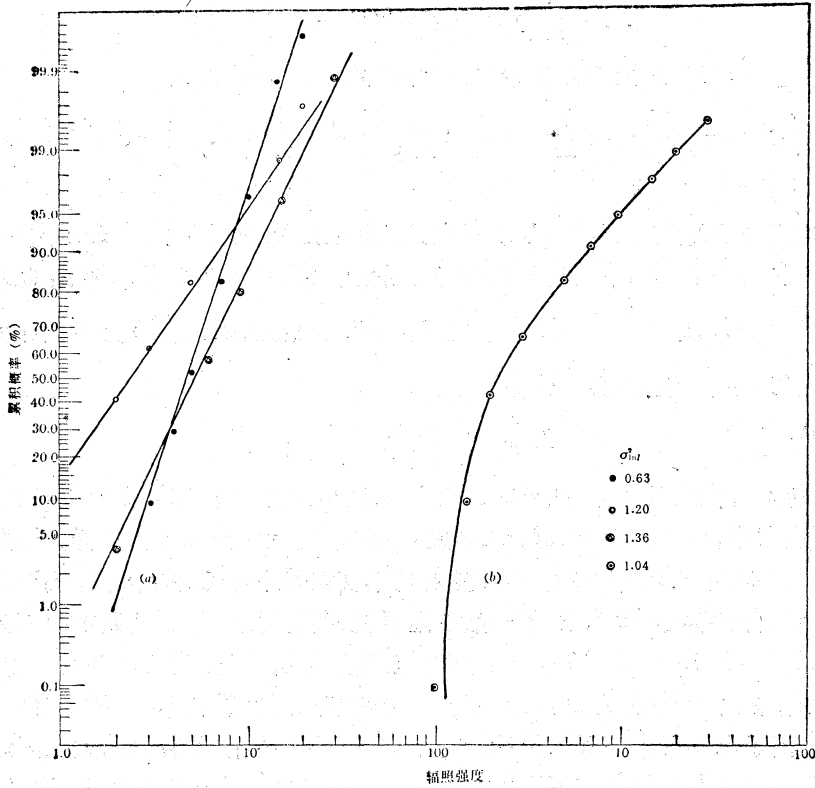


图5 一公里距离上0.6328微米激光的强度起伏概率分布

对平面波

$$\sigma_{\ln I}^2 = 1.23 C_n^2 K^{7/6} L^{11/6} \quad (l_0 \ll \sqrt{\lambda L} \ll L_0, \sigma^2 \leq 1) \quad (10)$$

对球面波

$$\sigma_{\ln I}^2 = 0.496 C_n^2 K^{7/6} L^{11/6} \quad (l_0 \ll \sqrt{\lambda L} \ll L_0, \sigma^2 \leq 1) \quad (11)$$

式中 $K = 2\pi/\lambda$ 为激光波数, L 为传输距离, C_n 是折射率结构常数, l_0 为湍流内尺度, L_0 为湍流外尺度。近地面 l_0 的大小约毫米量级, L_0 大小与光路离地高度相当。由此可见, 闪烁大小和湍流强度平方成正比, 与波长的 $7/6$ 次方成反比, 因此, 对于短波(如 0.6328 微米)闪烁强度大, 对于长波(如 10.6 微米)闪烁强度小。 $\sigma_{\ln I}^2$ 还与传输距离的 $11/6$ 次方成正比。然而, 当湍流强度增强到一定程度或传输距离增大到一定限度, 闪烁强度就不再相应地增大, 而进入所谓饱和区, 此现象人们习惯称作“饱和效应”。饱和效应是大家比较关注的问题, 因为它给出了闪烁对激光通讯影响的一个最大值。我们几次实验的结果说明闪烁强度的饱和值为 $\sigma_{\ln I \max}^2 = 1.3 \sim 1.6$, 一般也有 $\sigma_{\ln I \max}^2 = 2.4$ 的结果。闪烁进入饱和区域之后, 若继续增大距离或者湍流强度进一步加强, 闪烁强度不再增加, 相反还会稍有下降, 即所谓的超饱和, 见图 6。

闪烁的大小还存在着周日变化。图 7 给出了闪烁与湍流的周日变化, 由图便可一目了然, 在弱湍流未饱和条件下, 闪烁的大小与湍流的强弱密切相关, 并与湍流一样有明显的周日变化规律: 白天大, 夜间小, 日出和日落前后一段时间有极小值, 这时的闪烁方差值几乎等于零。而在 17 日的白天由于闪烁已达到饱和值, 不再增加, 所以这一段日变化不如湍流强度明显。此外, 与湍流强度相同, 闪烁还和天气变化有关, 一般晴天闪烁要强, 阴天要弱。

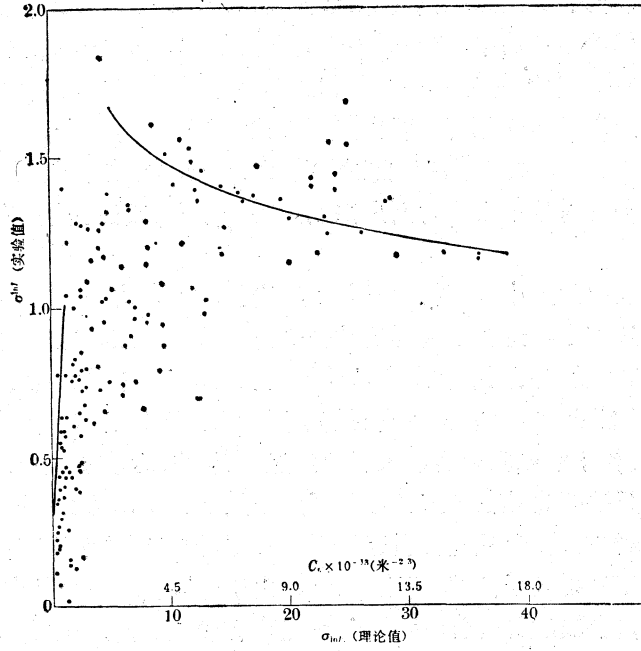


图6 闪烁强度方差的理论值与实验值的关系

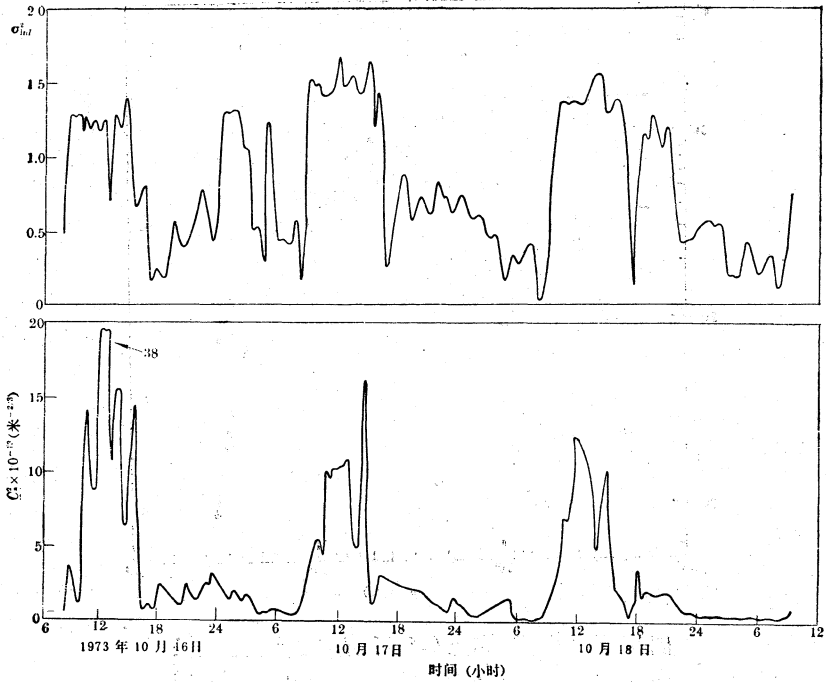


图7 大气闪烁、大气湍流连续三天的日变化, 波长为 0.6328 微米, 距离为 1 公里

前面已经指出,降低大气闪烁强度对提高激光通讯质量是极重要的。图3已经表明,提高发射功率可以克服闪烁的不良后果,这在弱闪烁时正是如此。但当闪烁大于0.03时,提高发射功率的办法已经失效。因此,必须寻求降低闪烁强度其他途径。在弱湍流或短距离,闪烁未饱和的情况下,从上面讲的规律可以看出采用长波段是一种好办法,10.6微米的闪烁要比0.6328微米小二十六、七倍。避开强湍流的时间也是一种办法,如在黎明、傍晚或在夜间、阴天时通讯,效果为佳,但这对通讯会有时间上限制。另一个办法就是利用“孔径平滑效应”来降低闪烁强度。

闪烁强度与接收孔径的大小密切相关(图8)。当接收孔径由一个“点”逐渐增大时,接收到的讯号闪烁强度迅速减小。这就是闪烁的孔径平滑(修匀)效应。这一效应对于大气激光通讯很有价值,可以根据此效应的大小确定合适的接收孔径,可避免因为孔径太小而造成信号很大的起伏,使通讯机不能正常工作;也可使我们不因太大的孔径而造成人力、物质上的浪费及加工上的困难。因此孔径平滑效应很引起人们的注意。实验发现:在弱湍流近距离条件下,孔径平滑效应比较显著。只要接收孔径的直径比闪烁的相关半径 $\sqrt{\lambda L}$ 大几倍,就可以使闪烁强度明显减小,与理论预测相吻合。在强湍流长距离即在闪烁饱和区的情况下,孔径平滑效果可能不如前面的显著。至于发射孔径,若采用聚焦光束,由于此时发射孔径越大,聚焦越良好,当然能大大降低闪烁强度,但在较强的湍流条件下,对光束有较强的散焦作用,使光斑大大扩展,而不能使闪烁降低。若采用平行光束,或发散光束,则增大发射孔径,效果不大,甚至相反会加大闪烁(向平面波闪烁趋近)。对发散光束,增加发散角后由于是向球面波趋近,也可使闪烁强度有所降低,但总的是以球面波为极限。总之,在降低闪烁强度方面,看来采用长波段与增大接收孔径是可行的有效方法。

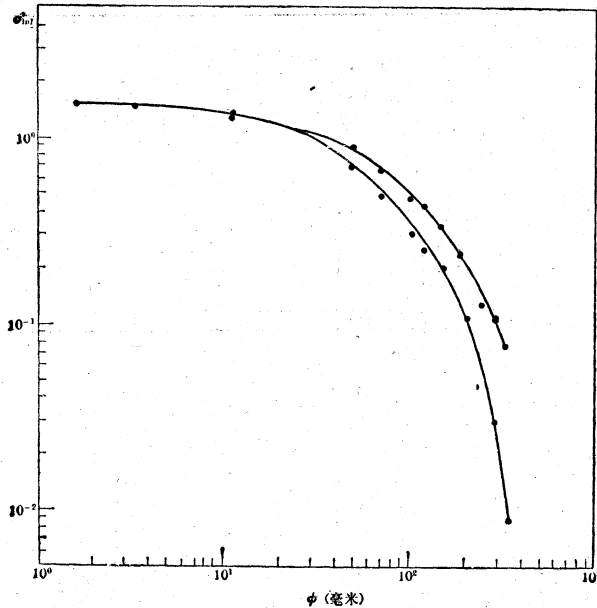


图8 7.8公里距离上0.6328微米激光接收孔径平滑效应,下降快的曲线是阴天和夜晚的平均结果,另一条曲线是晴天的平均结果

三、相位起伏及其对外差接收光通讯的影响

激光通过大气湍流后,波前不再能维持原来那样,等相位面发生了各种不同尺度的随机畸变,因此空间某固定点上的相位不再随时间成简单的线性变化,而是迭加了一个随机起伏量,原等相位面上的两点在某一瞬时的相位差也不再是零,亦迭加了一个随机起伏量。相位起伏的实验工作较之大气闪烁困难得多,这方面的工作不很成熟。由于大尺度的起伏在相位结构中起重要作用,因此,光强起伏不同,通常只研究其结构函数 $D_\phi(\rho)$

$$D_\phi(\rho) = \overline{[\phi(\vec{r}+\rho) - \phi(\vec{r})]^2}$$

即空间相距为 ρ 的两点之间相位差的平方平均。对于平面波弱湍流且湍流强度为常数的条件下已经得到下列的结果^[4]:

$$D_\phi(\rho) = \begin{cases} 1.64C_n^2 K^2 L l^{-1/3} \rho^2 & (\rho \ll l_0) \\ 1.46C_n^2 K^2 L \rho^{5/3} & (l_0 \ll \rho \ll \sqrt{\lambda L}) \\ 2.92C_n^2 K^2 L \rho^{5/3} & (\sqrt{\lambda L} \ll \rho) \end{cases} \quad (12)$$

显然,湍流强度越强,波长越短,距离越远,则两点间相位起伏越大。并且这种相位起伏大小还和两点间距离在多数情况下都成 $5/3$ 次方的正比关系。

这就必然限制了外差接收式光通讯的优越性。Fried 曾经证明^[4]不考虑湍流的影响时,一般光外差接收的信噪比应和接收天线孔径 D 的平方成正比。而在信号波前受大气湍流扰动发生畸变后,情形就发生了变化:当接收孔径不大时,这时的孔径中任两点间的相位起伏很小,信噪比仍和无湍流时一样与 D^2 成正比,当 D 增加到临界值 r_0 以后,继续增大则信噪比只稍有增加,其趋势是变为常数,对信噪比无所增益,实际上此时孔径上两点相位起伏已经相当的大,以致失去了外差的优越性。图 9 给出了湍流对外差接收的这种影响。Fried 对平面波弱湍流且湍流强度均匀条件下所给出的 r_0 公式如下^[4]:

$$r_0 = 1.2 \times 10^{-8} \lambda_\mu^{6/5} L^{-3/5} C_n^{-6/5} \quad (13)$$

式中波长 λ_μ 以微米为单位、 L 是米、 C_n^2 是米 $^{-2/3}$ 、 r_0 也是米。举一个例子,当波长为 0.63 微米,距离为一公里时,湍流强度从 3×10^{-16} 米 $^{-2/3}$ 到 10^{-15} 米 $^{-2/3}$, r_0 则从 0.21 米变到 0.11 米。距离为十公里时, r_0 则减小从 0.057 米变到 0.027 米。前节指出,为降低闪烁强度,在均匀湍流条件下,接收孔径最好要比闪烁相关尺度 $\sqrt{\lambda L}$ 大几倍。在这例中,近距离 1 公里时, $\sqrt{\lambda L}$ 是 0.025 米, 10 公里时则是 0.079 米。合理设计接收孔径的尺寸应该满足不等式 $\sqrt{\lambda L} \ll D \lesssim r_0$ 的关系。但在这个例子中,近距离尚能满足,对于 10 公里,由于 $\sqrt{\lambda L} > r_0$, 所以这时的孔径加大主要是为了克服闪烁效应,而于外差效率并不能有较大增益。这主要是因为随着距离的增加,相位的相干尺度在不断减小的缘故,对长距离通讯讲外差接收可能并不有利。

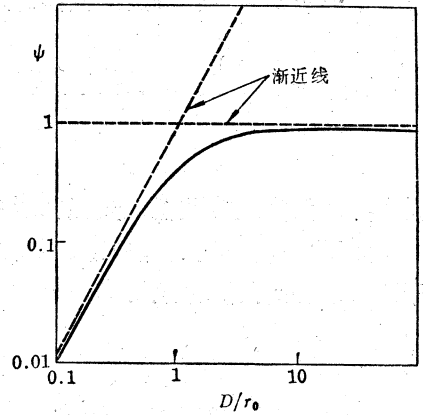


图 9 在大气湍流中,外差接收标准化信噪比 ψ 与标准化接收直径 D/r_0 关系

关于光束的漂移问题,需要指出的是:快漂移的量级不大,一般在一公里光程上,只有几个

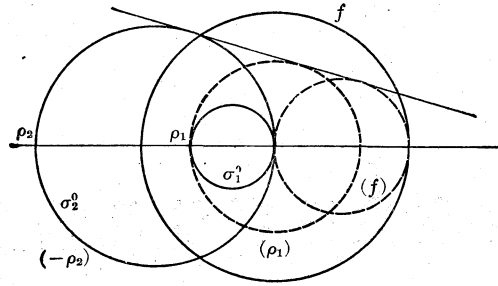


图 11 σ_1^0 、 σ_2^0 圆和 f 圆的联系(相应于 ρ_1 为正值, ρ_2 为负值的情况)

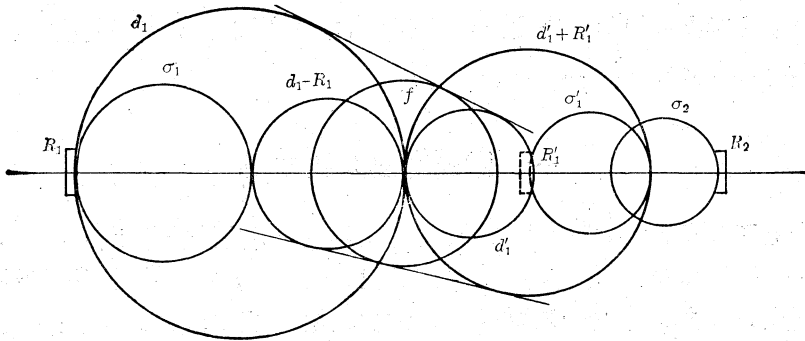


图 12 利用 f 圆作图法将三镜腔简化为等效两镜腔

另一种是 σ_1^0 、 σ_2^0 圆同处于 f 圆的一方,如图 11 所示。因此,利用 f 圆和 σ_1^0 、 σ_2^0 圆的上述联系,我们可以方便地用图解方法来描写高斯光束通过透镜时的变换关系。

运用 f 圆作图法,我们也可以方便地用图解方法,将一个三镜腔的问题简化为两镜腔的问题。(9)、(10)两式在形式上和(11)式是相同的,因此根据(9)、(10)两式的关系,也可以利用 f 圆作图法,由 d_1 获知 d_1' ;由 $d_1 - R_1$ 获知 $d_1' + R_1'$ (图 12)。从图中还可以看出,和 R_1 对应的 σ_1 圆与 d_1 圆、 $(d_1 - R_1)$ 圆相切;而和 R_1' 对应的 σ_1' 圆则是与 d_1' 圆、 $(d_1' + R_1')$ 圆相切。因此可以说, f 变换圆的作用就是将 R_1 的 σ_1 圆变换为 R_1' 的 σ_1' 圆。于是,我们只须分析 R_1' 的 σ_1' 圆和 R_2 的 σ_2 圆的相互关系,就可以获知三镜腔内高斯光束的传播特征。

下面我们将运用上述这些基本作图法,分析几个特别要求的激光腔。

* *

(上接第 33 页)

厘米,漂移角最大不超过 50 微弧度,它对光通讯的主要影响是造成了附加的闪烁。而慢漂移的尺度虽然较大,但它的影响可用追踪办法来解决。由于已经有另文对这问题做了介绍^[5],本文对此不再重复。

参 考 资 料

- [1] V. I. Tatarski, Wave Propagation in a Turbulent Medium. 1961.
- [2] P. J. Titterton, J. P. Speck; *Appl. Opt.*, **12** (1973), 425.
- [3] W. E. Webb, J. T. Marino; *Jr. Appl. Opt.*, **14** (1975), 1413.
- [4] P.L. Fried; *Proc. IEEE*, **55** (1967), 57.
- [5] R. S. Lawrence, J. W. Strohbehn; *Proc. IEEE*, **58** (1970), 1523.