

中国科学院上海天文台

专题译文集

第 4 集

上海天文台图书情报室

一九八四年六月

* * * * *

* 内 *

* * * * *

* * * * *

* 容 *

* * * * *

- (1) 大气湍流对望远镜观测的影响 (1)
- (2) 电离层折射对射电天文学干涉 (23)
测量法的影响
- (3) 改正 VLBI 观测的电离层折射 (49)
- (4) 第十九届 IAU 代表大会消息 (63)

大气湍流对望远镜观测的影响

F. K. Brunner

西德 Stuttgart 大学

大地测量科学系

[译自《Bulletin Géodésique》]

Vol. 56, No. 4, 1982. pp. 341-355

沈祖耀 译 赵君亮 校

提 要

望远镜对地面目标与地外目标的观测都受到大气湍流的影响。利用折射率结构参数评论了大气湍流的结构。提到了湍流大气对电磁波传播的平均折射影响与波动折射影响。给出了众知的方差公式与到达角波动的谱,并汇总了实验结果。对于穿过湍流大气的一些目视观测,把角分辨率与望远镜的指向精度进行了比较。指出:方向测量的极限精度是仪器设计参数、大气湍流强度以及求平均周期的长度的函数。

1. 序 言

在这篇文章中，提到了由大气湍流对望远镜观测所引起的一些象质降低效应。将主要涉及应用望远镜的大地测量观测与天文观测。本文不考虑由平均折射率场所引起的一些折射效应与众知的计算这些效应的方法。

大气是很少静态的，相反，它的运动方式是非常骚动的。各种大气参数的湍流波动将产生同时作为时间和空间两函数的折射率随机波动。通过湍流介质传播的电磁波会在相位、幅度与到达角上显示出波动。

当通过经纬仪或水准仪的望远镜观测时，测地学家们非常熟悉图象扰动以及由强烈湍流所引起的视程的限制。在天文学中，星象的颤动是一个众所周知的现象。在天文学的文章中，“星象宁静度”这个词是用来同时描述具有它们不同模糊影响的短曝光与长曝光图象。

大气的湍流限制着望远镜方向测量的精度，有害地影响着外差式系统，并降低遥感系统的分辨率。这些正是对大地测量有关的一些例子。估计由大气湍流引起的光学系统性能的降低，是现代大地测量学中必须被考虑的一个基本问题。本文论述这个问题并研究仪器设计参数、电磁波长、大气湍流参数以及图像探测类型的相互影响。先从利用折射率结构参数 C_n^2 叙述折射率的波动开始。通过弱湍流的平面波传播几乎对所有的应用是正确的。核心是计算方差与根据相位结构函数的到达角波动的谱。虽然本文的主要论题是对单个目标的“瞄准”（方向观测），但还是概

括地讨论了望远镜的“分辨率”(两点的分辨)。包括大地测量与天体测量学上的一些应用。

2. 折射率场

2.1 总 论

已发表了大量有关大气湍流的文献,例如: Busch(1973), Lumley 与 Panofsky (1964), Tatarskii (1971), 以及 Wyngaard (1973)。

通常大气的折射率 n , 表示(大尺度)空间变化以及由湍流运动(风速与涡动演变)引起的随机波动。假定局部平稳的话, 那末 n 场能分离成 n 的平均分量与 n 的波动分量:

$$n(\underline{y}, t) = \langle n(\underline{y}) \rangle + n'(\underline{y}, t) \quad (1)$$

其中, $\underline{y}$: 位置向量; t : 时间; 尖括弧表示总体平均。

折射率场的波动部分是由大气湍流引起的。它的特征最便于利用折射率结构函数 $D_n(\rho)$ (n 的统计二阶矩)来描述, 以

$$D_n(\rho) \equiv \langle \{n(\underline{y}_2) - n(\underline{y}_1)\}^2 \rangle \quad (2)$$

来定义, 其中, $n(\underline{y}_1)$: 位置 $\underline{y}_1$ 处 n 的值; ρ : 位置 $\underline{y}_1$ 间的空间距离。为了在局部各向同性大气湍流的惯性子区域尺度范

圈内区分 ρ , $D_n(\rho)$ 写成为

$$D_n(\rho) = C_n^2 \rho^{5/3} \quad (3)$$

其中, C_n^2 : 折射率结构函数, C_n^2 是折射率波动大小的度量。

惯性子区域以两个尺度为界限, 这两个尺度称为湍流的内尺度(ℓ_0)与外尺度(L_0)。 ℓ_0 是最小大气不均性(涡动)的大小, 其典型值介于1到3毫米之间。 L_0 是大气的湍流仍可认为各向同性的最大大气不均性的大小。 L_0 值是与高度有关的, 并能按(Brookner, 1970)

$$L_0 \cong 2 \sqrt{z} \quad (4)$$

计算, 其中, z : 地面以上的高度, 单位: 米。 L_0 给出向能量输入范围的过渡, 而 ℓ_0 则给出向能量消散范围的过渡。这三个能量范围见图1。 C_n^2 能够同三维折射率谱, $\Phi_n(K)$, 联系起来。在惯性子区域中, 通常所谓的Kolmogorov谱表示为, 如Ishimaru(1978, 513-527):

$$\Phi_n(K) = 0.033 C_n^2 K^{-11/3} \quad (5)$$

波数 K 通过 $K = 2\pi/\ell$ 与长度尺度 ℓ 有联系。图1中所示的Kolmogorov谱既不包含能量消散处的尾部, 也不包含能量输

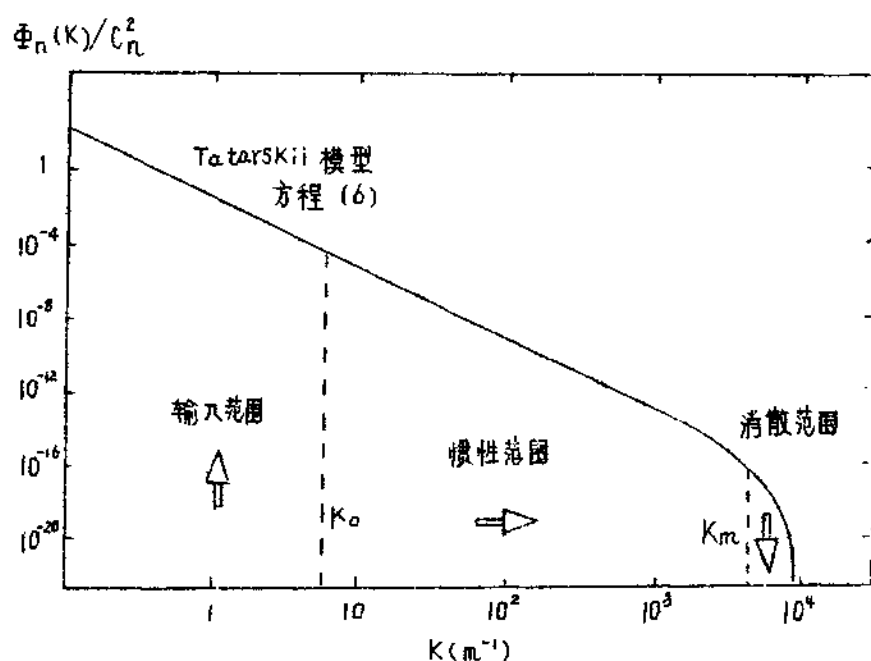


图 1 折射率波动的三维谱

$$(K_0 = 2\pi/L_0, K_m = 5.92/\ell_0)$$

入范围的图形。Tatarskii(1971) 假定了“消散尾部”的高斯形式，并且，这个修改谱呈现的形式是（参见图 1）

$$\Phi_n(K) = 0.033 C_n^2 K^{-11/3} \exp(-K^2/K_m^2), \quad (6)$$

这里， $K_m = 5.92/\ell_0$ 。

2.2 C_n^2 的分布

一般, C_n^2 值的范围是从 10^{-17} 以下 (当大气湍流非常弱时) 起到 10^{-12} (当湍流强时, 例如在晴天靠近地面处)。

Clifford(1978), Fante(1980) 以及 Lawrence 等人(1977) 已对随着高度和时间而变动的 C_n^2 的分布作了杰出的评述。在能够直接进行气象测量的地区中, C_n^2 是根据这些数据计算的。在其它一些位置, 则用光学测量来间接地推导出 C_n^2 的分布。

为了简洁地说明 C_n^2 分布, 把大气层再分成三个区域:

- (i) 几十米厚的表面层; (ii) 延伸到大约 1—2 公里高度的边界层;
- (iii) 自边界层延伸到大约 20 公里高度的高空大气层。

表面层

这里, C_n^2 能够按表面 —— 层状相似性 —— 理论的结构来公式化, 从而, 能够以感热流、摩擦速度、地面上高度以及大气稳定性参数的函数来表示。为了预报不同气候条件 C_n^2 的周日循环, Wesely 与 Alcaraz(1973) 已应用了这样的表示法。微气象背景与这个表示法的形式已由 Brunner(1979a) 给出。24 小时周期的 C_n^2 测量结果列于图 2 中, 同时还列出 Wesely 与 Alcaraz (1973) 文章的有关结果。

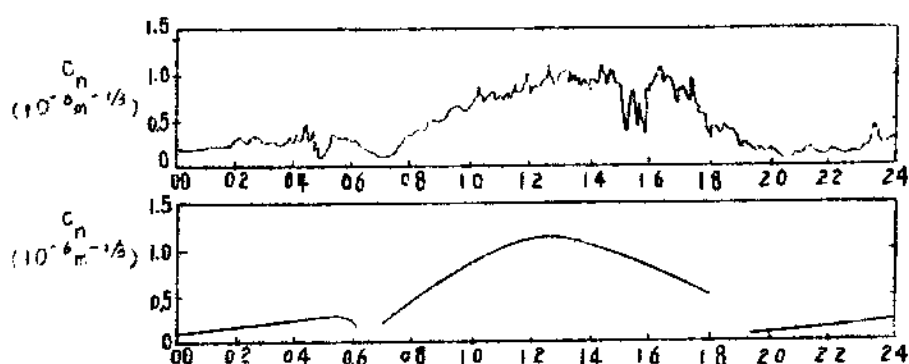


图2 C_n 的周日变化: (a)在大晴天地面以上2米高度处测得(根据 Clifford 等人, 1974); (b)夏季干燥条件下无屏蔽沙地以上2米高度处估算(根据 Wesely 与 Alcaraz, 1973)。

边界层

就适当的对流高度(不稳定的情况)来说,局部无对流理论预言: C_n^2 将按高度的 $-4/3$ 方换算(例如, Wyngaard 等人, 1971)。用于宁静度时,这个关系假定是适用于整个边界层。这个假定是没有事实根据的,因此, Kukharets 与 Tsvang (1980)提议用边界层的厚度 h 来估算 C_n^2 与高度的相关性。这个模式非常好地说明环绕对流区盖顶逆温层的高端流度。除了不稳定以外的一些大气条件都较难于概括地说明。图3以图解的方式表示4种典型气候条件的在大气边界层范围内的 C_n^2 的高度变化。

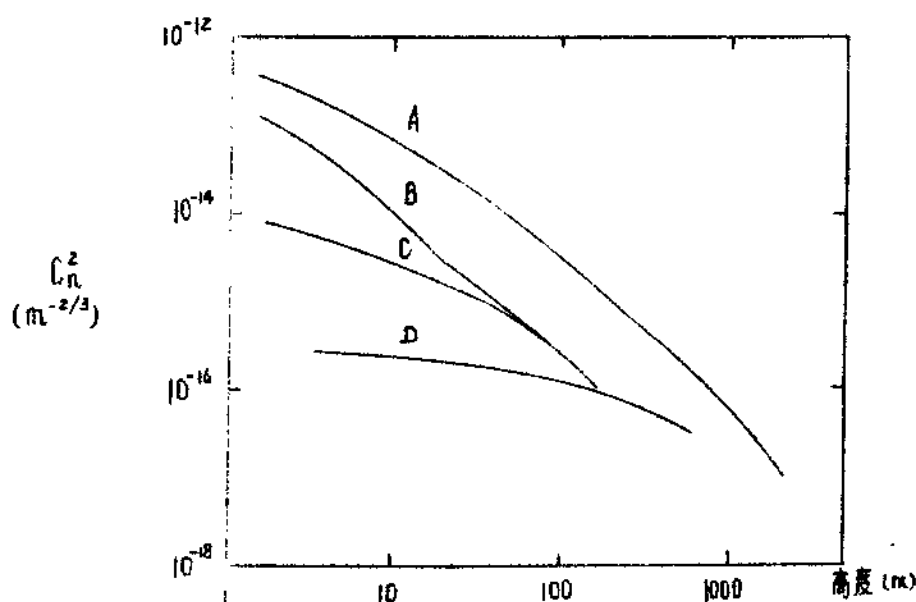


图3 随着高度的 C_n^2 图解分布。(A)晴天；
(B)晴夜；(C)早晚情况；(D)晴天宁静
时间阶段。

高空大气层

在24公里左右高度以上的 C_n^2 的量能够假定是零。已应用无线电探测仪或诸如测量星光闪烁(强度)一类的遥感方法研究了一直到这个高度的 C_n^2 廓线。图4列出在欧洲三个地点利用气球测量来确定的 C_n^2 值(Barletti 等人, 1976)。图4中还标绘出由Hufnagel (1974)得出的 C_n^2 的最近模式, 同测量结果相符得非常好。Hufnagel 模式适用于夜晚, 高度高于3公里。

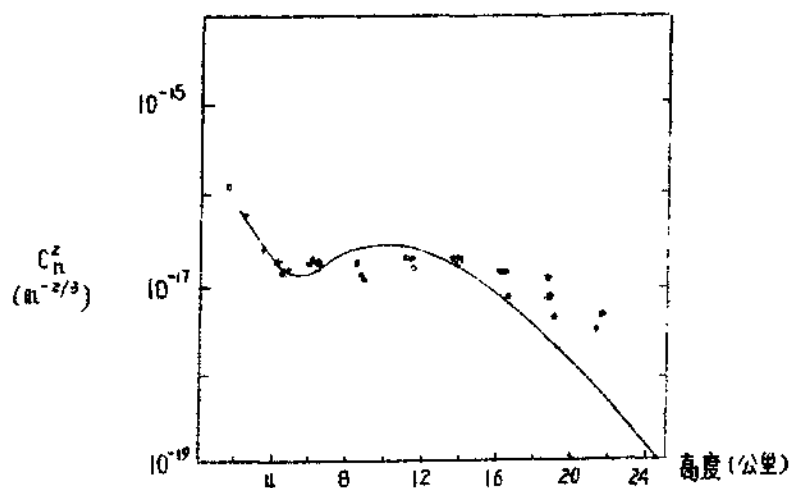


图4 C_n^2 与高度的关系曲线。园点表示在欧洲三个不同地点的气球测量结果，实线是根据 Barletti 等人(1976)的 Hufnagel 模式。

为了评定天文观测结果，需要随着高度的 C_n^2 积分值。3 到 24 公里高度的 Hufnagel 模型积分值为 $2.8 \times 10^{-13} \text{ 米}^{1/3}$ ，比一般根据光学测量推导出的一些值差不多低一个数量级。这样，可以断定：对积分的主要影响应来自低于 3 公里的湍流。已证明：对流边界层（1.4 公里高度）顶部周围的区域是主要的湍流源（Pollaine 等人，1979；Kukharets 与 Tsvang，1980）。

3. 经过湍动大气传播的平面波

Tatarskii (1971) , Strohbehn(1978) , Ishimaru(1978) , Brookner(1970) , Fante (1975 , 1980) 以及 Lawrence 与 Strohbehn(1970) 已提出了经过湍动介质的波传播的最新形式。一些有关的大地测量问题最近已被论述 (Brunner , 1979b) 。

作为一个手段, 经常把湍动大气想象为由 ℓ_0 与 L_0 之间的不同尺度大小的一些透镜 (实际上是一些涡旋) 组成, 并经过空间随机地运动着。在这样的湍动介质中传播的电磁波经受由折射率 n 波动造成的幅度、相位与到达角的随机波动 (图 5)。这些参数的时间谱也常常是重要的。已研究了对平面波、球面波与束波这些情况的波的传播问题, 不过在本文中只考虑平面波的情况。

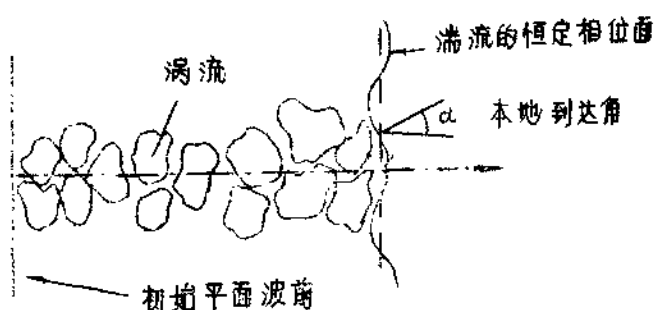


图5 经过湍流大气传播的平面波图

假定入射光线的平面波前垂直于传播方向 x (见图 5)。应

用前节中叙述的湍流 n 场的模型, 波的传播问题就是求解 $U = U(\underline{y}, t)$ 传播的标量波的方程:

$$\Delta U - (n/c)^2 \partial^2 U / \partial t^2 = 0 \quad (7)$$

式中 Δ 是三维拉普拉斯算符, c 是光线在真空中的速度, $n = n(\underline{y}, t)$ 是本地折射率. 由于 n 的随机特性, 因此不能够直接地解标量波方程. 一般是应用光滑扰动法来求出近似解.

假定电磁波是单色的, 波数 $\kappa = 2\pi/\lambda$, 其中 λ 为波长. 假定谱式(6)的湍流是局部各向同性的, 那末平面波的波结构函数 $D_W(\rho)$ 能够按 (Tatarskii, 1971)

$$D_W(\rho) = 2.92 \rho^{5/3} \kappa^2 \int_0^L C_n^2(x) dx \quad (8)$$

导出, 式中 ρ 是距离 L 处垂直于传播方向的平面上两点之间的间隔, $C_n^2(x)$ 可以沿着路径平稳变化. 如果 ρ 是在惯性子区域范围内,

$$l_0 \ll \rho \ll L_0 \quad (9)$$

那末, 方程(8)是成立的.

就现在的目的来说, 对方程(8)的积分采用 C_n^+ 是方便的, 即

$$D_w(\rho) = 2.92 \rho^{5/2} \kappa^2 C_n^+ \quad (10)$$

C_n^+ 能表示下列三种情况:

(i) $C_n^2(x)$ 沿着波的传播路径是恒定的, 即

$$C_n^+ = L C_n^2 \quad ; \quad (11)$$

(ii) $C_n^2(x)$ 沿着波的传播路径平稳变化着, 即

$$C_n^+ = \int_0^L C_n^2(x) dx \quad ; \quad (12)$$

(iii) 天体的光线按天顶角 ζ 沿着斜的路径传播透过整个大气层 (由于地球的曲率造成的影响能忽略不计), 即

$$C_n^+ = \sec \zeta \int_{z_A}^{\infty} C_n^2(z) dz \quad , \quad (13)$$

式中 z_A 是接收望远镜在地面上的高度。

平面波结构函数 $D_w(\rho)$ 定义为对数幅度 $D_A(\rho)$ 和相位 $D_S(\rho)$ 的结构函数的代数和:

$$D_w(\rho) = D_A(\rho) + D_S(\rho) \quad , \quad (14)$$

$D_S(\rho)$ 能够根据下列的关系式充分精确地计算得出:

$$D_S(\rho) \cong \begin{cases} 0.5 \\ 1.0 \end{cases} D_W(\rho) \quad \begin{matrix} L_0 \ll \rho \ll R \\ L_0 > \rho \gg R \end{matrix}, \quad (15)$$

式中 R 表示第一菲涅耳 (Fresnel) 带的半径,

$$R = (\lambda L)^{1/2}. \quad (16)$$

4. 到达角波动

4.1 方差

图象的跳动或抖动 (到达角波动) 是由在望远镜接收孔径前的平均相位倾斜中的波动引起的。在垂直于平均传播方向的平面上相隔距离 ρ 两点之间的相位差波动, 能够以相位结构函数 $D_S(\rho)$ 来表示。这是干涉仪的情况。就望远镜来说, 到达角波动方差 σ_a^2 能按 (Tatarskii, 1971)

$$\sigma_a^2 = \frac{D_S(b)}{\pi^2 b^2} \quad (17)$$

同 $D_S(\rho)$ 发生联系, 式中 b 是接收望远镜的孔径直径, 正如方程 (17) 定义的, σ_a^2 是穿过孔径的到达角波动平方平均值的度量 (Fante, 1975, p. 1681)。把上节中 $D_S(\rho)$ 的平面波公式代入方程 (17), 得出下例 (弱湍流条件) 的表示式:

$$\sigma_a^2 \cong \begin{cases} 1.46 \\ 2.92 \end{cases} b^{-1/3} C_n^+ , \quad \begin{matrix} l_0 \ll b \ll R \\ L_0 > b \gg R \end{matrix}, \quad (18)$$

式中的 C_n^+ 处必须以适当的 C_n^+ 表示式代入。

到达角波动对湍流的内尺度 l_0 几乎无关。在产生平均波前波纹（图象混乱）中最有影响的比例长度约为 R ，而到达角波动（倾斜）却与大于 R 的比例长度有关对这个效应最有效的比例长度约等于接收望远镜的孔径直径 b 。

4.2 时间指数谱

经过局部均匀和各向同性湍动大气层传播的平面波相位差波动 (δS) 的时间指数谱 $W_{\delta S}(\omega)$ 能够按 (Tatarskii, 1971, Lawrence 与 Strohberm, 1970)

$$W_{\delta S}(\omega) = \begin{cases} 0.066 \\ 0.132 \end{cases} C_n^2 K^2 L v_T^{2/3} \sin^2 \left(\frac{\pi \rho \omega}{v_T} \right) \omega^{-2/3}, \quad \begin{matrix} \rho \ll R \\ \rho \gg R \end{matrix} \quad (19)$$

导出，式中 v_T 是水平风速的横向分量， ρ 是被考虑的相位差 δS 的两点之间的距离。方程(19)的求导是以冻结湍流假设的有效性为基础，这假设假定：湍流涡旋按风速 v_T 被吹过视线。为了方程(19)的适应性，进一步的要求是满足 $l_0 \ll R \ll L$ 以及 $\omega > v_T/L$ 。达些条件。

应用上节中求导 σ_a^2 的同样的论证，到达角波动的时间指数

谱 $W_a(\omega)$ 能够用 κ^2 除 $W_{dS}(\omega)$ 以及以 b 替代 ρ 来得到。这样，给出平面波的时间指数谱 $W_a(\omega)$ 为

$$W_a(\omega) = \begin{cases} 0.066 \\ 0.132 \end{cases} C_n^2 L v_T^{3/2} \sin^2\left(\frac{\pi b \omega}{v_T}\right) \omega^{-5/3}, \quad \begin{matrix} b \ll R \\ b \gg R \end{matrix} \quad (20)$$

对于归一化指数谱，Tatarskii 已证明：到达角波动的峰值将发生在频率 $0.22 v_T / b$ 左右。在这个峰值以后，指数谱以 $-8/3$ 的斜率急剧地向更高的频率衰变。在这部分谱中包含的能量是非常小的。在峰值前，指数谱在较低频率中的斜率应当在 $+2$ 左右。如上文已提到的，假如 $\omega < v_T / L_0$ ，则方程(20)是不能应用的。Fante (1975, p.1682) 已观测到：对于 $b \ll L_0$ ，将得到介于

$$0.01 v_T b^{-1} < \omega < 10 v_T b^{-1} \quad (21)$$

这两极限之间的到达角波动的频率。

4.3 附注

已经由 Lawrence 与 Strohbehn (1970) 概括总结了 σ_a^2 的实验研究结果。Tatarskii (1971) 广泛评论了在各种地面路径长度范围上的 σ_a^2 与 $W_a(\omega)$ 的确定，以及根据恒星观测和日面边缘观测的图像抖动。Lambeck (1968)