

电离层闪烁电波信号的测量*

黄其凡

(广播电影电视部标准化规划所,北京)

摘要 为研究电离层不规则性对电波穿越电离层传播的影响,本文给出了用干涉仪测量功率谱的理论表达式,并且进行了数值计算,所得结果与实验结果很好吻合,且定出电离层不规则性引起的相位闪烁功率谱指数为 $P = 3.5$ 。

关键词 电波传播,随机媒质,电离层,闪烁电波信号

1. 引言

电离层的不规则性将引起传播电波的闪烁现象。通常测量的受电离层闪烁的电波信号有两类:一类是火箭、卫星发射的电波信号;另一类是射电星发出的射电信号。人们最早观测到电离层闪烁现象是1946年,其信号是射电星天鹅座辐射的(64MHz)。在天文观测中,发现兰州、北京等中纬度地区有E层对射电信号的闪烁现象。射电信号是一个信号源,测量它的方法是用干涉仪。下面我们对干涉仪测量法进行理论探讨和分析,并将其理论值与实验结果进行比较。

2. 基本理论

在相位屏理论和抛物方程的 Rytov 解^[1]的讨论中,都是局限在单天线观测,而在实际天文观测中常常是天线阵观测。天线阵的单位就是我们要讨论的干涉仪,如图1所示。图中 σ 为基线长度矢量,其长度值即为两天线间距离。在干涉仪里是将两个天线接收到的信号相乘,则干涉仪测得的相位是两单天线所测相位之差。干涉仪相位闪烁的相关函数与单天线相位相关函数有如下的关系:

$$\begin{aligned} B_{S_{11}} &= \langle \Delta\varphi_{\sigma}(\mathbf{S})\Delta\varphi_{\sigma}(\mathbf{S} + \mathbf{R}) \rangle \\ &= 2B_{S_1}(\mathbf{R}) - B_{S_1}(\mathbf{R} - \sigma) \\ &\quad - B_{S_1}(\mathbf{R} + \sigma) \end{aligned} \quad (1)$$

其中 \mathbf{S} 是三维坐标矢量, \mathbf{R} 是两干涉仪之间的间距。

对(1)式右边单天线的相关函数也可用单天线相位功率谱来表示:

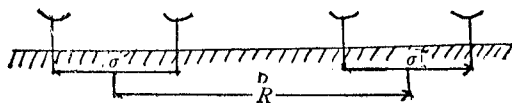
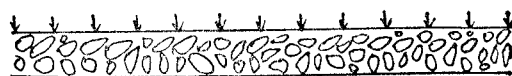


图1 干涉仪

* 1987年6月2日收到,1987年10月22日修改定稿。

$$\begin{aligned}
 B_{S_{11}}(\mathbf{R}) &= 2 \int d\mathbf{K} F_{\varphi_g}(\mathbf{K}) \cos \mathbf{K} \cdot \mathbf{R} - \int d\mathbf{K} F_{\varphi_g}(\mathbf{K}) \cos \mathbf{K} \cdot (\mathbf{R} - \boldsymbol{\sigma}) \\
 &\quad - \int d\mathbf{K} F_{\varphi_g}(\mathbf{K}) \cos \mathbf{K} \cdot (\mathbf{R} + \boldsymbol{\sigma}) \\
 &= 4 \int d\mathbf{K} F_{\varphi_g}(\mathbf{K}) \sin^2(\mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\sigma}/2) \cdot \cos \mathbf{K} \cdot \mathbf{R}
 \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $F_{\varphi_g}(\mathbf{K})$ 是单天线在地面测量的相位功率谱密度,它有如下的表式^[1]:

$$F_{\varphi_g} = 2\pi\lambda^2 r_c^2 L \left[1 + \frac{2k}{K_{\perp}^2 L} \sin \frac{K_{\perp}^2 L}{2k} \cos \frac{K_{\perp}^2 (z - L/2)}{k} \right] \Phi_{\Delta N}(\mathbf{K}_{\perp}, 0). \quad (3)$$

设相位闪烁的功率谱密度在干涉仪观测平面内为 $F_{\varphi_{\sigma}}(\mathbf{K})$,则:

$$F_{\varphi_{\sigma}}(\mathbf{K}) = 4 \sin^2(\mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\sigma}/2) F_{\varphi_g}(\mathbf{K}) \quad (4)$$

由此可以得出相位闪烁为:

$$\langle S_{11}^2 \rangle = 8\pi\lambda^2 r_c^2 L \iint_{-\infty}^{+\infty} \left[1 + \frac{2k}{K_{\perp}^2 L} \sin \frac{K_{\perp}^2 L}{2k} \cos \frac{K_{\perp}^2 (z - L/2)}{k} \right] \sin^2(\mathbf{K} \cdot \frac{\boldsymbol{\sigma}}{2}) \Phi_{\Delta N}(\mathbf{K}_{\perp}, 0) d\mathbf{K}_{\perp} \quad (5)$$

其中 $\Phi_{\Delta N}(\mathbf{K}_{\perp}, 0)$ 是电子浓度起伏的功率谱密度,在电离层不规则体的外尺度之内,它有如下的经验表式^[2-4]:

$$\Phi_{\Delta N}(\mathbf{K}_{\perp}, 0) = \frac{\sigma_N^2 \eta R_0^3 \Gamma\left(\frac{P}{2}\right)}{2\pi \Gamma(3/2) \Gamma\left(\frac{P-3}{2}\right) \left[1 + \left(\frac{R_0}{2\pi}\right)^2 (K_x^2 + \eta^2 K_y^2) \right]^{P/2}} \quad (6)$$

其中 σ_N^2 为电子密度起伏方差; R_0 为不规则性外尺度; η 为不规则体各向异性系数,对各向同性媒质 $\eta = 1$; P 为功率谱指数.

为了更清楚地看出不规则体尺度对相位起伏谱的影响,我们来分析其中的滤波函数:

$$\begin{aligned}
 \text{相位滤波} &\begin{cases} \text{单天线} \left[1 + \frac{2k}{K_{\perp}^2 L} \sin \frac{K_{\perp}^2 L}{2k} \cos \frac{K_{\perp}^2 (z - L/2)}{k} \right] \\ \text{干涉仪} \left[1 + \frac{2k}{K_{\perp}^2 L} \sin \frac{K_{\perp}^2 L}{2k} \cos \frac{K_{\perp}^2 (z - L/2)}{k} \right] \sin^2(\mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\sigma}/2) \end{cases} \\
 \text{幅度滤波} &\begin{cases} \text{单天线} \left[1 - \frac{2k}{K_{\perp}^2 L} \sin \frac{K_{\perp}^2 L}{2k} \cos \frac{K_{\perp}^2 (z - L/2)}{k} \right] \\ \text{干涉仪} \left[1 - \frac{2k}{K_{\perp}^2 L} \sin \frac{K_{\perp}^2 L}{2k} \cos \frac{K_{\perp}^2 (z - L/2)}{k} \right] (1 - 2\sin^2(\mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\sigma}/2)) \end{cases}
 \end{aligned}$$

与 λz 有关的称为 Fresnel 滤波,与基线 $\boldsymbol{\sigma}$ 有关的称为基线滤波.考虑到大气是幂律谱,正弦函数是高通滤波,余弦函数是低通滤波.对单天线讲,幅度起伏主要来自小尺度;相位起伏主要来自大尺度.对干涉仪讲,又多了一层滤波,大于基线的尺度时,对相位起伏的贡献减弱;而对幅度起伏的贡献则加强.

在干涉仪的测量中, $\langle S_{11}^2 \rangle$ 是 $\sqrt{\lambda z}$, $\boldsymbol{\sigma}$, K_{\perp}^2 等的函数,这说明干涉仪测量比单天线测量有更多的调整参数,从而可测得更精细的大气谱.

现将相位功率谱密度在不同基线长度时随电离层不规则尺度 $\left(\frac{2\pi}{K_{\perp}}\right)$ 的变化用计算机绘出,如图 2,图 3 所示^[5]。图中 K_F 为 Fresnel 波数。

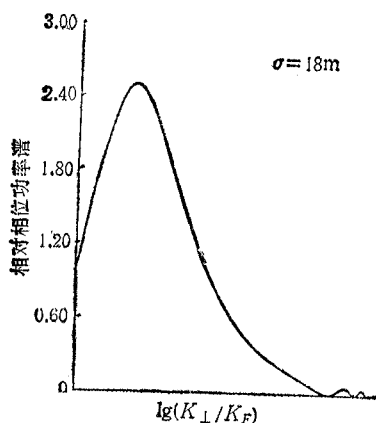


图 2 相位功率谱随不规则尺度的变化

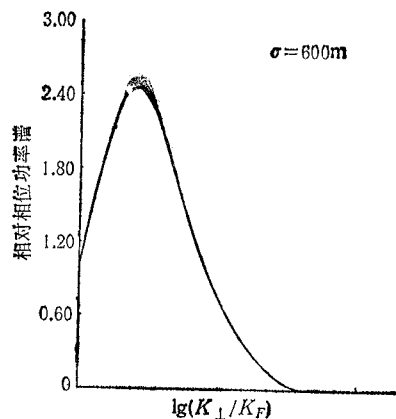


图 3 相位功率谱随不规则尺度的变化

3、实验结果

实验结果如图 4,图 5 所示。图中实线为理论计算结果,“×”号代表实验值。实验值是由中国科学院北京天文台密云观测站提供的,是该站 1985 年 11 月 19 日观测天鹅座 A (射频为 232MHz)的结果。其中天观测时间为北京时间 14 点 18 分^[5]。

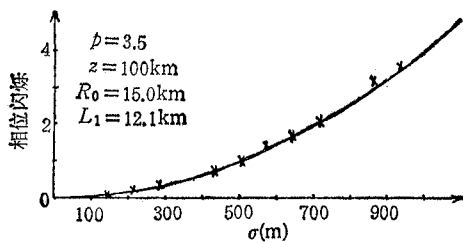


图 4 日出、日落时相位闪烁随基线的变化

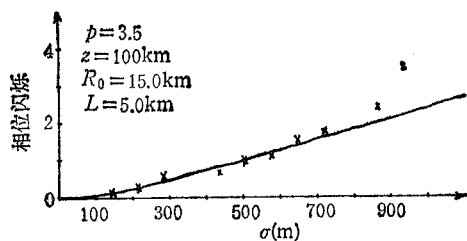


图 5 中天观测时相位闪烁随基线的变化。

在绘制图 4 和图 5 时,为了便于比较,我们已将 $\sigma = 504\text{m}$ 时的值归一。处理实验值是将观测到的 φ 值除以归一基点的值,然后平方即为 $\langle S_{\varphi}^2 \rangle$ 的相对值。图 4 为日出、日落时观测到的相位闪烁随基线长度的变化,图 5 是中天观测时相位闪烁随基线长度的变化。从图中可以看出理论值和实验值在功率谱指数为 3.5 时是较好吻合的。

4. 结论

从本文的讨论中可看出,电离层闪烁与通常讨论的随机媒质中波的传播问题有不完全相同之处;在干涉仪测量的理论中,我们找出了干涉仪与单天线理论之间的关系,并且进行了理论计算和分析。这理论很好地解释了电离层闪烁中的相位闪烁是受大尺度不规则体控制的,也验证了在中天观测和日出、日落时相位闪烁是随基线长度的增加而增加的现实;并依据实验值与理论值的比较,定出了电离层不规则性相位闪烁功率谱指数为

$P=3.5$ 。

在撰写此文中,得到了导师吕保维教授和韩文焯、冯孔豫研究员的指导和支持,得到了王贞松博士的大力帮助。在此表示衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] K. C. Yen, C. H. Liu, *PIEEE*, **70**(1982), 324—360.
- [2] R. K. Crane, *J. Geophys. Res.*, **81**(1976), 2041—2050.
- [3] R. K. Crane, *PIEEE*, **65**(1977), 180—199.
- [4] I. P. Shkarofsky, *Can. J. Phys.*, **46**(1968), 2133—2153.
- [5] 黄其凡,电离层不规则性对电波闪烁谱影响的研究,硕士论文,中国科学院电子学研究所,1986年。

THE MEASUREMENT OF SCINTILLATION RADIO-WAVE SIGNAL IN IONOSPHERE

Huang Qifan

(Institute of Standardization and Planning, the Ministry of Radio, Film and Television, Beijing)

ABSTRACT Theoretical formula for determining the power spectrum of the scintillation radio-wave signal with interferometer is presented in this paper for study of ionosphere. The results of theoretical calculation agree with the measurements. The radio scintillation power spectrum index ($p=3.5$) which is caused by the irregularities in the ionosphere is determined from the results.

KEY WORDS Radio-wave Propagation Random medium; Ionosphere; Scintillation radio-wave signal