

典型电离层多普勒记录及其讨论^{*}

肖 佐 刘凯军 张东和

(北京大学地球物理系 北京 100871)

摘 要

由于地面电离层多普勒频率偏移测量具有时间连续、设备相对简便等固有特征,它特别适合于扰动监测.本文在整理北京大学电离层高频多普勒台站观测资料的基础上,给出了一些典型电离层多普勒效应观测现象,这些现象反映了多普勒频移对电离层 E_s 、声重波,不规则结构及耀斑引起的突然扰动等的响应,表明多普勒资料的细致分析对电离层形态学研究有其特殊意义.利用 IRI 模型,对多普勒频移的太阳耀斑效应及电离层不规则结构对多普勒频移的影响进行了模拟计算,理论结果与观测基本一致,从而大体上解释了这些响应的物理机制.论文最后对观测到的一种特殊的记录类型——S型描述的具体成因作了详细的分析和讨论,指出在一定条件下,以一定相位速度水平传播的声重波可以产生这类记录,给出了相位速度和振幅等声重波参数与记录描述形状的关系,这对从多普勒频移记录推演电离层中的波动特征有一定的帮助.

关键词 电离层测量—高频多普勒频移

1 引言

电波通过介质传播时,由于传播路径或路径上介质性质的变化,会出现电波频率的漂移.当电波通过电离层传播时,这一现象称为电离层的多普勒效应,由下式表示:

$$\Delta f = -\frac{f_0}{c} \times \frac{dP}{dt},$$
$$P = \int_s \mu ds. \quad (1)$$

其中, f_0 为电波频率, c 为真空中光速, P 为电波从发射点至接收点的相路径, s 为电波的传播路径, μ 为介质的折射指数.

可见,相路径随时间的变化导致电离层的多普勒效应,可归结于两个原因,其一是电波传播路径 s 本身的变化,另一个是传播路径上电离层变化导致的电波折射指数 μ 的变化,一般,这两个因素不可分割,其效应统一表现为相路径变化的影响.

当电波垂直入射时,这两个因素表现为:反射面的高度变化和反射面以下电离层折射指数的变化,它们所导致的多普勒效应分别称为微分效应和积分效应.其中微分效应可表示为

$$\Delta f_V = -\frac{2f_0}{c} \times \frac{dh_r}{dt} = -\frac{2f_0}{c} V_{\perp}. \quad (2)$$

我们认为,严格来讲微分效应和积分效应是不可分割的,多普勒频移是两者共同贡献的结果,对其加以区分主要是出于理论分析的考虑,为了在某种效应占主导的情况下简化

^{*} 国家自然科学基金资助项目 40130020

2002-02-28 收到原稿, 2002-08-25 收到修定稿

问题, 以便于理论分析.

2 典型的多普勒形态观测结果

北京大学高频多普勒台站自 1986 年起对电离层多普勒效应进行了连续的观测, 得到了许多很好的资料. 图 1—图 3 显示了几种比较典型的多普勒效应观测结果.

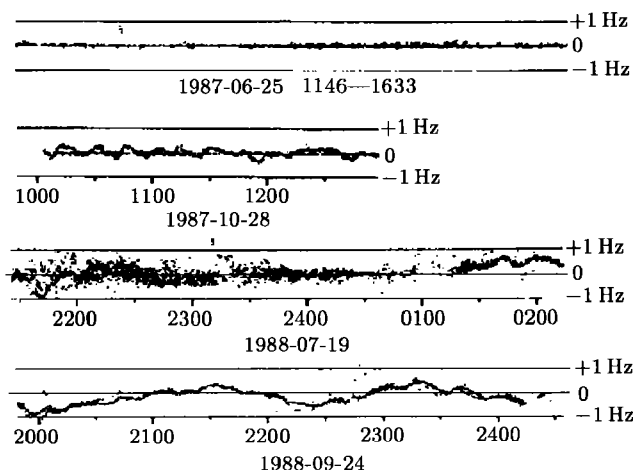


图 1 高频多普勒记录反映的某些电离层形态 (自上而下: E_s , 半透明的 E_s , 不规则结构, 大尺度声重力波)
Fig.1 Doppler shift records revealed some ionospheric features (from top to bottom: E_s , Half-transparent E_s , Irregularities, Large scale acoustic-gravity wave)

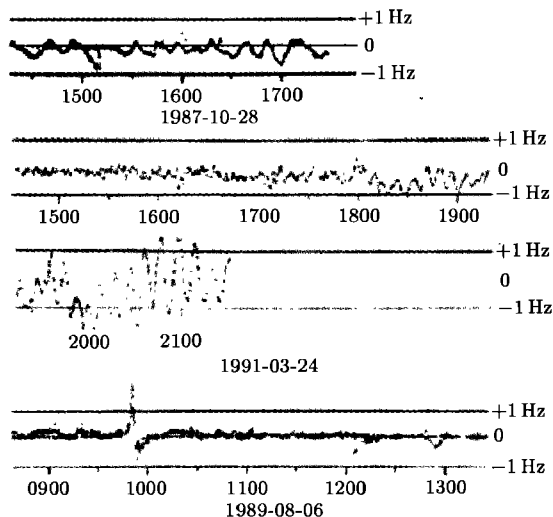


图 2 高频多普勒记录反映的某些电离层形态 (自上而下: 中尺度声重力波, 高频波动 (次声波), 耀斑响应)
Fig.2 Doppler shift records revealed some ionospheric features (from top to bottom: Medium-scaled acoustic-gravity wave, High frequency wave (sub-acoustic wave), Flare response)

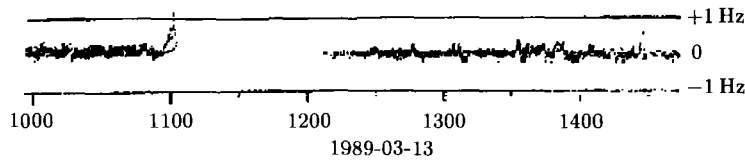


图 3 多普勒记录中一次伴随短波通信中断的电离层耀斑响应

Fig.3 Doppler shift response to solar flare with short-wave black-out

3 数值模拟方法介绍及结果分析

为了对这些观测结果进行分析与对比, 我们结合电离层 IRI 模型进行了相应的数值模拟, 下面对我们的模拟方法和结果进行一些介绍和讨论.

我们的模拟方法大体是: 先结合 IRI 模型得到一系列一定时间间隔的电离层电子浓度剖面. 对每一个电离层电子浓度剖面, 采用射线追踪法, 并结合二分法找到发射点和接收点间合适的电波传播路径, 进而计算对应的相路径 P ; 由此得到了一定时间间隔的一系列相路径值, 由这些值出发, 采用式 (1), 即可计算一段时间内的多普勒频移.

在我们的实际观测中, 工作电磁波的频率为 10 MHz, 发射点在陕西蒲城 (北纬 35° , 东经 110°), 接收点为北京 (北纬 40° , 东经 116°), 两地相距约 700 km, 因此利用 IRI 模型计算电离层电子浓度剖面时, 取中间点北纬 37° , 东经 113° , 太阳黑子数取 60. 为了便于对比分析, 我们的数值计算也取与实际观测一样的这些值.

3.1 电离层多普勒效应对耀斑的响应

为了模拟电离层多普勒频移对太阳耀斑的响应, 我们设想了下面一种耀斑期间电离层电子浓度变化:

$$\begin{aligned}
 N &= N_0 + \Delta N; \\
 \Delta N &= N_1 \times F(h) \times G(t); \\
 F(h) &= \begin{cases} \exp((100 - h)/25), & (h > 100), \\ \exp((h - 100)/5), & (h \leq 100); \end{cases} \\
 G(t) &= \begin{cases} \exp(t - 6), & t \leq 6, \\ \exp((6 - t)/4), & t > 6. \end{cases}
 \end{aligned}$$

其中, N_0 由 IRI 模型提供, $N_1 = 90\,000\text{ cm}^{-3}$, h 为高度 (km), t 为时间 (min).

由此出发计算得到的多普勒频移如图 4 所示, 可以看到此结果与图 2 所示的实际观测结果无论是形状、幅度还是时间尺度都吻合得非常好. 图 5 显示了正常时的电离层电子浓度剖面 (N_0) 和由上式计算所得峰值时刻 ($t = 6$) 的电离层电子浓度剖面. TEC 值正常时为 20.00 TECU, 峰值时为 20.27 TECU ($1\text{ TECU} = 10^{16}\text{ m}^{-2}$), TEC 增加 0.27 TECU, 图 5 显示这一增加主要集中于低电离层高度. 对于一个中小型耀斑而言, 这与现有的一些估算结果是一致的^[3]. 可见我们设想的这样一种耀斑期间电离层电子浓度变化是比较合理的.

另外, 为了对比耀斑期间电离层多普勒效应中微分效应与积分效应的比例关系, 我们除计算总效应之外, 对微分效应进行了单独的计算: 在求得电波的传播路径后, 提取出反射高度信息 h_r , 利用 $2\sqrt{l^2 + h_r^2}$ 作为相路径来计算多普勒效应 (l 为发射点与接收点间距离的一半, 取 350 km). 我们发现, 耀斑期间电离层微分效应与总效应变化趋势有着明显

的不同, 图4中的虚线显示了微分效应的计算结果. 可见在耀斑情况下, 微分效应不占主导地位.

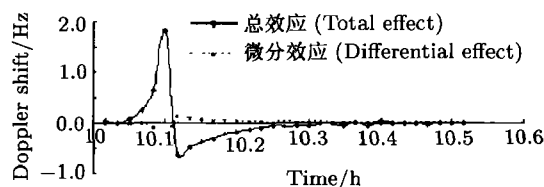


图4 高频多普勒对耀斑响应的数值计算结果

Fig.4 Computed results of the response of Doppler shift to solar flare

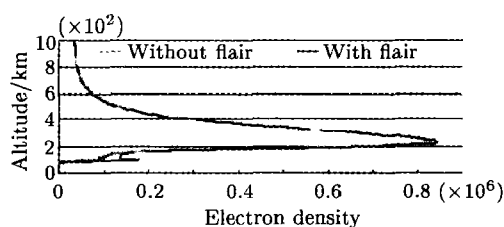


图5 在图4的计算中使用的正常和耀斑条件下的电离层电子密度分布

Fig.5 Electron density profiles with and without solar flare, used in the computation of Fig.4

3.2 电离层不规则结构对多普勒观测的影响

完全实际地再现电离层中的不规则结构是非常困难的, 我们采用了一种变通的方法来简单模拟电离层不规则结构对多普勒观测的影响,

$$N = N_0 + \Delta N,$$

$$\Delta N = N_0 \times R \times 0.01.$$

其中, N_0 为由 IRI 模型产生的一个高度间隔为 0.1 km 的背景电离层电子浓度剖面, R 为随机数发生器产生的一系列随机数 (-1 到 1), 使 R 随高度和时间随机变化, 从而得到一系列充满垂直尺度约 0.1 km 的“不规则结构”的电离层剖面. 再由此出发计算多普勒频移, 得到如图6所示的结果, 大致反映了电离层不规则结构对多普勒观测的影响.

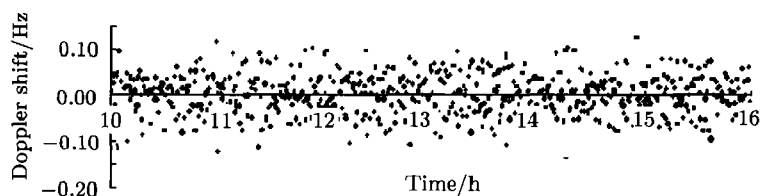


图6 多普勒观测对电离层不规则结构响应的数值模拟结果

Fig.6 A digital simulation of the response of Doppler shift to ionospheric irregularities

与图1的实际观测对比, 我们发现了两点不同. 其一, 实际观测的结果显然叠加了

一些其他波动的影响, 我们的数值模拟为了突出不规则结构的影响, 没有考虑这一因素; 其二, 实际观测结果的散开幅度 (约 2 Hz) 比我们模拟结果的散开幅度 (约 0.2 Hz) 要大得多, 我们认为这是因为我们的 ΔN 中有一个 0.01 的因子, 如果此因子再增大一到两个数量级的话, 模拟结果与实际观测肯定将更加吻合. 而且现有的一些对 Spread-F 的数值模拟表明, $\Delta N/N_0 \approx 0.5$ 是很合理的 [7],[8]. 但是由于射线追踪的需要, 程序中此因子不能取得太大, 否则射线追踪将不能顺利进行.

4 中尺度波动中 S 型扰动的讨论

在我们的多普勒观测中, 发现了一种特殊的 S 型扰动, 如图 7 中 1400 处所示的波动. 其形态类似于被扭曲了的中尺度波动. 关于这种扰动的成因, 早在 20 世纪 60 年代, Kenneth Davies 等就针对垂直传播的情况, 在镜面反射 (也即只考虑微分效应) 的假设之下进行了解释 [4],[5]. 结合我们的观测环境, 这里针对斜传播时的情况进行一些分析. 为了简单起见, 我们也做了镜面反射的假定, 在另外的文章中将通过数值模拟说明, 在缓变的电离层情况下, 多普勒效应中微分效应占主导地位, 这样的假定是合理的.

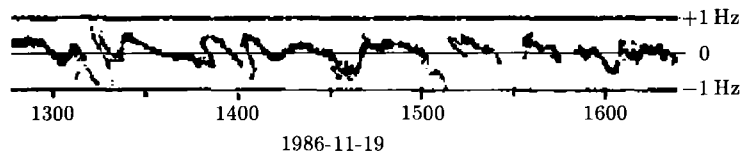


图 7 多普勒记录中一次典型的 S 型扰动

Fig.7 A typical "S" shaped disturbance in the Doppler shift records

如图 8 所示, 一波状的等电子密度面 (电波反射面) 以匀速度 v 传播, 设 A 为电波发射点, B 为电波接收点, A 、 B 间有固定的距离 $2a$. 取 A 、 B 的中点为原点建立坐标系. 设某一时刻, 反射面的波形为 $y = y(x - vt + vt_0)$, t_0 为初始时刻. 令反射点 C 的坐标为 (x, y) , 则电波所传播的距离为

$$L = |AC| + |BC| = \sqrt{(x+a)^2 + y^2} + \sqrt{(x-a)^2 + y^2}. \quad (3)$$

C 点为反射点的条件是 $\frac{\partial L}{\partial x} = 0$, 而

$$\frac{\partial L}{\partial x} = \frac{x+a+y\frac{\partial y}{\partial x}}{\sqrt{(x+a)^2 + y^2}} + \frac{x-a+y\frac{\partial y}{\partial x}}{\sqrt{(x-a)^2 + y^2}} = 0. \quad (4)$$

由 (4) 式求出反射点的横坐标 x_r , 再将 (4) 式求导

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial x} = \frac{d}{dt} \frac{x+a+y\frac{\partial y}{\partial x}}{\sqrt{(x+a)^2 + y^2}} + \frac{d}{dt} \frac{x-a+y\frac{\partial y}{\partial x}}{\sqrt{(x-a)^2 + y^2}} = 0. \quad (5)$$

将 x_r 的值代入 (5) 式, 求出 $\frac{dx_r}{dt}$ 的值. 然后将 x_r 、 $\frac{dx_r}{dt}$ 代入 (3) 式, 再对 t 求导得到

$$\frac{dL}{dt} = \frac{(x_r + a) \frac{dx_r}{dt} + y \frac{dy}{dt}}{\sqrt{(x_r + a)^2 + y^2}} + \frac{(x_r - a) \frac{dx_r}{dt} + y \frac{dy}{dt}}{\sqrt{(x_r - a)^2 + y^2}}. \quad (6)$$

其中, $y = y(x_r - vt + vt_0)$,

$$\frac{dy}{dt} = \frac{dy}{du} \left(\frac{dx_r}{dt} - v \right), \quad u = x_r - vt + vt_0.$$

因而多普勒频移的数值

$$\Delta f = -\frac{f_0}{c} \frac{dL}{dt}. \quad (7)$$

将 (6) 式代入 (7) 式, 即可求得多普勒频移.

由这些分析出发, 本文模拟了一个如图 9 所示的简单实例. 设反射面的波形为正弦函数, 波数为 K , 反射层距地面的高度为 H , 反射层的厚度为 D , 发射点 T 和接收点 R 之间的距离为 $2a$. 假定波的相对位形不变, 而 T 、 R 系统沿水平方向以波的相速 V 移动. 这样, 若 T 、 R 系统向左运动, 则意味着波向右传播; 反之, 则向左传播. 在我们的实际观测中, 电波发射点为陕西的蒲城, 接收点在北京, 因而沿水平方向向右代表由西向东的方向. 本文设计了一个程序, 并由模拟结果发现了一些规律.

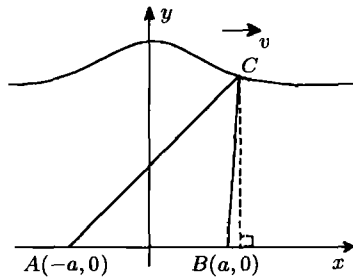


图 8 模拟 S 型扰动的坐标系示意图
Fig.8 An illustration of coordinate system in simulation of the "S" shaped disturbance

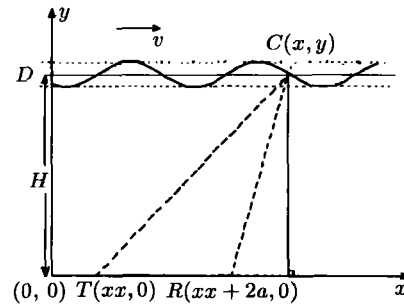


图 9 S 型扰动模拟中使用的一些参量示意图
Fig.9 An illustration of parameters used in the simulation of "S" shaped disturbances

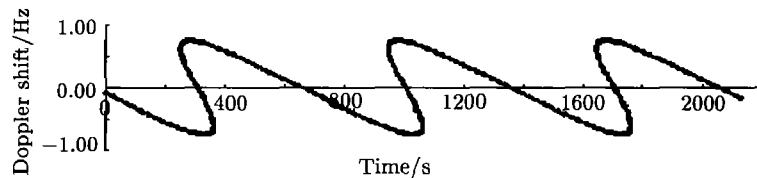


图 10 一定条件下声重波产生 S 型多普勒记录的模拟计算结果
Fig.10 The simulation result of "S" shaped records due to the acoustic-gravity waves under certain conditions

当声重波由西向东传播时, 多普勒频移出现如图 10 的形态, 计算取 $v = 0.3 \text{ km/s}$, $H = 200 \text{ km}$, $K = 0.03 \text{ rad/km}$, $D = 2.5 \text{ km}$, $a = 350 \text{ km}$. 我们发现多普勒频移的确出现向

左扭曲的 S 型波动, 而且幅度、形状及时间尺度都与图 7 的观测结果符合得非常好. 可见, 我们前面的分析可以解释斜传播情况下的 S 型扰动观测结果的成因.

而当声重波由东向西传播时, 我们最初的猜想是将出现向右扭曲的 S 型波动, 并想由这一特点来确定声重波的传播方向. 但数值模拟及进一步的理论分析表明: 当声重波由东向西传播时, 仍然出现向左扭曲的 S 型波动. 我们观测到的几次 S 型扰动均为向左扭曲, 而且在一些同行的工作中也尚未发现有向右扭曲的 S 型波动出现.

另外我们发现, 在声重波速度等其他参数固定的情况下, 随着声重波振幅 D 的不同, 多普勒形态出现如图 11 的变化 (随着振幅的变小, 对应的 D 依次为 3 km、2.5 km、2 km、1.5 km、1 km, 其他参数仍取图 10 的值). 振幅越大, 波形扭曲得越明显, 而且随着振幅的减小, S 型的扭曲将逐渐消失 ($D = 1.5$ km、1 km 时), 多普勒频移逐渐变为正常的中尺度波动. 而若振幅等参数不变, 声重波的速度发生变化, 多普勒频移记录的幅度将随声重波速度的增大而增大, 但波形扭曲的程度将随速度的增大而减小, 如图 12 所示 (图中曲线随着多普勒频移波动幅度的减小, 对应的声重波速度分别为 0.4 km/s、0.3 km/s、0.2 km/s, 其他参数仍取图 10 的值).

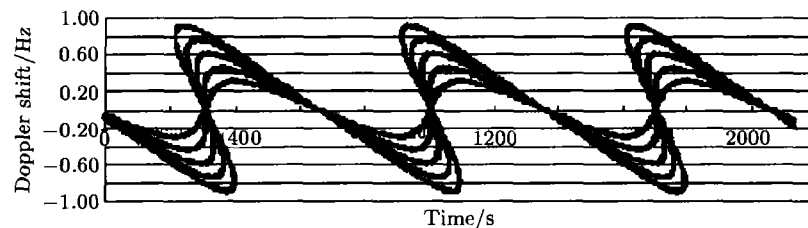


图 11 计算的声重波振幅与记录幅度之间的关系 (当声重波幅度小于一定值时, S 型记录消失)

Fig.11 Calculated relations of shapes of Doppler shift records with amplitudes of acoustic gravity waves (as amplitudes of AGWs decreasing, "S" shaped records disappear gradually)

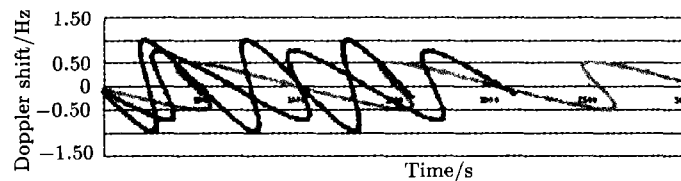


图 12 计算的多普勒 S 型记录形状与声重波相速度的关系 (随着相速度增大, 记录幅度变大而扭曲程度减小)

Fig.12 Calculated results of shapes of Doppler records with phase velocities of AGWs (as phase velocity increasing, magnitudes of "S" shaped records become larger but less bent)

5 结论

(1) 北京大学电离层高频多普勒台站取得了非常丰富的观测资料, 进一步的整理发掘对电离层形态研究是十分有意义的.

(2) 对耀斑和电离层不规则结构的多普勒响应进行了成功的模拟, 另外我们的模拟也说明在瞬变扰动情况下, 电离层多普勒效应中微分效应一般并不占主导地位, 不能反映总

效应的变化趋势.

(3) 我们前面的分析可以解释斜传播情况下的 S 型扰动的成因. 并且无论声重波向左或右传播, S 型扰动均是向左扭曲, 以此单独确定声重波的传播方向是困难的, 但在确定某一特定方向有无传播速度分量时, 仍有重要参考意义.

(4) 在其他参数不变的情况下, 声重波振幅越大, S 型扰动的扭曲越明显, 而且随着振幅的减小, S 型的扭曲将逐渐消失, 多普勒频移逐渐变为正常的中尺度波动. 若振幅等参数不变, 声重波的速度发生变化, 多普勒频移的波动幅度将随速度的增大而增大, 但波形扭曲的程度将随声重波速度的增大而减小.

致谢: 本文在写作过程中, 本课题组的邓悦、邹鸿、陈志宇、萧赛冠、颜军、吕飞等提出了许多宝贵的意见和建议, 使得本文得以顺利完成, 在此向他们致以衷心的感谢.

参 考 文 献

- [1] Long Xianling, Hou Jiechang. On the frequency variation of radio waves reflected from the ionosphere. *Acta Geophys. Sinica*, 1979, **22**(4):395. in Chinese (龙咸灵, 侯杰昌. 关于电离层反射电波频率变化的问题. 地球物理学报, 1979, **22**(4):387—395)
- [2] Xie Yixi. Doppler frequency shifts of radio waves caused by a moving and time-varying ionosphere. *Acta Geophys. Sinica*, 1982, **25**(4):303. in Chinese (谢益溪. 运动的随时间变化的电离层所引起的多普勒频移. 地球物理学报, 1982, **25**(4):295—303)
- [3] Zhang Donghe, Xiao Zuo, Gao Yufeng, Wang Jialong. The calculation of lower ionospheric TEC enhancement during initial flare burst using HF Doppler Records. *Chin. J. Space Sci.*, 1999, **19**(4):320. in Chinese (张东和, 肖佐, 高玉芬, 王家龙. 应用高频多普勒方法对耀斑期间电离层 TEC 变化的估算. 空间科学学报, 1999, **19**(4):315—320)
- [4] Kenneth Davies, Donald M Baker. On frequency variations of ionospherically propagated HF radio Signals. *Radio Sci.*, 1966, **1**(5):545—556
- [5] Davies K, Jones J E. Evidence for waves and winds in the ionospheric F Region. *Space Research XII-Akademie-Verlag*, 1972. 1149—1156
- [6] Donald M Baker, Kenneth Davies. Solar flare effects and the relaxation time of the ionosphere. *J. Geophys. Res.*, 1966, **71**(11):2840—2842
- [7] Ossakow S L. Spread-F theories — a review. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1981, **43**(5/6):437—452
- [8] Ossakow S L, Zalesak S T, McDonald B E. Nonlinear equatorial spread F: Dependence on altitude of the F peak and bottomside background electron density gradient scale length. *J. Geophys. Res.*, 1979, **84**(A1):17—29

SOME TYPICAL RECORDS OF IONOSPHERIC DOPPLER SHIFT AND THEIR SIGNIFICANCE IN THE STUDY OF IONOSPHERIC MORPHOLOGY

XIAO Zuo LIU Kaijun ZHANG Donghe

(Department of Geophysics, Peking University, Beijing 100871)

Abstract

The measurements of HF Doppler shift in the ionosphere have long been a powerful tool in monitoring the ionospheric disturbances due to its features of continuity in time and simplicity. In this paper, based on the analysis of data from the HF Doppler station at Peking University, some typical records with special morphological characteristics of the ionosphere were shown. These records are recognized as the manifestations of sporadic-*E*, irregularities, acoustic-gravity waves in different scales and response to the sudden change of electron density due to solar flares. Using IRI model of the ionosphere, responses of Doppler shift to solar flare and ionospheric irregularities are simulated. The results are in agreements with observations so that the mechanics of such physical processes are explained. A special kind of records—"S" shaped trace is introduced and programs designed to simulate such records. It is shown that the "S" shaped traces are produced by horizontally propagated acoustic-gravity waves under proper conditions. Relations between shapes and AGW's parameters are also given. These results are helpful in deducing some properties of AGWs from Doppler shift records.

Key words Ionospheric measurement, HF Doppler shift

空间材料专业委员会学术研讨会召开

中国空间科学学会空间材料专业委员会于 2002 年 9 月 6 至 11 日在广西省北海市召开了学术交流及专业委员会工作会议。出席本次会议的代表共有 30 余人, 代表着全国空间材料研究方面的科研、大专院校以及有关公司等十几个单位。本次会议共收到 28 篇论文, 有 18 篇在会上进行了交流。所有的论文展示了近几年来我国在空间材料研制方向的进展情况: 有在空间研究材料的情况, 有利用高空飞机失重时来研究材料情况, 有研究空间应用的轻型结构件的进展情况; 会议中还对未来空间站中空间晶体生长装置提出建议和介绍了未来空间相机用新型轻量化碳化硅反射镜的研制初步进展; 会上郭景坤院士提出的金属陶瓷材料研究设想, 引起与会人员热烈反响。大会还交流了许多金属、陶瓷、有机基复合材料、涂层材料, 这些材料有些已在空间获得应用, 有些为未来空间应用的基础材料。