第12卷 第4期 空间科学学报 Vol. 12, No. 4
1992 年 10 月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Oct., 1992

一种电离层物理模型及其在 F_1 谷区形成讨论中的应用*

高 铭 肖 佐
(北京大学地球物理系，100871)

摘 要

在电离层 F 区考虑了三种中性成分的 4 种离子 (O^+、NO^+、N_2^+ 和 O_2^+)，从严格的电子和离子密度连续方程出发，由中性风所满足的动力学方程和离子运动方程解出水平中性风，从而得到离子垂直漂移速度，由此建立了一种电离层的物理模式；并用此模式，针对我国中、低纬 (116°E, 30°N) 地区，讨论了光化学作用对 F_1 层的影响和动力学效应在 F 层中的作用. 着重讨论由水平中性风引起的离子垂直漂移运动对 F_1 谷区的影响. 结果表明：在光化平衡模式下，E 区明显形成. 在太阳活动低年夏季可产生明显的 F_1 "凸缘". 但仅靠光化平衡作用不能产生深的 F_1 谷区，也不能解释 F_2 层的形成；双极扩散是 F_2 层形成的主要机制；中性风的因素对 E 层影响不大，却可以在太阳活动低年夏季产生谷深在 0.05—0.1 的深 F_1 谷区. 用此模式还计算了 F_1 谷区日变化，结果表明：中性风影响模式能较好地反映我国中低纬地区 F_1 谷区变化的地域特征.

关键词 F_1 "凸缘"，F_1 谷区，热层风，电离层模式

一、引 言

电离层中的物理过程和化学过程都十分复杂，它既存在于大气的中性背景之中，又直接受到太阳辐射及扰动的影响，并与磁层、热层发生相互作用. 因此，电离层是各种物理机制的综合作用区. 而直接体现这种综合影响的一个主要因子，便是电子密度的空间和时间分布.

人们对电离层 F 区的一般形态及其异常已作了相当广泛而详尽的探测和研究，但有关 F_1 和 F_2 之间的谷区问题，特别是其形态及变化特征，则研究得较少，而对谷区演化及其机制讨论得更少，且存在着一些不同的结论.

六十年代末和七十年代初，Rishbeth, Banks 等人用简化的光化过程讨论了 F_1 层的情况，发现，仅在光化平衡条件下难以出现 F_1 深谷[1-3]. Taieb 等人针对欧洲中纬地区 (Saint-Santin, 44.63°N 22°E) 白天经常观测到的 F_1 谷区进行了研究，认为考虑离子垂直漂移运动以后，可以在太阳活动低年的夏季产生 F_1 谷区[4].

我国电离层资料(武昌)也反映出，在我国中低纬地区，夏季、白天经常有 F_1 谷区存

本文于 1991 年 10 月 24 日收到.
* 国家自然科学基金资助课题.

在. 对此,武汉物理所的苏元智等人作出了与 Taieb 不同的解释.他们认为光化作用本身可以产生 F_1 谷区,但在对 F_1 层离子成分的处理上要考虑激发态氧原子离子 $(O^+(2D))$[5]. 考虑激发态氧原子离子,可能是解释中、低纬 F_1 谷区形态的途径之一,但涉及的激发态氧原子离子的化学过程复杂,有许多不确定因素. 例如激发态氧原子离子 $(O^+(2D))$ 的相对含量的确定就是相当困难的,而这种含量的小变化可能会对谷区的出现与否有较大影响. 而且我国的观测资料表明,这一地区的电离层 F_1 层的某些特征,似乎可能与地域特性有关;又由于 F_1 层具有一个比电子密度高很多的中性成分背景,那么它的运动必然会对带电成分产生影响,以往关于中性风对电离层 E 区和 F 区的一般影响研究得较多,而对 F_1 层影响的细致研究却较少. 出于以上考虑,针对我国中、低纬地区(116°E, 30°N),从严格的电子和离子密度连续方程出发,逐项考虑方程中各项因素,以建立一个自洽的、能反映一些主要因素影响的电离层物理模式. 首先讨论了光化作用,在此基础上讨论了动力学效应在 F 层中的作用,其中包括双极扩散的影响和离子漂移运动的影响,尤其侧重对后者的分析. 从中性风对离子漂移的作用,着重讨论由水平中性风引起的离子垂直漂移运动对 F_1 谷区的影响,以期在理论上对 F_1 层形态做一些深入的讨论.

二、光化平衡作用下的 F 区电子密度分布

1. 光化平衡的物理模式

为了比较全面地反映 F 区的化学过程,我们考虑了三种中性成分: O、N_2 和 O_2; 四种离子: O^+、NO^+、N_2^+ 和 O_2^+,参加下列光化反应:

$$O^+ + N_2 \xrightarrow{k_2} N + NO^+, \tag{1}$$

$$NO^+ + e \xrightarrow[\alpha_{NO^+}]{} N + O, \tag{2}$$

$$N_2^+ + e \xrightarrow[\alpha_{N_2^+}]{} N + N, \tag{3}$$

$$O_2^+ + e \xrightarrow[\alpha_{O_2^+}]{} O + O. \tag{4}$$

其中[4]

$$k_2 = 1.2 \times 10^{-12}(T/300)^{-1}\ \mathrm{cm^3 s^{-1}},\quad \alpha_{NO^+} = 4.1 \times 10^{-7}(300/T_e)\ \mathrm{cm^3 s^{-1}},$$

$$\alpha_{N_2^+} = 3 \times 10^{-7}\ (300/T_e)^{1/3}\ \mathrm{cm^3 s^{-1}},\quad \alpha_{O_2^+} = 2.2 \times 10^{-7}(300/T_e)\ \mathrm{cm^3 s^{-1}}.$$

这里,k_2 为化学反应速度,α 为复合率,T 为中性气体温度,T_e 为电子温度.

一般认为,白天,电子满足准平衡分布,并且常在整个高度上同时满足. 在只讨论光化作用时,电子密度连续方程为:

$$0 = Q - L(N). \tag{5}$$

其中,N:电子密度. $L(N)$: 化学损耗或消失率,视具体光化反应而定. Q: 太阳紫外辐射造成的离子的总生成率.

参加上述光化反应的离子分别满足各自的光化平衡方程,具体表达为

$$0 = q_{O^+} - k_2[N_2][O^+], \tag{6}$$

$$0 = k_2[N_2][O^+] - \alpha_{NO^+}[NO^+][e]. \tag{7}$$

$$0 = q_{N_2^+} - \alpha_{N_2^+}[N_2^+][e], \tag{8}$$

$$0 = q_{O_2^+} - \alpha_{O_2^+}[O_2^+][e]. \tag{9}$$

其中，[ ]表示密度，$[e]$为电子密度 N. 由方程(6)—(9)可分别解出每种离子的表达式，它们满足准电中性条件，即

$$[e] = [O^+] + [NO^+] + [O_2^+] + [N_2^+]. \tag{10}$$

由(6)—(10)可得

$$\frac{1}{q_{O^+}} = \frac{1}{\beta N} + \frac{1}{\alpha' N^2}, \tag{11}$$

其中

$$\beta = k_2[N_2], \quad \alpha' = 1\Big/\left(\frac{1}{\alpha_{NO^+}} + \frac{q_{N_2^+}}{q_{O^+}}\frac{1}{\alpha_{N_2^+}} + \frac{q_{O_2^+}}{q_{O^+}}\frac{1}{\alpha_{O_2^+}}\right). \tag{12}$$

由方程(11)，解关于N的二次方程，可得出由 q_{O^+} β 及 α' 表示的N值，再进一步确定 q_{O^+}，β，α' 就可得出光化平衡条件下，电子密度的分布. 这里引入了一个有效复合系数 α'，其物理意义比较直观，且易于计算.

由太阳紫外辐射造成的某种离子的生成率由 Chapman 提出的太阳辐射电离率的基础理论公式表示为

$$q_j(z) = n_j \sum_{\lambda} F_{\infty\lambda}\sigma_{\lambda ij}\eta \exp\left(-\int_z^{\infty} n_n \sigma_{\lambda A_j} \sec\chi dz\right). \tag{13}$$

其中，z：垂直高度，F_∞：无穷远处太阳紫外辐射通量，σ_i：电离截面，σ_A：吸收截面，n_n：总中性气体数密度，n_j：某中性成分数密度，λ：各太阳辐射频率或频段，η：辐射效率，χ：太阳天顶角. q_j 是高度、天顶角、中性成分密度的函数.

天顶角表示为

$$\cos\chi = \sin\phi\sin\delta + \cos\phi\cos\delta\cos t. \tag{14}$$

其中，ϕ：地理纬度，δ：太阳赤纬，t：时角.

由 α'、β 的表达式及 Chapman 生成率公式可以计算光化平衡下的电子密度分布，要求确定的参数为

(1) 太阳辐射频段及各频段的辐射通量；(2) 每种中性成分对各频段的电离截面和吸收截面；(3) 三种中性成分 O、N_2、O_2 的数密度及总中性成分数密度分布；(4) 中性气体温度和电子温度；(5) 太阳天顶角. 我们选取的太阳辐射模型包括波长在 100nm 以下的 35 个频段，相应的辐射通量和中性成分的吸收截面及电离截面均采用 Torr[6] 的值. 而有关中性成分数密度和中性、电子温度等参量及其随太阳活动 (10.7cm 辐射通量)、地理位置、高度、地磁活动、季节、地方时等的变化则是利用国际全球参考大气 MSIS-86 来确定的. 太阳天顶角由天顶角公式(14)给出，所需太阳赤纬值可由天文年历查算.

2. 光化平衡模式下 F_1 层形态

用上述建立的电离层光化平衡物理模式针对我国中、低纬 (116°E, 30°N) 地区的白天的 F 区进行计算，图 1、2 分别为太阳活动高年和太阳活动低年冬季、夏季的电子密度分布.

由图1、图2看到，除了明显的 E 区以外，在 F 区高度上，电子密度随高度几乎都是单调

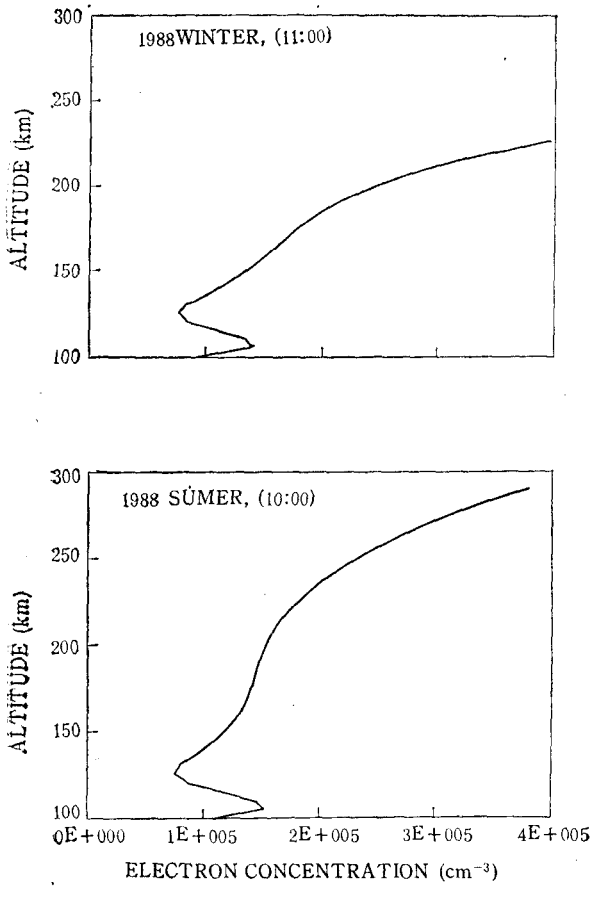


图 1 太阳活动高年光化平衡下电子密度分布

Fig. 1 Electron density profiles under photo chemical equalibrium for high solar activity

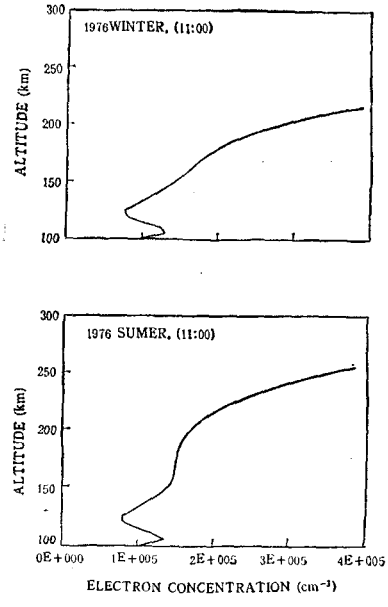


图 2 太阳活动低年光化平衡下电子密度分布

Fig. 2 Electron density profiles under photo chemical equalibrium for low solar activity

增加的;F_1 层主要表现为一个"凸缘", 只在低年夏季, F_1 "凸缘"较深刻,似乎显示了一个较明确的层结,但仍未完全形成明显的谷区. 另外, F_2 层并不出现,说明光化平衡在低年夏季确实可形成较明显的 F_1 层,但很难产生深的 F_1 谷区, 而 F_2 层的形成机制也远不能仅用光化平衡解释.这一结论与一般理论一致.但就 F_1 "凸缘"而言,我们的结论和 Taieb、苏元智等人的结论是有差别的.

三、动力学效应对电子密度分布的影响

1. 双极扩散的作用

以往的研究证明, F_2 极大高度上的区域,电离成分处于扩散平衡,我们在上述电离层模式的基础上作进一步讨论.

通过实际计算,发现扩散对 F_1 层的影响较小,几乎不改变电子分布状况, 在由 F_1 层

逐渐过渡到 F_2 层的过程中，扩散的影响逐步产生作用．为简化计算模型，在 240km 左右以上加入扩散的影响，而在 240km 左右以下仍采用光化平衡分布，由方程(11)给出．

240km 左右以上，电子密度连续方程采用[8]：

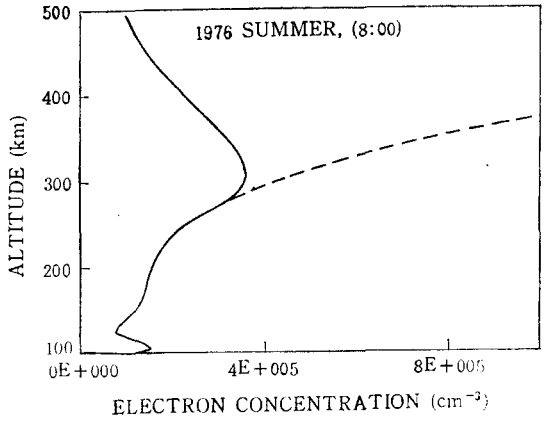
$$\frac{\partial N}{\partial t} = Q - \beta N + D\left(\frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + \frac{3}{2H}\frac{\partial N}{\partial z} + \frac{N}{2H^2}\right). \tag{15}$$

其中，扩散系数 $D = 1.2 \times 10^{17} T^{0.7}/[n(\mathrm{O}) + n(\mathrm{N_2})]$；大气标高 $H = RT/Mg$；平均分子量 $M = \frac{\rho}{n_n}\frac{1}{m_H}$；气体常数 $R = 8.31$．n_n 为中性成分数密度，ρ 为气体质量密度．

方程(15)是 N 的二阶微分方程，准平衡条件下，令 $\partial N/\partial t = 0$，可解出 N 的分布．

由方程 (11) 和 (15) 组成有双极扩散影响下的电子密度分布模型．计算表明，方程(11)和(15)基本上可连接，但为了使得从纯光化平衡到扩散平衡之间的连接有理想的光滑性，需在连接点附近对反应系数作适当调节，实际上这种调节很小．

计及双极扩散效应后的电子密度分布见图 3．



——考虑了双极扩散 (with ambipolar diffusion included)
——纯光化平衡条件 (under photochemical equalibrium)

图 3　F层电子密度分布

Fig. 3　Electron density profiles in F layer

由图可见，在考虑了扩散影响后，F_2 层形成了，说明双极扩散对 F_2 层的形成具有决定性意义，也说明我们建立的，包括光化和双极扩散的物理模式从 E 区到 F_2 峰值以上是基本适用的．

2. 离子垂直漂移速度与自洽的中性风场的确立

在中、低纬 F 区，若不考虑电场效应，在地磁场和中性风共同作用下的离子漂移速度可表达为

$$\boldsymbol{v}_i = \mu_i^{(1)}(\boldsymbol{W} \times \boldsymbol{B}_0) - \mu_i^{(2)}\frac{\boldsymbol{B}_0 \times (\boldsymbol{W} \times \boldsymbol{B}_0)}{B_0} + \boldsymbol{W}. \tag{16}$$

其中，$\boldsymbol{W}$ 为中性风速度，$\boldsymbol{B}_0$ 为地磁场；

佩得森迁移率 $$\mu_i^{(1)} = \frac{\nu_i \Omega_i}{\nu_i^2 + \Omega_i^2} \frac{1}{B_0},$$

霍尔迁移率 $$\mu_i^{(2)} = \frac{\Omega_i^2}{\nu_i^2 + \Omega_i^2} \frac{1}{B_0}.$$

ν_i、Ω_i 分别为离子的碰撞频率和磁回旋频率。

设地磁场 $\boldsymbol{B}_0$ 在三维座标系中的 YZ 平面上，I 为磁倾角，Z 是垂直向上方向，X 正向东向，Y 北向。如果不考虑垂直方向的中性风的影响，即 $W_z = 0$，将方程(16)写为分量形式：

$$v_{ix} = -\frac{\nu_i \Omega_i}{\nu_i^2 + \Omega_i^2} W_y \sin I + \frac{\nu_i^2}{\nu_i^2 + \Omega_i^2} W_x, \tag{17}$$

$$v_{iy} = \frac{\nu_i \Omega_i}{\nu_i^2 + \Omega_i^2} W_x \sin I - \frac{\Omega_i^2}{\nu_i^2 + \Omega_i^2} W_y \sin^2 I + W_y, \tag{18}$$

$$v_{iz} = \frac{\nu_i \Omega_i}{\nu_i^2 + \Omega_i^2} W_x \cos I + \frac{\Omega_i^2}{\nu_i^2 + \Omega_i^2} W_y \sin I \cos I. \tag{19}$$

方程(19)说明，即使不考虑中性风速度的垂直分量，离子的垂直漂移速度仍然是重要的，它由 W_x，W_y 决定。

中性风满足下面的运动方程：

$$\frac{d\boldsymbol{W}}{dt} = \boldsymbol{g} - \rho^{-1}\Delta P + \boldsymbol{F}_v + \boldsymbol{F}_i - 2\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{W} - \boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{R}. \tag{20}$$

其中，$\boldsymbol{g}$：重力，$\rho^{-1}\nabla P$：压力梯度力，$\boldsymbol{F}_v$：粘滞力，$\boldsymbol{F}_i$：离子曳力，$2\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{W}$：地球自转科氏力，$\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{R}$：向心力，$\boldsymbol{\Omega}$：地球自转角速度。

由方程(20)，忽略向心力，得到水平中性风方程：

$$\frac{dW_x}{dt} = F_x - \nu_{ni}(W_x - v_{ix}) + fW_y + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)\frac{\partial^2 W_x}{\partial z^2}; \tag{21}$$

$$\frac{dW_y}{dt} = F_y - \nu_{ni}(W_y - v_{iy}) - fW_x + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)\frac{\partial^2 W_y}{\partial z^2}. \tag{22}$$

μ：动力学粘滞系数。(μ/ρ)：运动粘滞系数。$F_x = -\rho^{-1}\frac{\partial P}{\partial x}$，$F_y = -\rho^{-1}\frac{\partial P}{\partial y}$ $(P = nkT)$；$f = 2\Omega \sin \phi$，ϕ-地理纬度。ν_{ni} 为中性成分与离子的碰撞频率，它正比于电子密度：

$$\nu_{ni} = kN = 2.6 \times 10^{-9} N_e M^{-1/2}.$$

方程(21)、(22)表明，中性成分的运动受离子曳力影响。而方程(17)—(19)显示中性风是电离成分漂移的主要制约因素，因此中性成分和电离成分的运动是相互耦合的，这一套方程组自洽地决定着热层中性风场和离子漂移，在准平衡状态下，令 $d/dt = 0$，联立方程(17)、(18)、(21)、(22)，得到二阶微分方程组，将微分项写为差分形式，得到矩阵：

$$\begin{pmatrix} -\nu_{ni} & 0 & \nu_{ni}+\frac{2}{(Dz)^2}\left(\frac{\mu}{\rho}\right) & -f \\ 0 & -\nu_{ni} & f & \nu_{ni}+\frac{2}{(Dz)^2}\left(\frac{\mu}{\rho}\right) \\ 1 & 0 & -\frac{A^2}{A^2+1} & \frac{A}{A^2+1}\sin I \\ 0 & 1 & -\frac{A}{A^2+1}\sin I & \frac{1}{A^2+1}\sin^2 I-1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_{ix} \\ v_{iy} \\ W_x \\ W_y \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} F_x+\left(\frac{\mu}{\rho}\right)\frac{W_x(I+1)+W_x(I-1)}{(Dz)^2} \\ F_y+\left(\frac{\mu}{\rho}\right)\frac{W_y(I+1)+W_y(I-1)}{(Dz)^2} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{23}$$

其中，$A=\nu_i/\Omega_i$。假定矩阵中各变量的初值，设置边条件，解矩阵，然后用高斯-塞得尔迭代法，反复迭代，直到达到所要求的精度为止。解出水平中性风后，再由(19)式，可得到离子的垂直漂移速度。

3. 考虑离子垂直漂移后，电子密度分布的物理模式

考虑输运损耗对电子密度分布的影响后，电子密度连续方程为

$$\frac{\partial N}{\partial t}=Q-L(N)-\nabla\cdot(N\boldsymbol{v}). \tag{24}$$

输运损耗可写为

$$\nabla\cdot(N\boldsymbol{v})=\boldsymbol{v}\cdot\nabla N+N\nabla\cdot\boldsymbol{v}. \tag{25}$$

由(25)看到，输运作用不仅决定于N和$\boldsymbol{v}$，同时也取决于速度变化$\nabla\cdot\boldsymbol{v}$和密度变化$\nabla N$。一般情况下，除日落、日出的分界区域附近或某些强烈扰动条件下的以外，上述二项在垂直方向的梯度远大于水平梯度，因此我们在输运损耗中只考虑离子的垂直漂移速度。

为了简化问题而又具有一般性，我们假设每种离子的垂直漂移速度均相同，且满足准平衡条件，他们各自所满足的平衡方程为

$$0=q_{O^+}-k_2[N_2][O^+]-\nabla_z([O^+]v_{iz}), \tag{26}$$

$$0=k_2[N_2][O^+]-\alpha_{NO^+}[N_2^+][e]-\nabla_z([NO^+]v_{iz}), \tag{27}$$

$$0=q_{N_2^+}-\alpha_{N_2^+}[N_2^+][e]-\Delta_z[(N_2^+]v_{iz}), \tag{28}$$

$$0=q_{O_2^+}-\alpha_{O_2^+}[O_2^+][e]-\nabla_z([O_2^+]v_{iz}). \tag{29}$$

由(26)—(29)和准电中性条件(10)，得到

$$N=[O^+]+\frac{q_{O^+}-\nabla_z([O^+]v_{iz})-\nabla_z([NO^+]v_{iz})}{\alpha_{NO^+}N}$$

$$+\frac{q_{N_2^+}-\nabla_z([N_2^+]v_{iz})}{\alpha_{N_2^+}N}+\frac{q_{O_2^+}-\nabla_z([O_2^+]v_{iz})}{\alpha_{O_2^+}N}, \tag{30}$$

$$[O^+] = \frac{q_{O^+} - \nabla_z([O^+]v_{iz})}{\beta}. \tag{31}$$

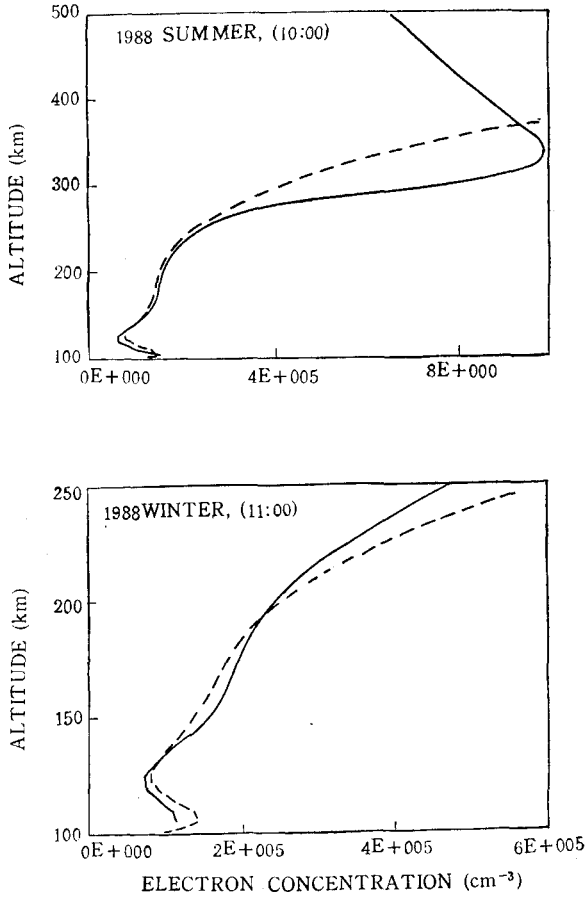
引入等效 α''，使方程(30)中的分母统一为 $\alpha''N$，方程(30)化为

$$N = [O^+] + \frac{(q_{O^+} + q_{N_2^+} + q_{O_2^+}) - \nabla_z(Nv_{iz})}{\alpha''N}. \tag{32}$$

α'' 是 α_{NO^+}、$\alpha_{N_2^+}$、$\alpha_{O_2^+}$ 三者的综合效应。由于 α 随高度基本不变，我们将成分的含量加权后取 $\alpha'' = 1.2 \times 10^{-7}(cm^3s^{-1})$。计算表明，$\alpha''$ 的选取在合理取值范围内不会有明显的影响。由方程(32)，解微分方程可得到电子密度分布。

4. 中性风对 F_1 谷区的形成及形态的影响

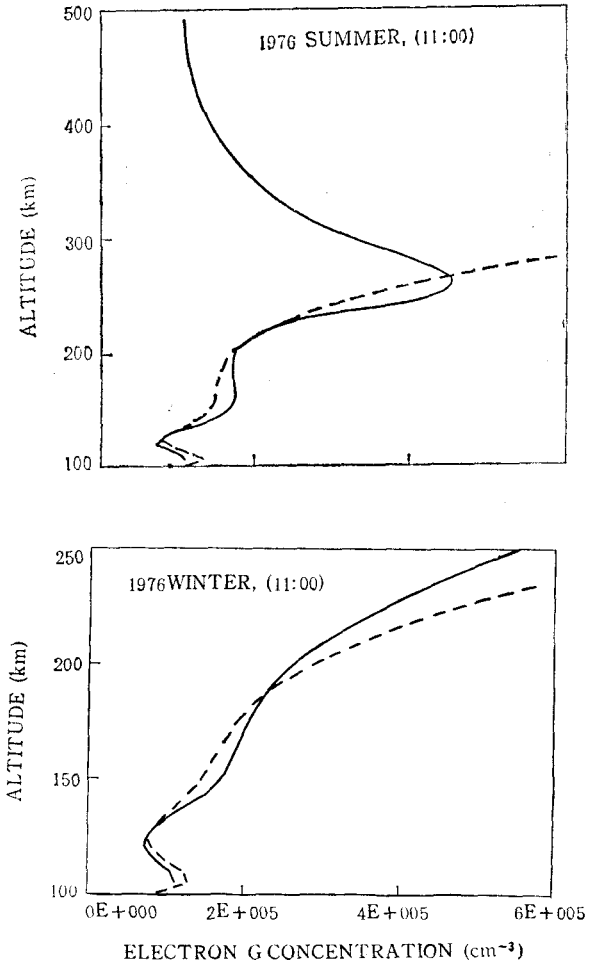
图 4,5 分别为中性风影响下的物理模式即方程(32)的计算结果。从图中可见，在太阳活动低年夏季，谷区明显形成。若谷深定义为 $\delta = (n_{max} - n_{min})/n_{max}$，则低年夏季谷



——有中性风影响 (with neutral wind exflected)
-----纯光化平衡条件 (under photochemical equalibrium)

图 4 太阳活动高年电子密度分布

Fig. 4 Electron density profiles for high solar activity



——有中性风影响 (with neutral wind affected)
-----纯光化平衡条件 (under photochemical equalibrium)

图 5　太阳活动低年电子密度分布

Fig. 5　Electron density profiles for low solar activity

深通常在 0.05—0.1 之间. 这与武昌地区的观测分析相一致.

进一步计算我国中、低纬地区中性风对太阳活动低年夏季 F_1 谷区影响的日变化，由图 6 看到，F_1 谷区发生在地方时 10:00—15:00 之间，在 10:00 前后开始出现谷区，谷深随时间逐渐增大，午后不久(13:00)谷深，谷宽达最大值，下午谷深逐渐减小，在 15:00 前后谷区消失. 这也与观测分析基本一致[9].

我们也曾用 VSH 风模型计算了 F_1 谷区日变化. VSH 风模型(矢量球谐模型)是一种气体动力学模型，它具有完整的真实数据资料和较高的计算机模拟精度，此模型中，完整地考虑了有关因素的影响. 计算结果与图 6 有一致的变化规律. 这说明在不考虑电场的近似下，由自洽风场理论推出的中性风是可以反映 F_1 层中性风的影响特性的.

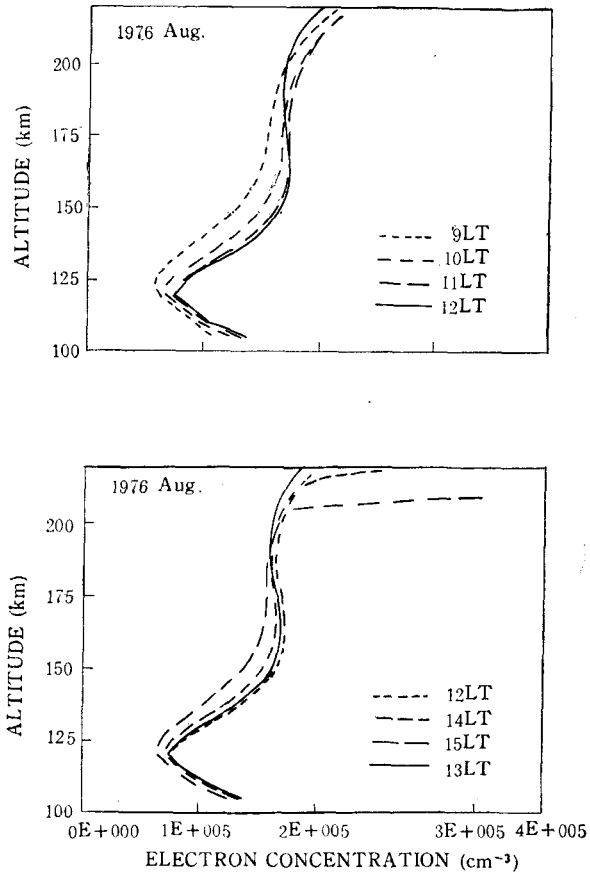


图 6 中性风影响的 F_1 谷区日变化(用本文建立的中性风模型)

Fig. 6 Daily variation of F_1 region valley influenced by neutral wind (using the model established in this paper)

四、结 论

本文从电离层中性成分和电离成分的运动是相互耦合的观点出发,在中、低纬地区不考虑电场变化的情况下,讨论了动力学效应特别是中性风对 F_1 层电子密度分布形态的影响,建立了一种理论上自洽的电离层物理模式,模式计算结果表明,中性风影响模式能解释 F_1 谷区的产生,并能较好地反映我国中、低纬地区电离层 F_1 谷区变化的地域特征.

参 考 文 献

[1] Rishbeth, H. and O. K. Garriott, Introduction to Ionospheric Physics, Academic Press, New York, 1969.
[2] Banks, P. M. and G. Kockarts, Aeronomy Parts A and B, Academic Press, New York, 1973.
[3] Schunk, R. W. and J. C. R. Walker, *Planet. Space Sci.*, Vol. **21**, p. 1875, 1973.
[4] Taieb, C., G. Scialom and G. Kockart, *Planet. Space Sci.*, Vol. **26**, p. 1007, 1978.
[5] 苏元智和黄信榆,地球物理学报,第**34**卷,第139页,1991.
[6] Torrr, D. G., *Rev. Geophys. Space Phys.*, Vol.**20**, p. 105, 1982.
[7] Hedin, A. E., J. *Geophys. Res.*, Vol. **92**, p.4649, 1987.

[8] Kohl, H. and J. W. King, *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. 29, p. 1045, 1967.
[9] 苏元智和黄信榆，地球物理学报，第30卷，第505页，1991.

A PHYSICAL MODEL OF IONOSPHERE FOR LOW LATITUDES AND ITS' APPLICATIONS IN DISCUSSIONS OF F_1 VALLEY FORMATION

Gao Ming　Xiao Zuo

(Department of Geophysics, Peking University, Beijing 100871)

Abstract

F_1 valley has recently been one of the interesting issues in ionospheric F region. In this paper, a physical model of ionosphere for mid-and low-latitudes is taking into account self-consistently both the neutral wind and motions of ions. The speeds of neutral particles and ions are obtained by simultaneously solving sets of dynamic equations satisfied by those two kinds of particles, with are coupled through collisions. Four species of ions are included to represent photo-chemical reactions. With this ionospheric model and focusing on the area of China's central part, i.e., 116°E and 30°N, the effects of photo-chemical and dynamical processes on the F region are discussed with particular emphasis put on the influence of ions' vertical motion on F_1 valley. Results show that under photo-chemical equalibrium, E region always forms and a F_1 ledge appears only in summer at low solar activity, but deep F_1 valley and formation of F_2 region can not be explained solely by photo-chemical process. Ambipolar diffusion is falally important for F_2 formation. Vertical motions of ions caused by neutral wind does not affect E region much, but can produce a considerably profound valley in summer at low solar activity with a depth of 0.05—0.1. Diurnal variations of F_1 valley is also examined and results show that this model can reflect some features of F_1 valley for China's mid-and low-latitude area.

Key words F_1 ledge, F_1 valley, Thermo pheric wind, Ionospheric modelling