0254-6124/2013/33(1)-034–05 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

Li Caiyun, Huang Wengeng. Equatorial ionosphere Rayleigh-Taylor instability in the presence of double-ion species. *Chin. J. Space Sci.*, 2013, **33**(1): 34-38

# 双离子成分下的赤道电离层 R-T 不稳定性*

李彩云 黄文耿

(中国科学院空间科学与应用研究中心 北京 100190)

**摘 要** 等离子体 R-T (Rayleigh-Taylor) 不稳定性被认为是赤道夜间 F 区电离层产生不规则体的主要机制, 经典理论中只考虑了氧离子一种正离子成分, 等离子体 R-T 不稳定性的表达式与氧离子质量和密度无关. 事实上, 在有些情况下, 电离层 F 区往往不仅仅只有一种正离子存在. 本文利用连续性方程、动量方程和电流守恒方程, 采用微扰方法, 推导了双离子成分条件下, 赤道电离层 R-T 不稳定性线性增长率的表达式, 研究多种正离子成分对 R-T 不稳定性的影响. 结果表明, 双离子成分下线性增长率与两种正离子的数密度和质量都相关, 增长率的大小依赖于两种正离子成分所占的比例.

**关键词** R-T 不稳定性, 双离子, 赤道扩展 F, 增长率

**中图分类号** P 353

# Equatorial Ionosphere Rayleigh-Taylor Instability in the Presence of Double-ion Species

LI Caiyun HUANG Wengeng

(*Center for Space Science and Applied Research, Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100190)

**Abstract** Plasma Rayleigh-Taylor instability plays a crucial role in the development of irregularities in the nocturnal equatorial ionosphere. In traditional theories, only the dominant element $O^+$ is taken into consideration. As a result, the liner equation is independent with the ion mass and density. In fact, in some cases, there are not only one kind of positive ion in the F region of the ionosphere, such as in dusty plasma or in the ionospheric disturbances resulting from artificially chemical releases. It is essential to understand the effect of molecular ions in the collisional Rayleigh-Taylor instability. In this paper, a linear perturbation analysis associated with continuity equations, momentum equations and current conservation equation has been used to obtain a growth rate expression in the presence of double-ion species. The new expression reveals that the growth rate is dependent with the number densities and masses of both the ion elements, and especially, the proportions of the two kinds of ions contribute to growth rate.

**Key words** Rayleigh-Taylor instability, Double-ion, ESF, Growth rate

---

* 国家重点基础研究发展计划项目资助 (2011CB811406)

2011-09-06 收到原稿, 2012-11-28 收到修定稿

E-mail: lcyshxych@163.com

## 0 引言

等离子体不稳定性过程对电离层不规则体的形成和演变起着至关重要的作用, 而产生的这些不规则体可以造成卫星信号的幅度和相位的闪烁, 即电离层闪烁 [1]. 电离层闪烁通常在赤道区最为严重, 其常与赤道扩展 F (ESF) 现象相关联 [2−3], 一般认为赤道扩展 F 起因于等离子体中的 R-T (Rayleigh-Taylor) 不稳定性 [4]. 在日落之后, 太阳极辐射引起的光电离源消失, 使 F 层底部比上部复合要快, 其结果是, 在 F 层底部形成更大的、方向向上的电离密度梯度, 由于这种电离密度梯度与重力方向相反, 当界面受到微小扰动, 例如有重力波等扰动因素出现时 [5−6], 就有可能破坏原本的平衡状态, 导致 R-T 不稳定性. 更重要的因素是, 夜间电离层 E 区不是完全的良导体, 与白天相比, 带电电荷可以在 E 区堆积, 这为赤道电离层 R-T 的发生提供了良好的条件, 因此, 赤道电离层扩展 F 往往出现在夜间.

通常, 在不考虑复合时, 经典理论的赤道电离层 F 区 R-T 不稳定性的线性表达式为

$$\gamma = \frac{1}{L}\frac{g}{v_{\rm in}} - \frac{1}{L}\frac{E_{0x}}{B} - \frac{1}{L}W_y,$$

其除与重力场、电场和热层风场等因素有关外, 只与电子的密度梯度标高相关 [7−15], 而与氧离子的质量和密度无关. 这是因为以往的线性理论中只考虑了氧离子一种正离子, 而忽略了其他的正离子成分, 这在氧离子成分占绝大多数的电离层 F 区是合适的. 然而, 在有些情况下, 电离层 F 区往往不是只有一种正离子存在. 例如, 在尘埃等离子体和化学物质释放扰动电离层的过程中, 有时会出现多种密度相当的正离子成分 [20−22], 在这种情况下, 等离子体 R-T 不稳定性的表达式应该有所不同. 本文利用连续性方程、动量方程和电流守恒方程, 采用微扰方法, 推导双离子成分条件下赤道电离层 F 区 R-T 不稳定性的表达式, 研究了多种正离子成分对 R-T 不稳定性的影响.

## 1 理论模型

在赤道 F 区, 选取坐标系使得 $y$ 轴垂直向上, 磁场沿 $z$ 轴向北, 则 $x$ 轴为水平西向. 背景等离子体密度沿 $y$ 轴方向有一个分布. 以下磁流体方程组分别控制两种正离子 (下标 1 为占主导的离子而下标 2 表示次要离子) 和电子 (下标 e 来表示) 的运动, 每种等离子体成分的质量分别用 $m_1$, $m_2$, $m_{\rm e}$ 来表示, 有

$$\Big(\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{v}_1\cdot\nabla\Big)\boldsymbol{v}_1 = \frac{e}{m_1}(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}_1\times\boldsymbol{B}) + \boldsymbol{g} - \nu_{\rm in}(\boldsymbol{v}_1-\boldsymbol{W}), \tag{1}$$

$$\Big(\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{v}_2\cdot\nabla\Big)\boldsymbol{v}_2 = \frac{e}{m_2}(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}_2\times\boldsymbol{B}) + \boldsymbol{g} - \nu_{\rm in}(\boldsymbol{v}_2-\boldsymbol{W}), \tag{2}$$

$$\Big(\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{v}_{\rm e}\cdot\nabla\Big)\boldsymbol{v}_{\rm e} = \frac{-e}{m_{\rm e}}(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}_{\rm e}\times\boldsymbol{B}) + \boldsymbol{g} - \nu_{\rm en}(\boldsymbol{v}_{\rm e}-\boldsymbol{W}), \tag{3}$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \nabla\cdot(n_1\boldsymbol{v}_1) = 0, \tag{4}$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} + \nabla\cdot(n_2\boldsymbol{v}_2) = 0, \tag{5}$$

$$\frac{\partial n_{\rm e}}{\partial t} + \nabla\cdot(n_{\rm e}\boldsymbol{v}_{\rm e}) = 0, \tag{6}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{j} = 0, \tag{7}$$

$$\boldsymbol{j} = e(n_1\boldsymbol{v}_1 + n_2\boldsymbol{v}_2 - n_{\rm e}\boldsymbol{v}_{\rm e}). \tag{8}$$

其中, $n_1, n_2, n_{\rm e}$ 和 $\boldsymbol{v}_1, \boldsymbol{v}_2, \boldsymbol{v}_{\rm e}$ 分别表示占主导的原子氧离子, 分子性离子和电子的数密度及速度. 同时 $e$ 表示电荷的幅值, $\nu$ 为碰撞频率.

由于本文研究的时间尺度比粒子回旋周期和碰撞周期长得多, 所以式 (1)∼(3) 左边的惯性项可以忽略. 对方程两边叉乘和点乘 $\boldsymbol{B}$ 可以得到稳态时粒子的速度分别为

$$\boldsymbol{v}_1 = \frac{\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}}{B^2} + \frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_1}\cdot\frac{\boldsymbol{E}}{B} + \frac{1}{\Omega_1}\cdot\frac{\boldsymbol{g}\times\boldsymbol{B}}{B} + \frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_1}\cdot\frac{\boldsymbol{g}}{\Omega_1} + \frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_1}\cdot\frac{\boldsymbol{W}\times\boldsymbol{B}}{B} + \frac{\nu_{\rm in}^2}{\Omega_1^2}\cdot\boldsymbol{W}, \tag{9}$$

$$\boldsymbol{v}_2 = \frac{\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}}{B^2} + \frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_2}\cdot\frac{\boldsymbol{E}}{B} + \frac{1}{\Omega_2}\cdot\frac{\boldsymbol{g}\times\boldsymbol{B}}{B} + \frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_2}\cdot\frac{\boldsymbol{g}}{\Omega_2} + \frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_2}\cdot\frac{\boldsymbol{W}\times\boldsymbol{B}}{B} + \frac{\nu_{\rm in}^2}{\Omega_2^2}\cdot\boldsymbol{W}, \tag{10}$$

$$\boldsymbol{v}_{\rm e} = \frac{\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}}{B^2}, \tag{11}$$

其中, $\Omega_{\rm i} = \dfrac{Be}{m_{\rm i}}$ 为离子 1, 2 的回旋频率, 且有 $\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_{\rm i}} \ll 1$, $\dfrac{\nu_{\rm en}}{\Omega_{\rm e}} \approx 0$.

对应稳态的 $(\boldsymbol{v}_1, \boldsymbol{v}_2, \boldsymbol{v}_{\rm e}, \phi, n_1, n_2, n_{\rm e})$, 这里假定有一阶的正弦扰动 $(\boldsymbol{v}_1', \boldsymbol{v}_2', \boldsymbol{v}_{\rm e}', \phi', n_1', n_2', n_{\rm e}')$, 假定扰动在水平方向且形式为 $\exp[{\rm i}(kx - wt)]$, 其中, $w$, $k$

分别为扰动的角频率和水平方向的波数. 稳态时的参量仅仅随高度变化.

利用静电近似 $\boldsymbol{E}=-\nabla\phi$, 则可以得到速度的扰动项为

$$\boldsymbol{v}_1'=\frac{1}{B}\frac{\partial\phi'}{\partial x}\boldsymbol{y}-\frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_1}\frac{1}{B}\frac{\partial\phi'}{\partial x}\boldsymbol{x}=\frac{1}{B}\,\mathrm{i}\,k\phi'\boldsymbol{y}-\frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_1}\frac{1}{B}k\phi'\boldsymbol{x},\tag{12}$$

$$\boldsymbol{v}_2'=\frac{1}{B}\frac{\partial\phi'}{\partial x}\boldsymbol{y}-\frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_2}\frac{1}{B}\frac{\partial\phi'}{\partial x}\boldsymbol{x}=\frac{1}{B}\,\mathrm{i}\,k\phi'\boldsymbol{y}-\frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_2}\frac{1}{B}\,\mathrm{i}\,k\phi'\boldsymbol{x},\tag{13}$$

$$v_{\rm e}'=\frac{1}{B}\frac{\partial\phi'}{\partial x}\boldsymbol{y}=\frac{1}{B}\,\mathrm{i}\,k\phi'\boldsymbol{y}.\tag{14}$$

由质量守恒方程可知稳态时

$$\frac{\partial n}{\partial t}+\nabla\cdot(n\boldsymbol{v})=0.\tag{15}$$

扰动态时质量守恒方程变为

$$\frac{\partial(n+n')}{\partial t}+\nabla\cdot[(n+n')(\boldsymbol{v}+\boldsymbol{v}')]=0.\tag{16}$$

由此可以得出

$$\frac{\partial n'}{\partial t}+\nabla\cdot(n'\boldsymbol{v})+\nabla\cdot(n\boldsymbol{v}')+\nabla\cdot(n'\boldsymbol{v}')=0.$$

忽略二阶扰动项可得

$$\frac{\partial n'}{\partial t}+\frac{\partial n'}{\partial x}v_x+\frac{\partial v_x'}{\partial x}n+\frac{\partial n}{\partial y}v_y'=0.$$

因此式 (4)∼(6) 可以变为

$$\mathrm{i}\,(kv_{1x}-w)n_1'-\mathrm{i}\,k\frac{1}{B}\frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_1}n_1\,\mathrm{i}\,k\phi'+\mathrm{i}\,k\frac{1}{B}n_1\frac{1}{L_1}\phi'=0,\tag{17}$$

$$\mathrm{i}\,(kv_{2x}-w)n_1-\mathrm{i}\,k\frac{1}{B}\frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_2}n_2\,\mathrm{i}\,k\phi'+\mathrm{i}\,k\frac{1}{B}n_2\frac{1}{L_2}\phi'=0,\tag{18}$$

$$\mathrm{i}\,(kv_{\rm e x}-w)n_{\rm e}'+\mathrm{i}\,k\frac{1}{B}n_{\rm e}\frac{1}{L_{\rm e}}\phi'=0.\tag{19}$$

由电荷密度守恒方程式 (7) 及电流密度表达式 (8) 可得如下扰动态时的电荷密度守恒方程:

$$\mathrm{i}\,k(v_{1x}n_1'+v_{2x}n_2'-v_{\rm e x}n_{\rm e}')+\mathrm{i}\,k\Big(-\frac{1}{B}\frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_1}n_1\,\mathrm{i}\,k\phi'-\frac{1}{B}\frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_2}n_2\,\mathrm{i}\,k\phi'\Big)+\mathrm{i}\,k\frac{1}{B}\Big(n_1\frac{1}{L_1}+n_2\frac{1}{L_2}-n_{\rm e}\frac{1}{L_{\rm e}}\Big)\phi'=0.\tag{20}$$

## 2 推导结果

联合式 (17)∼(20), $n_1',n_2',n_{\rm e}',\phi'$ 有非零解, 系数行列式为 0, 即

$$\begin{vmatrix} kv_{1x}-w & 0 & 0 & \Big(\dfrac{n_1}{L_1}-\mathrm{i}\,k_{n_1}\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_1}\Big)\dfrac{k}{B}\\ 0 & kv_{2x}-w & 0 & \Big(\dfrac{n_2}{L_2}-\mathrm{i}\,k_{n_2}\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_2}\Big)\dfrac{k}{B}\\ 0 & 0 & kv_{\rm e x}-w & \dfrac{n_{\rm e}}{L_{\rm e}}\dfrac{k}{B}\\ kv_{1x} & kv_{2x} & -kv_{\rm e x} & \Big(\dfrac{n_1}{L_1}-\mathrm{i}\,k_{n_1}\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_1}+\dfrac{n_2}{L_2}-\mathrm{i}\,k_{n_2}\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_2}-\dfrac{n_{\rm e}}{L_{\rm e}}\Big)\dfrac{k}{B} \end{vmatrix}=0.\tag{21}$$

令 $w=w_{\rm r}+\mathrm{i}\,\gamma$, 分离实部和虚部, 则可以得到 $\gamma$ 的表达式为

$$\gamma=\frac{\Big[-(v_{1x}-v_{\rm e x})\dfrac{n_{\rm e}}{L_{\rm e}}n_1\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_1}-(v_{2x}-v_{\rm e x})\dfrac{n_{\rm e}}{L_{\rm e}}n_2\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_2}+(v_{2x}-v_{1x})\Big(\dfrac{n_1}{L_1}n_2\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_2}-\dfrac{n_2}{L_2}n_1\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_1}\Big)\Big]}{\Big(\dfrac{n_1}{kL_1}+\dfrac{n_2}{kL_2}-\dfrac{n_{\rm e}}{kL_{\rm e}}\Big)^2+\Big(n_1\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_1}+n_2\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_2}\Big)^2}.\tag{22}$$

进一步假定 [13,19] $kL_{(1,2)}\gg\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_{(1,2)}}$, 则

$$\gamma=\frac{\Big[-(v_{1x}-v_{\rm e x})\dfrac{n_{\rm e}}{L_{\rm e}}n_1\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_1}-(v_{2x}-v_{\rm e x})\dfrac{n_{\rm e}}{L_{\rm e}}n_2\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_2}+(v_{2x}-v_{1x})\Big(\dfrac{n_1}{L_1}n_2\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_2}-\dfrac{n_2}{L_2}n_1\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_1}\Big)\Big]}{\Big(n_1\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_1}+n_2\dfrac{\nu_{\rm in}}{\Omega_2}\Big)^2}.\tag{23}$$

其中,

$$v_{1x}-v_{ex}=\frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_1}\frac{E_{0x}}{B}-\frac{g}{\Omega_1}+\frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_1}W_y, \tag{24}$$

$$v_{2x}-v_{ex}=\frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_2}\frac{E_{0x}}{B}-\frac{g}{\Omega_2}+\frac{\nu_{\rm in}}{\Omega_2}W_y, \tag{25}$$

$$v_{1x}-v_{2x}=\nu_{\rm in}\Big(\frac{1}{\Omega_1}-\frac{1}{\Omega_2}\Big)\frac{E_{0x}}{B}-\Big(\frac{1}{\Omega_1}-\frac{1}{\Omega_2}\Big)g+\nu_{\rm in}\Big(\frac{1}{\Omega_1}-\frac{1}{\Omega_2}\Big)W_y. \tag{26}$$

式 (24)~(26) 中, $E_{0x}$ 表示背景西向电场, $W_y$ 表示向上的中性风.

在线性增长率表达式 (23) 中, 方括号中第一项表示由于水平方向上第一种正离子和电子的背景漂移速度差异而引起的 R-T 不稳定增长模, 第二项代表由于水平方向上第二种正离子和电子的背景漂移速度的差异而引起的 R-T 不稳定增长模, 这两项中增长率都由电子密度梯度的标高控制. 第三项对应于两种正离子的相互作用, 即增长率的增长不仅与水平方向上两种正离子的背景漂移速度的差异有关, 而且与两种正离子的密度梯度标高有关. 此外, 存在双离子时增长率与每种正离子的数密度及质量均有关.

将式 (24)~(26) 代入式 (23) 并令其中一种正离子的数密度为 0 时, 增长率的表达式为

$$\gamma=\frac{1}{L}\frac{g}{\nu_{\rm in}}-\frac{1}{L}\frac{E_{0x}}{B}-\frac{1}{L}W_y,$$

其与只有一种正离子时的表达式完全一致, 说明本文的推导过程正确, 结论合理.

## 3 数值计算

图 1 和图 2 分别给出了 $n_1/n_{\rm e}$ 的比例范围为 0~1, 第二种离子为 $NO^+$ 或 $H_3O^+$ 时增长率的比例变化, 其中, $n_1$, $n_2$, $n_{\rm e}$ 分别代表占主导的原子氧离子、分子性离子和电子的数密度.

## 4 结论和讨论

本文利用连续性方程、动量方程和电流守恒方程, 采用微扰方法, 推导了双离子成分条件下赤道电离层 F 区 R-T 不稳定性的表达式, 得到如下结论.

(1) 双离子成分下的增长率不仅与电子密度梯度的标高和数密度有关, 还依赖于所有正离子的数密度和质量以及各自数密度梯度的标高, 这与只有单一正离子成分的不依赖于离子数密度的增长率表达式不同.

(2) 出现双离子时增长率的大小依赖于两种正离子所占的比例, 并且还与第二种离子的种类有关, 第二种离子质量越大, 线性增长率的比值越小.

(3) 即使电离层中第二种正离子的密度梯度为负值, 等离子体不稳定性的增长率也是存在的.

尽管等离子体不稳定性线性发展阶段的准确描述有助于深入理解控制不稳定性发展过程的基本物

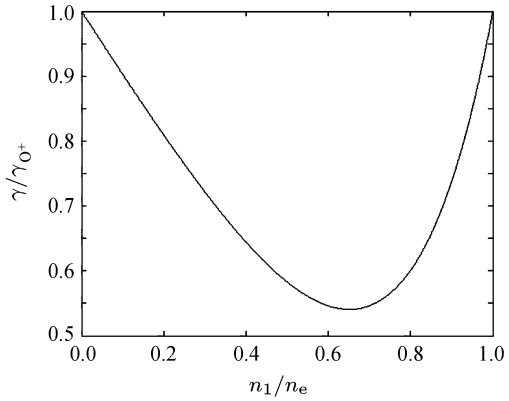



图 1 $n_1/n_{\rm e}$ 的比例范围为 0~1 且第二种离子为 $NO^+$ 时增长率的比例变化

Fig. 1 Variation of the relative growth rate with respect to the relative concentration of atomic oxygen when the second ion is $NO^+$

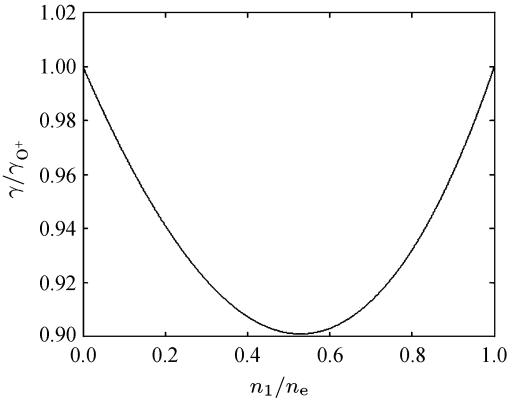



图 2 $n_1/n_{\rm e}$ 的比例范围从 0~1 且第二种离子为 $H_3O^+$ 时增长率的比例变化

Fig. 2 Variation of the relative growth rate with respect to the relative concentration of atomic oxygen when the second ion is $H_3O^+$

理机制, 计算得到的增长率可用于确定和预测赤道电离层中可能出现的不规则结构的区域和条件, 这对于空间天气和电波闪烁活动的预测非常有意义, 但是等离子体不稳定性及其影响在非线性发展阶段才能观测到, 从而需要非线性数值模拟的结果来解释观测现象. 目前我们只研究了双离子时 R-T 不稳定性的线性发展阶段, 接下来将继续研究出现双离子时赤道电离层 R-T 不稳定性的非线性发展阶段, 为人工改变电离层实验提供理论依据.

## 参考文献


[1] Groves K M, Basu S, Weber E J, *et al*. Equatorial scintillation and systems support [J]. *Radio Sci.*, 1997, **32**:2047-2064

[2] Farley D T, Balsley B B, Woodman R F, *et al*. Equatorial spread F implication of VHF radar observations [J]. *J. Geophys. Res.*, 1970, **75**(34):7199-7216

[3] Ossakow S L. Spread-F theories–A review [J]. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1981, **43**:437-443

[4] Chaturvedi P K, Ossakow S L. Nonlinear theory of the collisional Rayleigh-Taylor instability in equatorial spread F [J]. *Geophys. Res. Lett.*, 1977, **4**:558-561

[5] Hanson W B, Cragin B L, Dennis A. The effect of vertical drift on the equatorial F region region stability [J]. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1986, **48**:205

[6] Huang C C, Kelly M C. Nonlinear evolution of equatorial spread F:gravity wave seeding of Rayleigh-Taylor instability [J]. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**:293

[7] Sekar R, Raghavarao R. Role of vertical winds on the Rayleigh-Taylor mode instabilities of the nighttime equatorial ionosphere [J]. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1987, **49**:981

[8] Zalesak S T, Ossakow S L, Chaturvedi P K. Nonlinear equatorial spread-F: The effect of neutral winds background Pedersen conductivity [J]. *J. Geophys. Res.*, 1982, **87**:151-166

[9] Woodman R F. Vertical drift velocities and east-west electric fields at the magnetic equator [J]. *J. Geophys. Res.*, 1970, **75**:6249

[10] Chiu Y T, Straus J M. Rayleigh-Taylor and wind driven instabilities of the night-time equatorial ionosphere [J]. *J. Geophys. Res.* 1979, **84**:3283

[11] Sekar R, Kelley M C. On the combined effects of vertical shear and zonal electric field patterns on nonlinear equatorial spread F evolution [J]. *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**:20 735-20 747

[12] Anderson D N, Rusch D W. Composition of the night-time ionospheric $F_1$ region near the magnetic equator [J]. *J. Geophys. Res.*, 1980, **85**:569

[13] Sekar R, Kherani E A. Effects of molecular ions on the Rayleigh-Taylor instability in the night-time equatorial ionosphere [J]. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 1999, **61**:399

[14] Ossakow S L, Zalesak S T, Zalesak B E. Nonlinear equatorial spread F: dependence on altitude of the F peak and bottomside background electron density gradient scale length [J]. *J. Geophys. Res.*, 1979, **84**:17-29

[15] Ossakow S L, Zalesak S T, Chaturvedi P K. Nonlinear equatorial spread F: The effects of neutral winds and background Pedersen conductivity [J]. *J. Geophys. Res.*, 1982, **87**:151-166

[16] Narcisi R S, Szuszczewicz E P. Direct measurements of electron density, temperature and ion composition in an equatorial spread F ionosphere [J]. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1981, **43**:463

[17] Luo Weihua, Xu Jisheng, Xu Liang. Analysis of controlling factors leading to the development of R-T instability in equatorial ionosphere [J]. *Chin. J. Geophys.*, 2009, **52**(4): 849-858. In Chinese (罗伟华, 徐继生, 徐良. 赤道电离层 R-T 不稳定性发展的控制因素分析 [J]. 地球物理学报, 2009, **52**(4):849-858)

[18] Szuszczewicz E P. Tsunoda R T, Narcisi R, Holmes J C. Coincident radar and rocket observations of equatorial spread-F [J]. *Geophys. Res. Lett.*, 1980, **7**:537

[19] Xie Hong, Xiao Zuo. Numerical simulation of spread F in low and mid-latitudes [J]. *Chin. J. Geophys.*, 1993, **36**(1):18-26. In Chinese (谢红, 肖佐. 中低纬 Spread F 的数值模拟 [J]. 地球物理学报, 1993, **36**(1):18-26)

[20] Fukuyama A, Sen S, Honary F. Unstable Rayleigh-Taylor modes in the ionosphere in the presence of dusts [J]. *Rad. Effects Defects Solids*, 2010, **165**:123-133

[21] Huang Wengeng, Gu Shifen. Ionospheric disturbances produced by artificially chemical releases [J]. *Chin. J. Space Sci.*, 2005, **25**(4):254-258. In Chinese (黄文耿, 古士芬. 化学物质释放人工改变电离层 [J]. 空间科学学报, 2005, **25**(4):254-258)

[22] Choueiri E Y, Oraevsky V N, Dokukin V S, *et al*. Observations and modeling of neutral gas releases from the APEX satellite [J]. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**:25 673