

电离层等离子体交换不稳定性与大气重力波的耦合*

黄朝松 李 均

中国科学院武汉物理研究所, 武汉 430071

M. C. KELLEY

School of Electrical Engineering, Cornell University, Ithaca, NY 14853, U.S.A.

(1993年2月2日收到)

研究了赤道电离层等离子体交换不稳定性与大气重力波的耦合性质。如果没有外部扰动的影响,非线性效应使交换不稳定性饱和在一个很小的幅度上。在适当的条件下,重力波能触发交换不稳定性。如果重力波的幅度足够大,所触发的交换不稳定性的扰动幅度能达到50%甚至更大,产生等离子体泡。本文的理论揭示了电离层大尺度扩展F的产生机制,可以解释许多重要的电离层观测现象。

PACC: 5235; 9420

一、引 言

电离层扩展F是指与F区等离子体密度不均匀体相关的一系列扰动现象,是电离层最重要的扰动形态。近些年来,人们利用雷达和火箭等观测手段,对赤道扩展F(equatorial spread F, 简称ESF)进行了大量的研究。观测结果表明^[1],ESF扰动谱覆盖了很宽的空间尺度,范围从几百公里到几十厘米。一般认为^[1-3],ESF是由等离子体交换不稳定性的非线性演变形成的。交换不稳定性产生大尺度扰动,大尺度扰动产生的局部等离子体密度梯度又激发起较小尺度的扰动,从而构成了完整的ESF扰动谱。计算机数值模拟显示交换不稳定性的演变过程。如果使用幅度约为5%的水平(一维)初始扰动,交换不稳定性将持续增长,在F区底部的等离子体密度减少(depletion)穿过F峰到达F区顶部,形成等离子体泡(plasma bubbles)^[4-6]。在等离子体泡内,密度减少可达50%以上甚至接近100%;在两个泡中间,等离子体密度增强(enhancement)也能达到相同的数量级。这些模拟结果与非相干散射雷达观测到的ESF形态非常相似^[7]。

然而,关于ESF的性质,还有许多问题没有解决。ESF扰动谱的一个重要特点,是谱峰位于长波部分(波长大于20公里)。在计算机模拟中,仅当使用一维的并且幅度为5%的初始扰动时,交换不稳定性才演变成大幅度扰动和产生等离子体泡^[4-6]。如果使用

* 国家自然科学基金资助的课题。

小幅度的二维初始扰动,交换不稳定性就被非线性效应所饱和,最后达到的稳态扰动幅度约为 1%^[8-10]。将观测结果与现有理论相比较,理论上存在如下一些重要问题。第一,当使用一维初始扰动时模拟才显示出等离子体泡,但一维交换不稳定性的增长率与波长无关,不能解释扩展 F 为什么以某一特征波长(约 100 公里数量级)出现。第二,热噪音不可能产生幅度为 5% 的初始扰动。如果使用热噪音作为初始扰动(相对幅度一般为 10^{-4} 数量级),由于交换不稳定性的增长率很低,热噪音不能演变成观测到的等离子体泡现象。第三,等离子体自身激发的交换不稳定性一般是中尺度的(波长约 1 公里数量级),不能解释为什么谱峰位于长波部分。第四,交换不稳定性一般是二维的^[11-14],在什么条件下二维扰动才不被非线性效应所饱和? 另外,在 F 区顶部,交换不稳定性是线性阻尼的,但也观测到扩展 F 的存在^[15],顶部扩展 F 的产生机制是什么?

ESF 不均匀体在许多情况下都表现为大尺度波形结构,与大气重力波有明显的联系,这类事件被称之为“赤道扩展 F 的重力波种子过程 (gravity wave seeding of equatorial spread F)”^[16-20]。关于重力波产生大尺度 ESF 的机制,虽然已有一些讨论^[16,17,21],但至今还没有得到令人满意的解释。Kelley 等人详细分析了一系列观测结果并与重力波理论比较后认为^[18],必须有等离子体不稳定性起作用,重力波才能产生观测到的 ESF 现象。这个观点已经提出多年,但一直没有在理论上予以证明。

本文研究大气重力波触发的等离子体交换不稳定性,从理论上证实 Kelley 等人的设想^[18],揭示大尺度 ESF 的产生机制。下面将表明,重力波能触发交换不稳定性。只要重力波的幅度足够大,交换不稳定性就能产生大于 50% 的等离子体密度增强和减少(即等离子体泡),而不被非线性效应所饱和。分析无重力波时交换不稳定性的性质,研究重力波同交换不稳定性的耦合,最后对有关结果作一些讨论。

二、电离层交换不稳定性的性质

在文献[22]中介绍过赤道上空电离层等离子体密度分布^[22]。在 F 区底部,等离子体密度梯度和重力加速度反向,并且与磁场相垂直,因而容易激发起交换不稳定性。在 F 区顶部,等离子体密度梯度和重力加速度同向,交换不稳定性是线性阻尼的。本文中采用的坐标系是: x 轴指向东, y 轴指向北, z 轴垂直地面向上。磁场在 y 方向, $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_y$ 。以前的交换不稳定性理论只考虑了重力加速度作为驱动力,本文的分析将包括重力加速度、中性风和背景电场,因而可称为广义交换不稳定性。利用准中性条件和等温近似,等离子体运动的支配方程为^[4-6,8-10]

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot (N\mathbf{v}_e) = -\nu_R(N - N_0), \quad (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot (N\mathbf{v}_i) = -\nu_R(N - N_0), \quad (2)$$

$$-eN(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) - T\nabla N = 0, \quad (3)$$

$$MN \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_i \cdot \nabla \right) \mathbf{v}_i = eN(\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B})$$

$$-T\nabla N + MNg + MN\nu_{in}(\mathbf{u} - \mathbf{v}_i), \quad (4)$$

其中 N 是等离子体密度 ($N = N_i = N_e$), $\mathbf{v}_i$ 是离子速度, $\mathbf{v}_e$ 是电子速度, $\mathbf{u}$ 是中性粒子的速度, $\mathbf{E}$ 是电场, ν_R 是复合系数, ν_{in} 是离子-中性粒子碰撞频率, M 是离子质量, T 是等离子体温度, $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_z$ 是重力加速度。

考虑一种静电不稳定性。将有关量写成

$$N = N_0 + n, \quad (5)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 - \nabla\varphi, \quad (6)$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \mathbf{u}_1, \quad (7)$$

其中 N_0 是平衡态等离子体密度, $\mathbf{E}_0$ 是背景稳态电场, $\mathbf{u}_0$ 是中性风速度, n 是等离子体密度扰动, φ 是扰动电势, $\mathbf{u}_1$ 是重力波引起的中性粒子扰动速度。在电离层 F 区, $\nu_{in} \sim 1\text{s}^{-1}$, $\Omega_i \sim 200\text{s}^{-1}$, $\nu_{in} \ll \Omega_i$ 。将展开式(5)–(7)代入方程(1)–(4), 得到 n 和 φ 的非线性方程

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{(\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}) \cdot \nabla n}{B^2} - \frac{(\nabla\varphi \times \mathbf{B}) \cdot \nabla N_0}{B^2} + \nu_R n = \frac{(\nabla\varphi \times \mathbf{B}) \cdot \nabla n}{B^2}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & (\mathbf{g}' \times \mathbf{B}) \cdot \nabla n - \frac{T\nu_{in}\nabla^2 n}{e} - \nabla \cdot \left[(N_0 + n) \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_0 \cdot \nabla + \nu_{in} \right) \nabla\varphi \right] \\ & + \nabla \cdot [\nu_{in}(N_0 + n)\mathbf{u}_1 \times \mathbf{B}] = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

其中

$$\mathbf{g}' = \mathbf{g} + \nu_{in}\mathbf{u}_0 - \nu_{in} \frac{\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}}{B^2} = \mathbf{g} - \nu_{in} \frac{(\mathbf{E}_0 + \mathbf{u}_0 \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{B^2}, \quad (10)$$

$$\mathbf{v}_0 = \frac{\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}}{B^2} - \frac{T\nabla N_0 \times \mathbf{B}}{eB^2N_0} + \frac{M\mathbf{g} \times \mathbf{B}}{eB^2}. \quad (11)$$

$\mathbf{g}'$ 包含重力加速度 $\mathbf{g}$, 背景电场 $\mathbf{E}_0$ 和中性风 $\mathbf{u}_0$, 可称为广义重力加速度。 $\mathbf{v}_0$ 是离子稳态漂移速度。

首先, 不考虑重力波的影响, 取 $\mathbf{u}_1 = 0$ 。将方程(8)和(9)线性化, 取扰动形式为

$$n \propto \varphi \propto \exp(ik_x x + ik_z z - i\omega t), \quad (12)$$

将频率写成 $\omega = \omega_r + i\gamma$, 求出频率的实部和增长率

$$\omega_r = \frac{\mathbf{k} \cdot (\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B})}{B^2} - \frac{\mathbf{k} \cdot (\nabla N_0 \times \mathbf{B})T}{eB^2N_0}, \quad (13)$$

$$\gamma = \frac{gk_z^2}{\nu_{in}k^2L} + \frac{k_z \mathbf{k} \cdot (\mathbf{E}_0 + \mathbf{u}_0 \times \mathbf{B})}{Bk^2L} - \nu_R, \quad (14)$$

其中 $k^2 = k_x^2 + k_z^2$, $L^{-1} = dN_0/N_0 dz$ 。

在方程(11)中, $\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}$ 漂移速度约为 100 m/s 数量级, 梯度漂移速度和 $\mathbf{g} \times \mathbf{B}$ 漂移速度都小于 1 m/s, 所以离子漂移速度基本上就是 $\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}$ 漂移速度。方程(13)给出的交换不稳定性频率也主要由 $\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}$ 运动决定。方程(14) 等号右边第一项是通常的重力加速度引起的交换不稳定性的增长项, 第二项是电场和中性风的联合贡献, 第三项是复合阻尼。实验观测表明^[23], 当中性风垂直于磁场刮过时, 就引起离子在垂直于磁场和中性风方向上的横向漂移。这种漂移建立起极化电场, 极化电场又驱使等离子体在中性风的

方向上运动。通常，等离子体的运动速度约为中性风速度的 90%，在理想情况下接近中性风速度。当背景电场 $\mathbf{E}_0$ 是由中性风产生的并且当 $\mathbf{F}$ 区为理想导电时， $\mathbf{E}_0 + \mathbf{u}_0 \times \mathbf{B} = 0$ 。因此，中性风建立起极化电场影响交换模的频率，但中性风对交换模增长率的贡献则比较弱。增长率主要由重力加速度决定。

在讨论电离层交换不稳定性的非线性性质时，最常用的扰动形式为^[8-10]

$$\frac{n}{N_0} = A_1 \sin(k_x x - \omega t) \cos k_z z + A_2 \sin 2k_z z, \quad (15)$$

其中 A_1 是基频扰动的相对幅度， A_2 是二次空间谐波的幅度。将(15)式代入非线性方程(8)和(9)，并取 $u_1 = 0$ ，导出关于幅度的耦合方程

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} = \gamma A_1 - 2\alpha A_1 A_2, \quad (16)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial t} = -\nu_R A_2 + \frac{\alpha}{2} A_1 A_1, \quad (17)$$

其中 $\alpha = \gamma k_z L$ 是基频扰动和二次谐波的耦合系数。幅度耦合方程(16)和(17)的形式是标准的，只是对于不同的不稳定性过程各参数的定义有区别^[8-10]。当扰动达到饱和状态时，

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial A_2}{\partial t} = 0. \quad (18)$$

由此条件得到饱和幅度

$$A_1 = \frac{(\nu_R/\gamma)^{1/2}}{k_z L}, \quad (19)$$

$$A_2 = \frac{1}{2k_z L}. \quad (20)$$

对于典型的电离层参数， A_1 的值约为 1%。

从扰动形式(15)和耦合方程(16)与(17)，可以看出饱和过程的物理解释^[8-10]。包含在(15)式中的一个重要假定是，扰动在水平方向为行波形式，但在 z 方向(背景密度梯度方向)上扰动取驻波形式。相应地，二次谐波只出现在密度梯度方向上。基频扰动是增长的，增长率为 γ ；二次谐波是阻尼的，阻尼率为 ν_R 。当二次谐波的幅度达到一定值时，由此引起的非线性阻尼率等于线性增长率，使扰动达到一种稳定状态，或称非线性饱和态。计算机模拟非常好地显示了扰动幅度的增长与饱和过程。这种二次谐波不随时间振荡，有些文献称之为零频扰动，认为零频二次谐波修正了对不稳定性起驱动作用的背景密度梯度，导致了扰动的饱和^[24-26]。上述两种解释都强调了二次谐波的作用，物理上是一致的。

我们此处讨论的是广义交换不稳定性，中性风和背景电场对饱和幅度 A_1 的影响隐含在增长率 γ 中。前面已经讲过，中性风对交换不稳定性的影响，主要是建立起极化电场，使等离子体以接近中性风的速度垂直于磁场运动，但中性风对 γ 的贡献则很弱。等离子体的这种漂移运动，是交换不稳定性同重力波耦合的重要条件。由于广义交换不稳定性的增长率较低，饱和幅度也很小，不能解释观测到的大尺度扰动和等离子体泡现象^[18-20]，

三、重力波触发的交换不稳定性

大气重力波能产生两种类型的电离层扰动。一种是电离层对重力波的响应，或称为行进电离层扰动 (travelling ionospheric disturbances, 简称 TIDs)，以前已经有许多研究，详细内容可参阅有关评述性文献[27]。Whitehead 曾提出一种空间共振机制来解释大幅度电离层扰动的产生^[28]，Klostermeyer 的数值计算证明了空间共振效应在产生赤道电离层扰动时的重要性^[21]。他们的工作都没有考虑等离子体的不稳定性过程。本文中提出另一种类型的与重力波相关的电离层扰动，即重力波触发的等离子体不稳定性。

在讨论重力波触发的交换不稳定性时，首先必须明确重力波以何种方式影响等离子体的运动。交换不稳定性是垂直于磁场传播的扰动，相应地，我们考虑与之耦合的重力波也是垂直于磁场传播的。在重力波作用下，离子和电子的运动方程为

$$e(\mathbf{E}_1 + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) + M\nu_{in}(\mathbf{u}_i - \mathbf{v}_i) = 0, \quad (21)$$

$$\mathbf{E}_1 + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B} = 0. \quad (22)$$

这里选取的参数范围为 $\omega \sim 10^{-3}\text{s}^{-1}$, $\nu_{in} \sim 1\text{s}^{-1}$, $\omega \ll \nu_{in}$ 。方程(21)和(22)中的 $\mathbf{E}_1$ 是重力波产生的电场。由于此处讨论的只是重力波产生的等离子体运动，略去了重力加速度和等离子体温度的影响。由重力波产生的垂直于磁场的电流为

$$\mathbf{J}_\perp = \sigma_p(\mathbf{E}_1 + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B}) + \frac{\sigma_H}{B} \mathbf{B} \times (\mathbf{E}_1 + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B}), \quad (23)$$

其中 σ_p 和 σ_H 分别是 Pedersen 和 Hall 电导率。利用有关条件 $\nabla \cdot \mathbf{J}_\perp = 0$, $\nabla \cdot \mathbf{u}_i = 0$ 和 $\mathbf{E}_1 = -\nabla\varphi_1$ 求出

$$-\frac{\nabla\varphi_1 \times \mathbf{B}}{B^2} = \frac{\mathbf{E}_1 \times \mathbf{B}}{B^2} = \mathbf{u}_i. \quad (24)$$

方程(24)意味着，重力波产生的波动电场能驱使带电粒子以中性粒子的速度横越磁场运动，与 Klostermeyer 的直观推论是一致的^[21]。

现在可以把总的扰动电势写成两部分

$$\varphi = \tilde{\varphi} + \varphi_1, \quad (25)$$

φ_1 就是重力波产生的电势， $\tilde{\varphi}$ 是与等离子体自身扰动相关的电势，或者说不存在重力波时的电势。将(24)和(25)式代入方程(8)和(9)得

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{(\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}) \cdot \nabla n}{B^2} + \mathbf{u}_i \cdot \nabla N_0 + \nu_R n - \frac{(\nabla \tilde{\varphi} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla N_0}{B^2} \\ = -\mathbf{u}_i \cdot \nabla n + \frac{(\nabla \tilde{\varphi} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla n}{B^2}, \end{aligned} \quad (26)$$

$$(\mathbf{g} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla n - \frac{T\nu_{in}}{e} \nabla^2 n - \nabla \cdot (N_0 \nu_{in} \nabla \tilde{\varphi}) = \nabla \cdot (n \nu_{in} \nabla \tilde{\varphi}). \quad (27)$$

这就是重力波触发交换不稳定性的支配方程，包含 $\mathbf{u}_i$ 的项是外部驱动项。对于重力波触发的等离子体不稳定性，等离子体扰动的时空变化形式与重力波的时空变化形式一致，或

者说不稳定性的频率与波矢等于重力波的频率与波矢。从方程(13)可知, 交换不稳定性的相速度就是等离子体的漂移速度。因而, 频率与波矢的匹配要求等离子体的漂移速度等于重力波的相速度, 实际上, 这就是空间共振条件的基本假设^[28]。物理上也容易直观地理解, 当两种扰动的频率与相速度完全一致时, 两种扰动最容易发生很强的耦合与相互作用。重力波的相速度一般约为 100 m/s 数量级。实验观测表明^[29,30], 在赤道电离层等离子的 $\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}$ 漂移也能达到这个值, 从而可以满足耦合条件的要求。

上节已经讨论过, 赤道电离层交换不稳定性在背景密度梯度方向上通常可以写成驻波形式。这里, 考虑具有类似形式的重力波。将中性粒子的扰动速度写成

$$\mathbf{u}_1 = (u_x \mathbf{e}_x + u_z \mathbf{e}_z) \sin(k_z x - \omega t + \pi) \cos k_z z. \quad (28)$$

引入相位差 π 是因为重力波驱动的等离子体密度扰动与中性粒子扰动速度相位相反。等离子体的扰动形式仍由方程(15)给出。将(15)和(28)式代入方程(26)和(27)式, 导出扰动幅度方程

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} = \gamma A_1 + \frac{u_z}{L} + A_2(k_z u_z - 2\alpha A_1), \quad (29)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial t} = -\nu_R A_2 + \frac{\alpha}{2} A_1 A_1 - \frac{1}{4} k_z u_z A_1. \quad (30)$$

显然, 如果取 $u_z = 0$, 方程(29)和(30)简化到(16)和(17)式。在目前包含重力波的情况下, (29)和(30)式的稳态解为

$$\gamma A_1 + \frac{u_z}{L} = \frac{A_2}{4\nu_R} (k_z u_z - 2\alpha A_1)^2, \quad (31)$$

$$A_2 = \frac{\alpha}{2\nu_R} A_1 A_1 - \frac{1}{4\nu_R} k_z u_z A_1. \quad (32)$$

方程(31)可改写成

$$2\alpha A_1 = k_z u_z \pm \left[4\nu_R \left(\gamma + \frac{u_z}{A_1 L} \right) \right]^{1/2}. \quad (33)$$

A_1 和 A_2 的值依赖于许多参数, 需要数值计算才能具体确定。本文只给出大致的估计, 而不进行详细的计算。对于典型的电离层参数, 方程(33)等号右边两项的大小近似相同。作为一个估计, 略去第二项, 方程(33)变为

$$A_1 = \frac{k_z u_z}{2\alpha} = \frac{\nu_{iu} k_z^2 u_z}{2g k_z^2}. \quad (34)$$

实际上, 从方程(29)也不难看出, 仅当 $k_z u_z - 2\alpha A_1 < 0$ 时, 非线性项才起稳定作用, 这个条件也可写成

$$A_1 > \frac{k_z u_z}{2\alpha}, \quad (35)$$

即饱和时幅度必须大于(34)式给出的值。如果重力波的幅度足够大 ($u_z > 1\text{m/s}$), A_1 可达 50% 甚至趋近于 100%, 实际上意味着根本就没有饱和态, 等离子体扰动持续增长。

在没有达到饱和之前, 可以忽略二次谐波的阻尼作用, 将方程(29)写成

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} = \gamma A_1 + \frac{u_z}{L}. \quad (36)$$

上述方程等号右边第一项是通常的交换不稳定性增长项,第二项是重力波引起的驱动项。

当 $u_z = 0$ 时,方程(36)的解为

$$A_1(t) = A_0 \exp(\gamma t), \quad (37)$$

其中 A_0 是热噪音引起的初始扰动。由于热噪音的幅度很小,交换不稳定性的增长率也较低,实验中观测到的大幅度电离层扰动和等离子体泡现象不可能由热噪音增长起来的。当存在重力波作为外部驱动源时,方程(36)的解为

$$A_1(t) = \frac{u_z}{\gamma L} [\exp(\gamma t) - 1] = \frac{v_{in} k^2 u_z}{g k_x^2} [\exp(\gamma t) - 1]. \quad (38)$$

仍然取 $\gamma = 10^{-3} \text{s}^{-1}$, $v_{in} = 1 \text{s}^{-1}$, $g = 10 \text{m/s}^2$, $k^2/k_x^2 = 10$, $u_z = 1 \text{m/s}$, A_1 达到 50% 的时间仅为 400s。这就表明由重力波触发的交换不稳定性很容易增长成为大幅度扰动和等离子体泡形态。

在大量情况下,重力波并不表现为驻波结构。现在考虑重力波在任何方向上都为行波,相应地,由重力波触发的交换不稳定性也表现为行波而不是驻波。设重力波和交换不稳定性的扰动形式都是 $\exp(ik_x x + ik_z z - i\omega t)$ 或 $\cos(k_x x + k_z z - \omega t)$, 很容易直接验证, $u_1 \cdot \nabla n = 0$, $(\nabla \phi \times B) \cdot \nabla n = 0$, 也就是说所有的非线性项都为零。在导出方程(26)时,已略去了正比于 v_{in}/Q_i 数量级的非线性项,在电离层 F 区, $v_{in}/Q_i < 10^{-2}$, 这些项的作用是非常弱的,实际上不可能导致饱和。对于上述行波扰动形式,直接代入方程(26)后可以证明,扰动幅度方程形式上与方程(36)完全一致,并且是在行波条件下的精确解(精确到目前所考虑的非线性项)。驻波条件下扰动仍然可以达到饱和,只是幅度可能较大。但在行波条件下没有饱和态,扰动激发后将持续增长,在 400 s 时幅度达到 50%, 700s 后幅度趋近 100%。

在 F 区顶部,交换不稳定性是线性阻尼的。对于驻波扰动或行波扰动,线性阻尼 ($\gamma < 0$) 时扰动的幅度方程为

$$A_1(t) = \frac{u_z}{|\gamma| L} [1 - \exp(-|\gamma| t)]. \quad (39)$$

这种扰动的稳态幅度值可达 5% 至 10%。

四、结果讨论

赤道电离层的大尺度 ESF 和等离子体泡现象,理论上一直用等离子体交换不稳定性来解释。然而,交换不稳定性的增长率很低,饱和幅度很小,不可能从热噪音增长成为等离子体泡形态。

Kelley 等人早就指出^[10],大尺度 ESF 可能与重力波相互联系,但多年来这种设想一直没有得到理论上的证明,ESF 与重力波相互作用的物理机制也没有弄清楚。关键问题是:没有重力波作为外部触发源,交换不稳定性不能从热噪音增长成为等离子体泡;没有交换不稳定性起作用,单纯由重力波感应的等离子体扰动达不到所观测的值。本文表明,重力波通过建立起极化波动电场,驱动等离子体以中性粒子的速度横越磁力线运动。在等离子体漂移速度等于重力波的相速度的情况下,重力波就能触发交换不稳定性。中性

风建立的稳态背景电场使等离子体以接近中性风的速度横越磁场漂移,为交换不稳定性与重力波的耦合提供了必要条件。方程(38)清楚地显示了重力波与交换不稳定性的联合作用:重力波引起等离子体扰动,这种扰动在交换不稳定性的作用下增长。只要重力波的幅度足够大,等离子体扰动就能在几百秒内增长到 50% 甚至趋近 100% 的相对幅度,产生大尺度 ESF 和等离子体泡。

ESF 首先从大尺度扰动增长起来,然后再激发小尺度扰动。重力波是二维的,所触发的交换不稳定性也是二维的。但只要重力波的幅度足够大,交换不稳定性的幅度就能增长到 50% 以上而不被非线性效应所饱和。在 F 区顶部,尽管交换不稳定性是线性阻尼的,由重力波引起的扰动的幅度也能达到 5% 以上。

总之,本文的工作表明,大气重力波能触发电离层等离子体交换不稳定性,这种不稳定性能增长演变成为等离子体泡。重力波是外部扰动源,交换不稳定性是中间过程,等离子体泡是最后的扰动形态。本文的理论阐明了重力波与交换不稳定性相互作用的性质,揭示了大尺度 ESF 和等离子体泡的产生机制,解释了电离层研究中的许多观测现象,解决了一些存在多年的悬而未决的问题。

- [1] M. C. Kelley, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **47**(1985), 745.
- [2] S. L. Ossakow, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **43**(1981), 437.
- [3] B. G. Fejer and M. C. Kelley, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **18**(1980), 401.
- [4] A. J. Scannapieco and S. L. Ossakow, *Geophys. Res. Lett.*, **3**(1976), 451.
- [5] S. L. Ossakow *et al.*, *J. Geophys. Res.*, **84**(1979), 17.
- [6] S. T. Zalesak, S. L. Ossakow and P. K. Chaturvedi, *J. Geophys. Res.*, **87**(1982), 151.
- [7] R. F. Woodman and C. La Hoz, *J. Geophys. Res.*, **81**(1976), 5447.
- [8] P. K. Chaturvedi and S. L. Ossakow, *Geophys. Res. Lett.*, **4**(1977), 558.
- [9] M. K. Hudson, *J. Geophys. Res.*, **83**(1978), 3189.
- [10] M. J. Keskinen, S. L. Ossakow and P. K. Chaturvedi, *J. Geophys. Res.*, **85**(1980), 1775.
- [11] C. E. Valladares *et al.*, *J. Geophys. Res.*, **88**(1983), 8025.
- [12] P. Satyanarayana *et al.*, *J. Geophys. Res.*, **89**(1984), 2945.
- [13] A. B. Hassam *et al.*, *J. Geophys. Res.*, **91**(1986), 13513.
- [14] S. Zargham and C. E. Seyler, *J. Geophys. Res.*, **92**(1987), 10073.
- [15] R. F. Woodman, J. E. Pingree and W. E. Swartz, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **47**(1985), 867.
- [16] J. Rottger, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **35**(1973), 1195.
- [17] J. Rottger, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **40**(1978), 1103.
- [18] M. C. Kelley *et al.*, *J. Geophys. Res.*, **86**(1981), 9087.
- [19] D. L. Hysell *et al.*, *J. Geophys. Res.*, **95**(1990), 17253.
- [20] M. C. Kelley and D. L. Hysell, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **53**(1991), 695.
- [21] J. Klostermeyer, *J. Geophys. Res.*, **83**(1978), 3753.
- [22] 黄朝松、李均,物理学报, **41**(1992), 783.
- [23] H. Rishbeth, *Planet. Space Sci.*, **19**(1971), 357.
- [24] T. Sato, *Phys. Fluids*, **17**(1974), 621.
- [25] D. A. Monticello and A. Simen, *Phys. Fluids*, **17**(1974), 791.
- [26] A. K. Sen, *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **28**(1986), 1067.
- [27] K. C. Yeh and C. H. Liu, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **12**(1974), 193.
- [28] J. D. Whitehead, *J. Geophys. Res.*, **76**(1971), 238.
- [29] L. E. Wharton and N. W. Spencer, *Geophys. Res. Lett.*, **11**(1984), 531.
- [30] B. J. Fejer, E. Kudeki and D. T. Farley, *J. Geophys. Res.*, **90**(1985), 12249.

COUPLING BETWEEN ATMOSPHERIC GRAVITY WAVES AND PLASMA INTERCHANGE INSTABILITY IN THE IONOSPHERE

HUANG CHAO-SONG LI JUN

Wuhan Institute of Physics, Academia Sinica, Wuhan 430071

M. C. KELLEY

School of Electrical Engineering, Cornell University, Ithaca, NY 14853, U.S.A.

(Received 2 February 1993)

ABSTRACT

Coupling between atmospheric gravity waves and plasma interchange instability in the equatorial ionosphere is studied. The interchange instability is saturated at a small amplitude by nonlinear effects if there are not any external geophysical disturbances to influence it. It is shown that the gravity waves can initiate the interchange instability under some conditions. The initiated instability grows to an amplitude of 50% even larger and forms plasma bubbles if the amplitude of the seed gravity waves is large enough. The present theory shows physical mechanism for producing large scale equatorial spread F and explains a lot of ionospheric observations.

PACC: 5235; 9420