

王琛, 周晨, 赵正予等. 2015. 大功率电波加热电离层中热自聚焦不稳定性理论研究和数值模拟. 地球物理学报, 58(6): 1853-1868, doi:10.6038/cjg20150602.

Wang C, Zhou C, Zhao Z Y, et al. 2015. Theoretical analysis and numerical simulation of thermal self-focusing instability caused by powerful HF radio waves used in ionospheric heating experiments. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 58(6): 1853-1868, doi:10.6038/cjg20150602.

大功率电波加热电离层中热自聚焦不稳定性的 理论研究和数值模拟

王琛, 周晨*, 赵正予, 张援农, 杨许铂

武汉大学电子信息学院空间物理系, 武汉 430072

摘要 本文首先从电子密度及电子温度的输运方程和考虑自作用时的电磁波波动方程出发, 利用简正模展开的方法推导出泵波在反射区域激发出热自聚焦不稳定性(thermal self-focusing instabilities, TSFI)所需电场阈值以及其增长率的完整数学表达式, 并估算了 TSFI 激发阈值及所对应的有效辐射功率(ERP)的量级. 随后利用三维垂直加热的理论模型, 结合国际参考电离层(IRI-2012)和中性大气模型(MSIS-E-00)给出的背景参数, 数值模拟了大功率高频泵波加热电离层时泵波反射区域电子密度及电子温度因 TSFI 而产生的变化及发展的过程, 并对对比分析了不同背景参数对较热效果的影响. 结果表明: 当高频泵波的加热阈值达到或超过百毫伏每米的量级时, 即可激发 TSFI, 发展出大尺度电子密度及温度不均匀体, 这些不均匀体内的密度耗空约为 4%~10%, 而电子温度剧烈增长, 到达背景温度值的 1.6~2.1 倍; 且在相当的加热条件下, 背景电子温度越低、电子密度越小, 加热效果越显著; 电子密度及电子温度的扰动幅度随着加热时间的推移而逐渐减小, 即扰动逐渐趋于饱和, 且电子温度要快于电子密度达到饱和状态. 本文还对泵波反射高度处的电子密度及电子温度变化率进行采样并求得其功率谱密度, 分析结果表明: TSFI 发展出的大尺度不均匀体满足幂律谱结构, 谱指数随着加热的进行逐渐趋于稳定, 白天与夜间的幂律谱指数区别不大, 但电子密度与电子温度的幂律谱有所区别.

关键词 热自聚焦不稳定性; 电子密度扰动; 功率谱

doi:10.6038/cjg20150602

中图分类号 P352

收稿日期 2015-01-06, 2015-05-08 收修定稿

Theoretical analysis and numerical simulation of thermal self-focusing instability caused by powerful HF radio waves used in ionospheric heating experiments

WANG Chen, ZHOU Chen*, ZHAO Zheng-Yu, ZHANG Yuan-Nong, YANG Xu-Bo

Department of Space Physics, School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430072, China

Abstract Thermal self-focusing effect (TSFI) is an important mechanism for large scale field-aligned density irregularities generated when powerful HF radio waves incident on the ionosphere. The detailed analysis and accurate simulation of it is meaningful for the study of various non-linear phenomenon generated in ionospheric modulation experiments. The numerical simulation results can also provide some theoretical reference for the ionospheric modulation experiments that may be carried out in our country in the future.

基金项目 国家自然科学基金青年科学基金(41204111)和国家高技术研究发展计划项目(2013AAxxx1010A, 2014AAxxx1010A)资助.

作者简介 王琛, 男, 1987 年生, 博士生, 主要从事高频电波电离层加热研究. E-mail: wangchen_ok@126.com

* **通讯作者** 周晨, 男, 1983 年生, 副教授, 主要从事电离层物理和电离层电波传播研究. E-mail: chen.zhou.whu@gmail.com

Firstly, the mathematical expressions for the excitation threshold value and the growth rate of TSFI are derived by the normal mode expansion approach which couples the transport equations of electron temperature and plasma density and the equation describing wave propagation, and with the adoption of the International Reference Ionosphere (IRI-2012) model and the neutral atmospheric model (MSIS-E-00) as background parameters. Secondly, a three-dimensional numerical model for vertical heating of the ionosphere by powerful high-frequency radio waves is presented, and the disturbances of electron density and electron temperature in the pump wave reflection region under different heating conditions are simulated and analyzed in detail. Finally, the electron density and electron temperature fluctuations at the reflection height are evaluated and the corresponding power spectra are computed and analyzed.

The calculation shows that TSFI may occur when the heating threshold of HF pump waves reaches or exceeds the magnitude of 100 mV/m, which is consistent with the estimation of classical theory. When the powerful HF pump waves incident to the ionosphere, large-scale field-aligned irregularities (FAI) are developed near the reflection area of it due to the TSFI. The simulation results show that: 1. Lots of density striations with 4%~10% density depletions formed near the pump wave reflection area and the electron temperature inside the depletions has a strong enhancement which can reach 1.6~2.1 times of the background value. 2. The heating effects become even stronger for lower background electron temperature and density. 3. The perturbation amplitude of electron temperature and density decreases with time and gradually becomes saturated, the time scale of which for electron temperature is much faster than that for electron density. The analysis results of the power spectra of the electron density and electron temperature fluctuations show that: 1. The large-scale irregularities caused by TSFI meet the power-law spectrum, but do not approach the stage of turbulence. 2. The spectral index gradually stabilizes as the heating continues. 3. The difference between the power-law spectral index during the daytime and nighttime is small, but the spectrum of electron density and temperature differs much to each other.

The three-dimensional numerical model for ionospheric vertical heating presented in our paper is utilized for simulating the self-consistent development of the density and temperature perturbations due to the TSFI in the pump wave reflection region. The formation and evolution of the irregularities in the daytime and night show marked differences. The simulation results obtained in this paper can be compared with the observation data obtained in the ionospheric modulation experiments probably carried out in the future, in order to verify the accuracy of our results.

Keywords Thermal self-focusing instability; Electron density fluctuation; Power spectra

1 引言

世界各地开展的大功率高频(HF)电磁波调制电离层的实验中产生了各类非线性效应,它们的时间尺度从数十微秒到分钟的量级,空间的尺度范围从米到千米的量级.这些非线性效应包括自聚焦、参量、谐振等各种不稳定性,其空间效应包括有气辉的增强,Langmuir湍流(Langmuir turbulence, LT)和沿磁场方向的密度不均匀体(Gondarenko et al.,

2003).本文所关注的是由于热效应引起的自聚焦不稳定性.

大功率无线电波照射电离层时,由于电磁波和等离子体非线性相互作用,使得无线电波束在等离子体中传播时电波的折射指数发生变化,引起射线轨道的弯曲,进而导致波束中波场强和能量的分布发生强烈变化.同时因大功率 HF 泵波对电离层的欧姆加热效应,输运过程使得泵波反射区域等离子体密度出现耗空,导致泵波波束的收缩或聚焦(Gurevich, 1986),聚焦区域中电场强度和能量变得异常强大,当

电场强度值到达或超过某个特定值的时候,热自聚焦不稳定性(thermal self-focusing instabilities, TSFI)就会发生. TSFI 会使得泵波反射区域附近生成大量密度扰动为负值的小尺度丝状密度条纹,并因自聚焦形成稳态的沿磁场方向排列的大尺度非线性结构,这种非线性结构在沿磁场方向上的尺度可达数千米的量级(Farley et al., 1983; Gondarenko et al., 1999).

国外对此效应进行了长期的实验和观测,并伴有大量文章发表: Migulin(1997)概述了俄罗斯和苏联时期开展的电离层调制实验,其中详细介绍了俄罗斯科学家使用 Sura 加热设备进行大功率无线电波束调制电离层的实验时所观测到的大尺度 FAI,并对此提出了物理机制上的解释; Duncan 和 Behnke(1978)、LaHoz(1982)以及 Farley 等(1983)则利用雷达散射技术对 TSFI 以及大尺度 FAI 进行了相关研究,其中, Farley 等通过非相干散射雷达与卫星对 1977 年 6 月 Arecibo 电离层调制实验中大功率 HF 泵波的反射区域进行了精确同步测量,卫星对泵波反射区域的局地测量发现,电子密度的扰动幅度到达 3% 以上, TSFI 产生的 FAI 会导致非相干散射雷达的回波发生周期性的强衰减,回波衰减部分与 FAI 在空间上密切对应,这也证明了雷达回波的衰减是由 FAI 通过雷达波束的对流引起的. TSFI 产生的 FAI 的尺度范围从几百米到数公里的量级.

在电离层人工调制及非线性效应的理论研究方面,美苏两国的科学家们最早起步并做了大量卓越的工作: Meltz 等(1974)采用微扰动法计算电离层中等离子体的加热情况,该方法将等离子体的加热方程与利用几何光学描述电磁波传播的方程耦合到一起,但是没有考虑衍射的效应; Gurevich 等(1995, 1998)对热 TSFI 的发展过程进行了线性化的分析研究,并估算了 TSFI 的激发阈值和增长率,但没有考虑不稳定性非线性演化的完整过程; Bernhardt 和 Duncan(1982)开发出第一个 TSFI 的二维数值模型,对欠密条件下具有对流特性的 TSFI 进行了模拟; Guzdar 等(1996)也研究了欠密情况下的二维 TSFI 的产生及发展; Gondarenko 等(2005)则基于电子密度及电子温度的输运方程和波动方程模拟了泵波反射区域内因 TSFI 而生成的密度不均匀体的发展和演化过程. 而我们国内虽在此方面起步较晚,但近年来已取得长足的进步,有大量优秀的研究成果呈现: 黄文耿等(2003a, 2003b; 2004)根据电离层不同高度范围的差异和特点分别构建了大功率泵波加热低电离层和高电离层的理论模型,计算并分析

了在不同背景大气和背景电离层参数条件下的加热效果的差异; 郝书吉等(2013a)基于动量方程、能量方程和电子连续性方程构建起的大功率短波加热电离层模型,探讨了背景电离层中电子密度梯度和泵波发射频率对电离层加热效果的影响; 另外, 郝书吉等(2013b)还研究了大功率 X 波欠密加热电离层时不同的加热参数及不同电离层背景条件下对加热结果的影响,得出的结论对开展电离层调制实验有非常重要的参考价值; 吴军等(2007)、徐彬等(2009)和王占阁等(2012)则基于电子的连续性方程、动量方程和能量方程专门针对极区低电离层的加热效应进行了系统的研究和模拟,得出很多极富价值的结论.

本文首先采用类似于 Meltz 的方法,将电子密度和电子温度的输运方程组与考虑自作用时的电磁波波动方程耦合成非线性方程组,利用电离层中各背景参量的微扰动推导出 TSFI 的激发阈值和增长率的完整数学表达式,并估算出了不同纬区域典型电离层背景条件下的 TSFI 激发阈值及所需的有效辐射功率(ERP)量级,随后建立起三维垂直加热的数值模型并选取中低纬地区不同时刻的电离层背景进行模拟,白天和夜间条件下 HF 泵波反射区域附近电子密度及电子温度随加热时间的变化情况,并求得泵波反射点高度处电子密度及电子温度的相对变化率的功率谱,最后对电子密度及电子温度随加热时间的变化进行了分析和总结.

2 TSFI 的基本方程

考虑自作用的情况下,频率为 ω 的无线电波在等离子体中传播时,非线性的波动方程可以表示为(Gurevich, 1986; Gondarenko et al., 2005):

$$\begin{aligned} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E} &= \frac{\omega^2}{c^2} \left(\mathbf{D} + i \frac{4\pi \mathbf{j}}{\omega} \right), \\ D_i + i \frac{4\pi \mathbf{j}_i}{\omega} &= \epsilon'_{ij} E_j, \end{aligned} \quad (1)$$

其中: \mathbf{E} 表示无线电电场, \mathbf{D} 表示电位移矢量, \mathbf{j} 是电流密度; $\epsilon'_{ij}(\omega) = \epsilon_{ij}(\omega) + i \frac{4\pi}{\omega} \sigma_{ij}(\omega)$ 是复介电常数张量,描述磁化等离子体的电磁特性,而 σ_{ij} 是电导率张量.

在本文所选用的笛卡尔坐标系中, y 轴指向磁东, x 轴指向磁北而 z 轴竖直向上,地磁场 B_0 位于 xoz 平面(即磁子午面)内且与 z 轴的夹角是 α , α 与磁倾角互余. 本文中仅考虑 HF 泵波垂直向上发射的情况,波矢量 \mathbf{k} 与 z 轴正方向平行.

为简化计算,假设泵波传播的介质为各项同性的等离子体,通过 Van der Pol's 方法将沿 z 方向传播的泵波波场中快变和慢变部分分离开,可得到描述自聚焦效应的标量方程:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} + iE \frac{dk}{dz} + \Delta_{\perp} E + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_n E = 0, \quad (2)$$

式中: Δ_{\perp} 表示垂直于泵波传播方向的平面 (xoy 平面) 内的 Laplace 算符, $k = \omega \sqrt{\epsilon_0(z)}/c$, ϵ_0 是非均匀介质中复介电常数 ϵ' 的实部,而 ϵ_n 则是相对于 ϵ_0 的非线性增量. 当 HF 泵波在均匀各项同性等离子体中传播的时候, $dk/dz = 0$, 且介电常数的扰动 $\Delta\epsilon$ 仅由电子密度的扰动量 ΔN_e 引起时,方程(2)可改写成:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \Delta_{\perp} E - \frac{4\pi e^2}{mc^2} \Delta N_e E = 0. \quad (3)$$

一般情况下,当 $\omega^2 \gg \omega_H^2$ 时,等离子体可被视为各向同性的. 但在电离层的 F 层高度上, ω 和 ω_H 处于同一数量级,此时的电离层为各向异性,但这仅仅导致方程(3)中系数产生一定的变化,该方程实质上仍然是准确的 (Gurevich, 1986).

泵波垂直入射至等离子体中时,电子密度及电子温度的扰动与波场振幅相关,其随时间变化的分布方程如下 (Gurevich, 1986):

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \nabla \left[D_a \nabla N + \frac{N}{T_e} D_{T_{ea}} \nabla T_e + \frac{N}{T_i} D_{T_{ia}} \nabla T_i \right] = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{1}{N} (\kappa_{e//} \nabla_{//} T_e) - \frac{2}{3N} (\mathbf{E} \hat{\sigma}_{\omega} \mathbf{E}) - \delta_{ei} \nu_{ei} (T_e - T_i) - \delta_{em} \nu_{em} (T_e - T), \quad (5)$$

这里, $N_e = N_i = N$, D_a 是准中性条件下的等离子体双极扩散系数, $D_{T_{ea}}$ 和 $D_{T_{ia}}$ 分别是电子和离子的双极热扩散系数, $\hat{\sigma}_{\omega}$ 是等离子体中电导率, κ_e 是电子的热传导系数,下标表示平行于磁场方向; \mathbf{E} 是频率为 ω 的泵波波场,正是它对等离子体加热而引起非线性现象; ν_{em} 和 ν_{ei} 分别为电子与中性成分的碰撞频率以及电子与离子的碰撞频率, δ_{ei} 、 δ_{em} 是电子同离子或中性分子的一次碰撞中损失的平均能量. 至此,方程(3)–(5)构成了描述 TSFI 的全套非线性方程组.

我们将方程组(3)–(5)中的参量 E 和 N , T_e 表示成平衡态叠加上一个小扰动的形式 (罗伟华, 2009; 罗伟华等, 2009):

$$E = E_0 + E_1, \quad N = N_0 + N_1, \quad T_e = T_{e0} + T_{e1}, \quad (6)$$

其中扰动量可表示成: $A_1 = A_{1q} \exp[i(k_z z + k_x x) - i\omega t]$, A_{1q} 是扰动的幅度, k_x 和 k_z 是扰动量沿 x 和 z 方向的波数,且稳态值 N_0 , T_{e0} 和 E_0 不随时间和空间变化. 将(6)式的定义代入方程组中,忽略掉二阶扰动量,仅保留稳态值和一阶扰动量,整理后写成矩阵的形式,可得

$$\begin{bmatrix} [i\omega N_0 - \kappa_e (\sin ak_x + \cos ak_z)^2 - \delta \nu_e \varphi_T N_0] & -\beta E_0^2 & -\frac{4e^2 \nu_e E_0 N_0}{3m(\omega^2 + \nu_e^2)} \\ N_0 D_{T_{ea}} (k_x^2 + k_z^2) & [D_a (k_x^2 + k_z^2) T_{e0} - i\omega T_{e0}] & 0 \\ 0 & \frac{4\pi e^2 E_0}{mc^2} & (2kk_z + k_x^2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{e1} \\ N_1 \\ E_1 \end{bmatrix} = 0, \quad (7)$$

方程组(7)有惟一非零解的条件是系数矩阵的行列式为 0,由此可推导出色散关系:

$$\begin{aligned} & (2kk_z + k_x^2) \{ N_0 T_{e0} \omega^2 - D_a T_{e0} (k_x^2 + k_z^2) [\kappa_e (\sin ak_x + \cos ak_z)^2 + \delta \nu_e \varphi_T N_0] \} \\ & + \beta E_0^2 N_0 D_{T_{ea}} (k_x^2 + k_z^2) (2kk_z + k_x^2) - \frac{16e^4 \nu_e N_0^2 D_{T_{ea}}}{3m^2 c^2 (\omega^2 + \nu_e^2)} (k_x^2 + k_z^2) E_0^2 \\ & + i\omega (2kk_z + k_x^2) \{ N_0 D_a T_{e0} (k_x^2 + k_z^2) + T_{e0} [\kappa_e (\sin ak_x + \cos ak_z)^2 + \delta \nu_e \varphi_T N_0] \} = 0, \quad (8) \end{aligned}$$

令 $\omega = \omega_r - i\omega_i = \omega_r - i\gamma$, 其中 γ 为 TSFI 的增长率, $\gamma > 0$ 时表明扰动出现不稳定增长. 代入到(8)式中可求得

$$\gamma = \frac{N_0 D_a (k_x^2 + k_z^2) + [\kappa_e (\sin ak_x + \cos ak_z)^2 + \delta \nu_e \varphi_T N_0]}{2N_0}, \quad (9)$$

令 $\omega_r = 0$ 可求得 TSFI 的激发阈值为

$$E_0^2 = \frac{(2kk_z + k_x^2) \{ N_0 D_a T_{e0} (k_x^2 + k_z^2) + T_{e0} [\kappa_e (\sin ak_x + \cos ak_z)^2 + \delta \nu_e \varphi_T N_0] \} \gamma - (2kk_z + k_x^2) N_0 T_{e0} \gamma^2 - (2kk_z + k_x^2) D_a T_{e0} (k_x^2 + k_z^2) [\kappa_e (\sin ak_x + \cos ak_z)^2 + \delta \nu_e \varphi_T N_0]}{\frac{16e^4 \nu_e N_0^2 D_{T_{ea}}}{3m^2 c^2 (\omega_{\text{Heating}}^2 + \nu_e^2)} (k_x^2 + k_z^2) - \beta N_0 D_{T_{ea}} (k_x^2 + k_z^2) (2kk_z + k_x^2)}. \quad (10)$$

以上通过简正模展开的方法推导了 TSFI 的激发阈值和增长率的具体数学表达式,下面将基于公式(9)和(10)并结合 IRI2012 以及 MSIS-E-00 模型给出电子密度、电子温度、各种离子和中性成分的密度等相关参数 (Bilitza et al., 2011; Richards et al., 2010; Hedin, 1991; Picone et al., 2002),通过数值计算来定量的估算不同纬度区域的典型电离层背景条件下 TSFI 的激发阈值。

本文选取 2006 年 3 月 15 日 LT02:00 和 LT14:00 这两个时间点,以 Alaska(62.39°N, 145.15°W, 磁倾角 75.81°)及福州(26.0°N, 119.3°E, 磁倾角 37.81°)地区为例进行计算。在数值计算中,假定由 TSFI 生成的 FAI 在平行于磁场的方向上的尺度 $L_{//}$ 的范围从 0.2~2 km,垂直于磁场方向上尺度 L_{\perp} 从 0.2~5 m(Farley et al., 1983; Gondarenko et al., 1999);

泵波发射频率选取为局地 F_2 层临界频率 f_oF_2 的 0.8 倍,由公式(10)计算得出 Alaska 及福州地区在昼夜电离层背景条件下,反射高度处因 TSFI 生成不同尺度的 FAI 所需要的激发阈值 E_0 。如图 1、图 2 所示。

从图 1 和图 2 的比较分析中我们可以看出,在泵波反射高度处,因 TSFI 生成的 FAI 的尺度范围与 TSFI 的激发阈值是成正比的,即生成的 FAI 尺度越大,需要的激发阈值 E_0 也越大。高纬区域 Alaska 的 TSFI 的激发阈值要略小于中低纬度的福州地区的对应值,且在同一地点处,夜间 TSFI 的激发阈值要明显小于白天时,即在电离层加热实验中,夜间比白天更容易激发出 TSFI,且在高纬地区比在低纬地区更容易激发出 TSFI。计算结果表明,在典型电离层背景条件下,福州地区白天时 TSFI 的激

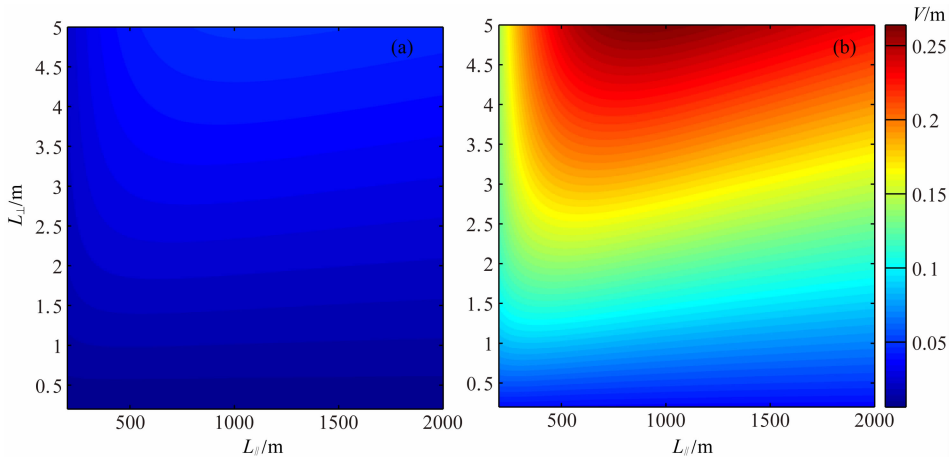


图 1 Alaska 地区在昼夜电离层背景条件下 TSFI 生成不同尺度的 FAI 所需要的激发阈值 (a) LT=02:00, (b) LT=14:00.

Fig. 1 The excitation threshold of TSFI needed for the formation of different scales FAI in Alaska area at two times (a) LT=02:00 and (b) LT=14:00.

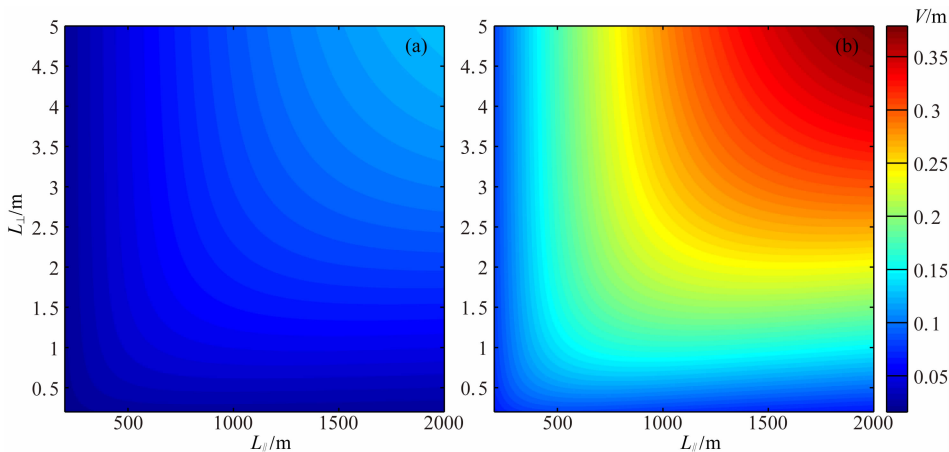


图 2 福州地区在昼夜电离层背景条件下 TSFI 生成不同尺度的 FAI 所需要的激发阈值 (a) LT=02:00, (b) LT=14:00.

Fig. 2 The excitation threshold of TSFI needed for the formation of different scales FAI in Fuzhou area at two times (a) LT=02:00 and (b) LT=14:00.

发阈值约在 $300 \sim 380 \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$ 的量级,再由经验模型反推,可计算得出激发 TSFI 所需的 ERP 值约为 $78 \sim 125 \text{ MW}$. 以上部分仅是 TSFI 的初始线性阶段的平面波解推导过程,下面我们将继续讨论随着加热的进行, HF 泵波反射高度处电子密度因 TSFI 产生非线性演化而形成密度不均匀体的过程.

3 数值模拟部分

3.1 三维加热模型简介

有关大功率 HF 泵波调制电离层方面的数值模拟研究已开展多年,本文不再赘述. 本文选用的电离层三维垂直加热模型参考 Shoucri(1984)的文献,对于能量方程中的 HF 泵波的能量吸收项,我们采用射线追踪的方法求取其精确值 (Hinkel et al., 1993). 该项对加热模拟结果有至关重要的影响,泵波能量的吸收作为加热的源项直接影响到数值模拟过程中电子密度、电子温度的变化及空间分布结构等 (Gorden et al., 1974; Rietveld et al., 1993, 2000).

在低电离层区域,对 HF 泵波能量的吸收主要是通过碰撞实现的,忽略掉扩散和传导的过程是合适的;但在电波反射区域附近的 F 层高度上,加热源项中包含两种不同物理机制的贡献:一种是碰撞引起的欧姆加热,另一种是通过波-波、波-粒相互作用引起的反常吸收,这部分被称为湍动加热. 在泵波反射区域附近,反常吸收要远大于碰撞吸收,泵波加热源项中湍动加热的比例占绝对优势 (黄文耿和古

士芬,2003). 本文通过射线追踪的方法精确计算出泵波电场的空间分布,进而得出 HF 泵波传播的整个区域内的电离层加热源项精确值.

本文中基于前文所确立的笛卡尔坐标系建立的三维垂直加热模型如图 3 所示,坐标系的中心原点处是加热机所在位置, HF 泵波是沿 z 轴垂直向上发射的;图中绿色的区域代表模拟加热的区域,纬线方向 (y 方向)的范围是 $-76 \sim 76 \text{ km}$,经线方向 (x 方向)的范围是 $-100 \sim 100 \text{ km}$,高度 (z 方向)范围是 $90 \sim 390 \text{ km}$;红色的区域是射线追踪及电场的计算区域,其范围是:纬线方向 $-66 \sim 66 \text{ km}$,经线方向 $-70 \sim 70 \text{ km}$,高度范围 $60 \sim 300 \text{ km}$;图中最上面的紫色椭圆区域表示的泵波的反射区域.

3.2 数值模拟结果

模拟地点选取为福州,时间定为 2006 年 3 月 15 日, LT02:00 和 LT14:00,相关参数均利用国际参考电离层模型 (IRI-2012) 和 MSISE 模型计算得到. 根据第二部分的计算结果,为确保能激励出 TSFI,我们将加热机的 ERP 设定为 300 MW ,泵波发射频率还是定为 F_2 层临界频率 f_0F_2 的 0.8 倍. 为了更加直观的展现三维空间中 HF 泵波垂直加热电离层的效果,首先给出福州地区加热前电离层中背景电子密度及背景电子温度随高度的分布情况,并且考虑到磁场对电子的束缚作用,从模拟结果中选取 3 组不同磁子午剖面 (即 xoz 平面) 内泵波反射高度附近电子密度及电子温度在加热不同时刻的变化情况如图 4,5 所示.

图 4 给出了福州地区白天时电离层中背景电子

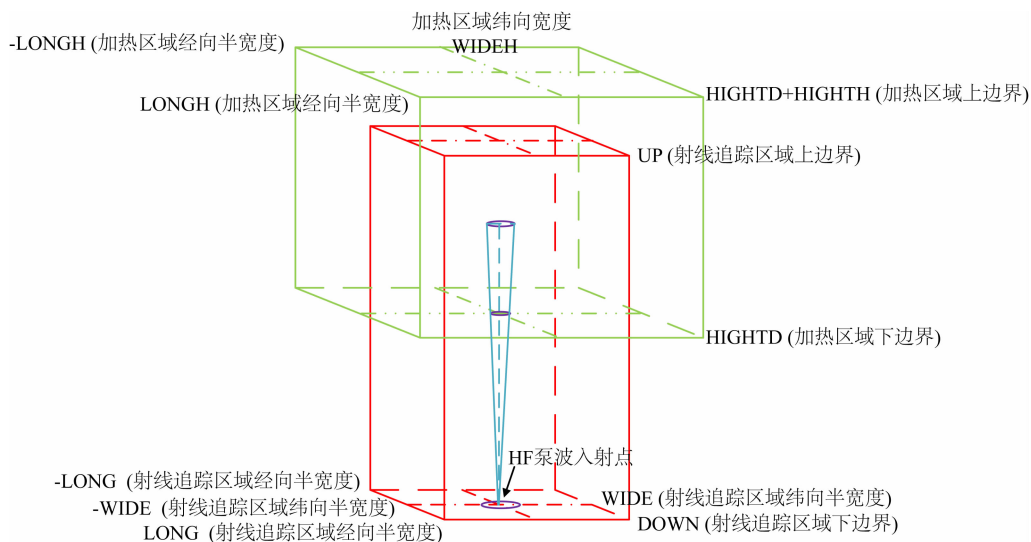


图 3 数值模拟区域示意图

Fig. 3 Schematic diagram of the numerical simulation area

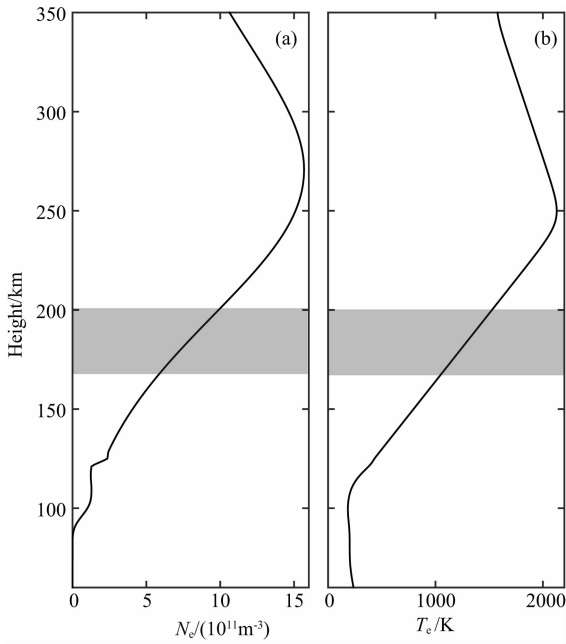


图4 福州地区白天时(LT=14:00)电离层背景电子密度(a)及背景电子温度(b)随高度的分布
灰色部分所示为泵波反射高度附近区域.

Fig. 4 The distribution contours of the ionospheric background electron density (a) and background electron temperature (b) for Fuzhou area during the daytime

The grey painted parts in the figure are the pump wave reflection area.

密度及背景电子温度随高度的分布情况,而图5是福州地区白天的三维垂直加热模拟结果中距离加热中心不同距离的3组磁子午面内泵波反射高度附近区域电子密度及电子温度在加热不同时刻变化率的剖面图.图中横轴表示磁子午面经线方向上距加热中心的水平距离,纵轴是海拔高度,图中从左至右的3组磁子午面距离加热中心的距离分别是20 km, 10 km和5 km.图中横向比较可看出,距离加热中心越近的磁子午面内,电子密度及电子温度的变化率也越大,即加热效应越显著.这一现象主要是因为,在远离加热中心的区域内,电子密度及电子温度产生的扰动可能并不是由直接入射的HF泵波,而是经由电离层反射后的部分泵波通过该区域导致的,这部分泵波在反射时已经过一定的损耗且传播距离较直接入射的泵波更远,使得其空间自由损耗进一步加大,导致远离加热中心的区域内加热源项的值小于加热中心处的对应值,加热效应相应的减弱.图中纵向比较可看出,随着加热的进行,反射高度附近电子密度及电子温度的变化逐渐增大,且电子温度的变化率要远大于电子密度的,二者相差一个数量级以上,电子温度在 $t=30$ s时已基本不再变化,达

到饱和,而电子密度直至 $t=180$ s时仍旧在变化,这说明电子密度达到平衡态所需时间要远大于电子温度达到平衡的时间.为了进一步研究电子密度及电子温度在加热不同时刻的变化率,选取3组磁子午面中的1组来详细对比分析,如图6.

从图5所示的3组磁子午面内的模拟结果中选取正中间的一组来详细分析泵波反射高度附近电子密度及电子温度随加热时间的变化情况.图6左列是电子密度随加热时间的变化情况,右列则是电子温度的变化.图6A中,加热开始0.5 s后,泵波反射高度处的电子温度即出现明显的增长,增长率达30%,这是该区域等离子体对大功率泵波的反常吸收导致的,而该处的电离平衡的改变并不明显,电子密度的平均扰动仅在0.15%~0.2%之间;随着加热的进行,泵波反射区域的电子密度及电子温度的扰动会进一步的增大,图6B中加热进行10 s后,泵波反射高度处电子温度的增长率达到60%以上,而电子密度的负扰动也进一步增强,形成了一个电子密度“空洞”,其中的密度耗空率达到1%左右,且此时的电子密度及电子温度的扰动均出现明显的场向结构;到图6C中加热至30 s时,泵波反射区域内电子密度及电子温度扰动的范围及形态与上一时刻相比均有很大的改变,电子温度的扰动因输运过程沿磁场扩散到反射点以上及以下区域,而电子密度“空洞”因TSFI的非线性演化过程,在水平方向上分化成3个更小尺度的密度不均匀体,其中的密度耗空率进一步增加到2%左右,这些小尺度密度不均匀体内的电子温度的最大值达到背景温度值的1.6倍以上;加热进行至60 s时(图6D),电子温度扰动沿磁场方向的扩散尺度进一步增大且形成明显的束状条纹结构,而密度不均匀体的横向尺度较 $t=30$ s更大,其内部的密度耗空维持在2%左右;加热至120 s时(图6E),密度不均匀体经非线性调制而生成了明显的场向密度条纹,其中密度负扰动最大可达5%,此时的电子密度及电子温度的扰动在沿磁场方向的扩散上表现出很好的一致性;最终加热至180 s结束时(图6F),泵波反射区域因TSFI形成了沿磁场方向延伸的束状密度条纹,其沿磁场方向的尺度达到5 km左右的量级,其内部的密度耗空率约为5%,条纹中电子温度的最大值达到背景温度值的1.6倍以上.

以上是福州地区白天电离层背景条件下的三维垂直加热的模拟结果,为了比较电离层背景参数的昼夜差异对HF泵波加热电离层效果的影响,我们

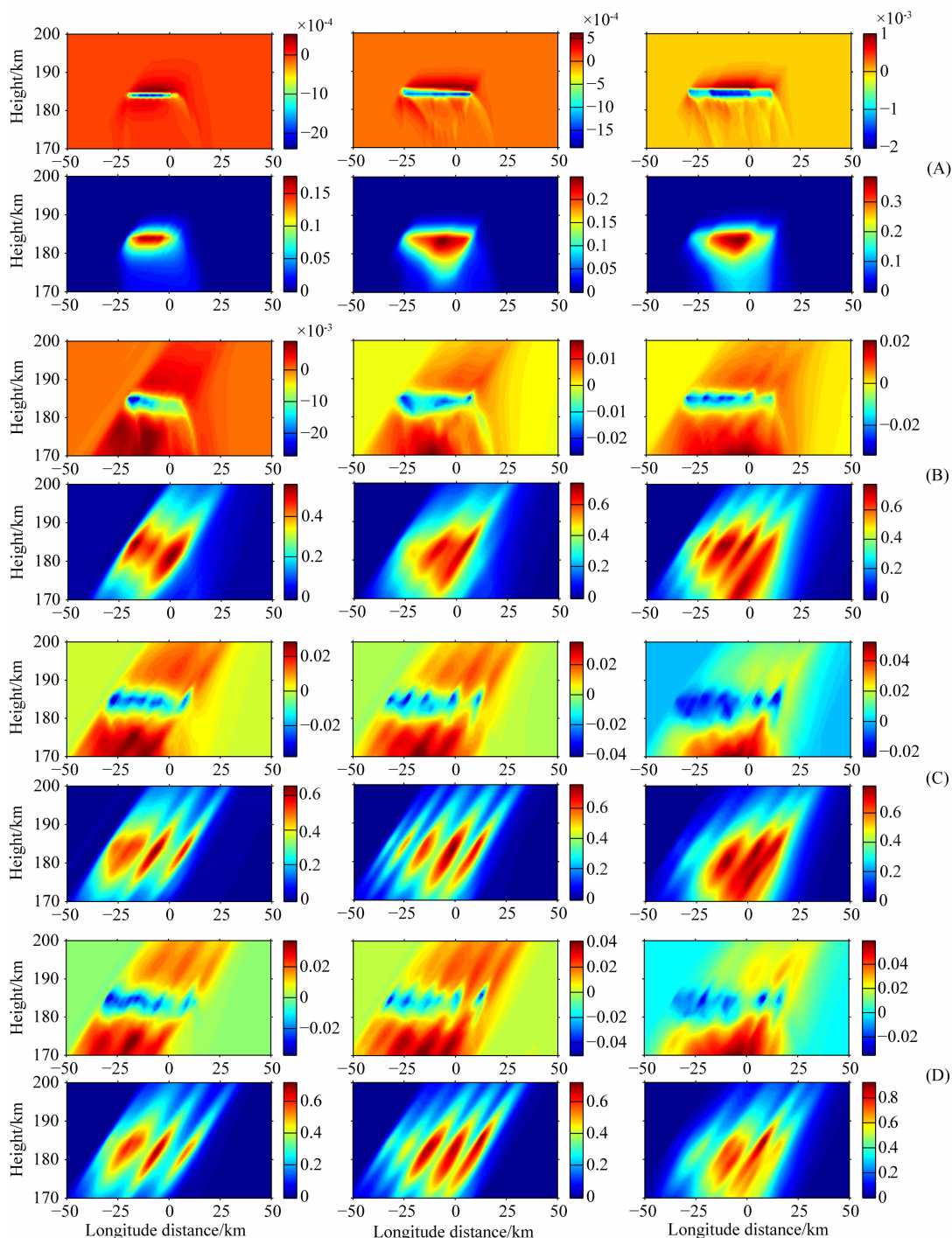


图5 福州地区白天(LT=14:00)距加热中心不同距离的3组磁子午面内泵波反射高度处在加热不同时刻的电子密度及电子温度变化率剖面

图中每一列代表不同的磁子午面,(A)–(D)组图中的第一行是电子密度变化率,第二行是电子温度变化率,
(A) $t=0.5$ s; (B) $t=30$ s; (C) $t=120$ s; (D) $t=180$ s.

Fig. 5 Contours of the electron density fluctuation and electron temperature fluctuation in pump wave reflection area in 3 different magnetic meridian for Fuzhou area at four different times during the daytime

Each column in the figure represents different magnetic meridian, the contours in the first line of each part of the figure represent the electron density fluctuation, and the second line represent the electron temperature fluctuation, and for each parts; (A) $t=0.5$ s; (B) $t=30$ s; (C) $t=120$ s; (D) $t=180$ s.

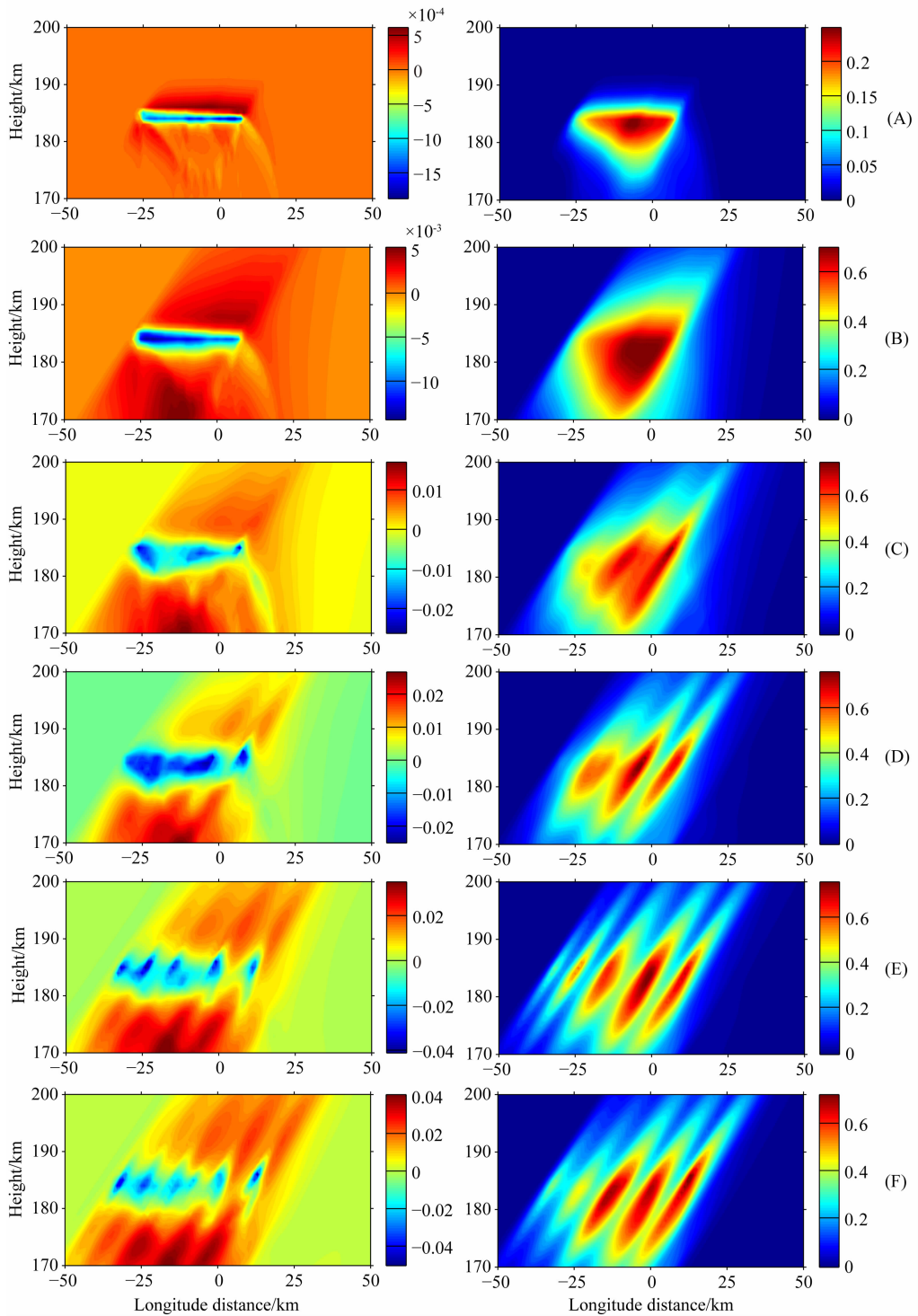


图6 福州地区白天(LT=14:00)单片磁子午面内泵波反射高度处加热不同时刻的电子密度及电子温度变化率剖面

左列是电子密度变化率,右列是电子温度变化率,(A) $t=0.5$ s; (B) $t=10$ s;

(C) $t=30$ s; (D) $t=60$ s; (E) $t=120$ s; (F) $t=180$ s.

Fig. 6 Contours of the electron density fluctuation and electron temperature fluctuation in pump wave reflection area in the magnetic meridian for Fuzhou area at different times during the daytime

The contours in the left side of the figure represent the electron density fluctuation, and the contours in right side represent the electron temperature fluctuation, and for each parts; (A) $t=0.5$ s; (B) $t=10$ s; (C) $t=30$ s; (D) $t=60$ s; (E) $t=120$ s; (F) $t=180$ s.

将加热时间换成夜间的 LT02:00,先给出夜间加热前电离层中背景电子密度及背景电子温度随高度的分布情况,而保持其他参数不变,计算得出夜间的三维加热模拟结果如图 7 所示。

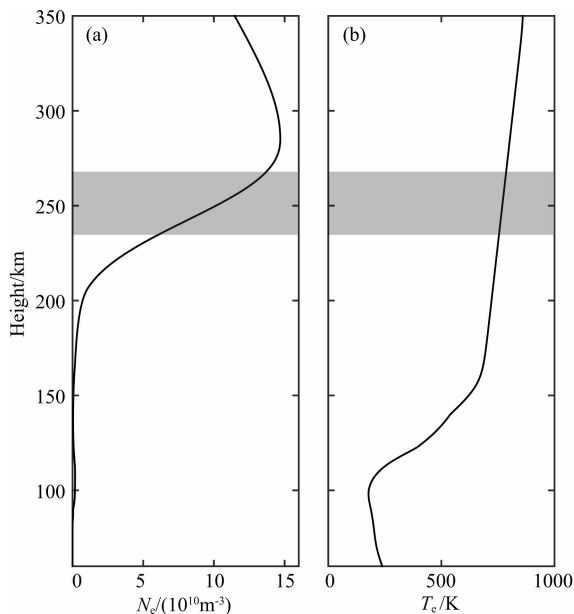


图 7 福州地区夜间时(LT=02:00)电离层背景电子密度(a)及背景电子温度(b)随高度的分布
灰色部分所示为泵波反射高度附近区域。

Fig. 7 The distribution contours of the ionospheric background electron density and background electron temperature for Fuzhou area during the night
The grey painted parts in the figure are the pump wave reflection area.

从图 4 与图 7 的对比分析可看出,福州地区夜间时电离层中背景电子密度及背景电子温度值均要小于图 4 中白天时的对应值,且泵波的反射高度较白天时有较大的抬升.与图 5 类似,图 8 为福州地区夜间的三维垂直加热模拟结果中距加热中心不同距离的 3 组磁子午面内泵波反射高度附近区域电子密度及电子温度在加热不同时刻变化率的剖面图.同样由横向比较可看出距离加热中心越近的磁子午面内,电子密度和电子温度的变化率越大,加热效应越显著;而纵向比较可看出,反射高度附近的电子密度及电子温度变化随着加热时间的增长而逐渐增大.将图 5 与图 8 对比分析可得,夜间电子密度及电子温度的变化与白天相比更加剧烈,加热效果要明显好于白天.为进一步比较电子密度及电子温度随加热时间的变化,仍从图 8 中选取 1 组磁子午面内的模拟结果详细分析,如图 9 所示。

图 9A 中,加热开始 0.5 s 后,泵波反射高度处

电子温度增长率就达到 40% 以上,远高于白天时的对应值,而该处电子密度的扰动远没有电子温度那么剧烈,扰动量仅为 1% 左右,但这一变化率也相当于白天对应值的 5~7 倍,这主要是夜间电离层的电子密度背景值较白天时小一个数量级左右,使得 HF 泵波在传播过程中的能流损耗更小,反射区域内加热源项的值要明显大于白天,导致引起的加热效应更加显著(孟兴和方涵先,2014);图 9B 中加热进行 10 s 后,泵波反射区域的电子温度增长率进一步增大至 80% 以上,而该区域内电子密度的负扰动则增大至 4% 左右,形成一个明显的电子密度“空洞”,此时电子密度及电子温度的扰动也都出现了明显的场向结构;加热至 30 s 时(图 9C),泵波反射区域电子温度的扰动因输运过程沿磁场扩散到泵波反射点以上及以下区域且电子温度的增长率增大到 100% 以上,该区域的电子密度“空洞”也沿磁场方向被拉伸,形成尺度较白天更大的密度不均匀体,这主要是因为夜间电子的双极热扩散系数 D_{Te} 和热传导系数 κ_e 要大于白天,电子沿磁场方向的输运过程较白天时更加显著,热扩散的增强使得密度不均匀体在水平方向上相互耦合在一起,空洞内的密度耗空率达到 4% 左右;加热进行至 60 s 时(图 9D),反射区域内电子温度的扰动沿磁场方向的扩散尺度进一步增大的且形成了明显的束状条纹结构,电子温度的增长率较上一时刻更大但增幅不是很明显,而密度不均匀体因 TSFI 的非线性调制形成了独特的“波浪”状结构且内部的密度耗空率增加至到 5% 以上;加热至 120 s 时(图 9E),反射高度处的密度不均匀体生成出 1 个较为明显的沿磁场方向拉伸的束状密度条纹,其内部的密度负扰动增至 8% 左右,而对应的电子温度的增长率则达到 110% 左右;最后,加热结束 180 s 时(图 9F),泵波反射区域因 TSFI 形成了明显的沿磁场方向延伸的束状密度条纹,其内部密度耗空达到 10% 且还没有稳定的趋势,沿磁场方向的尺度达到了 10 km 左右的量级,远大于白天,其内部电子温度的最大值达到背景温度值的 2 倍以上,这说明电子温度在加热开始 60 s 以后才基本达到饱和,较白天时达到饱和所需时间更长。

除了对泵波反射高度附近区域的电子密度及电子温度随加热时间的变化情况进行直观的比较外,本文还通过对磁子午面内泵波反射高度处的电子密度及电子温度变化率沿经线方向进行采样后求取其功率谱密度,得到的结果见图 10。

图 10 和图 11 分别为福州地区白天、夜间加热

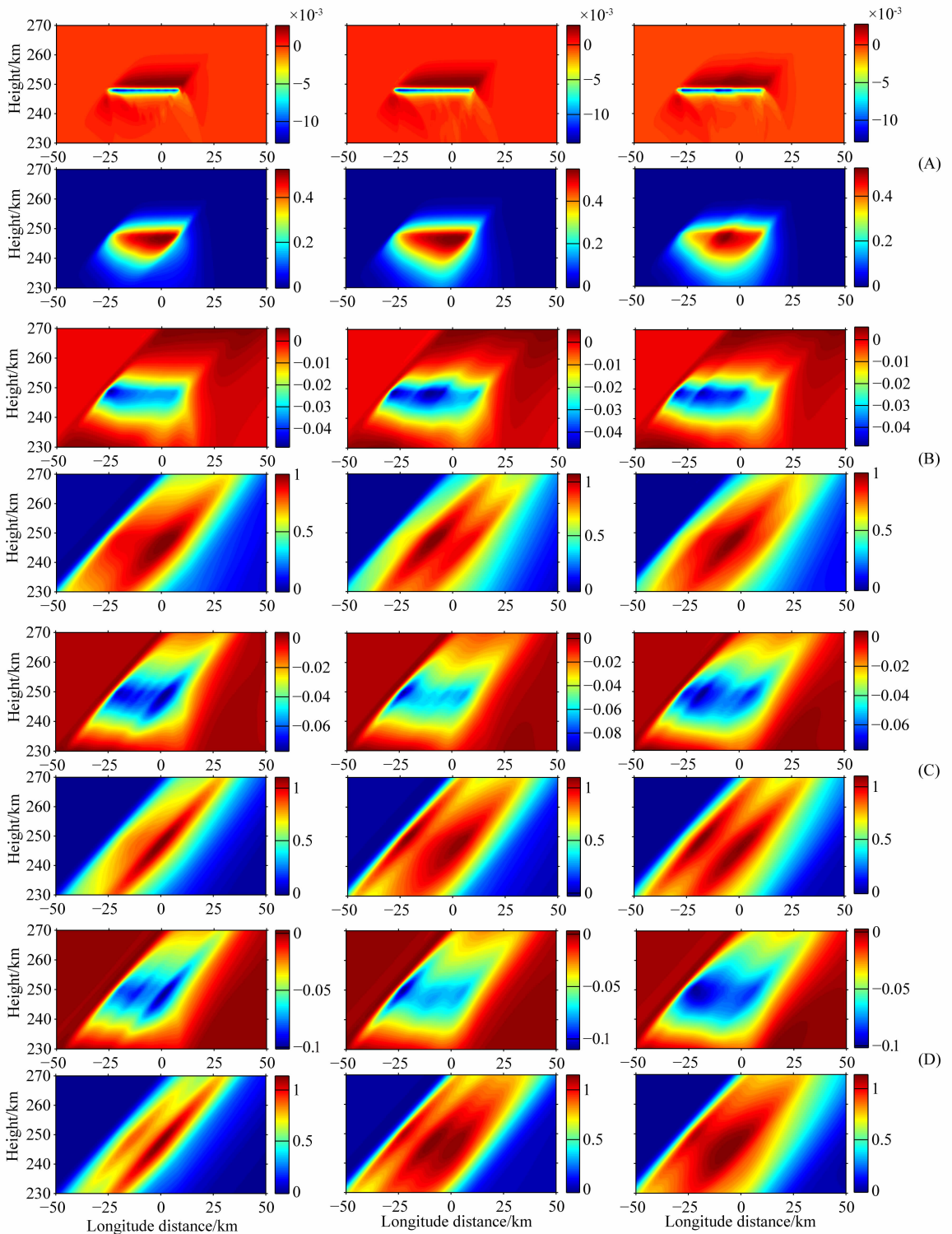


图 8 福州地区夜间(LT=02:00)距加热中心不同距离的 3 组磁子午面内泵波反射高度处在加热不同时刻的电子密度及电子温度变化率剖面
图中每一列代表不同的磁子午面,(A)–(D)组图中的第一行是电子密度变化率,第二行是电子温度变化率。

(A) $t=0.5$ s; (B) $t=30$ s; (C) $t=120$ s; (D) $t=180$ s.

Fig. 8 Contours of the electron density fluctuation and electron temperature fluctuation in pump wave reflection area in 3 different magnetic meridian for Fuzhou area at four different times during the nighttime
Each column in the figure represents different magnetic meridian, the contours in the first line of each part of the figure represent the electron density fluctuation, and the second line represent the electron temperature fluctuation, and for each parts: (A) $t=0.5$ s; (B) $t=30$ s; (C) $t=120$ s; (D) $t=180$ s.

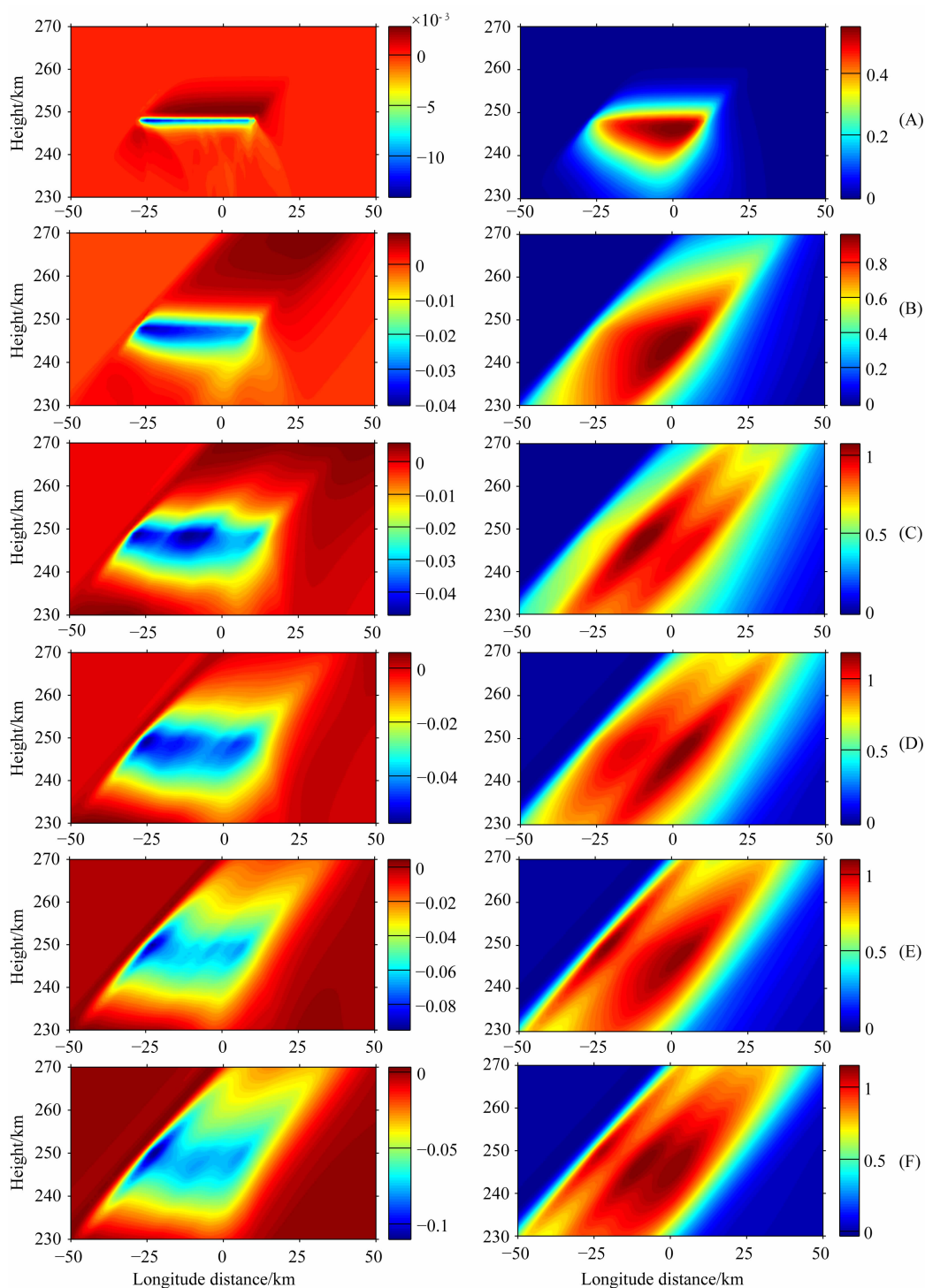


图9 福州地区夜间(LT=02:00)单片磁子午面内泵波反射高度处
加热不同时刻的电子密度及电子温度变化率剖面

图中左列是电子密度变化率,右列是电子温度变化率;(A) $t=0.5$ s; (B) $t=10$ s;
(C) $t=30$ s; (D) $t=60$ s; (E) $t=120$ s; (F) $t=180$ s.

Fig. 9 Contours of the electron density fluctuation and electron temperature fluctuation in pump wave reflection area in the magnetic meridian for Fuzhou area at different times during the nighttime

The contours in the left side of the figure represent the electron density fluctuation, and the contours in right side represent the electron temperature fluctuation, and for each parts: (A) $t=0.5$ s; (B) $t=10$ s; (C) $t=30$ s; (D) $t=60$ s; (E) $t=120$ s; (F) $t=180$ s.

过程中, HF 泵波反射高度处的电子密度及电子温度变化率在 4 个不同时刻的功率谱, 图中横轴表示的是经线方向上的波数 k_x , 纵轴是电子密度或电子温度变化率的功率谱值. 波数 k_x 的取值区间是 $0.0622 \sim 6.2832 \text{ km}^{-1}$, 对应于沿经线方向的 101 个采样点, 采样点的间距是 1 km, 即距离加热中心南北各 50 km 的范围.

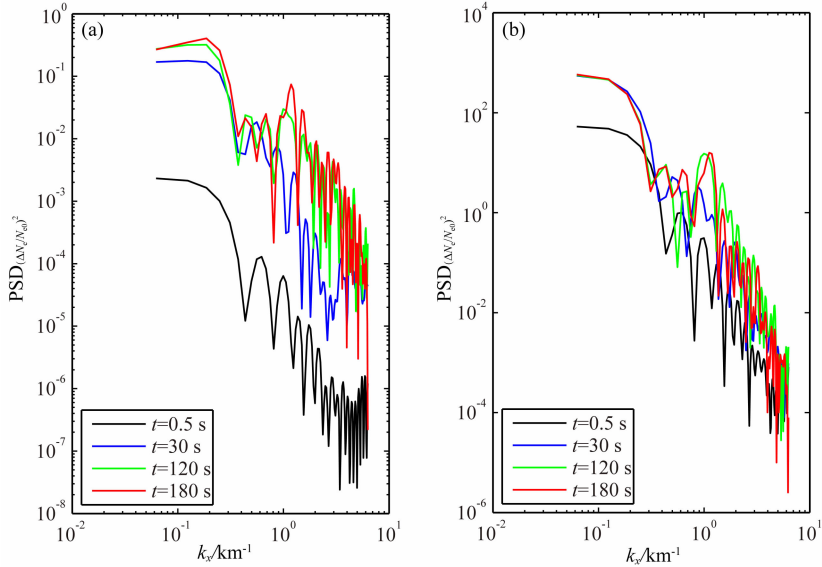


图 10 福州地区白天(LT=14:00)加热不同时间后单个磁子午面内泵波反射高度的电子密度(a)及电子温度(b)变化率的功率谱密度

Fig. 10 The power spectra of the electron density fluctuation (a) and electron temperature fluctuation (b) for Fuzhou area at different times during the daytime

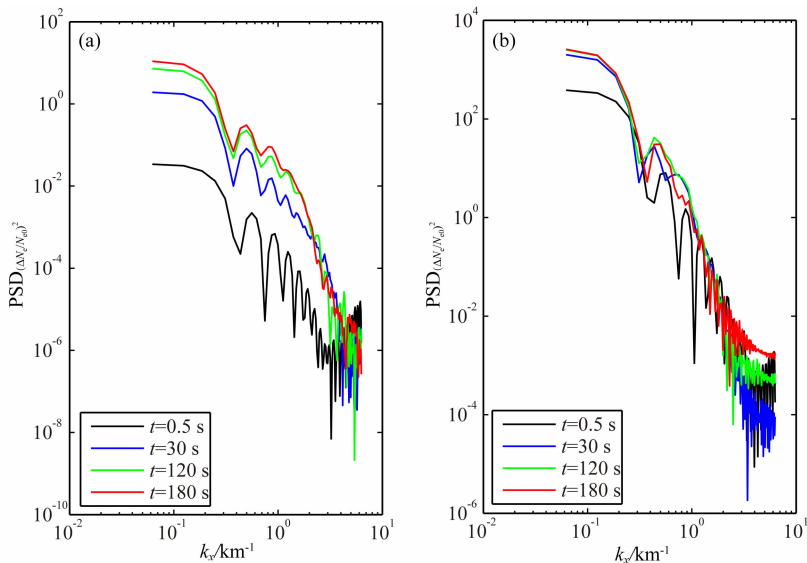


图 11 福州地区夜间(LT=02:00)加热不同时间后单个磁子午面内泵波反射高度的电子密度(a)及电子温度变化率(b)的功率谱密度

Fig. 11 The power spectra of the electron density fluctuation (a) and electron temperature fluctuation (b) for Fuzhou area at different times during the night

图 10a 中图所示的电子密度变化率的功率谱(下文中简称密度谱)中, $t=0.5 \text{ s}$ 时刻所对应的电子密度谱指数要明显小于后 3 组密度谱指数, $t=30 \text{ s}$ 及之后的 2 组密度谱指数之间虽有所差异, 但并不像 $t=0.5 \text{ s}$ 时刻与后 3 组的密度谱指数间这么明显, 这说明加热刚开始的时候电子密度的扰动与加热进行一段时间后的扰动是有所区别的: 加热刚开

始的时泵波反射区域电离平衡的改变主要是由电子温度的剧烈上升引起的膨胀导致的,电子密度的变化并不明显;而加热进行到 30 s 及以后时,电子密度的扰动则主要由输运过程和 TSFI 的非线性演化所导致. 4 组不同时刻的密度谱的拟合斜率(即幂律谱指数)依次为 -2.3398 , -2.2336 , -2.0969 和 -2.2578 , 由此可见,随着加热的进行,幂律谱指数逐渐趋于稳定,而 TSFI 所形成的大尺度 FAI 的主要机制还是输运过程中沿磁场方向的热传导和扩散,且 FAI 尚未完全发展到湍流的阶段,因为湍流的幂律谱指数为 $-5/3$ (Michael, 2009). 图 10b 中所示为电子温度变化率功率谱(下文中简称温度谱),其中 $t=0.5$ s 时刻所对应的电子温度谱指数与后 3 组温度谱指数间的差异要明显小于 10a 图中密度谱指数的,这是因为加热过程中电子温度的响应非常迅速, $t=0.5$ s 时刻与后几组时刻的电子温度的变化率相比改变并不大,故温度谱指数间的差异远没有密度谱那么明显. 加热进行至不同时刻的 4 组温度谱的幂律谱指数依次是 -3.3222 , -3.4667 , -3.5735 和 -3.8381 , 可以看出,4 组温度谱的拟合斜率值要明显大于对应时刻的密度谱的拟合斜率值,这说明电子温度与电子密度的幂律谱之间存在着明显的区别,且电子温度谱指数的值较密度谱指数要高出一个数量级以上,这说明电子温度的变化率要远大于电子密度的,与我们得出的模拟结果相符合.

图 11a 所示的密度谱中,加热刚开始时的电子密度谱指数还是与加热进行一段时间后的电子密度谱指数间有较为明显的差异,这是由加热过程中电子密度变化物理机制所决定的,图 11a 中的 $t=0.5$ s 时刻的密度谱的值较图 10a 中对应相同时刻的密度谱值高出约 1 个数量级,这是因为夜间泵波反射高度处 $t=0.5$ s 时刻的电子密度变化率要远大于白天时的对应值;夜间 4 组不同时刻的密度谱指数均要大于白天的对应值,这说明夜间泵波反射高度处电子密度的变化较白天更加剧烈. 4 组加热进行至不同时刻的密度谱的幂律谱指数依次是 -2.5144 , -4.4122 , -4.7145 和 -4.6955 , 这 4 组幂律谱指数值均要略大于白天对应时刻密度谱的幂律谱指数值,表明夜间不同时刻的电子密度的变化率均要大于白天时. 图 11b 所示的温度谱中, $t=0.5$ s 时刻的温度谱的值要明显大于图 10b 中对应时刻的温度谱值,这是夜间加热时电子温度的增长率要明显大于白天所导致的;夜间的 4 组温度谱值之间的差异要

明显小于密度谱的,这说明在加热时电子温度的响应速度要明显快于电子密度且电子温度较电子密度更快达到饱和状态. 加热进行至不同时刻的 4 组温度谱的幂律谱指数依次是 -3.7902 , -3.6867 , -4.2527 和 -4.9501 , 这 4 组幂律谱指数值均要大于图 10b 中白天对应时刻的值,这也印证了夜间不同时刻的电子温度的变化率均要大于白天的,夜间的加热效应较白天更为显著.

4 总结与讨论

本文首先基于电子密度及电子温度的输运方程、考虑自作用时泵波的波动方程组成的非线性方程组,通过简正模展开的方法推导得到了泵波在反射区域激发出 TSFI 所需电场阈值以及 TSFI 增长率的完整数学表达式,并选取中低纬区域的典型电离层背景参数估算出了 TSFI 激发阈值及所需 ERP 的量级,随后构建了三维垂直加热的理论模型并基于此模拟了中低纬地区典型电离层背景在过密条件下,泵波反射区域内因 TSFI 而产生大尺度 FAI 的形成及发展的过程,得出的结果如下:

1) 大功率 HF 泵波垂直入射电离层后,在反射区域内因 TSFI 而产生沿磁场方向拉伸的束状密度条纹,其中的密度耗空达到 $4\% \sim 10\%$,而且条纹内部的电子温度有剧烈的增长,到达背景温度值的 $1.6 \sim 2.1$ 倍,我们模拟得出的结果与 Gurevich 等(1995, 1998)的理论推导相一致;

2) 在泵波入射功率相同且入射频率与临界频率比值相同的条件下,夜间电子温度及电子密度的变化率要明显大于白天的,加热过程中电子密度到达平衡的时间要远大于电子温度达到平衡的时间,而夜间电子温度弛豫时间要远大于白天的值;夜间的泵波反射区域内因 TSFI 而产生 FAI 在尺度上较白天时更大且形态上与白天有着明显的差异;

3) 泵波反射区域内电子密度及电子温度的扰动都随着加热的进行而逐渐增大,但增长速度会逐渐减缓;随着加热的进行,相同时间间隔内增长率的差异会逐渐减小;

4) 泵波反射区域内因 TSFI 而形成的大尺度 FAI 满足幂律谱的结构,但尚未发展到湍流阶段,随着加热时间的推移,谱指数会逐渐趋于稳定,电子密度与电子温度的幂律谱之间有较明显的区别,而在白天与夜间的电子密度及电子温度的幂律谱指数区别并不大.

References

- Bernhardt P A, Duncan L M. 1982. The feedback-diffraction theory of ionospheric heating. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 44(12): 1061-1074.
- Bilitza D, McKinnell L A, Reinisch B, et al. 2011. The international reference ionosphere today and in the future. *J. Geodesy.*, 85(12): 909-920, doi: 10.1007/s00190-010-0427-x.
- Duncan L M, Behnke R A. 1978. Observations of self-focusing electromagnetic waves in the ionosphere. *Phys. Rev. Lett.*, 41(14): 998-1001.
- Farley D T, LaHoz C, Fejer B G. 1983. Studies of the self-focusing instability at Arecibo. *J. Geophys. Res.*, 88(A3): 2093-2102, doi: 10.1029/JA088iA03p02093.
- Gondarenko N A, Guzdar P N, Milikh G M, et al. 1999. Spatio-temporal development of the filaments due to the thermal self-focusing instability near the critical surface in ionospheric plasmas. *Radiophys. Quantum Electron.*, 42(7): 589-600.
- Gondarenko N A, Guzdar P N, Ossakow S L, et al. 2003. Linear mode conversion in inhomogeneous magnetized plasmas during ionospheric modification by HF radio waves. *J. Geophys. Res.*, 108(A12): CiteID 1470, doi: 10.1029/2003JA009985.
- Gondarenko N A, Ossakow S L, Milikh G M. 2005. Generation and evolution of density irregularities due to self-focusing in ionospheric modifications. *J. Geophys. Res.*, 110(A09): 304-317, doi: 10.1029/2005JA011142.
- Gordon W E, Carlson Jr. H C. 1974. Arecibo heating experiments. *Radio Sci.*, 9(11): 1041-1047.
- Gurevich A V. 1986. Nonlinear Phenomena in the Ionosphere (in Chinese). Liu X M, Zhang X X Trans. Beijing: Science Press.
- Gurevich A V, Lukyanov A V, Zybin K P. 1995. Stationary state of isolated striations developed during ionospheric modification. *Phys. Lett. A.*, 206(3-4): 247-259.
- Gurevich A, Hagfors T, Carlson H, et al. 1998. Self-oscillations and bunching of striations in ionospheric modifications. *Phys. Lett. A.*, 239(6): 385-392.
- Guздar P N, Chaturvedi P K, Papadopoulos K, et al. 1996. The self-focusing instability in the presence of density irregularities in the ionosphere. *J. Geophys. Res.*, 101(A2): 2453-2460, doi: 10.1029/95JA02975.
- Hao S J, Wu Z S, Yang J T, et al. 2013a. Influences of ionospheric background states on effects of ionospheric heating by powerful HF radio waves. *Journal of Electronics & Information Technology* (in Chinese), 35(6): 1502-1506.
- Hao S J, Li Q L, Yang J T, et al. 2013b. Theory and numerical modeling of under-dense heating with powerful X-mode pump waves. *Chinese Journal of Geophysics* (in Chinese), 56(8): 2503-2510, doi: 10.6038/cjg20130801.
- Hedin A E. 1991. Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 96(A2): 1159-1172, doi: 10.1029/90JA02125.
- Hinkel-Lipsker D E, Shoucri M M, Smith T M, et al. 1993. Modeling of high-frequency oblique propagation and heating in the ionosphere. *Radio Sci.*, 28(5): 819-837.
- Huang W G, Gu S F. 2003a. Interaction between the powerful high-frequency radio wave and the lower terrestrial ionosphere. *Chinese Journal of Space Science* (in Chinese), 23(3): 181-188.
- Huang W G, Gu S F. 2003b. The heating of upper ionosphere by powerful high-frequency radio waves. *Chinese Journal of Space Science* (in Chinese), 23(5): 343-351.
- Huang W G, Gu S F, Gong J C. 2004. Ionospheric heating by powerful high-frequency radio waves. *Chinese Journal of Radio Science* (in Chinese), 19(3): 296-301.
- Kelley M C. 2009. The Earth's Ionosphere, Volume 96, Second Edition: Plasma physics & Electrodynamics. San Diego: Elsevier.
- LaHoz C. 1982. Studies of the self-focusing instability during ionospheric heating experiments [Ph. D. thesis]. Ithaca, New York: Cornell University.
- Luo W H, Xu J S, Xu L. 2009. Analysis of controlling factors leading to the development of R-T instability in equatorial ionosphere. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 52(4): 849-858.
- Luo W H. 2009. Analysis of Controlling Factors Leading to the Development of R-T Instability in Low-latitude/equatorial Ionosphere (in Chinese). Wuhan: Wuhan University.
- Meltz G, Holway Jr. L H, Tomljanovich N M. 1974. Ionospheric heating by powerful radio waves. *Radio Sci.*, 9(11): 1049-1063.
- Meng X, Fang H X. 2014. Preliminary simulation of heating effects of the lower ionosphere in Nanjing District. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 57(11): 3642-3649, doi: 10.6038/cjg20141118.
- Migulin V V. 1997. Investigations of ionospheric modifications in Russia. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 59(18): 2253-2256.
- Picone J M, Hedin A E, Drob D P, et al. 2002. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. *J. Geophys. Res.*, 107(A12): SIA 15-1-SIA 15-16, doi: 10.1029/2002JA009430.
- Richards P G, Bilitza D, Voglozin D. 2010. Ion density calculator (IDC): A new efficient model of ionospheric ion densities. *Radio Sci.*, 45(5): RS5007.
- Rietveld M T, Kohl H, Kopka H, et al. 1993. Introduction to ionospheric heating at Troms—I. Experimental overview. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 55(4-5): 577-599.
- Rietveld M T, Isham B, Kohl H, et al. 2000. Measurements of HF-enhanced plasma and ion lines at EISCAT with high-altitude resolution. *J. Geophys. Res.*, 105(A4): 7429-7439, doi: 10.1029/1999JA900476.
- Shoucri M M, Morales G J, Maggs J E. 1984. Ohmic heating of the polar F region by HF pulses. *J. Geophys. Res.*, 89(A5): 2907-2917, doi: 10.1029/JA089iA05p02907.
- Wang Z G, Xu B, Xu Z W, et al. 2012. A comparison of numerical simulation and measurements during ionospheric heating. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 55(3): 751-759, doi: 10.

6038/j. issn. 0001-5733. 2012. 03. 004.

Wu J, Che H Q, Wu J, et al. 2007. A simulation of the heating effect of high power radio wave on the lower polar ionosphere. *Chinese Journal of Polar Research* (in Chinese), 19(3): 171-180.

Xu B, Wu J, Wu J, et al. 2009. Observations of the heating experiments in the polar winter ionosphere. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 52(4): 859-877, doi: 10.3969/j. issn. 0001-5733. 2009. 04. 002.

附中文参考文献

古列维奇 A V. 1986. 电离层中的非线性现象. 刘选谋, 张训械译. 北京: 科学出版社.

郝书吉, 吴振森, 杨巨涛等. 2013a. 电离层背景状态对大功率短波加热电离层效应的影响. *电子与信息学报*, 35(6): 1502-1506.

郝书吉, 李清亮, 杨巨涛等. 2013b. 大功率高频 X 波欠密加热电离层的理论与数值模拟. *地球物理学报*, 56(8): 2503-2510, doi: 10.6038/cjg20130801.

黄文耿, 古士芬. 2003a. 大功率无线电波与低电离层的相互作用.

空间科学学报, 23(3): 181-188.

黄文耿, 古士芬. 2003b. 大功率无线电波对高电离层的加热. *空间科学学报*, 23(5): 343-351.

黄文耿, 古士芬, 龚建村. 2004. 大功率高频无线电波加热电离层. *电波科学学报*, 19(3): 296-301.

罗伟华. 2009. 低纬/赤道电离层广义 R-T 不稳定性发展的控制因素分析[博士学位论文]. 武汉: 武汉大学电子信息学院.

罗伟华, 徐继生, 徐良. 2009. 赤道电离层广义 R-T 不稳定性发展的控制因素分析. *地球物理学报*, 52(4): 849-858.

孟兴, 方涵先. 2014. 南京地区低电离层加热效应的初步模拟. *地球物理学报*, 57(11): 3642-3649, doi: 10.6038/cjg20141118.

王占阁, 徐彬, 许正文等. 2012. 极区电离层加热的数值模拟与实验对比. *地球物理学报*, 55(3): 751-759, doi: 10.6038/j. issn. 0001-5733. 2012. 03. 004.

吴军, 车海琴, 吴建等. 2007. 北极区低电离层加热效应的数值模拟研究. *极地研究*, 19(3): 171-180.

徐彬, 吴军, 吴建等. 2009. 我国极区冬季电离层加热实验研究. *地球物理学报*, 52(4): 859-877, doi: 10.3969/j. issn. 0001-5733. 2009. 04. 002.

(本文编辑 汪海英)