

大功率无线电波对高电离层的加热^{*}

黄文耿 古士芬

(中国科学院空间科学与应用研究中心 北京 100080)

摘 要

根据动量方程、能量方程和电子的连续性方程,在偶极扩散的假设下,建立了地面入射的大功率无线电波加热高电离层的理论模型.作为应用,对以上方程组数值求解,计算了高电离层(150—400 km)电子温度和电子密度随时间的变化.计算结果表明,对于一定参数的发射机,一定的吸收模型,电离层电子温度和密度均有明显的变化.我们发现,应用本文选取的加热参数,在电波反射点附近,电子温度有10%—25%的增加,电子密度有1%—2%左右的减少.电子温度达到稳态的时间要快于电子密度达到稳态的时间.最后,用本文的结果解释了电离层加热实验中的一些观测现象.

关键词 高电离层; 加热模型; 电子温度; 电子密度

1 引言

在局部空间环境的主动改变实验中,最有效、最广泛的方法之一是地面发射的大功率无线电波加热电离层.由于它具有方便、迅速、加热效果明显,以及对环境污染小等优点,使该领域一度成为科学研究的热点.20世纪六、七十年代以后,在美国、苏联和地处高纬的一些西欧国家,先后修建了大功率的无线电波发射装置,用于局部电离层的变态研究,并在电离层探测、电波传播、等离子体湍流和不稳定性等方面获得很多新的认识.

由于电离层是无线电波传播的载体和通道,电离层的状态对电波传播有很大的影响.因此,对电离层的加热将会有很广泛的应用前景,特别是在无线电通信应用方面,有着诱人的应用潜力.例如对电离层E区水平直流电流的调制而诱发的VLF电波,可以用于对潜艇的通信;对电离层底部的加热而产生电离,形成“电离层镜”,可以反射特殊频段的电磁波;对电离层的加热可以使电子密度增加或减少,而形成电波的聚焦或散焦区,可以造成信息链路的中断或者畸变等.近年来,有关电离层变态的研究逐渐在向应用方面转化,最著名的是美国的HAARP计划.

由于实验装置的建立是一个长期的过程,而且费用昂贵,而计算机模拟研究是经济而有效的手段,既可以对已有实验结果进行验证,又可以在某些方面指导实验的进行,因此数值模拟研究是很有必要的.我们认为,在电离层加热效果中,最重要、最本质的改变是电离层电子温度和数密度的改变.这方面的理论研究主要是早期Gurevich的微扰理论^[1],但它是一个较初略的模型,不再满足现实的情况.我们曾构造了一个自洽的加热模型^[2],用于计算低电离层的加热.在这个模型中,完全忽略了输运过程,这在碰撞占优的低电离

^{*} 国家863青年基金项目支持

2003-01-20收到原稿, 2003-05-20收到修定稿

层是恰当的,但是在高于 150 km 的较高的电离层是不适合的,必须考虑热传导和扩散等输运过程.本文中,我们忽略离子的加热,由电子的连续性方程、能量方程和动量方程出发,在偶极扩散的假设下,建立高电离层的加热模型,对方程组数值求解,计算一定参数的入射电波作用下,电子温度和数密度随时间的变化.

2 方程组

在电离层的 F 区, NO^+ 和 O_2^+ 等分子离子浓度逐渐减少,而 O^+ 成为主要的离子成分.在电子连续性方程的损失项中,由离解性复合造成的电子损失逐渐转为次要因素,相反,扩散和漂移则成为主要的损失机制.由于粒子间的碰撞随高度增加逐渐减少,在比较短的时间段内,地磁场的冻结效应而使带电粒子主要沿磁场方向运动.电子在入射电波电场的作用下,吸收波能量而导致温度升高,在温度梯度的作用下,通过复合、对流、热传导和扩散,电子将重新分布,从而形成密度的增加或者减少区,这主要依赖于复合和输运之间的联合作用,它们将沿磁场方向排列,形成电离层“空洞”或人工不规则体,影响电波的传播.

2.1 动量方程

在电离层 150—400 km 的高度上,我们主要考虑 3 种正离子 $N_i(\text{O}^+, \text{NO}^+ \text{ 和 } \text{O}_2^+)$ 和电子 N_e . 忽略粘滞性及惯性项,这 4 种带电粒子(用下标 α 表示)的运动方程为

$$N_\alpha m_\alpha \mathbf{g} + e N_\alpha (\mathbf{E} + \mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}) - \nabla P_\alpha - N_\alpha m_\alpha \nu_{\alpha n} \mathbf{v}_\alpha - N_\alpha m_\alpha \sum_{\beta \neq \alpha} \nu_{\alpha\beta} (\mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_\beta) = 0. \quad (1)$$

N_α 、 m_α 和 e 分别是第 α 种带电粒子的浓度、质量和电荷, $\mathbf{g}$ 是重力加速度, $\mathbf{E}$ 为包括带电粒子运动产生的极化场在内的自洽场, $\mathbf{B}$ 是地磁场,本文中忽略了电流的变化而引起的感应磁场. $\mathbf{v}_\alpha$ 是带电粒子速度, P_α 是压力项, $\nu_{\alpha n}$ 是带电粒子和中性分子之间的碰撞频率, $\nu_{\alpha\beta}$ 是带电粒子之间的碰撞频率.一般 $P_\alpha = N_\alpha k T_\alpha$. 其中, k 是玻耳兹曼常数, T_α 是带电粒子温度,并假设 3 种正离子的温度相等,设均为 T_i . 将以上运动方程相加,由准中性条件和偶极扩散假设

$$\sum_i N_i = N_e, \quad (2)$$

$$\sum_i N_i \mathbf{v}_i = N_e \mathbf{v}_e. \quad (3)$$

其中,下角 i 和 e 分别代表正离子和电子. 方程 (1) 化为

$$\sum_\alpha N_\alpha m_\alpha \mathbf{g} + \sum_\alpha e N_\alpha (\mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}) - \nabla [N_e k (T_e + T_i)] - N_e m_e \nu_{en} \mathbf{v}_e - \sum_i N_i m_i \nu_{in} \mathbf{v}_i = 0. \quad (4)$$

一般离子和中性分子的碰撞对电子流的贡献为^[3]

$$N_i \mathbf{v}_i = \frac{N_i}{N_e} \frac{M_i \nu_{in}}{m_i \nu_{in}} N_e \mathbf{v}_e. \quad (5)$$

$M_I \nu_{In}$ 是离子碰撞权重因子, 由准中性条件容易求出:

$$\frac{1}{M_I \nu_{In}} = \sum_i \frac{(N_i/N_e)}{m_i \nu_{In}}. \quad (6)$$

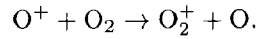
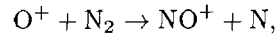
将上式代入方程 (4), 取向上为正, 并将坐标投影到磁场 s 方向 ($\mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0$), 对于北半球, 动量方程为

$$N_e w_e = -\frac{1}{m_e \nu_{en} + M_I \nu_{In}} \left\{ \frac{\partial}{\partial s} [n_e k(T_e + T_i)] + \sum_{\alpha} N_{\alpha} m_{\alpha} g \right\} + N_e v_n \cos I. \quad (7)$$

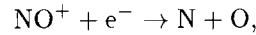
w_e 是电子沿磁场方向的速度大小, 方程最后一项为中性风的影响, v_n 为中性风速度, I 为磁倾角.

2.2 连续性方程

由于 O^+ 不易直接与电子复合, 而主要是通过与双原子分子 N_2 和 O_2 的电荷交换而生成分子离子 NO^+ 和 O_2^+ 后, 再与电子复合. 主要的化学反应为

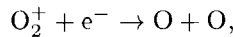


以上两个反应的反应系数与电子的温度无关, 随着电离层高度的增加, O^+ 逐渐占主要优势, 而 β 复合与温度无关, 因此加热高电离层引起的电子浓度的变化主要由输运过程决定. 通过以上的分析, 这里复合过程我们仅考虑 NO^+ 和 O_2^+ 的离解性复合:



复合系数

$$k_1 = 4.2 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.85} \text{cm}^3/\text{s}.$$



复合系数

$$k_2 = 1.6 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.55} \text{cm}^3/\text{s}.$$

在加热过程中忽略了正离子浓度的变化, 连续性方程为

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = Q_0 - (k_1 N_{NO^+} + k_2 N_{O_2^+}) N_e - \frac{\partial (N_e w_e)}{\partial s}. \quad (8)$$

Q_0 是无电波作用下, 平衡态 ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$) 的电子产生率, N_{NO^+} 和 $N_{O_2^+}$ 分别是 NO^+ 和 O_2^+ 的数密度, 由经验模式算出.

2.3 能量方程

电子吸收电波能量后沿地磁场方向的能量平衡方程为

$$\frac{3}{2} k \left(N_e \frac{\partial T_e}{\partial t} + N_e w_e \frac{\partial T_e}{\partial s} \right) + k N_e T_e \frac{\partial w_e}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial s} \left(K_e \frac{\partial T_e}{\partial s} \right) + S_{rw} + S_0 - L_e. \quad (9)$$

其中, K_e 是热导率, S_{rw} 是单位时间内电波被吸收的能量密度, S_0 是电子在平衡态没有电波的作用下, 其他能量 (主要是太阳能) 的吸收, L_e 是电子能量的损失项. 方程左

边第一项是由于电波加热引起的电子温度随时间的变化, 第二项是对流项, 第三项是压力流; 右边第一项是沿磁场方向的热传导. 沿磁场方向的热导系数取文献 [4] 中的形式:

$$K_e = \frac{7.7 \times 10^5 T_e^{5/2}}{1 + 3.22 \times 10^4 (T_e^2 / N_e) \sum_n N_n \bar{Q}_D} \text{eV}/(\text{cm} \cdot \text{s} \cdot \text{K}). \quad (10)$$

N_n 是中性成分数密度, $\bar{Q}_D$ 是相应中性分子的平均动量传输截面, 取自文献 [4] 中的经验公式. 上式分母中的求和项是中性分子的影响, 对于完全电离的等离子体, 这一项为零, 则 $K_e \propto T_e^{5/2}$.

2.4 电波能量的吸收项和电子能量的损失项

在电波加热电离层 F 区的过程中, 对电子温度升高的贡献有两种不同的物理机制. 一种机制是通过碰撞的直接加热, 称为欧姆加热; 另一种是通过波-波、波-粒相互作用造成反常吸收的加热, 称为湍动加热. 特别是在寻常波的加热实验中, 当入射电波的频率 (f_0) 小于电离层的最大可用频率时, 经常能激发起等离子体的不稳定性, 在电波的反射点附近, 反常吸收远大于碰撞吸收, 在这个较薄的区域内, 湍动加热的比例占绝对优势 [5],[6]. 由于 WKB 解在电波反射点附近的失效, 运用全波解的复杂性, 以及湍动加热在定量描述上的困难, 电波能量的吸收问题仍然没有完全解决. 一般地, 加热实验中, 电波能量吸收是以反射点为中心的高斯分布 [7]–[9]. 本文中, 我们将电波能量的初始吸收项作为加热模型的一个输入变量, 首先找出电波的反射高度, 然后用电波电场强度随电离层高度分布的经验公式和欧姆加热来计算吸收能流密度, 并适当增加电波欧姆吸收的比例, 构造几种不同吸收模型, 在下面的计算中分别予以考虑. 加热实验中, 电波场强的经验公式为 [10]

$$E(z) = (30 P_{\text{er}})^{0.5} / z. \quad (11)$$

其中, P_{er} 是入射电波的有效辐射功率, 它与发射机的功率和天线增益有关, z 是电离层的垂直高度. 反射点处 (z_m) 欧姆吸收为 [11]

$$Q_{z_m} = \frac{\varepsilon_0}{2} \left(\frac{f_p^2 \nu_e}{f_0^2} \right) E(z_m)^2. \quad (12)$$

总吸收随电离层高度的分布为

$$Q_{\text{rw}}(z) = A \cdot Q_{z_m} \cdot f(z). \quad (13)$$

以上公式中, ε_0 是自由空间的介电常数, f_p 是等离子体频率, $\nu_e = \nu_{\text{en}} + \nu_{\text{ei}}$ 是电子的碰撞频率, A 是一比例常数, $f(z)$ 是高斯分布函数. ν_{en} 和 ν_{ei} 的表达式分别为 [4]:

$$\begin{aligned} \nu_{\text{en}} = & 9.32 \times 10^{-2} [\text{N}_2] (1 - 3.44 \times 10^{-5} T_e) \\ & + 1.21 \times 10^{-10} [\text{O}_2] (1 + 2.15 \times 10^{-12} T_e^{0.5}) T_e + 5.49 \times 10^{-10} [\text{O}] T_e^{0.5} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\nu_{\text{ei}} = 54 N_e / T_e^{3/2} \quad (15)$$

电子能量的损失主要包括以下过程: (1) 和正离子及中性粒子的弹性碰撞; (2) 分子 O_2 和 N_2 旋转能级的激发; (3) 分子 O_2 和 N_2 振动能级的激发; (4) 原子 O 电子能级的激发; 和 (5) 原子 O 精细结构的激发. 具体的表达式见文献 [12] 中的详细介绍. 将各种损失过程相加, 确定总的电子能量损失 L_e 在不同高度上的数值.

3 初始条件、边界条件和算法

加热前背景电离层和热层的所有参数来自于经验模式, 其中电子和正离子的温度及密度由 IRI95 模式^[13] 确定; 热层大气的温度和密度由 MSIS90 经验模式^[14] 计算. 假设正离子和中性分子的温度相等, 均为 T_i . 以上参数是在中纬地区的白天, 太阳和地磁活动比较宁静的时候选取的, 由于热层中性风随时间、地点的不同而异, 为了方便起见, 取为一个常数 $v_n = 100 \text{ m/s}$, 本文中的磁倾角为 $I = 30.0^\circ$. 由于计算中涉及到温度和密度的一阶或二阶微商, 而模式计算出来的参数可能是不连续的或者有很大的波动, 因此, 我们首先将参数平滑, 并将平滑后的值作为背景在后面的计算中使用. 主要的初始参数如图 1 所示.

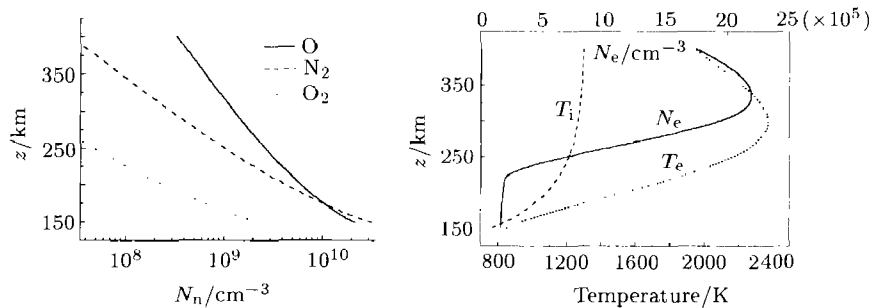


图 1 初始参数剖面

Fig.1 The initial parameters profile

本文中, 我们将 F 区的底部取为下边界, 为 150 km 处, 上边界为 400 km, 这是因为在更高的高度上, 电波对电离层的影响不大. 边界条件和文献 [9] 的一致, 即在加热的过程中, 下边界的电子温度和密度保持不变, 而上边界条件为电子温度和密度的梯度保持不变.

将第 2 节中的方程联立, 首先, 根据背景计算出初始平衡态 ($S_{rw} = 0, \partial/\partial t = 0$) 时的参数 Q_0 和 S_0 ; 然后由方程 (9) 计算电子温度的变化, 更新相关参数; 由方程 (8) 计算电子密度的变化, 更新相应的参数, 时间向前推进一步, 重复以上步骤. 主要的解法是, 用两层算术平均格式将方程离散化^[15], 并化为三对角矩阵形式, 用追赶法求解^[15]. 这里, 取时间步长 $\Delta t = 0.01 \text{ s}$, 空间步长 $\Delta s = 1 \text{ km}/\sin I$.

4 计算结果

地面发射机总的辐射功率取为 $P_{er} = 200 \text{ MW}$, 计算中发射频率取两个值, 分别是 $f_0 = 6.0 \text{ MHz}$ 和 10.0 MHz , 构造出了两种不同的初始吸收模型, 用于后面的计算. 由式 (11), (12) 和 (13) 计算出来的电波初始吸收随电离层高度的变化如图 2 所示, 这些数值均在大多数实验所允许的范围之内 (这里取常数 $A = 10$). 在 case 1 中, 电波的反射高度为 238 km, case 2 的约为 270 km.

图 3 是电子能量的损失随高度分布剖面图, 我们发现, 随着电离层高度的增加, 电子-离子的碰撞逐渐成为主要的电子能量损失机制。

图 4(a) 为根据图 2 的 case 1 吸收剖面计算出来的电子温度随时间的变化。可以看出,

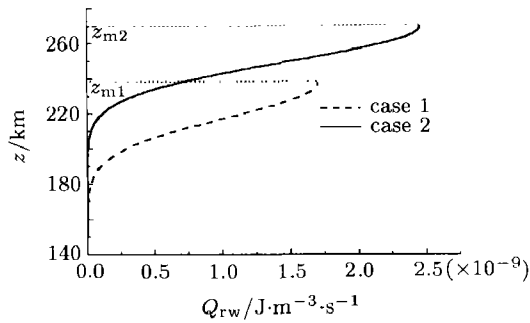


图 2 加热开始时初始电波吸收能流
Fig.2 The initial absorbed energy flux of radio waves

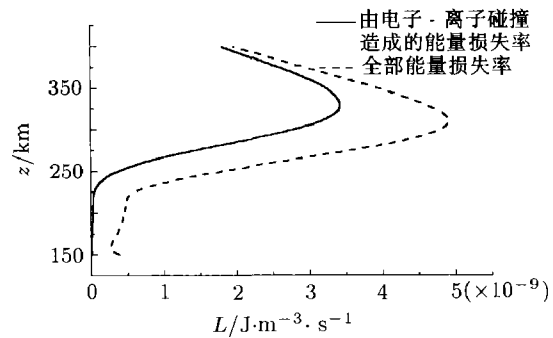


图 3 加热开始时电子的损失能流剖面
Fig.3 The heat loss of electron in ionosphere at the beginning of heating

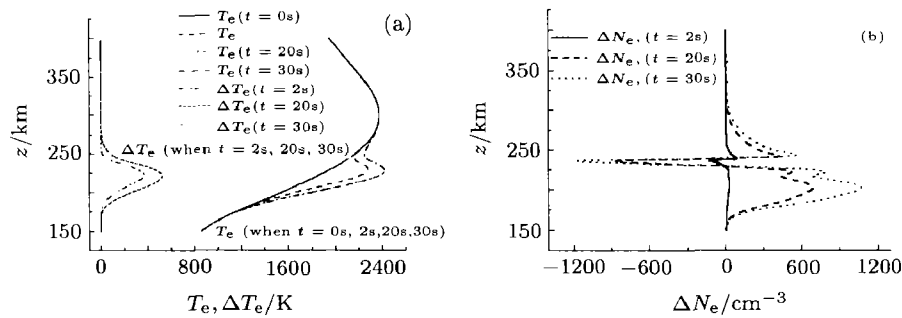


图 4 对应于 case 1 吸收模型的加热结果
Fig.4 The heating results for the absorption model of case 1

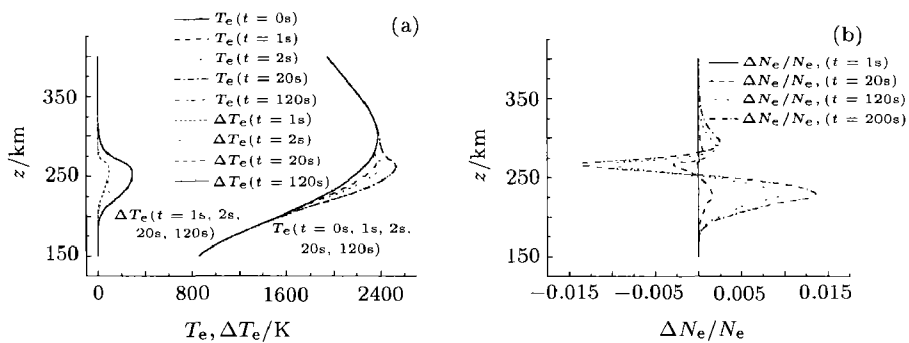


图 5 对应于 case 2 吸收模型的加热结果
Fig.5 The heating results for the absorption model of case 2

在加热 2 s 左右电子温度就有明显的增加, 大约在电波加热的 20 s 后, 电子温度达到稳态. 温度的最大增加值在电波的反射高度附近, 因为此处的吸收最显著. 在约 220 km 处, $t = 2$ s 时, 温度大约增加了 360 K, 当 $t = 20$ s, 温度增加了 520 K, 当 $t > 20$ s 后, ΔT_e 几乎不再发生改变, $t = 30$ s 时, 与 $t = 20$ s 相比, 两条曲线几乎重合, 从图中看不出来温度的变化. 图 4(b) 是电子数密度随时间的变化情况, 可以看出电子密度有增有减, 在电波反射点附近, 密度是减少的, 主要是由于温度梯度场的驱动, 使等离子体沿磁场方向扩散.

图 5 是对应于图 2 中 case 2 的计算结果. 也可以得到类似图 4 的结论, 温度的最大增加值在 252 km 处, 升高了 300 K, 大约增加了 14% 左右, 加热效果是很明显的. 图 5(b) 是电子密度变化率随时间的演化, 密度的减少限制在电波反射点附近较狭窄的区域, 随着时间的增加, 密度变化逐渐达到平衡, 但所需时间比电子温度达到平衡的时间长, 这与实际情况是相符合的. 在 $z = 230$ km 处, 当 $t = 200$ s 时, 密度增加了 1.36% 左右, 而在 $z = 268$ km 处, 密度减少了约 1.38%.

5 结论和讨论

由动量方程、能量方程和连续性方程出发, 在重力场偶极扩散的假设下, 构造了地面入射的大功率无线电波加热高电离层的模型. 通过对方程组的数值求解, 计算了一定背景电离层条件、一定加热电波作用下, 高电离层电子温度和密度的变化. 在地面发射总功率为 200 MW 的高频无线电波的作用下, 对于本文中电波能量的两种吸收模型 (case 1 和 case 2), 均有相似的加热结果, 主要结论如下.

(1) 电子温度有明显的升高. 电波能量吸收以反射点为中心的高斯分布的假设下, 电子温度的变化 ΔT_e 也呈现出近似的高斯分布, 说明 ΔT_e 强烈依赖于吸收.

(2) 电子密度有增有减. 电子密度在电波反射点附近是减少的, 而在高于和低于此区域的高度上, 密度增加, 这一变化约为 1%—2%, 这主要是复合和扩散之间竞争下的结果.

(3) 电子密度达到平衡态的时间要远大于电子温度达到平衡的时间. 温度达到平衡的时间约为 20 s, 而密度达到平衡的时间大约是 2—3 min, 因为电离层中电子密度的弛豫时间长于电子温度的弛豫时间, 这一结果与实验观测相符合.

本文中电波能量吸收为电波反射点附近高斯分布的假设是很多实验中得到的经验结论, 而且吸收模型中参数 A 也是根据很多实验结果而选取的, 本文中由电波能量吸收模型计算得到的电子温度和密度的变化是与大多数实验结果相符合的. 由于电波能量的吸收在定量计算上仍存在困难, 因此我们的计算结果会有一定程度的波动. 另外, 正离子浓度的变化在加热时间内被忽略, 这虽然在较短的加热时间内是合适的, 但是要研究加热后物理量长时间的演化, 这个假设是不恰当的, 正离子浓度的变化必须要加以考虑, 这将在我们以后的工作中考虑. 当然背景电离层和背景热层大气也是加热模型中应该考虑的因素之一, 因为由 MISIS90 和 IRI95 模式计算出来的结果和实际结果相比可能会有较大的差别. 但是, 根据本文的加热模型, 通过对 case 1 和 case 2 的计算而得出的结论能很好地解释一些实验结果, 如对超热电子和人造气辉的解释, 加热实验中, 密度的增加和减少区

有利于电离层“势阱”的形成,“势阱”捕获电子并使之加速,有可能达到很高的能量,形成超热电子.超热电子激发中性分子,产生气辉,它是电离层加热实验中观测到 630.0 nm 气辉的主要激发机制^{[16],[17]}.

参 考 文 献

- [1] Gurevich A V. Nonlinear Phenomena in the Ionosphere. Berlin: Springer-Verlag, 1978
- [2] Huang Wengeng, Gu Shifen. Interaction of the powerful high-frequency radio wave with the lower terrestrial ionosphere. *Chin. J. Space Sci.*, 2003, **23**(3):181—188. in Chinese (黄文耿, 古士芬. 大功率无线电波与低电离层的相互作用. 空间科学学报, 2003, **23**(3):181—188)
- [3] Hinkel D, Shoucri M, Smith T *et al.* Modeling of HF propagation and heating in the ionosphere. Final Technical Report, TRW space and technology group, USA, 1992
- [4] Banks P M, Kockarts G. Aeronomy, Part A and Part B. New York: Academic Press, 1973
- [5] Stocker A J, Honary F, Robinson T R *et al.* EISCAT observations of large scale electron temperature and electron density perturbations caused by high power HF radio waves. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1992, **54**:1555—1572
- [6] Robinson T R, Honary F, Stocker A J *et al.* First EISCAT observations of the modification of F-region electron temperatures during RF heating at harmonics of the electron gyro frequency. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1996, **58**:385—395
- [7] Djuth F T, Sulzer M P, Elder J H. High resolution observation of HF-induced plasma waves in the ionosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 1990, **17**:1893—1896
- [8] Dubois D F, Rose H A, Russell D. Excitation of strong Langmuir turbulence in plasmas near critical density: Application to HF heating of the ionosphere. *J. Geophys. Res.*, 1990, **21**:21221—21272
- [9] Hansen J D, Morales G J, Maggs J E. Large scale HF-induced ionospheric modification: theory and modeling. *J. Geophys. Res.*, 1992, **97**:17019—17032
- [10] Belenov A F, Erukhimov L M, Ponomarenko P V *et al.* Interaction between artificial ionospheric turbulence and geomagnetic pulsations. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 1997, **59**:2367—2372
- [11] Bernhardt P A, Duncan L M. The feedback-diffraction theory of ionospheric heating. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1982, **44**:1061—1074
- [12] Stubbe P, Varnum W S. Electron energy transfer rates in the ionosphere. *Planet Space Sci.*, 1972, **20**:1121—1126
- [13] Bilitza D. International Reference Ionosphere – status 1995/1996. *Adv. Space Res.*, 1997, **20**:1751—1754
- [14] Hedin A E. Extension of the MSIS thermospheric model into the middle and lower atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**(A2):1159—1172
- [15] Fu Zhufeng, Hu Youqiu. Numerical simulation of space plasma. Hefei: Anhui Science and Technology Press, in Chinese (傅竹风, 胡友秋. 空间等离子体数值模拟. 1995, 合肥: 安徽科学技术出版社)
- [16] Pedersen T R. First observations of HF heater-produced airglow at the High Frequency Active Auroral Research Program facility: thermal excitation and spatial structuring. *Radio Sci.*, 2001, **36**:1013—1026
- [17] Mishin E, Herbert C C, Hagfors T. On the electron distribution function in the F region and airglow enhancements during HF modification experiments. *Geophys. Res. Lett.*, 2000, **27**:2857—2860

THE HEATING OF UPPER IONOSPHERE BY POWERFUL HIGH-FREQUENCY RADIO WAVES

HUANG Wengeng GU Shifen

(Center for Space Science and Applied Research, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract

Using momentum equation, energy equation and continuity equation of electrons in the upper ionosphere, with the assumption of ambipolar diffusion and β combination of electrons, a theoretical model for heating of the upper ionosphere by powerful high-frequency radio waves is presented. In this paper, these equations are solved numerically to calculate the change of the electron temperature and density at the heights between 150 km and 400 km in the ionosphere. For specific transmitter's parameters and specific radio waves energy absorbed model, the calculated results show that the perturbation of the electron temperature and density are obvious. In terms of the selected parameters in this paper, the calculated results show that the electron temperature is increased by about 10%—25%, and the electron density is decreased by 1%—2% or so in the vicinity of the reflective point of radio waves. The time scales of electron temperature to reach its steady state is much faster than that of electron density. Finally, by means of these results, some observed phenomena in many heating experiments are explained in this paper.

Key words Upper ionosphere, Heating model, Electron temperature, Electron density