

УДК 550.388.2

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ НИЖНЕГО F-СЛОЯ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Ю. С. ВАРДАНЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

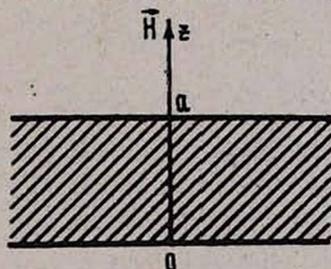
(Поступила в редакцию 4 декабря 1984 г.)

Изучено электродинамическое состояние реальной области, промежуточной между F_1 и F_2 -слоями ионосферы, где диффузионными процессами можно пренебречь и отношение ларморовской частоты вращения ионов (электронов) к частоте соударений ионов (электронов) с нейтралами много больше 1. С учетом силы тяжести заряженных частиц и движения нейтрального газа в рассматриваемой области рассчитаны электростатический потенциал и ионосферные неоднородности.

Известно, что структура и свойства ионосферы сильно меняются с высотой и горизонтальная часть системы ионосферных токов течет главным образом в E -области, где проводимости Педерсена и Холла имеют свои максимальные значения [1].

Однако достижения в области возбуждения и просачивания электрических полей, которые в настоящее время рассматриваются в качестве одной из основных причин возникновения и дрейфа неоднородностей в верхних слоях атмосферы, не очень большие.

В настоящей работе между поверхностями $z = 0$ и $z = a$ в магнитном поле, перпендикулярном к границам раздела (см. рисунок), рассматривает-



ся слой слабоионизированного газа типа ионосферы, расположенного выше уровня E . На таких высотах вклад, вносимый электронами и ионами в полный ток вдоль силовых линий магнитного поля Земли, который существенно постоянен, не везде одинаков. В нижних торцах магнитной силовой трубки, где их отношение определяется подвижностью, токи, направленные вдоль магнитного поля, переносятся главным образом электронами. На высоких уровнях гравитация и градиент давления также играют роль, и это отношение может быть совершенно другим [2]. Но в рассматриваемой нами реальной области, промежуточной между F_1 - и F_2 -слоя-

ми ионосферы, где $\lambda_{i,e} \gg 1$, диффузионными процессами можно пренебречь; $\lambda_{i,e} = \frac{eH}{m_{i,e} c} \frac{1}{\gamma_{i,e,n}}$ — отношение ларморовской частоты вращения ионов (электронов) к частоте соударений ионов (электронов) с нейтралами.

Будем считать, что слабоионизированный газ состоит из электронов, положительных ионов одного сорта и нейтральных молекул с возмущающей горизонтальной постоянной скоростью W . Тогда уравнения движения для ионов и электронов, линеаризованные относительно возмущений физических величин, с учетом электрического поля, возникающего за счет разделения зарядов, в отсутствие скорости нейтралов будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} e \left\{ -\nabla\psi + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_i \mathbf{H}] \right\} &= \gamma_{in} (\mathbf{v}_i - \mathbf{W}) + \frac{n_i}{2N_{0i}} (m_i + m_e) \mathbf{g}, \\ -e \left\{ -\nabla\psi + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \mathbf{H}] \right\} &= \gamma_{en} (\mathbf{v}_e - \mathbf{W}) + \frac{n_e}{2N_{0e}} (m_i + m_e) \mathbf{g}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь m_i и m_e — массы соответственно иона и электрона, \mathbf{v}_i и \mathbf{v}_e — их скорости, n_i и n_e — возмущения равновесных концентраций N_{0i} и N_{0e} соответствующих частиц, ψ — потенциал электрического поля, \mathbf{g} — ускорение силы тяжести, γ_{in} и γ_{en} — частоты соударений соответственно ионов и электронов с нейтралами, W — скорость нейтральных частиц.

Процессы, протекающие в ионосфере (ионизация, рекомбинация и т. д.), тесно связаны с волновым и корпускулярным излучениями Солнца, весьма разнообразны и сильно меняются с высотой из-за широкого химического состава ионосферы и агентов ионизации. В рассматриваемой области высот, где преобладают атомарные ионы, уравнения непрерывности заряженных частиц записываются в виде [3]

$$\begin{aligned} \operatorname{div} N_{0i} \mathbf{v}_i &= J - \beta N_e, \\ \operatorname{div} N_{0e} \mathbf{v}_e &= J - \beta N_e, \end{aligned} \quad (2)$$

где J — функция ионообразования Чепмена, β — формальный (так как в этой области реакция прилипания отсутствует) коэффициент прилипания электронов к нейтральным атомам, линейно зависящий от концентрации нейтральных частиц, $\beta = a_r N_n$.

Для слабоионизированной плазмы процессы фотоионизации и рекомбинации нейтральных частиц не играют определяющей роли, и относительные изменения незначительны. Следовательно, для рассматриваемых процессов возмущениями плотности нейтральных частиц можно пренебречь. Тогда правая часть (2) будет иметь вид

$$J - \beta N_e = -a_r N_n n_e.$$

Следует заметить, что во всех космических явлениях хорошо выполняется условие квазинейтральности, и в уравнениях движения для электронов и ионов можно положить $n_i \approx n_e$. Однако в этом случае $\operatorname{div} \mathbf{E}$ не обязательно равна нулю, поскольку даже малейшее разделение зарядов в

квазинейтральной плазме, обусловленное различием сил трения между заряженными компонентами плазмы и нейтральным газом, а также фотохимическими и другими факторами, может возбудить большие электрические поля.

Подставляя в (2) скорости v_i и v_e , найденные из (1), получаем уравнения, составляющие вместе с уравнением Пуассона $-\nabla\psi = 4\pi e(n_i - n_e)$ замкнутую систему для определения потенциала ψ , n_i и n_e . Если считать, что сила тяжести и температура всех сортов частиц не зависят от высоты z , то частоты столкновений $\gamma_{i,e} n$ (пропорциональные плотности нейтральных молекул $N_n = N_n^{(0)} e^{-z/H_n}$) и невозмущенная плотность заряженных частиц $N_{0i,e}$ будут иметь вид

$$\gamma_{i,e} n = \gamma_{i,e0} e^{-z/H_n}, \quad N_{0i,e} = N_0 e^{z/H_m}. \quad (3)$$

Здесь $H_n = kT_n/m_n g$ — высота однородной атмосферы, T_n и m_n — температура и масса нейтральных частиц, $\gamma_{i,e0}$ и N_0 — соответственно частоты столкновений и концентрация заряженных частиц на высоте $z = 0$, H_m — постоянная аппроксимации экспонентой концентрации заряженных частиц.

Учитывая лишь вертикальные изменения регулярных ионосферных параметров, можно разложить потенциал электрического поля ψ , скорость нейтралов \mathbf{W} и возмущения плотности n_i, n_e в интегралы Фурье по координатам x, y и рассмотреть отдельные составляющие:

$$\begin{aligned} \psi &= \psi_k(z) e^{i(k_1 x + k_2 y)}, \quad \mathbf{W} = \mathbf{W}_k(z) e^{i(k_1 x + k_2 y)}, \\ n_i &= n_k^{(i)}(z) e^{i(k_1 x + k_2 y)}, \quad n_e = n_k^{(e)}(z) e^{i(k_1 x + k_2 y)}. \end{aligned}$$

Если считать, что скорость нейтралов \mathbf{W} не зависит от z и составляющая $W_z = 0$, то используя уравнение непрерывности для несжимаемой жидкости $\text{div } \mathbf{W} = 0$, можно члены фурье-разложения W_x и W_y разбить на пары и решать задачу для каждой пары в отдельности.

В качестве такой пары выберем

$$W_x = \frac{W_0}{k_1} \sin k_1 x \sin k_2 y, \quad W_y = \frac{W_0}{k_2} \cos k_1 x \cos k_2 y. \quad (4)$$

Другие пары членов разложения можно привести к виду (4) соответствующей заменой переменных [3]. Тогда электрический потенциал ψ и возмущения концентраций n_i, n_e можно представить в виде

$$\begin{aligned} \psi &= f_1 \sin k_1 x \cos k_2 y, \quad n_i = f_2 \sin k_1 x \cos k_2 y, \\ n_e &= f_3 \sin k_1 x \cos k_2 y. \end{aligned}$$

Произведя замену $f_1 = u(t)/t$, $f_3 = N_0 e^{z/H_m} u_1(t)/t$, где $t = e^{-2\xi}$, $\xi = z/H_n$, и используя (1) и (2), можно легко исключить $u(t)$ и получить уравнение

$$u_{1111}'' + a u_{111}'' - \frac{(3 + H_n/H_m)}{2} a \left(u_1 \frac{1}{t} \right)'_t = 0, \quad (5)$$

где

$$a = \frac{a_r N_n^{(0)} H_n \gamma_{i0} \gamma_{e0} (\lambda_{i0} + \lambda_{e0})}{g m_i (\lambda_{i0} \gamma_{i0} + \lambda_{e0} \gamma_{e0})}.$$

Уравнение (5) имеет простой вид, и нетрудно найти его решение

$$u_1 = c_1 + c_2 e^{-at} + \frac{2}{(1 + H_n/H_m)} \frac{c_3}{a} t, \quad (6)$$

c_1, c_2, c_3 — произвольные постоянные, которые необходимо определить из граничных условий.

Теперь, используя (1), (2) и уравнение Пуассона, можно найти и потенциал электрического поля (f_1), и объемный заряд ($f_2 - f_3$) [4]:

$$f_1 = \frac{H}{c} \frac{1}{k_0^2} \frac{\lambda_{i0} \lambda_{e0}}{(\lambda_{i0}^2 - \lambda_{e0}^2)} \left\{ \left[-\frac{7}{4} \frac{1}{H_n} \frac{gm_i (\omega_e + \omega_i)}{\gamma_{i0} \gamma_{e0}} t^{-2} + \right. \right. \\ \left. \left. + a_r N_n^{(0)} (\lambda_{i0} + \lambda_{e0}) t^{-1} \right] u_1 + \frac{1}{H_n} \frac{1}{\gamma_{i0}} \frac{1}{\gamma_{e0}} \times \right. \\ \left. \times gm_i (\omega_e + \omega_i) t^{-1} u_{1t}' \right\} + \frac{H}{c} \frac{W_0}{k_1 k_2}, \quad (7)$$

$$f_2 - f_3 = \frac{1}{4\pi e} \frac{H}{c} \frac{\lambda_{i0} \lambda_{e0}}{(\lambda_{i0}^2 - \lambda_{e0}^2)} \left\{ \frac{7}{H_n} \left(-\frac{1}{4} + \frac{4}{H_n^2} \frac{1}{k_0^2} \right) \times \right. \\ \left. \times \frac{gm_i (\omega_e + \omega_i)}{\gamma_{i0} \gamma_{e0}} t^{-2} u_1 + \left(1 - 4/H_n^2 \frac{1}{k_0^2} \right) \times \right. \\ \left. \times a_r N_n^{(0)} (\lambda_{i0} + \lambda_{e0}) t^{-1} u_1 + \frac{1}{H_n} \frac{1}{\gamma_{i0}} \frac{1}{\gamma_{e0}} \times \right. \\ \left. \times gm_i (\omega_e + \omega_i) \left(1 - \frac{25}{H_n^2} \frac{1}{k_0^2} \right) t^{-1} u_{1t}' + \right. \\ \left. + \left(\frac{2}{H_n} \right)^2 \frac{1}{k_0^2} a_r N_n^{(0)} (\lambda_{i0} + \lambda_{e0}) u_{1t}' + \right. \\ \left. + \left(\frac{2}{H_n} \right)^2 \frac{1}{k_0^2} \left[\frac{11}{4} \frac{1}{H_n} \frac{1}{\gamma_{i0}} \frac{1}{\gamma_{e0}} gm_i (\omega_e + \omega_i) - \right. \right. \\ \left. \left. - a_r N_n^{(0)} (\lambda_{i0} + \lambda_{e0}) t \right] u_{1tt}'' - \left(\frac{2}{H_n} \right)^2 \frac{1}{k_0^2} \frac{1}{\gamma_{i0}} \frac{1}{\gamma_{e0}} \times \right. \\ \left. \times \frac{g}{H_n} m_i (\omega_e + \omega_i) t u_{1ttt}''' \right\} + \frac{1}{4\pi e} \frac{H}{c} \frac{W_0}{k_1 k_2} k_0^2. \quad (8)$$

Из выражений (7) и (8) следует, что электродинамическое состояние системы определяется фотохимическими условиями, скоростью нейтралов и другими физическими параметрами ионосферной плазмы. При этом в зависимости от их количественных соотношений будет превалировать тот или иной фактор.

Проведенные расчеты показывают, что используя условие квазинейтральности ионосферной плазмы, систему квазигидродинамических уравнений (для нижнего F -слоя ионосферы, где амбиполярной диффузией можно пренебречь) можно свести к одному уравнению и с учетом численных значений физических параметров решить его с удовлетворительной точностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Block L. P., Fälthammar C. G. J. Geophys. Res., 73, 4807 (1968).
2. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. Изд. Наука, М., 1974.
3. Аксаофу С. И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. Изд. Мир, М., 1974.
4. Брагинский С. И. Вопросы теории плазмы. Сб. под ред. М. А. Леонтовича. Госатомиздат, М., 1963, ч. I, с. 183.

ԵՐԿՐԻ ԻՈՆՈՍՔՐՏԻ ՍՏՈՐԻՆ F -ՇԵՐՏԻ ԷԼԵԿՏՐԱԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՎԻՃԱԿԸ

ՅՈՒ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է Երկրի իոնոսֆերայի ստորին F -շերտի էլեկտրադինամիկական վիճակը: Ի նկատի առնելով լիցքավորված մասնիկների վրա ազդող ծանրության ուժը, ստացվող գեպրում հաշվված են շեղոթ գազի շարժումով պայմանավորված էլեկտրաստատիկ դաշտը և իոնոսֆերային անհամասեռությունները:

ELECTRODYNAMIC STATE OF THE LOWER F -LAYER OF EARTH IONOSPHERE

Yu. S. VARDANYAN

The electrodynamic state of the area, intermediate between the F_1 - and F_2 -layers of ionosphere, where the processes of diffusion can be neglected and the ratio of Larmor frequency of ions (electrons) rotation to the frequency of ions (electrons) collisions with neutrals much exceeds the unity, was studied. The electrostatic potential and ionospheric inhomogeneities in the area in question were calculated with due regard for charged particles gravity and the motion of the neutral gas.