

УДК 550.388.2

ГЕОФИЗИКА

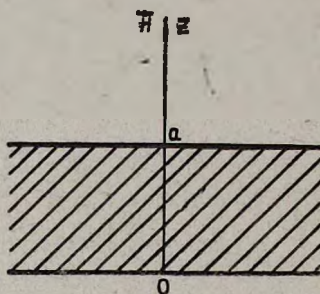
Ю. С. Варданян

К теории возбуждения электрических полей и возникновения неоднородностей в верхних слоях атмосферы

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Д. М. Седракяном 13/IX 1984)

Вопросы электродинамики ионосферной плазмы в последние годы приобрели большую значимость, и в этом направлении достигнуты определенные успехи. В настоящей работе между поверхностями $z=0$ и $z=a$ (в магнитном поле, перпендикулярном к границам раздела, см. рисунок) рассматривается слой слабоионизированного газа типа ионосферы, расположенного в верхних слоях уровня F . На таких высотах гравитация и градиент давления также играют существенную роль ⁽¹⁾.

Будем считать, что слабоионизированный газ состоит из электронов, положительных ионов одного сорта и нейтральных молекул с возмущающей горизонтальной скоростью $\vec{W}$. Тогда уравнения движения



для ионов и электронов, линеаризованные относительно возмущения физических величин, в пренебрежении инерциальными, нелинейными членами, силой Кариолиса и частотой соударений электронов с ионами (необходимые для этого условия хорошо выполняются в ионосфере) будут иметь вид:

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

В этих уравнениях e —заряд иона; m_i , m_e —массы соответственно иона и электрона; $\vec{v}_i$, $\vec{v}_e$ —их скорости; n_i , n_e —возмущения равновесных концентраций N_{oi} , N_{oe} соответствующих частиц. Возмущения их дав-

лений $\bar{p}_i = n_i k T_i$, $\bar{p}_e = n_e k T_e$, поскольку процессы считаются изотермическими. T_i и T_e — ионная и электронная температуры, k — постоянная Больцмана. ψ — потенциал электрического поля, $\bar{g}$ — ускорение силы тяжести, γ_{in} , γ_{en} — частоты соударений соответственно ионов и электронов с нейтралами, $\bar{W}$ — скорость нейтральных частиц.

В рассматриваемой области, охватывающей F -слой среднеширотной ионосферы, основным фактором ионообразования является фотоионизация, обусловленная солнечным электромагнитным излучением. Обратный процесс — потеря ионов происходит путем передачи заряда от первичных ионов к вторичным, а также переносом частиц. Последнее в уравнении движения (1) выражено учетом членов ∇p_i и ∇p_e , ответственных за амбиполярную диффузию.

Таким образом уравнения непрерывности заряженных частиц на этих высотах, где преобладают атомарные ионы, записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} N_{oi} \vec{v}_i &= J - \beta N_e; \\ \operatorname{div} N_{oe} \vec{v}_e &= J - \beta N_e, \end{aligned} \quad (2)$$

J — функция ионообразования Чепмена, которая, по-видимому, здесь также справедлива, поскольку рассматривается простейший случай фотоионизации однокомпонентной изотермичной атмосферы монохроматическим излучением, β — формальный (т. к. в этой области реакция прилипания отсутствует) коэффициент прилипания электронов к нейтральным атомам, линейно зависящим от концентрации нейтральных частиц, т. е. $\beta = a_r N_n$.

Пусть сила тяжести и температура всех сортов частиц, составляющих слабоионизованный газ, не зависят от высоты z , тогда частоты столкновений $\gamma_{i,en}$ (пропорциональные плотности нейтральных молекул, выраженной барометрической формулой $N_n = N_n^{(0)} e^{-z/H_n}$) и невозмущенная плотность заряженных частиц $N_{oi,e}$ будут иметь вид $\gamma_{i,en} = \gamma_{i,e0} e^{-z/H_n}$, $N_{oi,e} = N_{0i,e} e^{z/H_n}$; здесь $H_n = k T_n / m_n g$ — высота однородной атмосферы; m_n — температура и масса нейтральных частиц; $\gamma_{i,e0}$ и $N_{0i,e}$ — соответственно частоты столкновений и концентрация заряженных частиц на высоте $z=0$; H_m — постоянная аппроксимации экспонентой концентрации заряженных частиц (такое приближение для большинства задач весьма удовлетворительно).

Подставляя в (2) скорости $\vec{v}_i$, $\vec{v}_e$, найденные из (2), получаем уравнения, составляющие вместе с уравнением Пуассона $-\nabla \psi = -4\pi e(n_i - n_e)$ замкнутую систему для определения потенциала ψ и n_i , n_e .

Далее, если учитывать лишь вертикальные изменения регулярных ионосферных параметров и считать, что скорость нейтралов $\bar{W}$ не зависит от z и составляющая $W_z = 0$, то, используя уравнение непрерывности для несжимаемой жидкости $\operatorname{div} \bar{W} = 0$, можно члены Фурье-разложения W_x , W_y разбить на пары и решать задачу для каждой пары отдельно.

В качестве такой пары выберем

$$W_x = \frac{W_0}{k_1} \sin k_1 x \cdot \sin k_2 y, \quad W_y = \frac{W_0}{k_2} \cos k_1 x \cdot \cos k_2 y; \quad (3)$$

другие пары членов разложения можно привести к виду (3) соответствующей заменой переменных (2). Тогда электрический потенциал ψ и n_i, n_e можно представить в виде

$$\psi = f_1 \sin k_1 x \cdot \cos k_2 y, \quad n_i = f_2 \sin k_1 x \cdot \cos k_2 y, \quad n_e = f_3 \sin k_1 x \cdot \cos k_2 y. \quad (4)$$

После подстановки (4) в (2) и уравнение Пуассона получим

$$a_{i,e}^{(1)}(z) f_{1zz}'' + a_{i,e}^{(2)}(z) f_{1z}' + a_{i,e}^{(3)}(z) f_1 + a_{i,e}^{(4)}(z) f_{2,zz}'' + a_{i,e}^{(5)}(z) f_{2,z}' + a_{i,e}^{(6)}(z) f_{2,3} + A_{i,e} = 0;$$

$$a_{i,e}^{(1)}(z) = \left(\frac{a_r}{N_{oi}} \frac{N_n}{4\pi e} \mp \frac{c}{H_z} \lambda_{i,e} \right), \quad a_{i,e}^{(2)}(z) = \mp \lambda_{i,e} \frac{c}{H_z} \left(\frac{1}{H_n} + \frac{1}{H_m} \right)$$

$$a_{i,e}^{(3)}(z) = -k_0^2 \left(\frac{a_r}{N_{oi}} \frac{N_n}{4\pi e} \mp \frac{c}{H_z} \frac{\lambda_{i,e}}{(1 + \lambda_{i,e}^2)} \right), \quad a_{i,e}^{(4)}(z) = -\frac{1}{\gamma_{i,en}} \cdot \frac{k T_{i,e}}{N_{oi,e}};$$

$$a_{i,e}^{(5)}(z) = -\frac{1}{\gamma_{i,en}} \cdot \frac{1}{N_{oi,e}} \left(\frac{1}{H_n} k T_{i,e} + \frac{1}{2} m_{i,e} g \right);$$

$$a_{i,e}^{(6)}(z) = \frac{1}{N_{oi,e}} \left(a_r N_n - \frac{1}{2} \frac{m_{i,e} g}{\gamma_{i,en} H_n} + \frac{k_0^2 k T_{i,e}}{\lambda_{i,e}^2 \gamma_{i,en}} \right);$$

$$A_{i,e} = \mp \lambda_{i,e}^{-1} \frac{k_0^2}{k_1 k_2} W_0, \quad k_0^2 = k_1^2 + k_2^2, \quad k_0^2 f_1 - f_{1zz}'' = 4\pi e (f_2 - f_3), \quad (5)$$

где первые и вторые индексы относятся соответственно к ионам и электронам; $\lambda_{i,e} = \frac{eH}{m_{i,e} c} \frac{1}{\gamma_{i,en}}$ — отношение ларморовской частоты вращения ионов (электронов) к частоте соударений ионов (электронов) с нейтралями.

Как видно из (5), учет силы тяжести заряженных частиц и членов, ответственных за амбиполярную диффузию, приводит к системе трех уравнений, и сведение ее в общем случае к одному уравнению весьма затруднительно. Поэтому очень часто, используя даже условие квазинейтральности $n_i \approx n_e$ в космических явлениях, прибегают к наложению ограничений на горизонтальные масштабы неоднородностей поля и рассматривают случаи предельно больших и предельно малых масштабов (3).

Однако в настоящей работе будет показано, что условие квазинейтральности позволяет свести задачу к одному уравнению без введения дополнительных ограничений на размеры неоднородностей поля.

В самом деле, учитывая квазинейтральность плазмы, можно в (5) положить $f_2 \approx f_3$. После чего получим систему из двух уравнений относительно неизвестных функций f_1, f_3 , которая вместе с уравнением Пуассона определит и f_2 (4).

$$\text{Произведя замену } f_3 = N_0 e^{z/H_m} u_1(t) \frac{1}{t}, \quad f_1 = u(t) \frac{1}{t}, \quad \text{где } t = e^{-z},$$

$\zeta = z/H_n$, из (5) можно легко исключить $u(t)$ и получить уравнение четвертого порядка относительно $u_1(t)$. Но с помощью численных оценок реальных параметров рассматриваемой нами F -области ионосферы порядок уравнения можно будет понизить на единицу и при-

вести к следующему виду:

$$t \frac{d^2 u_1}{dt^2} + (a_1 - 1) \frac{d^2 u_1}{dt^2} + a_2 \frac{du_1}{dt} - \frac{2(3+m)}{4} \cdot \frac{a_2}{t} u_1 + c = 0;$$

$$a_1 = -\frac{1}{4} \left[2(2+3m) + gH_n \frac{(m_i \lambda_{eo} \gamma_{eo} + m_e \lambda_{io} \gamma_{io})}{(kT_i \lambda_{eo} \gamma_{eo} + kT_e \lambda_{io} \gamma_{io})} \right]; \quad (6)$$

$$a_{11} = -\frac{H_n^2}{4} \frac{a_r N_n^{(0)} \gamma_{io} \gamma_{eo} (\lambda_{io} + \lambda_{eo})}{(kT_i \lambda_{eo} \gamma_{eo} + kT_e \lambda_{io} \gamma_{io})}, \quad m = \frac{H_n}{H_m}.$$

Решением уравнения (6) будет:

$$u_1(t) = 3^* \sqrt{3} t^{1/6} [AJ_0(2\sqrt{a_2} t^{1/2}) + BY_0(2\sqrt{a_2} t^{1/2})] + CL_{-1/3} + C_1 L_1,$$

здесь J_0 и Y_0 — соответственно функции Бесселя первого и второго рода, $L_{-1/3}$ и L_1 — функции Ломмеля, для которых имеем

$$L_{-1/3} = 3/2 \Gamma\left(-\frac{1}{6} + 3\right) \Gamma\left(-\frac{1}{6} - 3\right) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-a_2)^k t^{(k+2)}}{\Gamma\left(-\frac{1}{6} + 3 + k + 1\right) \Gamma\left(-\frac{1}{6} - 3 + k + 1\right)};$$

$$L_1 = 3^* \Gamma\left(\frac{1}{2} + 3\right) \Gamma\left(\frac{1}{2} - 3\right) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-a_2)^k t^{(3+k)/3}}{\Gamma\left(\frac{1}{2} + 3 + k + 1\right) \Gamma\left(\frac{1}{2} - 3 + k + 1\right)};$$

A, B, C, C_1 — произвольные постоянные, которые должны определяться из граничных условий.

Подставляя (7) в (5), будем иметь

$$f_1 = \frac{Hz}{c} \frac{1}{k_0^2} \cdot \frac{\lambda_{io} \lambda_{eo}}{(\lambda_{io}^2 - \lambda_{eo}^2)} \cdot \left\{ \left(-\frac{2}{H_n} \left[\frac{m_i g w_e}{\gamma_{io} \gamma_{eo}} + \frac{5}{H_n} \left(\frac{kT_i \lambda_{eo}}{\gamma_{io}} + \frac{kT_e \lambda_{io}}{\gamma_{eo}} \right) \right] t^{-2} + \left[a_r N_n^{(0)} (\lambda_{io} + \lambda_{eo}) + k_0^2 \left(\frac{kT_i \lambda_{eo}}{\lambda_{io} w_i} + \frac{kT_e \lambda_{io}}{\lambda_{eo} w_e} \right) \right] t^{-1} \right) u_1 + \frac{1}{H_n} \left[\frac{m_i g w_e}{\gamma_{io} \gamma_{eo}} + \frac{8}{H_n} \left(\frac{kT_i \lambda_{eo}}{\gamma_{io}} + \frac{kT_e \lambda_{io}}{\lambda_{eo} w_e} \right) \right] t^{-1} u'_1 - \frac{4}{H_n^2} \left(\frac{kT_i \lambda_{eo}}{\gamma_{io}} + \frac{kT_e \lambda_{io}}{\gamma_{eo}} \right) \times \right. \\ \left. \times u''_1 \right\} + \frac{Hz}{c} \frac{W_0}{k_1 k_2}.$$

Отсюда, используя уравнение Пуассона, простым дифференцированием находим и амплитуду объемного заряда $f_2 - f_3$:

$$f_2 - f_3 = \frac{1}{4\pi e} \cdot \left\{ k_0^2 f_1 - \frac{4}{H_n^2} \left[t^2 \frac{d^2 f_1}{dt^2} + t \frac{df_1}{dt} \right] \right\}.$$

Как видно из (8), электрический потенциал f_1 и объемный заряд $f_2 - f_3$ зависят от фотохимических условий, амбиполярной диффузии и скорости движения нейтрального газа в ионосфере. При этом вклад, вносимый каждым из этих факторов, зависит от численных соотношений соответствующих физических параметров задачи (коэффициента рекомбинации, температуры и плотности заряженных частиц и скорости нейтралов).

Таким образом, в работе показано, что условие квазинейтральности позволяет систему уравнений, описывающую электродинамические процессы в ионосфере выше уровня E (где $\lambda_{i,e} \gg 1$), свести к одному уравнению и получить его решение без наложения ограничений на масштабы явлений.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Армянской ССР

ՅՈՒ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Մթնոլորտի վերին շերտերում էլեկտրական դաշտերի և անհամասեռությունների տեսության շուրջ

Աշխատանքում դիտարկվում է իոնոլորտի բնույթի թույլ իոնացված գազի շերտ, որը գտնվում է E -շերտի մակարդակի վերին մասում: Ի նկատի առնելով լիցքավորված մասնիկների վրա ազդող ծանրության ուժը և այդ մասնիկների ճնշման գրադիենտը, ստացիոնար դեպքում հաշվված են չեղոք գազի շարժումով պայմանավորված էլեկտրաստատիկ դաշտը և իոնոլորտային անհամասեռությունները:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ С. И. Акасофу, С. Чепмен, Солнечно-земная физика, т. 1, Мир, 1974. ² Л. М. Алексеева, Ю. С. Варданян, Б. А. Тверской, Геомагнетизм и аэрономия, т. 9 №3 (1969). ³ Б. Н. Гершман, Динамика ионосферной плазмы, Наука, М., 1974. ⁴ С. И. Брагинский, в сб.: Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, т. 1, Госатомиздат, М., 1963.