ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том II, № 6 *РАДИОФИЗИКА* *1959*

К ТЕОРИИ ОБРАЗОВАНИЯ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В СЛОЕ *F*

Б. Н. Гершман и В. П. Докучаев

Выполнены расчеты, позволяющие в количественном отношении оценить эффективность предложенного Мартином и Даггом механизма образования неоднородностей в *F*-слое. Показано, что этот механизм может объяснить образование более или менее регулярных движений в *F*-слое, однако он не в состоянии обеспечить возникновение в этом слое неоднородностей с небольшими масштабами порядка $2 \div 4$ *км*.

Изучение ионосферных неоднородностей занимает в настоящее время ведущее место в радиоисследованиях ионосферы. Наряду с многочисленными экспериментальными исследованиями предложен ряд механизмов образования нерегулярностей электронной концентрации в ионосфере. Перечень и критическое обсуждение этих механизмов можно найти в работах [1–3]. Анализ этих работ показывает, что наиболее трудной является теоретическая интерпретация возникновения неоднородностей в слое *F*.

Здесь мы остановимся только на одном из механизмов образования неоднородностей. Этот механизм был предложен Мартином [4]; позднее его возможности были более детально проанализированы Даггом [5]. Согласно механизму Мартина—Дагга, возникновение неоднородностей в слое *F* связано с переносом в этот слой из динамо-области электрических полей. (Динамо-область находится на высоте $z \sim 130$ *км*.) Регулярные составляющие этих полей приводят к дрейфу заряженных частиц в *F*-слое, с которым и отождествляется наблюдаемый на опыте ионосферный „ветер“. Переменная составляющая переносимого электрического поля должна приводить к появлению ионосферных неоднородностей.

В упомянутых работах Мартина и Дагга содержится, в основном, только формулировка предлагаемой гипотезы и полностью отсутствуют количественные оценки. А между тем, расчеты, как ясно из дальнейшего, позволяют более полно выявить возможности данного механизма. Ниже мы приведем расчет эффекта просачивания электрического поля из *E*-слоя в *F*-слой и обсудим полученные формулы. Мы покажем, что механизм Мартина—Дагга сам по себе недостаточен для объяснения опытных данных.

1. При рассмотрении просачивания поля из *E*-слоя в *F*-слой мы приходим к задаче о скин-эффекте в плазме. При этом оказывается весьма существенным учет анизотропии проводимости, связанной с магнитным полем Земли $\boldsymbol{H}_0$, а также изменение проводимости с высотой.

Можно исходить непосредственно из микроскопического уравнения для электрического поля $\boldsymbol{E}$:

$$\nabla^2 \boldsymbol{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\,\partial \boldsymbol{j}/\partial t, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{j}$ — полный микроскопический ток. Это уравнение написано для случая, когда $\operatorname{div}\boldsymbol{E} = 4\pi e(N_i - N_e) \simeq 0$ ($-e$—заряд электрона, N_e и N_i—концентрации электронов и ионов). Последнее условие выполнено для квазинейтральной плазмы, когда $N_e \simeq N_i$. Оно должно реализоваться для не очень быстрых, квазистационарных движений в ионосфере. Именно с такого типа движениями мы и будем иметь дело.

Ток $\boldsymbol{j}$ связан с электрическим полем $\boldsymbol{E}$ обобщенным законом Ома, который для квазистатических процессов можно записать в форме:

$$\boldsymbol{j} = \sigma_0(\boldsymbol{h}\boldsymbol{E}')\boldsymbol{h} + \sigma_1[[\boldsymbol{h}\boldsymbol{E}']\boldsymbol{h}] + \sigma_2[\boldsymbol{h}\boldsymbol{E}'], \tag{2}$$

где $\boldsymbol{h}$—единичный вектор в направлении поля $\boldsymbol{H}_0$. При этом в силу наличия в общем случае движения среды в (2) стоит не поле $\boldsymbol{E}$, а вектор $\boldsymbol{E}'$, определяемый соотношением

$$\boldsymbol{E}' = \boldsymbol{E} + \boldsymbol{E}_{\text{д}} = \boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}\boldsymbol{H}_0], \tag{3}$$

где поле $\boldsymbol{E}_{\text{д}} = \dfrac{1}{c}[\boldsymbol{v}\boldsymbol{H}_0]$ называют динамо-полем ($\boldsymbol{v}$ — скорость среды). В (2) σ_0, σ_1 и σ_2—соответственно продольная и поперечная проводимости и проводимость Холла:

$$\begin{gathered}\sigma_0 \simeq \frac{e^2N}{m\nu_e}; \quad \sigma_1 = e^2N\left[\frac{\nu_e}{m(\omega_H^2+\nu_e^2)} + \frac{\nu_i}{M(\Omega_H^2+\nu_i^2)}\right]; \\ \sigma_2 = e^2N\left[\frac{\omega_H}{m(\omega_H^2+\nu_e^2)} - \frac{\Omega_H}{M(\Omega_H^2+\nu_i^2)}\right].\end{gathered} \tag{4}$$

Здесь ν_e—эффективное число соударений электронов с другими частицами, ν_i—число соударений для ионов, ω_H и Ω_H — гирочастоты для электронов и ионов, m и M — массы электронов и ионов, $N \equiv N_e \simeq N_i$.

Выберем, имея в виду определенный пункт земного шара, следующую систему декартовых координат. Ось x направим на геомагнитный экватор, ось y—на восток, ось z—вертикально вверх. В этих координатах магнитное поле Земли $\boldsymbol{H}_0 = H_0\boldsymbol{h} = -H_0\cos\chi\boldsymbol{i} - H_0\sin\chi\boldsymbol{k}$, где χ—магнитное наклонение. Записывая уравнение (1) в координатной форме и учитывая при этом уравнение (2), получаем:

$$\begin{gathered}\nabla^2E_x - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2E_x}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\{(\sigma_0\cos^2\chi + \sigma_1\sin^2\chi)E'_x + \sigma_2\sin\chi\, E'_y + \\ + (\sigma_0 - \sigma_1)\sin\chi\cos\chi\, E'_z\};\end{gathered} \tag{5}$$

$$\nabla^2E_y - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2E_y}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\{\sigma_1E'_y - \sigma_2\sin\chi\, E'_x + \sigma_2\cos\chi\, E'_z\}; \tag{6}$$

$$\begin{gathered}\nabla^2E_z - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2E_z}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\{(\sigma_0 - \sigma_1)\cos\chi\sin\chi\, E'_x - \sigma_2\cos\chi E'_y + \\ + (\sigma_0\sin^2\chi + \sigma_1\cos^2\chi)\, E'_z\}.\end{gathered} \tag{7}$$

Примем во внимание условия, которые имеют место в ионосфере на высотах, превышающих 130 *км*. При условии $\nu_i > \Omega_H$ проводимость $\sigma_1 \gg \sigma_2$, так что приближенно можно считать, что $\sigma_2 \simeq 0$. Изменение с высотой проводимостей σ_0 и σ_1 определяется (через числа соударений), прежде всего, изменением концентрации нейтральных частиц, а не изменением по высоте электронной концентрации N. На высотах более 130 *км* можно приближенно принять, что

$$\sigma_0 = \sigma_{00} e^{z/z_0}; \qquad \sigma_1 = \sigma_{10}\, e^{-z/z_0}, \tag{8}$$

где z_0—масштаб однородной атмосферы.

После пренебрежения членами с σ_2 и замены поля E' на поле E^* получаем систему уравнений, аналогичную (5) — (7). Однако и после проведенных пренебрежений решение связанных между собой уравнений для компонент поля E_x и E_z весьма громоздко (уравнение для компоненты E_y при $\sigma_2 = 0$ отщепляется). Поэтому мы ограничимся двумя частными случаями, а именно, рассмотрим просачивание на высоких широтах ($\chi \simeq 90°$, $\cos\chi \ll 1$) и в экваториальных областях ($\chi \approx 0$, $\sin\chi \ll 1$). В этих случаях соответственно имеем:

$$\nabla^2 E_{x,y} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_{x,y}}{\partial t^2} = \frac{4\pi\sigma_1}{c^2}\frac{\partial E_{x,y}}{\partial t}; \qquad \nabla^2 E_z - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} = \frac{4\pi\sigma_0}{c^2}\frac{\partial E_z}{\partial t}; \tag{9}$$

$$\nabla^2 E_x - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = \frac{4\pi\sigma_0}{c^2}\frac{\partial E_x}{\partial t}; \qquad \nabla^2 E_{y,z} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_{y,z}}{\partial t^2} = \frac{4\pi\sigma_1}{c^2}\frac{\partial E_{y,z}}{\partial t}. \tag{10}$$

Из (9)—(10) следует, что в этих частных случаях (для компоненты поля E_y в общем случае) необходимо решение двух различных типов уравнений:

$$\nabla^2 E_\parallel = \frac{4\pi\sigma_{00}}{c^2} e^{z/z_0} \frac{\partial E_\parallel}{\partial t} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_\parallel}{\partial t^2}; \tag{11}$$

$$\nabla^2 E_\perp = \frac{4\pi\sigma_{\perp 0}}{c^2} e^{-z/z_0} \frac{\partial E_\perp}{\partial t} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_\perp}{\partial t^2}. \tag{12}$$

Будем искать решение в виде

$$E \sim E(z) e^{i(\omega t - kx)}, \tag{13}$$

где k в общем случае может быть и комплексным. Очевидно, что, принимая независимость проводимостей от горизонтальных координат, мы пришли бы к тем же результатам и для возмущений, связанных с изменениями в других направлениях. Поэтому задание поля в виде (13) не ограничивает общности рассмотрения. Подставив (13) в (11)—(12), получаем:

$$\frac{d^2 E_\parallel}{dz^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 - i\frac{4\pi\omega\sigma_{00}}{c^2} e^{z/z_0} \right) E_\parallel = 0; \tag{14}$$

$$\frac{d^2 E_\perp}{dz^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 - i\frac{4\pi\omega\sigma_{\perp 0}}{c^2} e^{-z/z_0} \right) E_\perp = 0. \tag{15}$$

Решение этих уравнений можно найти, используя подстановки $x = \exp(z/z_0)$ для (14) и $x = \exp(-z/z_0)$ для (15). В итоге получаем:

$$E_\parallel(z) = A_\parallel H_\nu^{(1)}\left(\frac{2z_0}{\lambda_{00}} e^{i3\pi/4 + z/2z_0} \right) + B_\parallel H_\nu^{(2)}\left(\frac{2z_0}{\lambda_{00}} e^{i3\pi/4 + z/2z_0} \right); \tag{16}$$

$$E_\perp(z) = A_\perp H_\nu^{(1)}\left(\frac{2z_0}{\lambda_{\perp 0}} e^{i3\pi/4 - z/2z_0} \right) + B_\perp H_\nu^{(2)}\left(\frac{2z_0}{\lambda_{\perp 0}} e^{i3\pi/4 - z/2z_0} \right), \tag{17}$$

---

* Заменяя E' на E, мы пренебрегаем динамо-полем $E_д$. Считается, что динамо-поле велико только в E-слое, в области генерации переносимых полей.

где $H_\nu^{(1,2)}$ — функции Ганкеля первого и второго рода ν-го порядка;

$$\nu = 2z_0\sqrt{k^2 - k_0^2}\,; \qquad k_0 = \omega/c\,;$$

$$\lambda_{00} = c/\sqrt{4\pi\omega\sigma_{00}}\,; \qquad \lambda_{\perp 0} = c/\sqrt{4\pi\omega\sigma_{\perp 0}}\,.$$

Величины λ_{00} и $\lambda_{\perp 0}$ соответственно определяют толщину скин-слоя при проникновении электрического поля, параллельного магнитному полю $\boldsymbol{H}_0$ или перпендикулярного к нему.

Для определения постоянных интегрирования в (16) и (17) необходимо, прежде всего, учесть, что в среде с поглощением при стремлении координаты $z \to \infty$ поля должны исчезать. Отсюда получаем, что $B_\parallel = 0$, $A_\perp = B_\perp$ и, следовательно, интересующие нас решения (16)—(17) могут быть записаны в виде:

$$E_\parallel(z) = A_\parallel H_\nu^{(1)}\left[\frac{2z_0}{\lambda_{00}}\, e^{i3\pi/4 + z/2z_0}\right];$$

$$E_\perp(z) = 2A_\perp J_\nu\left[\frac{2z_0}{\lambda_{\perp 0}}\, e^{i3\pi/4 - z/2z_0}\right].$$

Далее мы предположим, что генерация полей происходит в E-слое. Эта генерация не сопровождается какими-либо разрывами или очень быстрыми изменениями свойств среды. Тогда $A_\parallel$ и $A_\perp$ определяются из условия, что $E_\perp(0) = E_{\perp 0}$ и $E_\parallel(0) = E_{\parallel 0}$ при $z=0$. В результате имеем:

$$E_\parallel(z) = E_{\parallel 0} H_\nu^{(1)}\left(\frac{2z_0}{\lambda_{00}}\, e^{i3\pi/4 + z/2z_0}\right) \Big/ H_\nu^{(1)}\left(\frac{2z_0}{\lambda_{00}}\, e^{i3\pi/4}\right); \tag{18}$$

$$E_\perp(z) = E_{\perp 0} J_\nu\left(\frac{2z_0}{\lambda_{\perp 0}}\, e^{i3\pi/4 - z/2z_0}\right) \Big/ J_\nu\left(\frac{2z_0}{\lambda_{\perp 0}}\, e^{i3\pi/4}\right). \tag{19}$$

2. Применим соотношения (18) и (19) для определения эффективности просачивания компонент электрического поля $E_\parallel$ и $E_\perp$, направленных вдоль постоянного магнитного поля $\boldsymbol{H}_0$ или перпендикулярно к нему.

Из смысла рассматриваемых решений следует, что λ_{00} и $\lambda_{\perp 0}$ определяются значениями проводимостей σ_{00} и $\sigma_{\perp 0}$ в области возникновения полей (в динамо-области). В соответствии с данными, приводимыми в работе [6], на высоте 130 *км* $\lambda_{\perp 0}^2 = 2\cdot 10^{14}\,\omega^{-1}$, а $\lambda_{00}^2 = 10^{13}\,\omega^{-1}$. Для высоты однородной атмосферы z_0 принимаем $z_0 = 15$ *км*. Нас будут интересовать процессы, периоды изменения которых лежат в диапазоне от десятков секунд до нескольких часов, т. е. процессы с циклической частотой $\omega \sim 1 \div 10^{-4}$ *сек*$^{-1}$.

Легко установить, что аргумент функции Бесселя как в числителе, так и в знаменателе соотношения (19) по модулю является малым в силу условий $\lambda_{\perp 0} \gg z_0$, а также $\exp(-z/2z_0) \ll 1$. Последнее условие принимается потому, что нас интересует проникновение полей на значительные расстояния (в область максимума слоя F). Тогда, пользуясь асимптотическими приближениями цилиндрических функций, из (19) получаем:

$$E_\perp(z) \simeq E_{\perp 0}\, e^{-\nu z/2z_0} = E_{\perp 0}\, e^{-\sqrt{k^2 - k_0^2}\, z} \simeq E_{\perp 0}\, e^{-kz}\,. \tag{20}$$

Последнее равенство законно, так как величина k_0 является при указанных частотах ω весьма малой по сравнению с k. Напомним, что обратная длина k определяет характер неоднородной структуры начального распределения электрических полей в горизонтальном направлении. Эффективное проникновение возможно только на расстоянии $\Delta z \sim 1/k$. В то же время $k \sim 1/l$, где l—горизонтальный размер неоднородностей. Таким образом, проникновение мелкомасштабных возмущений с размерами порядка $l \sim 1 \div 10$ *км* оказывается невозможным. В то же время проникновение возмущений с большими масштабами ($l \sim 100$ *км*) из E-слоя в F-слой оказывается возможным. Эти поля могут привести к возникновению в F-слое дрейфов более или менее регулярного характера.

Перейдем к определению эффективности проникновения компоненты $E_{\parallel}$. Здесь мы примем, что $z \gg z_0$, а также учтем, что $\lambda_{00} > z_0$. Используя асимптотическое представление для функции Ганкеля, из (18) имеем:

$$E_{\parallel}(z) \simeq E_{\parallel 0} \exp\left[-z/4z_0 - (1+i)\, z_0 \sqrt{2}\, \lambda_{00}^{-1} \exp(z/2z_0)\right]. \qquad (21)$$

Из этого соотношения следует, что проникновение поля из E-слоя в F-слой при $z \gg z_0$ оказывается практически невозможным. В связи с этим заметим, что уменьшение поля при просачивании хотя бы в несколько раз приводит при сопоставлении с опытом к существенным трудностям. Дело в том, что при убывании поля можно было бы ожидать уменьшение скорости дрейфа в F-слое. На опыте же скорее наблюдается обратное явление: скорости движений в F-слое выше, чем скорости движений в E-слое.

Итак, мы приходим к выводу, что возможен перенос только крупномасштабных неоднородностей электрического поля. Большим масштабам соответствуют процессы сравнительно низкой частоты. Связанные с этими процессами периоды изменения величин, во всяком случае, не меньше нескольких минут. При этом переносятся только компоненты поля $\boldsymbol{E}$, ориентированные перпендикулярно полю $\boldsymbol{H}_0$. Возвращаясь к вопросу о природе возникновения неоднородностей в F-слое, мы приходим к необходимости объяснения мелкомасштабной части этих неоднородностей ($l \sim 2 \div 5$ *км*) за счет процессов непосредственно в самом слое F. Одним из таких возможных процессов могла бы быть конвективная неустойчивость в области F-слоя [7]. В последнее время одним из авторов (В. П. Докучаевым) было показано, что возникновение необходимых для конвекции отрицательных температурных градиентов можно было бы связать с воздействием потока нейтральных частиц, падающих на Землю из межпланетной среды. При этом, однако, оценки интенсивности требуемых потоков привели к значениям, большим по сравнению с принятыми в настоящее время.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. G. Booker, J. Geoph. Res., **61**, 673, (1956).
2. M. Dagg, J. Atm. Terr. Phys., **10**, 194 (1957).
3. Б. Н. Гершман и В. Л. Гинзбург, Изв. высш. уч. зав. - Радиофизика, **2**, 8 (1959).
4. D. F. Martyn, Conference Phys. Ionosphere, Cambridge, 163, 1955.
5. M. Dagg, J. Atm. Terr. Phys., **11**, 139, (1957).
6. D. F. Martyn, Phil. Trans., **A246**, 913, (1953).
7. Б. Н. Гершман и В. Л. Гинзбург, ДАН СССР, **100**, 647 (1955).

Научно-исследовательский радиофизический институт при Горьковском университете

Поступила в редакцию 13 июля 1959 г.