ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XVIII, № 5 РАДИОФИЗИКА 1975

УДК 551.510.535

О ВОЗБУЖДЕНИИ И ПРОСАЧИВАНИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В УСЛОВИЯХ ИОНОСФЕРЫ

Б. Н. Гершман, А. В. Самсонов

Рассматривается поведение крупномасштабных электростатических полей в условиях ионосферы. При этом одновременно анализируется как возбуждение полей за счет ветровых движений нейтрального газа, так и просачивание из области E в область F ионосферы. Обсуждаются условия, способствующие более эффективной генерации полей.

В последние годы исследованию электростатических полей в верхней атмосфере уделялось значительное внимание (см., например, [1–5]). Стало ясным, что эти поля должны рассматриваться в числе главных факторов, от которых зависит характер протекания ионосферных и магнитосферных процессов.

Среди широкого круга вопросов, связанных с электрическими полями в околоземном пространстве, можно выделить задачи об их проникновении через ионосферу (в частности, о проникновении из области E в область F) [6–10]. Одной из особенностей, которая может оказаться существенной в такого рода задачах, является необходимость учета диффузионного расплывания тех неоднородностей, которые индуцируются электрическими полями с небольшими горизонтальными масштабами [10, 11]. В то же время в динамике крупномасштабных полей диффузия не должна играть существенной роли. Тем не менее и для полей с такими масштабами есть основания для того, чтобы дополнить существующие расчеты эффективности их возбуждения и просачивания через ионосферу.

Дело в том, что в ряде исследований при анализе возбуждения полей за счет ветровых движений газа [6–9] систематическое рассмотрение заменялось довольно произвольным заданием начальных значений полей на уровне генерации (в области E). В силу недостаточной определенности положения этого уровня и из-за произвола в выборе исходных данных затруднительны даже грубые оценки напряженности поля в области F.

Развитый в последнее время итерационный метод [12, 13] опирается на использование факта сильной замагниченной плазмы. Для конкретных расчетов возбуждения полей этот метод не применялся. Следует иметь в виду, что его использование сопряжено с требованием об эквипотенциальности силовых линий геомагнитного поля. Если на значительных высотах (в области F и выше) для крупномасштабных полей выполнимость этого требования не вызывает сомнений, то в зоне генерации (и, тем более, на нижней границе ионосферы) его использование не представляется обоснованным. Неправомерно также делать заключение об эквипотенциальности силовых линий и при просачивании мелкомасштабных полей [10, 11].

Дальнейшее рассмотрение, выполненное в приближении плоскослоистой ионосферы, позволит учесть ряд основных особенностей генерации поля. В разд. 1 будет приведено уравнение для потенциала при наличии источников и при некоторых упрощениях найдено решение этого уравнения. В разд. 2 мы проведем анализ решения и рассмотрим пример возбуждения электростатического поля в области E ветром локального характера.

1. УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ПОТЕНЦИАЛА ПРИ УЧЕТЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОЛЕЙ ВЕТРОВЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ ГАЗА И ЕГО РЕШЕНИЕ

Будем рассматривать электростатические поля E, характеризуемые потенциалом φ ($\vec{E} = -\nabla\varphi$). При использовании плоскослоистой модели можно разложить потенциал φ и скорость $\boldsymbol{u}$ в интегралы Фурье по горизонтальным координатам x и y и рассматривать отдельные составляющие:

$$\varphi_k = \Phi(z)\exp(ik_x x + ik_y y),$$
$$\boldsymbol{u}_k = \tilde{\boldsymbol{u}}(z)\exp(ik_x x + ik_y y). \tag{1}$$

Считаем, что ось z декартовой системы координат направлена вертикально вверх, а ось x — по геомагнитному меридиану. Индекс k далее для простоты будет опускаться.

Для крупномасштабных возмущений типа (1) при учете возбуждения ($\boldsymbol{u} \neq 0$) уравнение для Φ имеет вид

$$\begin{aligned}
&(\sigma_0 \sin^2\chi + \sigma_1\cos^2\chi)\frac{d^2\Phi}{dz^2} + \Big[2ik_x \sin\chi\cos\chi(\sigma_0-\sigma_1) + \\
&+\sin^2\chi\frac{d\sigma_0}{dz} + \cos^2\chi\frac{d\sigma_1}{dz}\Big]\frac{d\Phi}{dz} + \Big[ik_x\sin\chi\cos\chi\frac{d}{dz}(\sigma_0-\sigma_1) - \\
&-ik_y\cos\chi\frac{d\sigma_2}{dz} - k_x^2(\sigma_0\cos^2\chi + \sigma_1\sin^2\chi) - k_y^2\sigma_1\Big]\Phi = \\
&= \frac{H_0}{c}\tilde{u}_y\cos\chi\frac{d\sigma_1}{dz} - \frac{H_0}{c}\cos\chi(\sin\chi\,\tilde{u}_x - \cos\chi\,\tilde{u}_z)\frac{d\sigma_2}{dz} + \\
&+\Big[\frac{H_0}{c}\sigma_1(\boldsymbol{h}\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{u}) + \frac{H_0}{c}\sigma_2(\boldsymbol{h}\,\mathrm{rot}[\boldsymbol{h}\boldsymbol{u}]) + \\
&+\frac{eN_0}{1+\beta_i^2}\mathrm{div}\,\boldsymbol{u}\Big]\exp(-ik_x x - ik_y y) \equiv f(z).
\end{aligned} \tag{2}$$

В уравнении (2) σ_0, σ_1 и σ_2 — продольная, поперечная и холловская проводимости, χ — геомагнитное наклонение, $\boldsymbol{h}$ — единичный вектор в направлении геомагнитного поля $\boldsymbol{H}_0$, $\beta_i = \Omega_H/\nu_i$ (Ω_H — гирочастота ионов, ν_i — частота столкновений ионов с нейтральными частицами), e — абсолютная величина заряда электрона.

Согласно [11] уравнение (2) применимо при следующих основных ограничениях, накладываемых на горизонтальные масштабы $l_x = k_x^{-1}$ и $l_y = k_y^{-1}$:

$$l_{x,y} \gg H, \quad 2\alpha_p N_0 l_{x,y}^2 \gg D_{0e}, \tag{3}$$

где H — высота однородной атмосферы, α_p — эффективный коэффициент рекомбинации, D_{0e} — коэффициент продольной диффузии для электронов и N_0 — равновесная концентрация электронов.

Далее, если ограничиться высотами порядка 250 *км*, то для продольной проводимости можно использовать аппроксимацию

$$\sigma_0 = \sigma_{00} \exp\left(\int\limits_0^z dz/H\right). \tag{4}$$

Выбор начала отсчета при интегрировании в (4) будет сделан позднее. Распределение (4) справедливо, когда частота столкновений ν_e определяется взаимодействием электронов с нейтральными частицами ($\nu_e \approx \nu_{em}$). Если же начинают превалировать кулоновские столкновения ($\nu_e \approx \nu_{ei}$), то проводимость σ_0 зависит от z слабее*.

При учете (4) приходим к уравнению

$$\begin{gathered}
\frac{d^2\Phi}{dz^2} + (1 + \delta \operatorname{ctg}^2\chi)^{-1}\left[2ik_x(1-\delta) + \operatorname{ctg}^2\chi\sigma_0^{-1}\frac{d\sigma_1}{dz}\right]\frac{d\Phi}{dz} + \\
+ (1+\delta\operatorname{ctg}^2\chi)^{-1}\left[ik_x\operatorname{ctg}\chi\left(\frac{1}{H} - \sigma_0^{-1}\frac{d\sigma_1}{dz}\right) - \right. \\
\left. - ik_y\operatorname{ctg}\chi\operatorname{cosec}\chi\,\sigma_0^{-1}\frac{d\sigma_2}{dz} - k_x^2(\delta + \operatorname{ctg}^2\chi) - k_y^2\delta\operatorname{cosec}^2\chi\right]\Phi = \\
= (1+\delta\operatorname{ctg}^2\chi)^{-1}(\sigma_0\sin^2\chi)^{-1} f(z) \equiv f_1(z),
\end{gathered} \tag{5}$$

в котором $\delta = \sigma_1/\sigma_0$.

Используя преобразование

$$\Phi = Y\exp\left\{-\frac{1}{2}\int\frac{\left[2ik_x\operatorname{ctg}\chi(1-\delta) + H^{-1} + \operatorname{ctg}^2\chi\,\sigma_0^{-1}\frac{d\sigma_1}{dz}\right]dz}{1+\delta\operatorname{ctg}^2\chi}\right\}, \tag{6}$$

легко прийти к не содержащему первой производной уравнению для функции $Y(z)$, которое можно записать в виде

$$\frac{d^2Y}{dz^2} - \frac{\varepsilon_0(z)}{4H^2}Y = \exp\left\{\frac{1}{2}\int\frac{\left[2ik_x\operatorname{ctg}\chi(1-\delta) + H^{-1} + \operatorname{ctg}^2\chi\sigma_0^{-1}\frac{d\sigma_1}{dz}\right]f_1(z)\,dz}{1+\delta\operatorname{ctg}^2\chi}\right\}, \tag{7}$$

где

$$\begin{gathered}
\varepsilon_0(z) = (1+\delta\operatorname{ctg}^2\chi)^{-2}\left\{1 + 4\delta\left[k_x^2H^2\sin^{-4}\chi + \right.\right. \\
\left. + k_y^2H^2\operatorname{cosec}^2\chi(1+\delta\operatorname{ctg}^2\chi) + \frac{1}{2}\operatorname{ctg}^2\chi\right] + \\
+ 4ik_yH^2(1+\delta\operatorname{ctg}^2\chi)\operatorname{ctg}\chi\operatorname{cosec}\chi\sigma_0^{-1}\frac{d\sigma_2}{dz} - \\
- 2\operatorname{ctg}^2\chi\sigma_0^{-1}H\frac{d\sigma_1}{dz} - \operatorname{ctg}^4\chi\sigma_0^{-2}H^2\left(\frac{d\sigma_1}{dz}\right)^2 + \\
\left. + 2\operatorname{ctg}^2\chi H^2\sigma_0^{-1}(1+\delta\operatorname{ctg}^2\chi)\frac{d^2\sigma_1}{dz^2} - 2(1+\delta\operatorname{ctg}^2\chi)\frac{dH}{dz}\right\}.
\end{gathered}$$

---

* Напомним, что $\sigma_0 = e^2N_0/m\nu_e$, где m — масса электрона. При $\nu_e \approx \nu_{em} \infty N_m$ (N_m — концентрация молекул) в рамках аппроксимации $N_m = N_{m0}\exp\left(-\int\limits_0^z dz/H\right)$ получается зависимость (4). В то же время при $\nu_e \approx \nu_{ei} \infty N_0$ проводимость с высотой меняется заметно слабее.

В областях E и F ионосферы при решении этого уравнения в силу первого из неравенств (3), а также из-за относительной малости изменения высоты однородной атмосферы H можно использовать приближение геометрической оптики. В этом приближении решение уравнения (7) без правой части имеет вид

$$Y = C_1 \varepsilon_0^{-1/4} \exp\left(-\frac{1}{2}\int \frac{\sqrt{\varepsilon_0(z)}}{H} dz\right) + C_2 \varepsilon_0^{-1/4} \exp\left(\frac{1}{2}\int \frac{\sqrt{\varepsilon_0(z)}}{H} dz\right). \quad (8)$$

Используя (8), по методу вариации произвольных постоянных легко получить общее решение (7). Из последнего с учетом преобразования (6) получаем

$$\begin{aligned}
\Phi = {} & C_1 \varepsilon_0^{-1/4} \exp\left[-\frac{1}{2}\int_0^z \left(A(z') + \frac{\sqrt{\varepsilon_0(z')}}{H}\right) dz'\right] + \\
& + C_2 \varepsilon_0^{-1/4} \exp\left[-\frac{1}{2}\int_0^z \left(A(z') - \frac{\sqrt{\varepsilon_0(z')}}{H}\right) dz'\right] - \\
& - \varepsilon_0^{-1/4} \exp\left[-\frac{1}{2}\int_0^z \left(A(z') + \frac{\sqrt{\varepsilon_0(z')}}{H}\right) dz'\right] \times \\
& \times \int_0^z \exp\left[\frac{1}{2}\int_0^{z'} \left(A(z'') + \frac{\sqrt{\varepsilon_0(z'')}}{H}\right) dz''\right] \varepsilon_0^{-1/4} H f_1 \, dz' + \\
& + \varepsilon_0^{-1/4} \exp\left[-\frac{1}{2}\int_0^z \left(A(z') - \frac{\sqrt{\varepsilon_0(z')}}{H}\right) dz'\right] \times \\
& \times \int_0^z \exp\left[\frac{1}{2}\int_0^{z'} \left(A(z'') - \frac{\sqrt{\varepsilon_0(z'')}}{H}\right) dz''\right] \varepsilon_0^{-1/4} H f_1 \, dz',
\end{aligned} \quad (9)$$

где

$$A(z) = \frac{2ik_x(1-\delta)\operatorname{ctg}\chi + H^{-1} + \operatorname{ctg}^2\chi\, \sigma_0^{-1} \dfrac{d\sigma_1}{dz}}{1 + \delta \operatorname{ctg}^2\chi}.$$

Заметим, что вынужденная часть общего решения (два последних слагаемых в правой части (9)) имеет форму, не удовлетворяющую в зоне генерации требованию о неизменности φ вдоль силовых линий поля $\boldsymbol{H}_0$. Дело в том, что в этой части имеются интегралы, значения которых зависят не столько от геомагнитных параметров, сколько от характера профиля ветра. Далее можно установить, что не только вынужденное, но часть собственного решения (член с коэффициентом C_1 в (9)) имеет вид, несовместимый с предположением об эквипотенциальности силовых линий поля $\boldsymbol{H}_0$.

Постоянные C_1 и C_2 должны быть найдены из граничных условий. В качестве одного из них естественно взять требование об исчезновении вертикальной составляющей тока j_z на нижней границе ионосферы. Этот уровень, который далее совмещается с началом отсчета по оси z

($z = 0$), должен быть выбран с тем расчетом, чтобы при $z < 0$ происходило существенное уменьшение плотности тока. Это уменьшение, связанное с более резким спадом электронной концентрации на нижней границе ионосферы, одновременно означает нарушение аппроксимации (4). В силу непрерывности вертикальной компоненты тока при переходе через «границу» мы и получим требование $j_z = 0$.

Если считать, что вклад ветров при $z = 0$ малосуществен ($u = 0$), то из уравнений движения для электронов и ионов, на которых основывается вывод уравнения (2), можно установить, что условие $j_z = 0$ при $z = 0$ эквивалентно требованию

$$\left(\frac{d\Phi}{dz} + \frac{ik_x \operatorname{ctg}\chi (1 - \delta)}{1 + \delta \operatorname{ctg}^2\chi}\right)_{z=0} = 0. \tag{10}$$

Остановимся теперь на вопросе о граничном условии для больших высот. Здесь следует иметь в виду, что аппроксимация для изменения проводимости σ_0 (4) справедлива, как уже было упомянуто, только при $\nu_e \approx \nu_{em}$. Если же $\nu_e \approx \nu_{ei}$ ($h \gtrsim 300$ *км*), то проводимость σ_0 можно приближенно считать не зависящей от z. Аналогичное утверждение для области F относится и к проводимости σ_1. Для установления поведения решений уравнения (2) при больших z (формально при $z \to \infty$) разделим область ионосферы на подобласть I ($z < z_0$) и подобласть II, где можно считать проводимости σ_0 и σ_1 не зависящими от z ($z > z_0$). Уровень, где $z = z_0$, может быть определен приравниванием частот столкновений ν_{em} и ν_{ei}. Он располагается в районе $h \approx 250$ *км* (в более строгом определении этой высоты нет необходимости).

В подобласти II, где источники предполагаются отсутствующими ($f_1(z) = 0$), в силу приближенного постоянства σ_0 и σ_1 при изменении z, амплитуда потенциала $\Phi = \tilde{\Phi}$ должна удовлетворять уравнению типа (5), но при $H \to \infty$ и $\frac{d\sigma_1}{dz} \to 0$, а именно:

$$\frac{d^2\tilde{\Phi}}{dz^2} + 2ik_x \operatorname{ctg}\chi \frac{d\tilde{\Phi}}{dz} - \left[k_x^2 \operatorname{ctg}^2\chi + (k_x^2 + k_y^2 \operatorname{cosec}^2\chi)\frac{\sigma_1}{\sigma_0}\right]\tilde{\Phi} = 0. \tag{11}$$

При $\sigma_1 \ll \sigma_0$ корни p_1 и p_2 соответствующего (11) характеристического уравнения $p^2 + 2ik_x \operatorname{ctg}\chi\, p - \left[k_x^2 \operatorname{ctg}^2\chi + (k_x^2 + k_y^2 \operatorname{cosec}^2\chi)\frac{\sigma_1}{\sigma_0}\right] = 0$ близки друг к другу. Поэтому можно приближенно не делать различия между корнями, полагая $p_1 \approx p_2 \approx -ik_x \operatorname{ctg}\chi$ и выбирая для $\tilde{\Phi}$ решение в виде

$$\tilde{\Phi} = C_3 \exp(-ik_x \operatorname{ctg}\chi z). \tag{12}$$

При равенстве корней ($p_1 = p_2$) существует решение (11) другого, чем (12), вида, когда $\tilde{\Phi} = C_4 z \exp(-ik_x \operatorname{ctg}\chi z)$. Однако из-за неограниченного нарастания $\tilde{\Phi}$ при $z \to \infty$ это решение будет отброшено*.

Используя требование о необходимости предельного перехода от решения вида (9) к (12) при больших z, получаем, что

---

* Такое решение не удовлетворяет совершенно естественному в применении к большим высотам условию приближенной эквипотенциальности силовых линий геомагнитного поля.

$$C_1 = J_0 = \int\limits_0^\infty \exp\left[\frac{1}{2}\int\limits_0^{z'}\left(A(z'') + \frac{\sqrt{\varepsilon_0(z'')}}{H}\right)dz''\right]\varepsilon_0^{-1/4} Hf_1(z')\,dz'. \tag{13}$$

Далее целесообразно в связи с использованием граничного условия (10) в большей степени конкретизировать положение уровня $z = 0$. Требование об исчезновении компоненты тока j_z нужно рассматривать не само по себе, а в связи с основным уравнением (5). В качестве главной предпосылки при формулировании условия при $z = 0$ используем неприменимость уравнения (5) и его решения (9) из-за нарушения аппроксимации (4). Это нарушение связано с тем обстоятельством, что на нижней границе ионосферы (в области D и ниже) уменьшение проводимости σ_0 обусловлено не только ростом частоты столкновений, но и более резким уменьшением электронной концентрации N_0. На этих высотах можно (по крайней мере, приближенно) считать проводимость среды изотропной, полагая $\sigma_0 \approx \sigma_1$ ($\delta \approx 1$) и $\sigma_2 = 0$. Используя при $z \leqslant 0$ это предположение и принимая допущение о малосущественности вклада ветров при $z = 0$, обратимся к условию (10). Учитывая малость относительных изменений масштаба H, а также первое из неравенств (3), при $\delta \approx 1$ приходим к следующему соотношению:

$$C_2 = \frac{2J_0}{\left(2k^2H^2 - \dfrac{dH}{dz}\right)_{z=0}}, \tag{14}$$

где $k^2 = k_x^2 + k_y^2$. Так как каждое из слагаемых в знаменателе (14) по модулю много меньше единицы, то очевидно, что $|C_2| \gg |C_1|$. Заметим, что на уровне $z = 0$ (ниже термопаузы) $\dfrac{dH}{dz} < 0$. Поэтому особенности, связанной с обращением в нуль знаменателя в (14), не возникает. Мода с коэффициентом C_1 имеет в области генерации меньшую амплитуду, чем другая мода, и к тому же убывает с высотой. Вне области возбуждения, где скорости ветра u малы, сильно убывает и величина предпоследнего члена в (9). В результате выше области генерации, которую мы совмещаем с высотами области E, для Φ можно использовать следующее асимптотическое соотношение:

$$\Phi = \frac{2J_0 \exp\left[-\dfrac{1}{2}\displaystyle\int\limits_0^z\left(A(z') - \frac{\sqrt{\varepsilon_0(z')}}{H}\right)dz'\right]}{\varepsilon_0^{1/4}\left[k^2H^2 - \dfrac{dH}{dz}\right]_{z=0}}. \tag{15}$$

Соотношение (15) можно использовать для оценки эффективности возбуждения электростатического поля и его просачивания из области E в область F.

2. ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ЗА СЧЕТ ВЕТРОВЫХ ДВИЖЕНИЙ ГАЗА

Переходя к следствиям, вытекающим из соотношения (15), остановимся прежде всего на вкладе экспоненциальной части, обозначив $P(z) = \exp\left[-\dfrac{1}{2}\displaystyle\int\limits_0^z\left(A(z') - \frac{\sqrt{\varepsilon_0(z')}}{H}\right)\right]dz'$. Заметим, что вклад в этот интеграл за счет участка, на котором $\delta \approx 1$, будет незначителен. Поэтому при интегрировании достаточно рассмотреть вклад более протяженного интервала, где

$$\delta^2 \operatorname{ctg}^2\chi \ll 1. \tag{16}$$

Из этого ограничения ясно, что область широт, непосредственно примыкающая к геомагнитному экватору, не рассматривается.

С ростом z выполнимость условия (16) улучшается. Делая в подынтегральном выражении соответствующие упрощения и используя первое из ограничений (3), для фактора $P(z)$ имеем

$$P(z) = \sqrt{\frac{H(z=0)}{H}} \exp(-ik_x \operatorname{ctg}\chi\, z) \exp\left(-\frac{1}{2}\int\limits_0^z \frac{\delta^2 \operatorname{ctg}^2\chi}{H}\, dz'\right).$$

Здесь последний сомножитель можно приравнять единице из-за малости величины $\delta^2 \operatorname{ctg}^2\chi$ (см. (16)) и ее быстрого убывания с ростом z. Так как в первом приближении $\varepsilon_0 \approx 1$, то, согласно (15), при учете сделанных замечаний имеем

$$\Phi = 2J_0 \sqrt{\frac{H(z=0)}{H}}\, \frac{\exp(-ik_x \operatorname{ctg}\chi\, z)}{\left[k^2H^2 - \dfrac{dH}{dz}\right]_{z=0}}. \tag{17}$$

Из приведенного выражения следует вывод об отсутствии сильного ослабления крупномасштабных полей при их проникновении из области E в область F. Фактор $\exp(-ik_x \operatorname{ctg}\chi\, z)$ обеспечивает (при пренебрежении убыванием Φ с ростом z из-за множителя $(H)^{-1/2}$) выполнимость известного условия эквипотенциальности силовых линий геомагнитного поля. Чтобы убедиться в этом, нужно учесть пропорциональность рассматриваемой компоненты Фурье φ_k фактору $\exp(ik_x x)$.

Обратимся теперь к интегралу J_0 (13), отражающему влияние ионосферных движений (из-за наличия под знаком интеграла множителя $f_1(z)$). На умеренных широтах можно принять, что атмосферные движения являются дозвуковыми, и использовать условие несжимаемости $\operatorname{div} \boldsymbol{u} = 0$. Тогда для $f_1(z)$ имеем выражение (см. (2) и (5))

$$f_1(z) = \frac{H_0}{c\sigma_0 \sin^2\chi}\left\{\tilde{u}_y \cos\chi \frac{d\sigma_1}{dz} + \right.$$
$$+ \sin\chi(\sin\chi\, \tilde{u}_z - \cos\chi\, \tilde{u}_x)\frac{d\sigma_2}{dz} + [\sigma_1(\boldsymbol{h} \operatorname{rot} \boldsymbol{u}) + \tag{18}$$
$$\left. + \sigma_2(\boldsymbol{h} \operatorname{rot}[\boldsymbol{h}\boldsymbol{u}])] \exp(-ik_x x - ik_y y)\right\}.$$

Используя приближенные формулы для $A(z)$ и $\varepsilon_0(z)$, соотношение (17) и имея в виду аппроксимацию (4) для интеграла J_0 в (13), получаем

$$J_0 = \frac{H_0}{c\sigma_{00} \sin^2\chi}\int\limits_0^\infty \left\{\tilde{u}_y \cos\chi \frac{d\sigma_1}{dz} + \sin\chi(\sin\chi\, \tilde{u}_z - \cos\chi\, \tilde{u}_x)\frac{d\sigma_2}{dz} + \right.$$
$$\left. + [\sigma_1(\boldsymbol{h} \operatorname{rot} \boldsymbol{u}) + \sigma_2(\boldsymbol{h} \operatorname{rot}[\boldsymbol{h}\boldsymbol{u}])] \exp(-ik_x x - ik_y y)\right\} H dz. \tag{19}$$

Будем, как и ранее, считать, что на уровне $z=0$ ветер отсутствует, и сделаем естественное предположение о заметном ослаблении скоростей нейтральных частиц на больших высотах (например, у максимума области F или выше)*. Если, кроме того, не учитывать сравнительно слабые изменения H внутри существенного интервала интегрирования, то все члены в подынтегральном выражении с $\frac{d}{dz}$ в конечном счете выпадают. Пренебрегая вкладом вертикальных компонент скорости ветра, обычно уступающих горизонтальным, из (19) при учете (1) приходим к результату

$$J_0 = \frac{iH_0}{c\sigma_{00}\sin^2\chi}\int\limits_0^\infty [\sin\chi\,\sigma_1(k_y\tilde{u}_x - k_x\tilde{u}_y) + \sigma_2(k_y\tilde{u}_y + k_x\sin^2\chi\,\tilde{u}_x)]\sqrt{HH(z=0)}\,dz.$$

В итоге для комплексной амплитуды потенциала Φ получаем

$$\Phi = \frac{2iH_0H(z=0)\exp(-ik_x\operatorname{ctg}\chi\,z)}{\sigma_{00}\sqrt{H}\sin^2\chi\left[k^2H^2 - \dfrac{dH}{dz}\right]_{z=0}} \times \int\limits_0^\infty [\sin\chi\,\sigma_1(k_y\tilde{u}_x - k_x\tilde{u}_y) + \sigma_2(k_y\tilde{u}_y + k_x\sin^2\chi\,\tilde{u}_x)]\sqrt{H}\,dz. \quad (20)$$

При определении или оценках значений интеграла в (20) следует иметь в виду, что проводимости σ_1 и σ_2 максимальны в динамо-области. Поэтому высоты этой области наиболее благоприятны с точки зрения генерации электростатических полей при наличии ветра. В области E проводимость Холла по своим максимальным значениям в несколько раз больше поперечной σ_1. Поэтому вклад слагаемых с σ_2, вообще говоря, не менее существен, чем с σ_1.

Далее мы не будем проводить анализ следствий, вытекающих из (19) при использовании различных моделей ионосферных ветров. Ограничимся одним примером. Не касаясь здесь связанных с общей циркуляцией преобладающих ветров, оценим возможный вклад локальных движений в области E с ветровыми сдвигами. Для скоростей таких ветров характерны сильные изменения с высотой (как по величине, так и по знаку). Надежно установлено, что для горизонтальных компонент ветра эти изменения могут происходить на расстояниях, не больших 5—10 *км*, и оказаться не менее резкими, чем изменения по z проводимостей или высоты однородной атмосферы H.

Возьмем для простоты случай, когда ветры достигают значительных величин в районе, где проводимости σ_1 и σ_2 максимальны. При резких изменениях $\tilde{u}_x(z)$ и $\tilde{u}_y(z)$ значения σ_1 и σ_2, а также масштаба H, можно считать постоянными и взять их при $z=z_d$ (z_d соответствует высоте динамо-области). Имея в виду, что при $z \approx z_d$ $\sigma_2 > \sigma_1$, оставим для оценок только слагаемое с σ_2. Тогда из (20) приближенно следует, что

* Последнее может происходить из-за воздействия на нейтральные частицы со стороны плазмы, что приводит к индукционному торможению всей среды (и нейтральной компоненты).

$$\Phi = \frac{2iH_0 H(z=0)\,\sigma_2(z=z_d)\sqrt{H(z=z_d)}}{c\sigma_{00}\left[k^2H^2 - \frac{dH}{dz}\right]_{z=0}\sqrt{H}} \times$$
$$\times \exp(-ik_x \operatorname{ctg}\chi z)\left(k_y \sin^{-2}\chi \int_0^\infty \tilde{u}_y dz + k_x \int_0^\infty \tilde{u}_x dz\right). \quad (21)$$

Пусть, для определенности, изменения скорости ветра по горизонтали происходят преимущественно в меридиональном направлении, так что $k \approx k_x$. Пренебрегая в знаменателе в квадратной скобке производной $\left(\frac{dH}{dz}\right)_{z=0}$, абсолютное значение которой для ветров рассматриваемого типа не больше k^2H^2, для отличной от нуля горизонтальной компоненты поля приближенно получаем

$$|E_x| = \frac{2H_0}{c}\sqrt{\frac{H(z=z_d)}{H}}\,\frac{[H(z=0)]^{-1}\sigma_2(z=z_d)}{\sigma_{00}}\int_0^\infty \tilde{u}_x dz. \quad (22)$$

В это соотношение значения k_x, k_y не входят. Поэтому формулу (21) можно применять безоговорочно не только для самих компонент полей.

Часто при оценках полей без подробного обоснования применяют соотношение $|E| = E_d = \frac{1}{c}u_\perp H_0$, где $u_\perp$ — компонента скорости, поперечная к H_0. При возбуждении таких полей можно объяснить наличие в области F дрейфов, скорости которых могут достигать (но не превышать) значения $u_\perp$. Уже на примере (22) мы видим, что ситуация, возникающая в связи с оценкой напряженности электрического поля, гораздо сложнее. Эта напряженность зависит от профиля ветра проводимостей в динамо-области и у основания ионосферы. Сопоставление проводимостей $\sigma_2(z = z_d)$ и σ_{00} показывает, что приближенно $\sigma_2(z = z_d) \approx 0{,}5\,\sigma_{00}$. Тогда из (21) грубо имеем

$$|E_x| \approx \frac{H_0}{c}\,\tilde{u}_{xm}\,\frac{\Delta l}{H}\,\xi,$$

где $\tilde{u}_{xm}$ — максимальное значение проекции скорости $\tilde{u}_x$ для данного ветрового профиля и Δl — его эффективная полуширина ($\Delta l \approx 5-10$ *км*). Фактор $\xi < 1$ отражает непостоянство направления горизонтальных ветров по высоте z в области E ионосферы. Как уже указывалось, именно на высотах области E часто направление скорости ветра меняется на противоположное. В силу этого, при подсчете значений интеграла $\int_0^\infty \tilde{u}_x dz$ возникает как бы компенсация различных участков,и его значение может оказаться заметно меньше, чем $\tilde{u}_{xm}\Delta l$. Так как $\Delta l \leqslant H(z=0)$, то мы приходим к выводу, что рассматриваемые локальные ветры не должны возбуждать поля такой величины, чтобы после просачивания в область F вызвать дрейф со скоростью, доходящей до $\tilde{u}_{xm}$. Приближение скорости дрейфа к величине $\tilde{u}_{xm}$ не является типичным и для такого рода ветров может реализоваться только в исключительных случаях. В связи с этим выводом нужно также иметь в виду, что ранее были сделаны некоторые предположения, выполнение которых привело к некоторому увеличению напряженности оцениваемых полей (совмещение динамо-области и положения ветрового профиля и другие).

Для преобладающих ветров указанная выше компенсация при вычислении интеграла $\int^{\infty} \tilde{u}_x dz$ (или других аналогичных интегралов) отсутствует. Поэтому можно ожидать бо́льших значений возбуждаемых полей. Рассмотрение вклада таких ветров будет дано отдельно.

Таким образом, проведенное при некоторых упрощающих предположениях рассмотрение дает возможность найти асимптотические значения потенциала φ (на высотах области F) при возбуждении электрических полей ветрами в динамо-области ионосферы. Основная трудность расчета связана с выбором нижней границы. Для уточнения ее положения необходим дальнейший более детальный анализ поведения полей ниже области E ионосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1 Г. Альвен, К .Г. Фельдхаммер, Космическая электродинамика, изд. Мир, М., 1967.
2. Г. Л. Гдалевич, в сб. Ионосферные исследования, № 19, 90 (1970).
3. Н. П. Бенькова, М. Н. Фаткуллин, в сб. Ионосферные исследования, № 19, 136 (1970).
4. F. S. Mozer, J. Geophys. Res., 76, № 16, 3652 (1971).
5. J. P. Heppner, J. D. Stolarik, E. M. Wescott, J. Geophys. Res., 76, № 25, 6028 (1971).
6. D. T. Farley, J. Geophys. Res., 65, 869 (1960).
7. J. P. Spreiter, B. H. Briggs, J. Geophys. Res., 66, 1731 (1961).
8. D. T. Farley, J. Geophys. Res., 66, 3956 (1961).
9. G. C. Reid, Radio Sci., 69, 827 (1965).
10. Б. Н. Гершман, А. В. Самсонов, Докл. АН СССР, 199, № 1, 73 (1971).
11. Б. Н. Гершман, А. В. Самсонов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 13, № 9, 1312 (1970).
12. А. В. Гуревич, А. Л. Крылов, Е. Е. Цедилина, В. П. Щербаков, в сб. Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 23, 43 (1972).
13. А. В. Гуревич, А. Л. Крылов, В. П. Щербаков, Геомагнетизм и аэрономия, 12, № 3, 413 (1972).

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию
22 января 1974 г.

EXCITATION AND PROPAGATION OF LARGE-SCALE ELECTROSTATIC FIELDS UNDER IONOSPHERIC CONDITIONS

B. N. Gershman, A. V. Samsonov

The behaviour of large-scale electrostatic fields under ionospheric conditions is considered. Both the field excitation due to wind motion of neutral gas and penetration from E-region into ionospheric F-region are simultaneously analysed. The conditions responsible for more effective field generation are discussed.