Доклады Академии наук СССР
1971. Том 199, № 1

УДК 551.510.535

ГЕОФИЗИКА

Б. Н. ГЕРШМАН, А. В. САМСОНОВ

О МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЯХ В ИОНОСФЕРЕ

(Представлено академиком В. Л. Гинзбургом 25 XI 1970)

Без учета влияния электростатических полей невозможно дать интерпретацию таких явлений, как дрейфы неоднородностей электронной концентрации в области F ионосферы, ускорение заряженных частиц в магнитосфере и др., поэтому исследования электростатических полей в верхней атмосфере привлекают внимание ([1–3]). Мы остановимся лишь на проникновении мелкомасштабных полей из области E в область F, что важно для выяснения природы возникновения ионосферных неоднородностей ([4–6]). В ряде исследований ([6–8]) этот вопрос, на наш взгляд, трактовался не вполне правильно, что связано с неучетом процессов диффузионного расплывания неоднородностей. Важную роль диффузии при переносе мелкомасштабных полей мы отметили в ([9]). Там же было показано, что выводы ([6–8]) для полей с очень большими масштабами, где влияние диффузии менее существенно, остаются справедливыми.

Ниже, опираясь на уравнение для амплитуды потенциала φ электростатического поля $\mathbf{E}$ $(\mathbf{E} = -\nabla\varphi)$ из ([9]), покажем, что при учете диффузии процесс просачивания полей с небольшими горизонтальными масштабами заметно затрудняется. Как и в ([9]), используем плоскослоистую модель ионосферы, направив ось z вертикально вверх, а ось x — по геомагнитному меридиану. При использовании такой модели можно в случае малых возмущений представить потенциал φ в виде интеграла Фурье по x, y и рассматривать по отдельности составляющие типа

$$\varphi_k = \Phi(z)\exp(ik_1x + ik_2y).$$

В качестве условий мелкомасштабности, согласно ([9]), используем ограничения

$$l_{x,y} < H; \tag{1}$$

$$2\alpha_p l_x^2 N_0 \leqslant D_{0i}, \tag{2}$$

где H — высота однородной атмосферы, α_p — коэффициент рекомбинации, D_{0i} — коэффициент продольной диффузии для ионов, N_0 — равновесное значение электронной концентрации. Масштабы $l_x \simeq k_x^{-1}$ и $l_y \simeq k_y^{-1}$ характеризуют степень неоднородности полей в горизонтальных направлениях.

При выполнении условий (1) и (2) вне приэкваториальной зоны имеем уравнение для амплитуды потенциала Φ ([9])

$$\begin{gathered}(2\sigma_{0i}\sin^2\chi + \sigma_{1i}\cos^2\chi)\,d^2\Phi/dz^2 + \{2ik_1\sin\chi\cos\chi\,(2\sigma_{0i} - \sigma_{1i}) + \\ + 2\sin^2\chi\,d\sigma_{0i}/dz + \cos^2\chi\,d\sigma_{1i}/dz\}\,d\Phi/dz - \{k_1^2(2\sigma_{0i}\cos^2\chi + \\ + \sigma_{1i}\sin^2\chi) + k_2^2\sigma_{1i} - ik_2\cos\chi\,d\sigma_{2i}/dz - ik_1\sin\chi\cos\chi\frac{d}{dz}(2\sigma_{0i} - \sigma_{1i})\}\,\Phi = \\ = e\bar{u}_z\frac{dN_0}{dz} + \frac{H_0}{c}\bar{u}_y\cos\chi\frac{d\sigma_{1i}}{dz} - \frac{H_0}{c}\cos\chi\,(\bar{u}_z\cos\chi - \bar{u}_y\sin\chi)\frac{d\sigma_{2i}}{dz} + \\ + \frac{H_0}{c}\sigma_{1i}\overline{(\mathbf{h}\operatorname{rot}\mathbf{u})} - \frac{H_0}{c}\sigma_{2i}\overline{(\mathbf{h}\operatorname{rot}[\mathbf{hu}])} + \frac{eN_0}{1+\beta_i^2}\overline{\operatorname{div}\mathbf{u}} \equiv f(z).\end{gathered} \tag{3}$$

Здесь σ_{0i}, σ_{1i} и σ_{2i} характеризуют вклад ионов соответственно в продольную, поперечную и холловскую проводимости плазмы, $\mathbf{u}$ — скорость нейтральных частиц, $\mathbf{h}$ — единичный вектор в направлении геомагнитного поля $\mathbf{H}_0$, e — абсолютная величина заряда электрона, χ — геомагнитное наклонение, $\beta_i = \Omega_H / \nu_i$ (Ω_H — гирочастота ионов, ν_i — число столкновений ионов с молекулами). Черта над некоторыми величинами в правой части (3) означает, что фактор $\exp(ik_1x + ik_2y)$ должен быть опущен. В правой части (3) сосредоточены слагаемые, приводящие к возбуждению полей при движениях ионосферного газа. Поскольку значения проводимостей σ_{1i} и σ_{2i} максимальны в области E, то на этих высотах создаются наиболее благоприятные условия для внутриионосферной генерации полей.

Уравнение (3) отличается от используемого для описания процесса переноса крупномасштабных полей в [9] (см. также [6, 7]), где было принято $f(z) = 0$) прежде всего заменой σ_0 на $2\sigma_{0i}$, смысл которой связан с учетом неидентичности амбиполярной диффузии для полей различных масштабов. Замена σ_0 на $2\sigma_{0i}$ довольно существенна, так как σ_0 определяется прежде всего движением электронов, в силу чего $\sigma_0 \gg 2\sigma_{0i}$.

В области E имеем неравенство $2\sigma_{0i} \gg \sigma_{1i}$, которое, однако, здесь выполняется не с очень большим запасом. В области F выполнимость этого условия улучшается. Далее, для умеренных или высоких широт ($\cos^2\chi \sim 1$) примем, что $2\sigma_{0i}\,\mathrm{tg}^2\chi \gg \sigma_{1i}$. Используя для проводимости σ_{0i} высотное распределение $\sigma_{0i} \backsim \exp\left(\int \frac{dz}{H}\right)$, приходим от (3) к более простому уравнению

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} + \left\{2ik_1 \operatorname{ctg}\chi + \frac{1}{H} + \frac{\operatorname{ctg}^2\chi}{2\sigma_{0i}} \frac{d\sigma_{1i}}{dz} - \left(2ik_1 \operatorname{ctg}\chi \operatorname{cosec}^2\chi + \frac{\operatorname{ctg}^2\chi}{H}\right) \frac{\sigma_{1i}}{2\sigma_{0i}}\right\} \frac{d\Phi}{dz} +$$

$$+ \left\{\frac{ik_1}{H} \operatorname{ctg}\chi - k_1^2 \operatorname{ctg}^2\chi - \left(k_1^2 + k_2^2 \sin^{-2}\chi - k_1^2 \operatorname{ctg}^{-1}\chi + \frac{ik_1 \operatorname{ctg}^3\chi}{H}\right) \frac{\sigma_{1i}}{2\sigma_{0i}} + ik_2 \frac{\operatorname{ctg}\chi}{2\sin\chi\,\sigma_{0i}} \frac{d\sigma_{2i}}{dz} - ik_1 \frac{\operatorname{ctg}\chi}{2\sigma_{0i}} \frac{d\sigma_{1i}}{dz}\right\} \Phi = f_1(z), \tag{4}$$

где $f_1(z) = (2\sigma_{0i} \sin^2\chi)^{-1} f(z)$.

Известным преобразованием член с первой производной по z в (4) может быть ликвидирован. После этого несложно написать решение в приближении геометрической оптики, которое хорошо выполняется для случая малых масштабов. Далее мы выпишем это решение сразу же с учетом граничных условий. В качестве первого из таких условий можно взять требование $\Phi \to 0$ при $z \to \infty$ [6, 8]. Второе ограничение связано с тем, что на нижней кромке ионосферы, где принимается $z = 0$, токи становятся очень слабыми. В силу непрерывности нормальной компоненты плотности тока можно в качестве второго граничного условия принять, что $j_z = 0$ при $z = 0$. Если на этом уровне значительные ветры отсутствуют, то последнее условие эквивалентно приближенному соотношению $d\Phi / dz + ik_1 \operatorname{ctg}\chi \Phi = 0$.

Используя оба граничных условия, в приближении геометрической оптики из (4) имеем

$$\Phi = -\frac{1}{2k_1 \sqrt[4]{\psi(z)}} \left\{\exp\left(k_1 \int_0^z \sqrt{\psi(z')}\, dz' - ik_1 \operatorname{ctg}\chi\, z\right) \times \right.$$

$$\times \int_z^\infty \frac{1}{\sqrt[4]{\psi(z')}} \exp\left(-k_1 \int_0^{z'} \sqrt{\psi(z'')}\, dz'' + ik_1 \operatorname{ctg}\chi z'\right) f_1(z')\, dz' +$$

$$+\exp\left(-k_1\int_0^z\sqrt{\psi(z')}\,dz'-ik_1\operatorname{ctg}\chi z\right)\times$$

$$\times\left[\int_0^\infty\frac{1}{\sqrt[4]{\psi(z')}}\exp\left(-k_1\int_0^{z'}\sqrt{\psi(z'')}\,dz''+ik_1\operatorname{ctg}\chi z'\right)f_1(z')\,dz'+\right.$$

$$\left.+\int_0^z\frac{1}{\sqrt[4]{\psi(z')}}\exp\left(k_1\int_0^{z'}\sqrt{\psi(z'')}\,dz''+ik_1\operatorname{ctg}\chi z'\right)f_1(z')\,dz'\right]\Bigg\}, \qquad (5)$$

где $\psi=\operatorname{cosec}^2\chi(1+\operatorname{cosec}^2\chi)\sigma_{1i}/2\sigma_{0i}$.

Если источники сосредоточены не в очень широком интервале высот (скажем, в пределах области E), то вне (выше) этого интервала первым слагаемым в фигурной скобке (5) можно пренебречь. Тогда изменения $\Phi(z)$ по абсолютной величине определяются в первую очередь фактором $\exp\left(-k_1\int_0^r\sqrt{\psi(z')}\,dz'\right)$. При оценках проникновения полей из области E в область F можно грубо считать, что убывание амплитуд на расстоянии Δz ($\Delta z\lesssim H$) происходит по закону $\exp(-\delta k_1\sqrt{\sigma_{1i}/2\sigma_{0i}}\Delta z)$, где $\delta\sim 1$. Из-за не очень сильного выполнения неравенства $\sigma_{1i}\ll 2\sigma_{0i}$ эффективное затухание должно иметь место на расстояниях, лишь в несколько раз превышающих путь $l_1\simeq 1/k_1$. При малых масштабах l_1, удовлетворяющих условиям (2) и (3), последнее свидетельствует о практической невозможности просачивания мелкомасштабных электростатических полей из области E в область F ионосферы.

Горьковский государственный университет
им. Н. И. Лобачевского

Поступило
20 XI 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Г. Альвен, К. Г. Фельдхаммер, Космическая электродинамика, М., 1967. [2] М. Н. Фаткуллин, Н. П. Бенькова, Ионосферные исследования, сборн. статей, № 19, 1970, стр. 136. [3] Г. Л. Гдалевич, Ионосферные исследования, сборн. статей, № 19, 1970, стр. 90. [4] M. Dagg, J. Atm. Terr. Phys., 11, 139 (1957). [5] В. П. Докучаев, Изв. высш. учебн. завед., Радиофизика, 3, 901 (1960). [6] G. C. Reid, Radio Science, 69D, 827 (1965). [7] J. R. Spreiter, B. H. Briggs, J. Geophys. Res., 66, 1731 (1961). [8] D. T. Farley, J. Geophys. Res., 66, 3956 (1960). [9] Б. Н. Гершман, А. В. Самсонов, Изв. высш. учебн. завед., Радиофизика, 13, 1312 (1970).