

О ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В МАГНИТОСФЕРЕ И ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

А. В. Гуревич, В. П. Шербаков

Большой интерес вызывает исследование электрического поля в магнитосфере и ионосфере Земли. Наличие значительного электрического поля в ионосфере устанавливается на основании анализа вариаций магнитного поля Земли, изучения дрейфа неоднородностей в ионосфере с помощью радиоволн и прямыми наблюдениями за искусственными бариевыми облаками. В среднеширотной ионосфере $E \sim (1 \div 3) \cdot 10^{-5}$ в/см², в полярных районах $E \sim (0,5 \div 3) \cdot 10^{-4}$ в/см².

Электрическое поле оказывает важное влияние на динамику магнитосферы, ионосферы и радиационных поясов. Им в значительной мере определяются движения плазмы, токи в ионосфере, вариации магнитного поля, нагрев ионосферы в полярных районах.

Цель настоящей работы — указать механизм генерации электрического поля в магнитосфере и ионосфере. Суть этого механизма состоит во взаимодействии тепловой плазмы ионосферы ($\epsilon \sim 0,1 \div 10$ эв) с быстрыми частицами — электронами и ионами с энергиями ϵ от $0,1 + 1$ кэв до нескольких Мэв, движущимися в магнитосфере Земли. Количество быстрых частиц весьма велико: $N_e \sim 10^{-3} \div 10$ см⁻³. При этом плотность быстрых ионов N_i , вообще говоря, не равна плотности быстрых электронов N_e , так что в отсутствие тепловой плазмы они создавали бы в магнитосфере огромный электрический заряд. Этот заряд скомпенсирован тепловой плазмой; в целом плазма квазинейтральна.

Рассмотрим теперь, как генерируется стационарное электрическое поле. Учтем, что из-за воздействия солнечного ветра магнитосфера анизотропна по геомагнитной долготе φ . Благодаря этому анизотропно и распределение быстрых частиц. Здесь будет рассматриваться система координат, связанная с Землей, но не вращающаяся вместе с ней. В этой системе распределение быстрых частиц стационарно: $N_{\sigma_i}(\varphi)$, $N_{\sigma_e}(\varphi)$. Учтем теперь, что Земля вращается, и ионосфера вращается вместе с ней. Поэтому заряд $e(N_{\sigma_i} - N_{\sigma_e})$ движется относительно ионосферы. Это приводит к нарушению квазинейтральности и, следовательно, к возникновению токов в тепловой плазме, которые стремятся скомпенсировать движение заряда быстрых частиц. Появление токов в тепловой плазме эквивалентно наличию электрического поля, поскольку $\vec{j} = \hat{\sigma}\vec{E}$. Существенно, что проводимость магнитосферы $\hat{\sigma}$ резко анизотропна — она велика вдоль силовых линий магнитного поля и мала поперек поля. Благодаря этому эквипотенциальные поверхности для электрического поля совпадают с магнитными силовыми линиями, т.е. напряженность генерируемого электрического поля E ортогональна силовым линиям магнитного поля Земли.

Мы рассмотрели процесс, приводящий к генерации стационарного электрического поля, когда распределение быстрых частиц стационарно: $N_{\sigma} = N_{\sigma}(\varphi)$. Кроме того, существуют нестационарные процессы, сопровождающиеся изменением во времени концентрации быстрых частиц $N_{\sigma_i}(t)$, $N_{\sigma_e}(t)$. Естественно, что и в этих случаях возникают токи в тепловой плазме, стремящиеся скомпенсировать изменение заряда $e(N_{\sigma_i}(t) - N_{\sigma_e}(t))$, что эквивалентно возникновению электрического поля. Такие процессы рассматривались в работе¹, где было получено уравнение, определяющее электрическое поле. В этой работе магнитное поле принималось дипольным (изотропным по φ); вращением Земли пренебрегалось. Вместе с тем, как мы видели выше, анизотропия магнитного поля и вращение Земли слу-

жат источником стационарного электрического поля. Произведя вычисления, аналогичные проведенным в¹, но с учетом анизотропии и вращения Земли, приходим к следующему уравнению, определяющему стационарное и квазистационарное электрическое поле в магнитосфере Земли:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial L} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - 1/L}} \left[(4L - 3) \bar{\sigma}_\perp \frac{\partial \Psi}{\partial L} + \frac{1}{L} \sqrt{4 - 3/L} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi} \right] \right\} + \\ & + \frac{1}{\sqrt{1 - 1/L}} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left\{ \frac{\bar{\sigma}_\perp}{L} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi} - \sqrt{4 - 3/L} \bar{\sigma}_\wedge \frac{\partial \Psi}{\partial L} \right\} = \quad (1) \\ & = - \frac{e\omega}{R_0} \left(\frac{\partial N_{\sigma_\perp}}{\partial \varphi} - \frac{\partial N_{\sigma_\wedge}}{\partial \varphi} \right) - \frac{e}{R_0} \left(\frac{\partial N_{\sigma_\perp}}{\partial t} - \frac{\partial N_{\sigma_\wedge}}{\partial t} \right). \end{aligned}$$

Здесь ψ - потенциал электрического поля, φ - геомагнитная долгота, $L = 1/\cos^2 \gamma$, где γ - геомагнитная широта. Далее, $\bar{\sigma}_\perp$ и $\bar{\sigma}_\wedge$ - усредненные по высоте компоненты тензора поперечной проводимости ионосферы ($\bar{\sigma}_\perp = \sigma_{xx} = \sigma_{yy}$; $\bar{\sigma}_\wedge = \sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$ холловская компонента):

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_\perp &= \sqrt{1 - 1/L} \int_0^{h_0(L-1)} dh \sigma_\perp(h) / \sqrt{1 - 1/L - \frac{h}{LR_0}}; \\ \bar{\sigma}_\wedge &= \sqrt{1 - 1/L} \int_0^{h_0(L-1)} dh \sigma_\wedge(h) / \sqrt{1 - \frac{1}{L} - \frac{h}{LR_0}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь R_0 - радиус Земли, h - высота над поверхностью Земли. Отметим, что левая часть уравнения (1) фактически совпадает с уравнением (29) работы¹. Причина этого в следующем. Уравнение (29) получено путем усреднения $\text{div} \vec{j}$ в дипольном магнитном поле. В нашем случае форма силовых линий сильно отклоняется от линий дипольного поля. Однако, эти отклонения значительны лишь на больших расстояниях от Земли

($r \geq 5R_0$). При усреднении же по силовым линиям основной вклад вносит область ионосферы, близкая к поверхности Земли $R_0 < r < 1,1R_0$. В этой области отличие истинного магнитного поля от дипольного невелико.

Далее, в правой части уравнения (1) e - заряд электрона, ω_0 - угловая частота вращения Земли, t - время, \bar{N}_{σ_1} и \bar{N}_{σ_2} - усредненные по силовой линии концентрации быстрых ионов и электронов:

$$\bar{N}_{\sigma} = \int N_{\sigma} \delta(L - f_1(r, \theta, \varphi)) \delta(\varphi - f_2(r, \theta, \varphi)) r^2 \sin \theta \, dr \, d\theta \, d\varphi, \quad (3)$$

где $N_{\sigma}(r, \theta, \varphi; \psi)$ - концентрация быстрых ионов (электронов), $L = f_1(r, \theta, \varphi)$; $\varphi = f_2(r, \theta, \varphi)$ - уравнение силовой линии, выходящей из точки поверхности Земли с геомагнитной широтой $\gamma = \arcsos 1/\sqrt{L}$ и долготой φ .

Граничные условия к уравнению (1) имеют следующий вид. Одно условие задается на геомагнитном экваторе при $L \rightarrow 1$. Здесь, вследствие того, что ионосфера ограничена непроводящим слоем атмосферы, нормальная к границе компонента тока j_L должна равняться нулю, т.е.

$$\bar{\sigma}_1(L_1) \left(\frac{\partial \psi}{\partial L} \right)_{L_1} + \bar{\sigma}_\lambda(L_1) \left(\frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \right)_{L_1} = 0 \quad (4)$$

Здесь $L_1 \approx 1,013$ (это соответствует границе ионосферы на высоте $h \sim 80$ км). При $L < 1,03 \div 1,05$ коэффициенты $\bar{\sigma}_1$ и $\bar{\sigma}_\lambda$ быстро изменяются². Благодаря этому в области $L \approx L_1$ выделяется экваториальный переходной слой. Далее, существуют пограничные силовые линии $L = L_c(\varphi)$, лежащие на границе магнитосферы и солнечного ветра. Принимая, что проводимость в солнечном ветре достаточно велика, получаем второе граничное условие в виде:

$$(\psi)_{L_c(\varphi)} = \text{const} = 0 \quad (5)$$

Важно также учитывать в уравнении (1), что на пограничных силовых линиях $L_c(\varphi)$ имеется слой быстрых ионов из солнечного ветра $N_{\text{от}}$, проникающих в магнитосферу на глубину их ларморовского радиуса. Это приводит к быстрому изменению нормальной компоненты напряженности поля $\frac{\partial \Psi}{\partial L}$ вблизи $L_c(\varphi)$. Благодаря этому, в области $L \approx L_c(\varphi)$ также выделяется особый переходной слой.

В области полярных шапок $L > L_c$ уравнение (1) по-прежнему справедливо, если токи поперек силовых линий магнитного поля могут идти лишь в ионосфере. Выполнение этого условия зависит от характера поведения магнитного поля на больших расстояниях от Земли, которое в настоящее время не вполне ясно. Граничные условия к уравнению (1) в области полярных шапок: условие (5) при $L = L_c(\varphi)$ и $\Psi \rightarrow \text{const}$ при $L \rightarrow \infty$.

Уравнение (1) с граничными условиями (4), (5) определяет потенциал электрического поля в ионосфере $\Psi(L, \varphi)$, $L = 1/\cos^2 \gamma$, где γ и φ - геомагнитная широта и долгота. То же значение потенциал Ψ имеет на всей силовой линии магнитного поля, выходящей из точки γ, φ ионосферы. Таким образом потенциал Ψ оказывается определенным во всей замкнутой магнитосфере. Компоненты напряженности электрического поля \vec{E} в ионосфере ($\vec{E} \perp \vec{H}$):

$$E_L = - L^{3/2} \sqrt{4 - 3/L} \frac{1}{R_0} \frac{\partial \Psi}{\partial L},$$

$$E_\varphi = - L^{3/2} \frac{1}{R_0} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi}.$$
(6)

Количественные оценки показывают, что значения напряженности поля E , определяемые из уравнения (1), соответствуют наблюдаемым на опыте. Важно, что, как показывают результаты численного расчета², электрическое поле, создаваемое неоднородностью быстрых частиц, возникает не только на тех силовых линиях,

где расположена неоднородность, но и во всей магнитосфере. Оно носит глобальный характер и имеет весьма сложную структуру. Максимальные значения напряженности поля в ионосфере приходится на ночную сторону полярной области.

Следует отметить, что в стационарном случае ($\frac{\partial N_g}{\partial t} = 0$) быстрые частицы совершают консервативное движение в рассматриваемом здесь электрическом поле. Их энергия сохраняется. Вместе с тем, токи, возбуждаемые электрическим полем в ионосфере, носят диссипативный характер. Они приводят, в частности, к омическому нагреву ионосферы. Энергия, идущая на нагрев ионосферы, черпается в стационарном случае из энергии вращения Земли. В нестационарных условиях теряют часть своей энергии и быстрые частицы.

Поступила в редакцию
8 апреля 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. Гуревич А. В., Цедилина Е. Е. Геомagnetизм и Аэрoнoмия, 9, 458, 642, 818 (1969).
2. Цедилина Е. Е. Геомagnetизм и Аэрoнoмия, 10, №3 (1970) (в печати).