

УДК 550.537.6

ВЛИЯНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ ТЕЧЕНИЙ НА ЭФФЕКТ ПЛАНЕТАРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА

© 2012 г. С. С. Давыденко

Учреждение РАН Институт прикладной физики, г. Нижний Новгород

e-mail: davyd@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 07.09.2010 г.

После доработки 08.06.2011 г.

В рамках модели планетарного электрического генератора найдено точное решение задачи о распределении электрических полей и токов в окрестности вращающейся намагниченной планеты с неоднородной проводящей оболочкой, состоящей из атмосферы с экспоненциальным профилем проводимости, слоя ионосферной плазмы и расположенной за его пределами магнитосферы. Определены условия, при которых влияние относительного вращения слоя ионосферы на возникающую в атмосфере систему полей и токов существенно. Показано, что в условиях земной атмосферы наличие ионосферного слоя с опережающим вращением приводит к ослаблению электрического поля, возникающего в нижних слоях атмосферы вследствие эффекта планетарного генератора.

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, взаимодействие движущихся проводящих сред с магнитным полем в околоземном пространстве приводит к их поляризации и формированию соответствующих токовых систем, локализованных в основном за пределами атмосферы. При этом часть возникающих токов протекает вблизи ее верхней границы, замыкаясь на ионосферных высотах. С учетом сравнительно низкой электрической проводимости атмосферы лишь небольшая часть магнитосферных токов ответвляется в ее нижние слои и замыкается через хорошо проводящую планету, возмущая приземное электрическое поле. Однако с учетом того, что характерная величина текущих в магнитосфере токов составляет $\sim 10^6$ А [Ляцкий и Мальцев, 1983], даже небольшая их часть, вообще говоря, способна существенно возмутить токовую систему нижней атмосферы, полный ток в которой составляет $\sim 10^3$ А [Rusroft et al., 2000]. Указанное обстоятельство во многом объясняет интерес к исследованию вклада магнитосферно-ионосферных токовых систем в так называемую глобальную электрическую цепь — совокупность квазистационарных токов в системе Земля—атмосфера—ионосфера, основным источником которых является грозная активность [Мареев, 2010]. Эффективность вклада магнитосферных токовых систем в глобальную цепь определяется соотношением обусловленного ими электрического поля вблизи земной поверхности (или соответствующей плотности тока) и так называемого поля хорошей погоды, составляющего ~ 100 В/м [Rusroft et al., 2000]. Кроме того, указанное возмущение электрическо-

го поля должно быть глобальным, т.е. наблюдаться на значительной части поверхности Земли.

Примером такого рода источника в глобальной электрической цепи может служить взаимодействие солнечного ветра с магнитным полем Земли. Указанное взаимодействие приводит к крупномасштабной поляризации магнитосферы, возникающее при этом электрическое поле конвекции проецируется вдоль силовых линий магнитного поля в область высоких широт и обеспечивает квазистационарную разность потенциалов поперек аврорального овала [Markson, 1983]. Существующие в настоящее время достаточно развитые модели магнитосферной конвекции позволяют найти распределение электрического потенциала поля конвекции на высотах ионосферы (см., например, [Weimer, 1996]) и соответствующее данному распределению электрическое поле в нижней атмосфере. Согласно оценкам обусловленное токами магнитосферной конвекции приземное электрическое поле локализовано в приполярных областях, ограниченных авроральным овалом, и в зависимости от параметров солнечного ветра в условиях низкой геомагнитной активности варьируется в интервале 20–40 В/м. Указанные значения находятся в хорошем соответствии с результатами прямых измерений электрического поля на высокоширотных станциях [Corney et al., 2003].

Еще одним механизмом генерации атмосферного электрического поля является эффект униполярной индукции, проявляющийся в возникновении электрического поля коротации (см., например, [Тамм, 1989]) в окрестности вращающейся проводящей намагниченной планеты. Во-

прос о вкладе в глобальную цепь токов, связанных с полем коротации, исследован не так подробно. Одна из первых оценок приземного электрического поля, обусловленного относительным вращением планеты и планетарной плазменной оболочки, была приведена в работе [Беспалов и Чугунов, 1994]. В указанной работе найдено точное решение уравнений токостатики в системе, названной авторами планетарным электрическим генератором и состоящей из вращающейся хорошо проводящей планеты с дипольным магнитным полем, вращающейся вместе с планетой атмосферы с однородной проводимостью и расположенной над атмосферой области магнитосферной плазмы. Согласно найденному решению рассмотренный механизм генерации атмосферного электричества способен обеспечить разность потенциалов между верхней и нижней границами атмосферы, по порядку величины равную униполярному потенциалу (в земных условиях это приблизительно 90 кВ) и пропорциональную разности скоростей вращения магнитосферной плазмы и планеты. Поскольку разность потенциалов между Землей и ионосферой в глобальной цепи составляет ~250 кВ [Markson, 2007], рассмотренный механизм способен обеспечить заметный вклад в токовую систему нижней атмосферы.

Согласно предложенной модели [Беспалов и Чугунов, 1994] эффект планетарного электрического генератора существенно зависит от разности угловых скоростей планеты и плазменной оболочки, при этом вращение плазмы за пределами атмосферы предполагалось твердотельным. Естественно предположить, что одним из факторов, способных оказать существенное влияние на эффект планетарного электрического генератора, является нетвердотельность вращения проводящей среды за пределами атмосферы. Явление нетвердотельности вращения земной ионосферы (супервращения ионосферы) хорошо известно и отмечалось в ряде работ по измерению торможения искусственных спутников Земли (см., например, [King-Hele and Walker, 1988]). Супервращение проявляется в опережающем по сравнению с вращением Земли течением ионосферной плазмы на высотах до ~400 км, причем оценки отношения угловой скорости такого течения к угловой скорости Земли у разных авторов заметно отличаются и лежат в диапазоне от 0.6 до 2.2 [Garpochkin, 2003]. Несмотря на то, что параметры ионосферного супервращения в настоящее время являются предметом дискуссии, представляется интересным оценить возможное влияние опережающего течения слоя ионосферной плазмы на поля и токи в нижней атмосфере в рамках модели планетарного электрического генератора.

Структура статьи выглядит следующим образом. Во втором разделе работы рассматривается модель планетарного электрического генератора

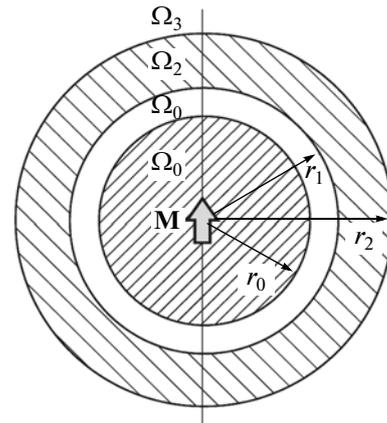


Рис. 1. Схема планетарного электрического генератора.

с учетом супервращения слоя ионосферной плазмы, приводятся основные уравнения и соответствующие граничные условия. В третьем разделе работы приведено точное решение поставленной задачи токостатики, а в четвертом разделе найденное решение обсуждается в применении к условиям земной атмосферы.

2. МОДЕЛЬ ПЛАНЕТАРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА

Для анализа воспользуемся следующей моделью. Пусть намагниченная планета с радиусом r_0 и однородной удельной электрической проводимостью σ_0 вращается с угловой скоростью Ω_0 . Атмосфера планеты характеризуется толщиной $h = r_1 - r_0$, обладает зависящей от радиуса удельной проводимостью $\sigma_1(r)$ и вращается вместе с планетой с той же угловой скоростью Ω_0 . В качестве модели зависимости $\sigma_1(r)$ выберем экспоненциальный профиль, который хорошо соответствует высотному ходу проводимости земной атмосферы [Volland, 1987]: $\sigma_1(r) = \sigma_{10} \exp[(r - r_0)/H]$, где H — приведенная высота, σ_{10} — удельная проводимость атмосферы у земной поверхности. За пределами атмосферы располагается слой ионосферной плазмы с толщиной $\Delta h = r_2 - r_1$ и удельной проводимостью σ_2 , которую для простоты также будем считать изотропной и не зависящей от координат. Угловая скорость этого слоя Ω_2 вообще говоря, отлична от Ω_0 . За пределами указанного слоя расположена область магнитосферной плазмы с удельной проводимостью σ_3 и скоростью вращения Ω_3 , причем $|\Omega_3| < |\Omega_0|$. Схема планетарного генератора изображена на рис. 1.

Будем полагать планетарное магнитное поле **B** дипольным, причем ось диполя, расположенного в центре планеты, совпадает с осью вращения. Считая азимутальную скорость среды $\mathbf{v} = |\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}|$

заданной, запишем уравнения, описывающие электродинамику рассматриваемой системы:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad (1)$$

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]/c) + \rho\mathbf{v}, \quad (2)$$

где ρ и \mathbf{j} — плотности электрического заряда и тока соответственно, c — скорость света. Будем считать электрическое поле потенциальным: $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$, тогда из условия замкнутости линий тока $\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$ следует уравнение второго порядка для электрического потенциала φ :

$$\Delta\varphi = \frac{\nabla[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]}{c} + \frac{\nabla\sigma}{\sigma} \left(-\nabla\varphi + \frac{[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]}{c} \right). \quad (3)$$

Граничными условиями для уравнения (3) являются непрерывность потенциала на границах сред (отсутствие двойных слоев при $r = r_0, r = r_1$ и $r = r_2$), ограниченность плотности тока в центре планеты (при $r = 0$) и отсутствие возмущения электрического потенциала на больших расстояниях от планеты ($\varphi \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$). Из стационарности решения также вытекает требование непрерывности радиальной компоненты плотности тока на границах сред.

Отметим, что исходная система уравнений (1)–(2), вообще говоря, справедлива только в инерциальной системе отсчета. Однако ее решение можно использовать для нахождения электрического \mathbf{E}' магнитного \mathbf{B}' полей в системе отсчета, вращающейся с угловой скоростью Ω (см., например, [Зельдович и др., 1986]), что актуально для наблюдателя, находящегося на поверхности планеты. Учитывая медленность вращения системы отсчета (в интересующей нас области заведомо выполняется условие $\Omega r/c \ll 1$), для этого можно воспользоваться локальным преобразованием Лоренца:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}' &= \mathbf{E} + \left[\frac{[\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}'] \times \mathbf{B}'}{c} \right]; \\ \mathbf{B}' &= \mathbf{B} - \left[\frac{[\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}'] \times \mathbf{E}'}{c} \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Из соотношений (4) видно, что во вращающейся системе отсчета поправка к магнитному полю оказывается пренебрежимо малой, а электрическое поле меняется на величину порядка отношения униполярного потенциала к радиусу Земли.

Также необходимо отметить, что фигурирующее в формуле (2) магнитное поле, вообще говоря, формируется как внутрипланетными источниками, так и возникающей токовой системой. Поскольку решение задачи (1)–(2), самосогласованной по магнитному полю, достаточно сложно, воспользуемся методом последовательных приближений и вначале решим задачу для дипольного магнитного поля, а затем оценим его возмуще-

ние токовой системой планетарного электрического генератора.

3. ОБЩЕЕ РЕШЕНИЕ

Рассмотрим общее решение исходной задачи токостатики в сферической системе координат (r, θ, ϕ) с началом отсчета, совпадающим с центром планеты. Используя выражения для поля $\mathbf{B} = \{2Mr^{-3}\cos\theta, Mr^{-3}\sin\theta, 0\}$ магнитного диполя с моментом \mathbf{M} , ориентированным вдоль оси вращения $\theta = 0$, и поля скоростей твердотельно вращающейся среды $\mathbf{v} = \{0, 0, r\Omega\sin\theta\}$, можно заметить, что

$$\frac{1}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] = \frac{M\Omega}{c} \nabla \frac{\sin^2\theta}{r} = \nabla U(r, \theta),$$

где $U(r, \theta)$ — определенный с точностью до постоянной величины потенциал поля коротации. При этом удобно искать решение уравнения (3) в виде $\varphi = F(r, \theta) + U(r, \theta)$, тогда исходная задача сведется к уравнению

$$\Delta F(r, \theta) + \frac{\nabla\sigma}{\sigma} \nabla F(r, \theta) = 0, \quad (5)$$

Общее решение уравнения (5) удобно искать методом разделения переменных, представив неизвестную функцию в виде $F(r, \theta) = f(r)g(\theta)$. Подставляя данный вид решения в (5), приходим к системе обыкновенных дифференциальных уравнений для функций $f(r)$ и $g(\theta)$:

$$\frac{d}{dr} \left[r^2 \sigma(r) \frac{df(r)}{dr} \right] - n(n+1)f(r)\sigma(r) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{d}{dx} \left[(1-x^2) \frac{dg(x)}{dx} \right] + n(n+1)g(x) = 0, \quad (7)$$

где $x = \cos\theta$, n — константа разделения. Решением уравнения (7) являются полиномы Лежандра порядка n (в данном случае вследствие ограниченности решения это полиномы первого рода $P_n(x)$). Общее решение уравнения (6) в случае среды с экспоненциальным профилем проводимости ($\sigma(r) \propto \exp(r/H)$) при $n \geq 1$ можно записать в виде

$$\begin{aligned} f_n(\xi) &= C_1 f_{n1}(\xi) + C_2 f_{n2}(\xi) = \\ &= C_1 \xi^n e^{-\xi} \frac{d^{n+1}}{d\xi^{n+1}} (e^\xi \xi^{-n}) + \\ &+ C_2 \xi^n \frac{d^{n-1}}{d\xi^{n-1}} (e^{-\xi} \xi^{-(n+2)}), \end{aligned} \quad (8)$$

где $\xi = r/H$, C_1 и C_2 – произвольные постоянные. В случае однородной проводимости ($\sigma = \text{const}$) общее решение уравнения (6) принимает простой вид

$$f_n(r) = C_1 r^n + C_2 r^{-n-1}. \tag{9}$$

Приведенные выше решения уравнения (5) позволяют записать общее решение задачи (3) в каждой из сред. Необходимо отметить, что, поскольку угловая зависимость потенциала поля коротации выражается через полином Лежандра второго порядка, в решениях (8) и (9) достаточно ограничиться случаем $n = 2$. При этом общее решение (8) сведется к линейной комбинации двух функций:

$$\begin{aligned} f_{21}(\xi) \equiv \mathcal{F}_1(\xi) &= 1 - \frac{6}{\xi} + \frac{18}{\xi^2} - \frac{24}{\xi^3}, \\ f_{22}(\xi) \equiv \mathcal{F}_2(\xi) &= -e^{-\xi} - \left(\frac{4}{\xi^{-3}} + \frac{1}{\xi^{-2}} \right). \end{aligned} \tag{10}$$

Воспользовавшись приведенными в разделе 2 граничными условиями, можно записать систему линейных уравнений относительно неизвестных постоянных коэффициентов в общем решении для каждой из сред. Решение указанной системы уравнений позволяет найти точное распределение электрического потенциала и плотности тока в рассматриваемой задаче.

Внутри планеты (при $0 < r < r_0$) распределение электрического потенциала имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi_0 &= -\frac{2}{3} U_0 \left(\frac{r_0}{r_1} \delta_{02} + \frac{r_0}{r_2} \delta_{23} \right) + \\ &+ U_0 \frac{r_0}{r} \sin^2 \theta + \mathcal{A}_0 r^2 P_2(x). \end{aligned} \tag{11}$$

Отметим, что особенность распределения потенциала в центре планеты обусловлена выбором источника магнитного поля в виде точечного диполя. Если в качестве модели рассматривать распределенный магнитный источник, например однородно намагниченную сферу в центре планеты, особенность в распределении потенциала отсутствует [Bespalov et al., 1996a]. Радиальная и широтная компоненты плотности тока внутри планеты описываются выражениями

$$\begin{aligned} j_{0r} &= -2\mathcal{A}_0 \sigma_0 r P_2(x); \\ j_{0\theta} &= -\mathcal{A}_0 \sigma_0 r \frac{dP_2(x)}{d\theta} = 3\mathcal{A}_0 \sigma_0 r \sin \theta \cos \theta. \end{aligned} \tag{12}$$

Здесь

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_0 &= \frac{1}{r_0^2} \frac{\mathcal{F}_1(r_0) - \eta_1 \mathcal{F}_2(\eta_0)}{\eta_2 - \eta_1} \times \\ &\times \frac{\frac{2r_0}{3r_1} U_0}{\mathcal{F}_0(r_1) - \frac{1 - (r_2/r_1)^5 \eta_3}{2 + 3(r_2/r_1)^5 \eta_3} r_1 \mathcal{F}_2'(r_1) \frac{\sigma_1(r_1)}{\sigma_2}} \times \\ &\times \left(\delta_{02} + \frac{5(r_2/r_1)^2 \delta_{23}}{2 - 2 \frac{\sigma_2}{\sigma_3} 3(r_2/r_1)^5 + 2(r_2/r_1)^5 \frac{\sigma_2}{\sigma_3}} \right); \end{aligned} \tag{13}$$

$$\eta_1 = \frac{\mathcal{F}_1(r_0) - \frac{\sigma_1(r_0)}{2\sigma_0} \eta_0 \mathcal{F}_1'(r_0)}{\mathcal{F}_2(r_0) - \frac{\sigma_1(r_0)}{2\sigma_0} \eta_0 \mathcal{F}_2'(r_0)},$$

$$\eta_2 = \frac{\mathcal{F}_1(r_1) - \frac{1 - (r_2/r_1)^5 \eta_3}{2 + 3(r_2/r_1)^5 \eta_3} r_1 \mathcal{F}_1'(r_1) \frac{\sigma_1(r_1)}{\sigma_2}}{\mathcal{F}_2(r_1) - \frac{1 - (r_2/r_1)^5 \eta_3}{2 + 3(r_2/r_1)^5 \eta_3} r_1 \mathcal{F}_2'(r_1) \frac{\sigma_1(r_1)}{\sigma_2}},$$

$$\eta_3 = \frac{1 + \frac{2\sigma_2}{3\sigma_3}}{1 - \frac{\sigma_2}{\sigma_3}}; \quad U_0 = \frac{M\Omega_0}{r_0 c},$$

$$\delta_{02} = \frac{\Omega_0 - \Omega_2}{\Omega_0}, \quad \delta_{23} = \frac{\Omega_2 - \Omega_3}{\Omega_0};$$

штрих обозначает производную по аргументу в данной точке. В атмосфере (при $r_0 < r < r_1$) соответствующие распределения имеют вид

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= -\frac{2}{3} U_0 \left(\frac{r_0}{r_1} \delta_{02} + \frac{r_0}{r_1} \delta_{23} \right) + U_0 \frac{r_0}{r} \sin^2 \theta + \\ &+ [\mathcal{A}_1 \mathcal{F}_1(r) + \mathcal{B}_1 \mathcal{F}_2(r)] P_2(x); \end{aligned} \tag{14}$$

$$\begin{aligned} j_{1r} &= [-\sigma_1(r) \mathcal{A}_1 \mathcal{F}_1'(r) + \mathcal{B}_1 \mathcal{F}_2'(r)] P_2(x), \\ j_{1\theta} &= \frac{3\sigma_1(r)}{r} [\mathcal{A}_1 \mathcal{F}_1(r) + \mathcal{B}_1 \mathcal{F}_2(r)] \sin \theta \cos \theta, \end{aligned} \tag{15}$$

где

$$\mathcal{A}_1 = \frac{1}{\eta_2 - \eta_1} \times \frac{\frac{2r_0}{3r_1} U_0}{\mathcal{F}_2(r_1) - \frac{1 - (r_2/r_1)^5 \eta_3}{2 + 3(r_2/r_1)^5 \eta_3} r_1 \mathcal{F}_2'(r_1) \frac{\sigma_1(r_1)}{\sigma_2}} \times \left(\delta_{02} + \frac{5(r_2/r_1)^2 \delta_{23}}{2 - 2 \frac{\sigma_2}{\sigma_3} 3(r_2/r_1)^5 + 2(r_2/r_1)^5 \frac{\sigma_2}{\sigma_3}} \right), \quad (16)$$

$$\mathcal{B}_1 = -\eta_2 \mathcal{A}_1.$$

В слое ионосферной плазмы (при $r_1 < r < r_2$ распределения электрического потенциала и плотности тока записываются как

$$\varphi_2 = -\frac{2}{3} U_0 \frac{r_0}{r_2} \delta_{23} + U_0 \frac{r_0 \Omega_2}{r \Omega_0} \sin^2 \theta + \left(\mathcal{A}_2 r^2 + \frac{\mathcal{B}_2}{r^3} \right) P_2(x); \quad (17)$$

$$j_{2r} = \sigma_2 \left(-2 \mathcal{A}_2 r + \frac{3 \mathcal{B}_2}{r^4} \right) P_2(x), \quad (18)$$

$$j_{2\theta} = 3 \sigma_2 \left(-\mathcal{A}_2 r + \frac{\mathcal{B}_2}{r^4} \right) \sin \theta \cos \theta.$$

Постоянные \mathcal{A}_2 и \mathcal{B}_2 для краткости выразим через \mathcal{A}_1 :

$$\mathcal{A}_2 = \frac{1}{r_1^2 2 + 3(r_2/r_1)^5 \eta_3} \times \left(\mathcal{A}_1 \frac{\sigma_1(r_1)}{\sigma_2} r_1 [\mathcal{F}_1'(r_1) - \eta_1 \mathcal{F}_2'(r_1)] + 2 U_0 \frac{r_0 (r_2/r_1)^2 \delta_{23}}{r_1 1 - \sigma_2/\sigma_3} \right),$$

$$\mathcal{B}_2 = \frac{2 U_0 (r_2/r_1)^2 r_0^3 \delta_{23}}{3 1 - \sigma_2/\sigma_3} - \frac{(r_2/r_1)^2 r_2^3 \eta_3}{2 + 3(r_2/r_1)^5 \eta_3} \times \left(\mathcal{A}_1 \frac{\sigma_1(r_1)}{\sigma_2} r_1 [\mathcal{F}_1'(r_1) - \eta_1 \mathcal{F}_2'(r_1)] + 2 U_0 \frac{r_0 (r_2/r_1)^2 \delta_{23}}{r_1 1 - \sigma_2/\sigma_3} \right). \quad (19)$$

За пределами ионосферы (при $r > r_2$) соответствующие выражения имеют вид

$$\varphi_3 = U_0 \frac{r_0 \Omega_3}{r \Omega_0} \sin^2 \theta + \frac{\mathcal{B}_3}{r^3} P_2(x), \quad (20)$$

$$j_{3r} = 3 \sigma_3 \frac{\mathcal{B}_3}{r^4} P_2(x), \quad j_{3\theta} = 3 \sigma_3 \frac{\mathcal{B}_3}{r^4} \sin \theta \cos \theta, \quad (21)$$

где

$$\mathcal{B}_3 = \frac{\frac{2 \sigma_2 r_2^3}{3 \sigma_3}}{2 - 2 \frac{\sigma_2}{\sigma_3} + 3(r_2/r_1)^5 + 2(r_2/r_1)^5 \frac{\sigma_2}{\sigma_3}} \times \left(2 U_0 \delta_{23} \frac{r_0}{r_2} [1 - (r_2/r_1)^5] - \frac{5}{2} \mathcal{A}_1 \frac{\sigma_1(r_1)}{\sigma_2} (r_2/r_1)^2 r_1 \times [\mathcal{F}_1'(r_1) - \eta_1 \mathcal{F}_2'(r_1)] \right).$$

Выражения (11)–(22) представляют собой точное решение исходной задачи (3). Отметим, что при отсутствии слоя супервращения (когда $r_2/r_1 = 1$) полученные выражения переходят в решение, полученное в работе [Bespalov et al., 1996b].

4. ПОЛЯ И ТОКИ ПЛАНЕТАРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА С УЧЕТОМ СУПЕРВРАЩЕНИЯ ЗЕМНОЙ ИОНОСФЕРЫ

Применим полученное в предыдущем разделе точное решение для анализа полей и токов планетарного электрического генератора в земных условиях. Прежде всего, зададим характерные параметры модельных сред. Радиус планеты r_0 положим равным $6.37 \cdot 10^8$ см, ее удельную проводимость σ_0 и угловую скорость Ω_0 – равными $9 \cdot 10^6$ с⁻¹ и $7.27 \cdot 10^{-5}$ рад/с соответственно; дипольный магнитный момент M планеты¹ будем считать направленным противоположно вектору Ω_0 и по величине равным $7.81 \cdot 10^{25}$ Гс см³. Толщину атмосферы h положим равной 10^7 см, удельную проводимость атмосферы вблизи земной поверхности σ_{10} и приведенную высоту H – равными $4.5 \cdot 10^{-4}$ с⁻¹ и $6 \cdot 10^5$ см соответственно [Rusroft et al., 2008].

На выборе модельных параметров планетарной плазменной оболочки, лежащей за пределами атмосферы, необходимо остановиться более

¹ Отметим, что внутри Земли структура магнитного поля существенно отличается от поля точечного диполя, расположенного в центре планеты. Согласно принятой в настоящее время динамо-теории генерации геомагнитного поля (см, например, [Долгинов, 1987]) первоначальное магнитное поле усиливается в результате конвективных или турбулентных движений электропроводящего вещества в жидком ядре планеты. При этом магнитное поле в ядре имеет большую тороидальную компоненту, однако вне ядра близко к дипольному. Анализ токовых систем геомагнитного динамо выходит за рамки настоящей статьи, а в рассматриваемой задаче важна структура магнитного поля в области ионосферных и магнитосферных течений, которую с хорошей точностью можно считать дипольной.

подробно. Прежде всего, отметим, что, несмотря на многолетнюю историю косвенных наблюдений эффекта, однозначного ответа о скорости течения и толщине слоя ионосферной плазмы с опережающим вращением нет (см., например, [Garoschkin, 2003]). Согласно большинству оценок, основанных на анализе темпов торможения искусственных спутников Земли, относительная угловая скорость ионосферы Ω_2/Ω_0 лежит в интервале от 1.0 до 1.3, причем основная часть экспериментальных значений сосредоточена вблизи его нижней границы. Для определенности положим, что угловая скорость ионосферного течения превышает скорость вращения Земли на 10%: $\Omega_2 = 1.1\Omega_0$, а толщина слоя супервращения равна толщине атмосферы: $h_2 = 10^7$ см; в дальнейшем рассмотрим влияние данных параметров на характеристики планетарного генератора более подробно. Необходимо отметить, что указанные параметры слоя с опережающим вращением относятся к ионосфере низких и средних широт, тогда как в высоких широтах супервращение ионосферы практически отсутствует. Однако возникающая распределенная э.д.с. униполярной индукции пропорциональна скорости движения проводника (в данном случае — ионосферной плазмы) в магнитном поле, поэтому основным электрическим источником в возникающей токовой системе служат части слоя, расположенные в низких широтах и имеющие наибольшую скорость течения. В этой связи здесь будем считать вращение ионосферы однородным по широте, а влияние широтной неоднородности вращения на поля и токи в нижней атмосфере рассмотрим в отдельной работе.

Проводимость ионосферной плазмы на указанных высотах существенно анизотропна. Однако при оценке интересующих нас полей и токов планетарного генератора в нижней атмосфере основную роль играет то обстоятельство, что все компоненты тензора проводимости ионосферы на данных высотах намного превосходят проводимость верхних слоев нейтральной атмосферы. При этом можно предположить, что сила протекающего через ионосферу тока определяется поперечными компонентами тензора проводимости. Для оценки положим удельную проводимость слоя с опережающим вращением равной характерной педерсеновской проводимости ионосферы в рассматриваемом интервале высот: $\sigma_2 = 9 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ [Volland, 1987].

При выборе параметров планетарной плазменной оболочки, расположенной за пределами ионосферы (при $r > r_2$), необходимо иметь в виду, что предложенное в модели деление на слой супервращения и магнитосферу достаточно условно. Кроме того, в данной работе мы не ставим целью детальное исследование ионосферно-магнитосферных токовых систем, формируемых

планетарным электрическим генератором, поэтому здесь, следуя [Vespilov et al., 1996a, b], будем считать, что магнитосферная плазма не вращается: $\Omega_3 \equiv 0$. Анализ ионосферно-магнитосферной части токовой системы планетарного электрического генератора требует более детального описания характера течения и свойств магнитосферной плазмы и выходит за рамки данной работы. Сила тока, замыкающегося через магнитосферу, определяется участком токовой петли (напомним, что возникающие в системе токи замкнуты) с наименьшей проводимостью, т.е. областью, где ток направлен поперек линий геомагнитного поля. В этой связи, несмотря на высокую продольную проводимость, модельная эффективная удельная проводимость магнитосферной плазмы может быть как больше, так и меньше соответствующего параметра ионосферы и во многом определяется конфигурацией токовой системы в магнитосфере. Для определенности предположим, что эффективная проводимость магнитосферной плазмы на порядок выше проводимости ионосферы: $\sigma_3 = 10\sigma_2 = 9 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$, а в дальнейшем оценим влияние отношения σ_2/σ_3 на поля и токи планетарного электрического генератора.

Проиллюстрируем основные характеристики планетарного электрического генератора с выбранными выше модельными параметрами. На рисунке 2а приведены зависимости радиальной компоненты плотности тока j_{1r} в атмосфере от высоты при разных значениях полярного широтного угла θ , на рис. 2б показана широтная зависимость плотности электрического тока вблизи земной поверхности. Из рисунка 2 видно, что эффект планетарного электрического генератора уменьшает ток “хорошей погоды” в высоких широтах и усиливает его в низкоширотной области, при $\theta > \theta^* = \arccos(1/\sqrt{3}) \approx 55^\circ$. При этом максимальный ток наблюдается на полюсе и составляет около 0.5 пА/м^2 , что сопоставимо с характерным значением -1 пА/м^2 радиального тока “хорошей погоды”. Широтная компонента плотности тока в нижней атмосфере согласно выражениям (15) пренебрежимо мала по сравнению с радиальной компонентой, что хорошо видно на рис. 3а, однако в верхних слоях атмосферы широтная компонента плотности тока на два порядка величины превосходит радиальную компоненту, что обусловлено замыканием на этих высотах ионосферно-магнитосферной токовой петли. Отметим также, что максимум широтной компоненты плотности тока достигается при $\theta = \pi/4$, а ее знак постоянен в каждом полушарии.

Полную картину линий тока планетарного электрического генератора иллюстрирует рис. 4. На рисунке 4а приведено сечение меридиональной плоскостью глобальной азимутально-сим-

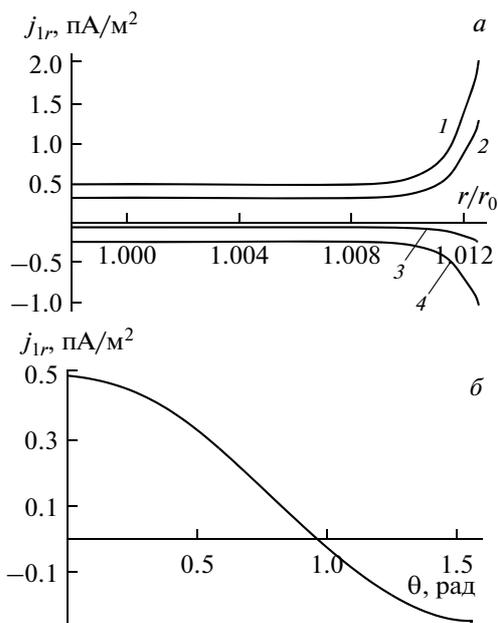


Рис. 2. Высотные зависимости радиальной компоненты плотности тока в атмосфере на высотах до 80 км при различных значениях полярного широтного угла (а): кривая 1 соответствует $\theta = 0$; кривая 2 – $\theta = \pi/6$; кривая 3 – $\theta = \pi/3$; кривая 4 – $\theta = \pi/2$. Зависимость радиальной компоненты плотности тока вблизи земной поверхности от полярного широтного угла (б).

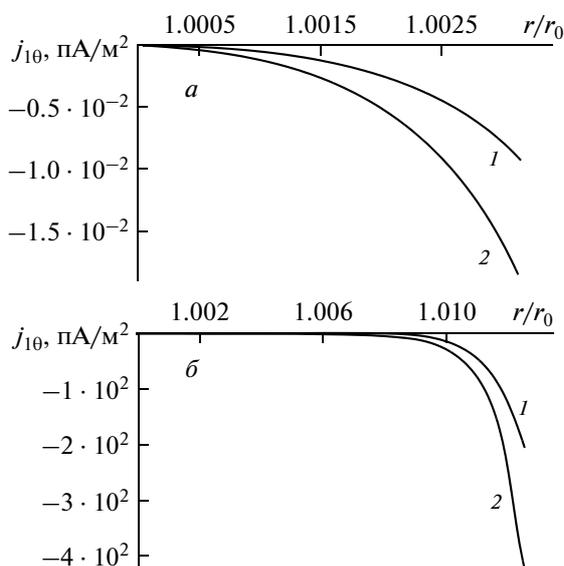


Рис. 3. Высотные зависимости широтной компоненты плотности тока в атмосфере на высотах до 20 км (а) и до 80 км (б) при различных значениях полярного широтного угла: кривые 1 соответствуют $\theta = \pi/12$; кривые 2 – $\theta = \pi/4$.

метричной токовой системы, при этом полный ток, текущий между соседними поверхностями, сечения которых показаны линиями, составляет

600 кА. Отметим, что с помощью рис. 4а можно оценить максимальное возмущение B_{\sim}^{\max} магнитного поля токовой системой планетарного электрического генератора: зная полный ток \mathcal{I} и характерную азимутальную длину $2\pi r_* = 2\pi r_0 \sin\theta^*$ ионосферно-магнитосферной токовой петли, имеем

$$B_{\sim}^{\max} \sim \frac{4\pi}{c} \frac{\mathcal{I}}{2\pi r_*} = \frac{\sqrt{6}\mathcal{I}}{c r_0} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ Гс.}$$

Видно, что B_{\sim}^{\max} много меньше планетарного поля B , поэтому использованное в расчетах приближение заданного магнитного поля вполне оправданно. Картина гораздо более слабых токов, текущих через нижние слои атмосферы и планету, приведена на рис. 4б, где полный ток между соседними поверхностями (тонкие линии) соответствует 3 А. Здесь же для сравнения приведено ближайшее к земле сечение поверхностей тока с рис. 4а: полный ток вне петли составляет 600 кА. Из рисунка 4б видно, что полный ток планетарного электрического генератора, вытекающий через земную поверхность в высоких широтах (в интервале $0 < \theta < \theta^*$) и формирующий атмосферно-магнитосферную токовую петлю, в данном случае составляет около 24 А. Для сравнения отметим, что ток “хорошей погоды” в этом же интервале широт составляет около -105 А.

Как уже отмечалось выше, скорость относительного вращения слоя ионосферной плазмы Ω_2 , его толщина h_2 и относительная эффективная проводимость магнитосферной плазмы σ_3 могут варьироваться в достаточно широких пределах. В этой связи рассмотрим влияние указанных параметров на поля и токи планетарного электрического генератора в атмосфере. Для этого построим зависимости радиальной компоненты плотности тока, нормированной на величину j_{1r} при рассмотренных выше значениях параметров ($\Omega_2/\Omega_0 = 1.1$; $r_2/r_1 \approx 1.015$; $\sigma_2/\sigma_3 = 0.1$), от одного из них, зафиксировав остальные два. Как легко видеть из точного решения уравнения (15), для широтной компоненты плотности тока указанные зависимости будут иметь такой же вид.

На рисунках 5а и 5б приведены зависимости нормированной радиальной плотности тока от относительной толщины слоя ионосферной плазмы с опережающим вращением при $\sigma_2/\sigma_3 = 10$ и $\sigma_2/\sigma_3 = 0.1$ соответственно и различной относительной скорости вращения слоя ионосферной плазмы. Прежде всего, отметим, что наличие слоя супервращения всегда ослабляет токи “классического” планетарного генератора в атмосфере (случаю отсутствия вращения слоя ионосферы соответствуют кривые 1 на рис. 5). При этом указанное ослабление токов в нижней атмосфере мо-

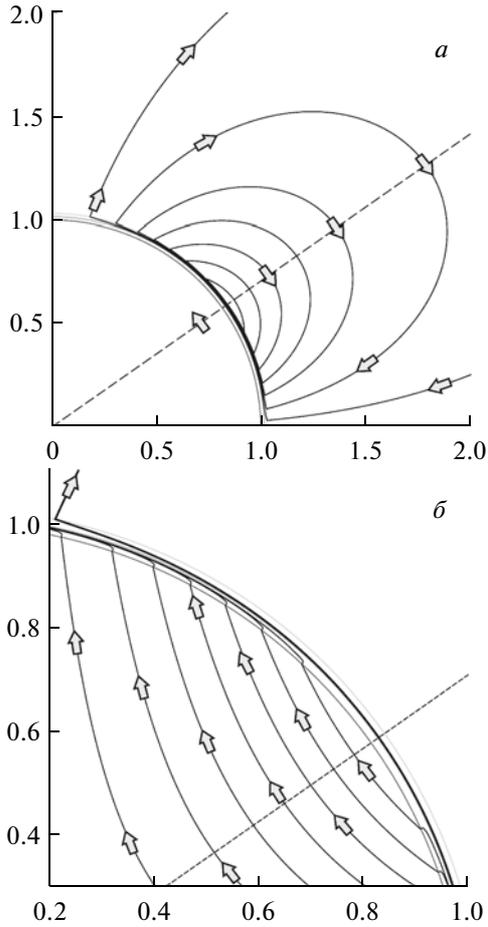


Рис. 4. Сечения поверхностей тока планетарного электрического генератора меридиональной плоскостью при $\sigma_2/\sigma_3 = 0.1$; по осям отложено расстояние, нормированное на радиус планеты. Глобальная система токов, полный ток между соседними сечениями составляет 600 кА (а). Картина линий тока в атмосферном промежутке (б), полный ток между соседними сечениями (тонкие линии) составляет 3 А. Здесь же для сравнения приведено сечение первой поверхности тока 600 кА (толстая линия).

нотонно увеличивается с ростом толщины слоя ионосферной плазмы. Отметим, что указанное ослабление при прочих равных условиях более существенно в случае, когда эффективная проводимость ионосферной плазмы превосходит эффективную проводимость участка токовой петли за пределами ионосферы (см. рис. 5а). Последнее утверждение иллюстрирует рис. 6, на котором приведены зависимости нормированной радиальной плотности тока в атмосфере от отношения эффективных проводимостей σ_2/σ_3 ионосферной и магнитосферной плазмы при разной толщине слоя с опережающим вращением: $h_2 = 100$ км (рис. 6а) и $h_2 = 500$ км (рис. 6б), и разной скорости вращения слоя ионосферной плазмы. Из рисунка видно, что при $\sigma_2/\sigma_3 \leq 1$ влияние магнитосферной

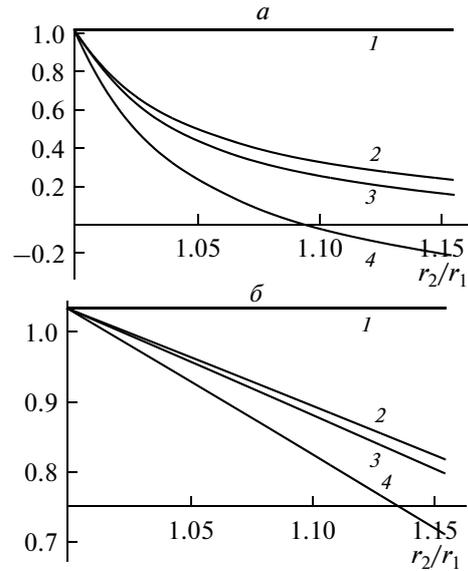


Рис. 5. Зависимости нормированной радиальной компоненты плотности тока в атмосфере от относительной толщины r_2/r_1 слоя ионосферной плазмы с опережающим вращением при $\sigma_2/\sigma_3 = 10$ (а) и $\sigma_2/\sigma_3 = 0.1$ (б): кривые 1 соответствуют $\Omega_2/\Omega_0 = 0.0$; кривые 2 – $\Omega_2/\Omega_0 = 1.0$; кривые 3 – $\Omega_2/\Omega_0 = 1.1$; кривые 4 – $\Omega_2/\Omega_0 = 1.5$.

плазмы на формирование токовой системы в нижней атмосфере является определяющим даже в случае достаточно толстого слоя супервращения. Однако по мере уменьшения эффективной проводимости магнитосферного участка токовой петли слой ионосферной плазмы все более эффективно экранирует магнитосферу от атмосферы. Это хорошо видно в случае достаточно толстого слоя (см. рис. 6б) при $\Omega_2/\Omega_0 = 1$, когда при сравнительно низкой проводимости магнитосферной плазмы ($\sigma_2/\sigma_3 = 100$) токи планетарного электрического генератора нижней атмосфере стремятся к нулю, а при $\Omega_2/\Omega_0 > 1$ меняют направление. На рисунке 7 приведены зависимости нормированной радиальной плотности тока в атмосфере от относительной скорости вращения слоя ионосферной плазмы при различных толщине слоя h_2 и отношении эффективных проводимостей σ_2/σ_3 . Видно, что в рассматриваемом диапазоне параметров задачи вклад слоя с опережающим вращением в формирование токовой системы в атмосфере монотонно растет с увеличением относительной скорости вращения Ω_2/Ω_0 .

Приведенные выше зависимости атмосферных токов, генерируемых планетарным электрическим генератором, от параметров задачи можно проиллюстрировать аналитически, упростив точное решение уравнения (15). Для этого воспользуемся тем обстоятельством, что радиальная и широтная компоненты плотности тока в атмо-

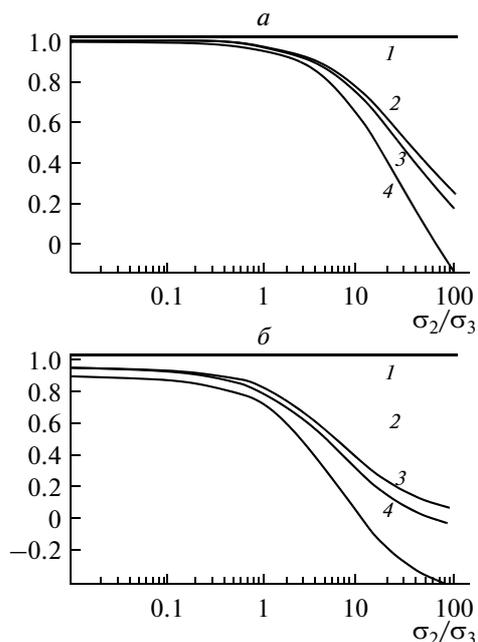


Рис. 6. Зависимости нормированной радиальной компоненты плотности тока в атмосфере от отношения эффективных проводимостей σ_2/σ_3 ионосферной и магнитосферной плазмы при толщине слоя с опережающим вращением $h_2 = 10^7$ см ($r_2/r_1 \approx 1.015$, панель (а)) и $h_2 = 5 \cdot 10^7$ см ($r_2/r_1 \approx 1.077$, панель (б)). Обозначения кривых такие же, как на рис. 5.

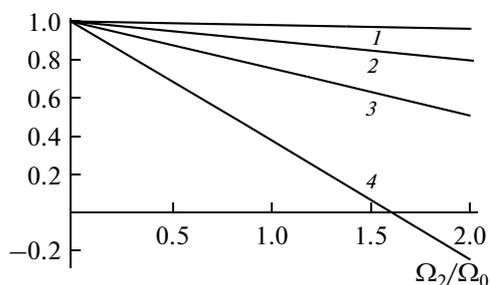


Рис. 7. Зависимости нормированной радиальной компоненты плотности тока в атмосфере от относительной скорости вращения Ω_2/Ω_0 слоя ионосферной плазмы при $\sigma_2/\sigma_3 = 0.1$ (кривые 1, 2) и $\sigma_2/\sigma_3 = 10$ (кривые 3, 4) при толщине слоя $h_2 = 10^7$ см (кривые 1, 3) и $h_2 = 5 \cdot 10^7$ см (кривые 2, 4).

сфере пропорциональны коэффициенту \mathcal{A}_1 , поскольку $\mathcal{B}_1 = -\eta_1 \mathcal{A}_1$, а η_1 зависит только от известных величин — удельных проводимостей Земли σ_0 и атмосферы вблизи земной поверхности $\sigma_1(r_0)$. Зависимость коэффициента \mathcal{A}_1 от параметров Ω_2/Ω_0 , r_2/r_1 и σ_2/σ_3 рассмотрим с учетом низкой удельной проводимости атмосферы по сравнению с граничащими с ней средами и малости ее толщины и приведенной высоты по сравнению с радиусом Земли:

$$\frac{\sigma_1(r_0)}{\sigma_0} \ll 1, \quad \frac{\sigma_1(r_1)}{\sigma_2} \ll 1, \quad \frac{H}{r_0} \ll \frac{h}{r_0} \ll 1. \quad (23)$$

С учетом соотношений (23) коэффициент \mathcal{A}_1 можно привести к виду

$$\mathcal{A}_1 \approx \frac{2}{3} U_0 \left(\delta_{02} + \frac{5\delta_{23}(r_2/r_1)^2}{2 + 3(r_2/r_1)^5 - 2[1 - (r_2/r_1)^5]\sigma_2/\sigma_3} \right). \quad (24)$$

Отметим, что, поскольку при $H/r \ll 1$ справедливо соотношение $\mathcal{F}_1(r) - \eta_1 \mathcal{F}_2(r) \ll 1 - \exp[-(r - r_0)/H]$, распределение электрического потенциала в атмосфере (14) в данном случае принимает вид

$$\varphi = -\frac{2}{3} U_0 \delta_{23} + U_0 \sin^2 \theta + \mathcal{A}_1 + [1 - \exp(-(r - r_0)/H)] P_2(x).$$

Из полученного выражения видно, что электрическое поле планетарного генератора вблизи земной поверхности $E_r \sim U_0/H$ намного превосходит поправку к электрическому полю $\Delta E \sim U_0/r_0$, возникающую при пересчете решения во вращающуюся вместе с Землей систему отсчета. Поэтому найденные выше распределения полей и токов в нижней атмосфере хорошо соответствуют полям и токам для находящегося на Земле наблюдателя.

Из выражения (24) очевидно следует ряд предельных случаев. Прежде всего, при отсутствии вращения слоя ионосферы и магнитосферы ($\Omega_2 = \Omega_3 = 0$) коэффициент \mathcal{A}_1 принимает вид

$$\mathcal{A}_1 \approx \frac{2}{3} U_0 \delta_{03} = \frac{2}{3} U_0, \quad (25)$$

т.е. поля и токи в нижней атмосфере определяются исключительно относительным движением планеты и магнитосферы. Аналогичный результат имеет место при малой толщине слоя с опережающим вращением, когда $r_2/r_1 \rightarrow 1$, и достаточно высокой удельной проводимости магнитосферного участка токовой петли ($\sigma_1(r_1)/\sigma_3 \leq 1$). В случае, когда удельная эффективная проводимость слоя ионосферы сравнительно мала ($\sigma_2/\sigma_3 \ll 1$), выражение (24) можно представить как

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_1 &\approx \frac{2}{3} U_0 \left[\delta_{02} + \delta_{23} \frac{5(r_2/r_1)^2}{2 + 3(r_2/r_1)^5} \right] = \\ &= \frac{2}{3} U_0 \left[1 + \frac{\Omega_2}{\Omega_0} \left(\frac{5(r_2/r_1)^2}{2 + 3(r_2/r_1)^5} - 1 \right) \right]. \end{aligned} \quad (26)$$

Соотношение (26) хорошо соответствует полученным выше графическим зависимостям плотности тока в атмосфере при малых значениях параметра σ_2/σ_3 (см. рис. 5б, 6 и кривые 1 и 2 на рис. 7). При этом второе отрицательное слагаемое в выражении (26) соответствует вкладу слоя с опережающим вращением, который становится существенным при

$$\frac{\Omega_2}{\Omega_0} \sim \frac{2 + 3(r_2/r_1)^5}{2 + 3(r_2/r_1)^5 - 5(r_2/r_1)^2}. \quad (27)$$

При достаточно высокой проводимости слоя с опережающим вращением, когда

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_0} \gg \frac{2 + 3(r_2/r_1)^5}{2[(r_2/r_1)^5 - 1]},$$

выражение (24) сводится к

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_1 &\approx \frac{2}{3} U_0 \left[\delta_{02} \frac{5}{2} \delta_{23} \frac{\sigma_3}{\sigma_2} \frac{(r_2/r_1)^2}{(r_2/r_1)^5 - 1} \right] \approx \\ &\approx \frac{2}{3} U_0 \delta_{02} = \frac{2}{3} U_0 \left(1 - \frac{\Omega_2}{\Omega_0} \right). \end{aligned} \quad (28)$$

Из соотношения (28) видно, что, как и следовало ожидать, в этом случае токовая система в нижней атмосфере определяется исключительно скоростью вращения слоя ионосферной плазмы.

На качественном уровне представленные выше результаты можно интерпретировать следующим образом. В рамках рассматриваемой модели поля и токи в нижней атмосфере определяются движением двух хорошо проводящих сред за пределами атмосферы: ионосферного слоя с опережающим вращением и магнитосферной плазмы за его пределами. Каждая из этих сред противоположно вращается относительно намагниченной планеты, что приводит к генерации вблизи земной поверхности электрических полей противоположного направления за счет эффекта униполярной индукции. Величина генерируемых полей определяется эффективной удельной проводимостью сред, скоростью их относительного вращения и толщиной слоя с опережающим вращением. Суперпозиция генерируемых полей определяет суммарный эффект планетарного электрического генератора в нижней атмосфере.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках модели планетарного электрического генератора найдено точное решение задачи о распределении электрических полей и токов в окрестности вращающейся намагниченной планеты с неоднородной проводящей оболочкой, состоящей из атмосферы с экспоненциальным профилем

проводимости, расположенного за ней слоя ионосферной плазмы и магнитосферной плазмы. Найденное решение позволяет получить количественную оценку влияния супервращения слоя ионосферы на поля и токи планетарного электрического генератора в земной атмосфере на основе данных о параметрах ионосферного течения. Показано, что наличие слоя ионосферной плазмы с опережающим вращением приводит к ослаблению электрических полей и токов, возникающих в нижней атмосфере благодаря эффекту планетарного электрического генератора, вплоть до смены их направления. В условиях земной атмосферы определены критерии, при выполнении которых необходимо учитывать влияние супервращения ионосферы на атмосферную токовую систему. Полученные в настоящей работе результаты могут оказаться полезными при построении более общих моделей глобальной цепи в земной атмосфере, а также при оценке влияния глобальных ионосферных течений на распределение полей и токов нижних слоев атмосферы.

В заключение необходимо отметить, что дальнейшее развитие модели планетарного электрического генератора требует, прежде всего, более детального описания течений магнитосферной и ионосферной плазмы, что позволит более точно ответить на вопрос о широтной локализации эффекта. В частности, при оценке данного эффекта в магнитосферах Земли и других планет солнечной системы необходим учет нетвердотельности вращения магнитосферы. Что касается ионосферного течения, необходимо уточнить широтный профиль скорости вращения, который в силу отсутствия надежных данных был выбран однородным, а также высотную неоднородность скорости вращения (см., например, [Rishbeth, 2002]). Кроме того, представляется важным учет анизотропии проводимости планетарной плазменной оболочки.

Работа выполнена при поддержке программ ОФН РАН “Электродинамика атмосферы, радиофизические методы исследований атмосферных процессов” и “Плазменные процессы в Солнечной системе”, ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” (государственный контракт 02.740.11.0246) и РФФИ (грант № 08-02-00979).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Беспалов П.А., Чугунов Ю.В. Вращение плазмосферы и природа атмосферного электричества // ДАН. Т. 337. № 4. С. 467–469. 1994.
- Долгинов А.З. О происхождении магнитных полей Земли и небесных тел // УФН. Т. 152. Вып. 2. С. 231–262. 1987.
- Зельдович Я.Б., Розанский Л.В., Старобинский А.А. Вращающиеся тела и электродинамика во враща-

- ющейся системе отсчета // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 29. № 9. С. 1008–1016. 1986.
- *Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П.* Магнитосферно-ионосферное взаимодействие (результаты исследований по международным геофизическим проектам). Ред. Брюнелли Б.Е. М.: Наука, 197 с. 1983.
 - *Мареев Е.А.* Достижения и перспективы исследований глобальной электрической цепи // УФН. Т. 180. № 5. С. 527–534. 2010.
 - *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. М.: Наука, 504 с. 1989.
 - *Bespalov P.A., Chugunov Yu.V., Davydenko S.S.* On the generation of fair-weather electric field in atmospheres of rotating planets with complex interior // J. Atmos. Electricity. V. 16. № 2. P. 69–79. 1996a.
 - *Bespalov P.A., Chugunov Yu.V., Davydenko S.S.* Planetary electric generator under fair-weather conditions with altitude-dependent atmospheric conductivity // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 58. № 5. P. 605–611. 1996b.
 - *Corney R.C., Burns G.B., Michael K., Frank-Kamenetsky A.V., Troshichev O.A., Bering E.A., Papitashvili V.O., Breed A.M., Duldig M.L.* The influence of polar-cap convection on the geoelectric field at Vostok, Antarctica // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 65. № 3. P. 345–354. 2003.
 - *Gaposchkin E.M.* Atmospheric superrotation? // Planet. Space Sci. V. 51. № 6. P. 415–425. 2003.
 - *King-Hele D.G., Walker D.M.C.* Upper-atmosphere zonal winds from satellite orbit analysis: an update // Planet. Space Sci. V. 36. № 11. P. 1085–1093. 1988.
 - *Markson R.* Solar modulation of fair-weather and thunderstorm electrification and a proposed program to test an atmospheric electrical Sun-weather mechanism // Weather and Climate Responses to Solar Variations. Ed. McCormac B.M. Colorado; Colorado Associated University Press: P. 323–343. 1983.
 - *Markson R.* The global circuit intensity: its measurement and variation over the last 50 years // Bull. American Meteorol. Soc. V. 88. № 2. P. 223–241. 2007.
 - *Rishbeth H.* Whatever happened to superrotation? // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 64. № 12–14. P. 1351–1360. 2002.
 - *Rycroft M.J., Harrison R.G., Nicoll K.A., Mareev E.A.* An overview of Earth's global electric circuit and atmospheric conductivity // Space Sci. Rev. V. 137. № 1–4. P. 83–105. 2008.
 - *Rycroft M.J., Israelsson S., Price C.* The global atmospheric circuit, solar activity and climate change // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 62. № 17–18. P. 1563–1576. 2000.
 - *Volland H.* Electromagnetic coupling between lower and upper atmosphere // Physica Scripta. V. T18. P. 289–297. 1987.
 - *Weimer D.R.* A flexible IMF dependent model of high-latitude electric potentials having “space weather” applications // Geophys. Res. Lett. V. 23. № 18. P. 2549–2553. 1996.