

УДК 533.95+537.84+537.814

## МОДЕЛЬ РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМОСФЕРЫ. 2. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

*Н. Н. Слюняев, А. О. Солдаткин, Ю. В. Чугунов*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Проведено дальнейшее исследование модели расширяющейся плазмосферы. Найдены возможные в рамках этой модели структуры пространственного распределения электрического тока, причём на основе полученных результатов показана необходимость уточнения самой модели и продемонстрирован простейший вариант такого уточнения, состоящий в переходе от двухслойной магнитосферы к трёхслойной. Для этого варианта показано, что структура пространственного распределения электрического тока зависит от некоторых произвольных функций, вид которых может быть выбран из качественных соображений. Продемонстрированы результаты, к которым приводят некоторые способы выбора этих функций.

### ВВЕДЕНИЕ

В первой части настоящей работы [1] применительно к Земле и другим планетам, обладающим магнитным полем, построена модель расширяющейся плазмосферы, продолжающая задачи, рассмотренные в работах [2–4], и частично ранее опубликованная в трудах конференции [5]. Была решена самосогласованная осесимметричная задача о стационарных конфигурациях плазмы вокруг вращающегося намагниченного шара в предположении наличия азимутального и радиального движения его плазменной оболочки, состоящей из двух частей: внутренней области, ограниченной оболочкой  $L = L_*$  ( $L = r/(R \sin^2 \vartheta)$ , где  $R$  — радиус шара), где давление изотропно, а движение представляет собой чисто азимутальное твердотельное вращение, и внешней области, в которой, наряду с нетвердотельным азимутальным вращением, имеет место радиальное движение среды, давление плазмы анизотропно, а вязкость несущественна.

Вторая часть работы посвящена отысканию структуры пространственного распределения электрического тока на основе решения, полученного в первой части. При этом полученные результаты заставляют вносить в модель дополнительные изменения, чтобы обеспечить применимость выбранных упрощений. В качестве простейшего варианта таких изменений рассмотрен переход от двухслойной плазменной оболочки к трёхслойной с чисто радиальным движением во внешней области. Для этой модели найдены возможные структуры пространственного распределения тока, определяемые рядом произвольных функций, которые не могут быть однозначно определены в рамках данной модели, но могут быть выбраны из качественных соображений, и продемонстрированы результаты, соответствующие простейшим способам выбора этих функций.

### 1. ВИД МОДЕЛЬНОГО РЕШЕНИЯ В ДВУХСЛОЙНОЙ ПЛАЗМОСФЕРЕ

В первой части работы задача исследовалась на основе поиска решения системы уравнений Максвелла и уравнений магнитной гидродинамики. При этом были введены следующие обозначения:  $(r, \vartheta, \varphi)$  — связанная с центральным телом сферическая система координат, в которой полярный угол  $\vartheta$  отсчитывается от оси вращения, которая предполагается параллельной вектору намагниченности;  $\omega$ ,  $V_r$  и  $\rho$  — угловая скорость вращения, скорость радиального движения и

плотность среды соответственно;  $p$  — давление;  $\mathbf{B}$  — магнитное поле;  $\mathbf{j}$  — плотность электрического тока;  $\Phi = 2\pi r \sin \vartheta A_\varphi$  — поток магнитного поля через часть сферы радиуса  $r$  в интервале углов от 0 до  $\vartheta$  (здесь  $\mathbf{A}$  — вектор-потенциал магнитного поля в калибровке Кулона);  $I = 2r \sin \vartheta B_\varphi$  — величина, пропорциональная полному току через эту поверхность.

В дальнейшем все переменные были приведены к безразмерному виду с помощью некоторых нормировочных коэффициентов. В качестве таких коэффициентов были выбраны: для расстояния — радиус шара  $r_0 = R$ ; для угловой скорости — угловая скорость вращения шара  $\omega_0 = \Omega$ ; для плотности — плотность среды  $\rho_0$  на некоторой высоте  $h \ll R$ , где распределение плотности сферически симметрично; для магнитного поля — модуль магнитного поля на полюсе шара  $B_0 = |\mathbf{B}(r = R, \vartheta = 0)|$ ; для остальных величин:  $V_0 = \omega_0 r_0$ ,  $p_0 = \rho_0 g_0 r_0$ ,  $j_0 = cB_0/(4r_0)$ ,  $\Phi_0 = \pi r_0^2 B_0$ ,  $I_0 = r_0 B_0$ , где  $g_0$  — ускорение свободного падения на поверхности шара. Также были введены безразмерные параметры  $G = 16\pi\rho_0 g_0 r_0/B_0^2$ ,  $\gamma = 16\pi\rho_0 \omega_0^2 r_0^2/B_0^2$  и магнитное число Рейнольдса  $\text{Re}_M = 4\pi\omega_0 r_0^2 \sigma_\perp/c^2$ , где  $\sigma_\perp$  — поперечная проводимость. Здесь мы также будем всюду пользоваться безразмерными переменными.

Компоненты магнитного поля и тока можно выразить через функции  $\Phi$  и  $I$ :

$$B_\varphi = \frac{I}{2r \sin \vartheta}, \quad B_r = \frac{1}{2r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial \Phi}{\partial \vartheta}, \quad B_\vartheta = -\frac{1}{2r \sin \vartheta} \frac{\partial \Phi}{\partial r}, \quad (1)$$

$$j_\varphi = -\frac{1}{2\pi r} \Lambda \left( \frac{\Phi}{r \sin \vartheta} \right), \quad j_r = \frac{1}{2\pi r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial I}{\partial \vartheta}, \quad j_\vartheta = -\frac{1}{2\pi r \sin \vartheta} \frac{\partial I}{\partial r}, \quad (2)$$

где оператор  $\Lambda$  определён соотношением

$$\Lambda f = \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rf) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left[ \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\sin \vartheta f) \right].$$

Справедливо также соотношение

$$j_\varphi = \frac{\text{Re}_M}{\pi} V_r B_\vartheta + \frac{(\mathbf{jB})}{|\mathbf{B}|^2} B_\varphi. \quad (3)$$

Дальнейшее исследование проводилось в рамках теории возмущений. В качестве одного из малых параметров была выбрана величина  $I \ll 1$ , а во внешней области  $L > L_*$  также предполагалось неравенство  $\text{Re}_M \ll 1$ . На основании этих предположений было показано, что в нулевом приближении магнитное поле  $\mathbf{B}$  совпадает с невозмущённым дипольным магнитным полем центрального тела:

$$\Phi(r, \vartheta) = -\frac{\sin^2 \vartheta}{r}. \quad (4)$$

Во внутренней области  $L < L_*$ , в которой предполагалось чисто азимутальное твердотельное вращение среды при изотропном давлении, было получено следующее решение:

$$\begin{aligned} \omega(r, \vartheta) = 1, \quad \rho(r, \vartheta) &= \tilde{\rho} \exp \left[ \frac{1}{\tilde{T}} \left( \frac{1}{r} + \frac{r^2 \sin^2 \vartheta}{\tilde{r}^3} \right) \right], \\ V_r(r, \vartheta) = 0, \quad p(r, \vartheta) &= \tilde{\rho} \tilde{T} \exp \left[ \frac{1}{\tilde{T}} \left( \frac{1}{r} + \frac{r^2 \sin^2 \vartheta}{\tilde{r}^3} \right) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где параметры  $\tilde{\rho}$  и  $\tilde{T}$  подлежат дальнейшему определению, а  $\tilde{r} = (2G/\gamma)^{1/3} = 8,3$  для условий земной плазмосферы.

Во внешней области  $L > L_*$  предполагалось наличие нетвердотельного азимутального вращения, а также радиального истечения. Кроме того, вязкость в этой области предполагалась

несущественной, магнитное число Рейнольдса  $Re_M$  малым, а давление анизотропным, что позволило получить следующее аналитическое решение:

$$\begin{aligned}\omega(r, \vartheta) &= \frac{L_*^{3/2}}{r^{3/2}} \sin^8 \vartheta, & \rho(r, \vartheta) &= \frac{C_1}{r^{3/2}} \exp\left(\frac{L_*^3}{4\tilde{p}_\vartheta} \sin^8 \vartheta\right), \\ V_r(r, \vartheta) &= \frac{\tilde{Z}}{C_1 r^{1/2}} \left(1 - \frac{2L_*^3}{\tilde{r}^3} \sin^8 \vartheta\right)^{1/2}, \\ p_r(r, \vartheta) &= \frac{\tilde{p}_r C_1^{5/3}}{r^{5/2}} \left(1 - \frac{2L_*^3}{\tilde{r}^3} \sin^8 \vartheta\right) \exp\left(\frac{L_*^3}{4\tilde{p}_\vartheta} \sin^8 \vartheta\right), \\ p_\vartheta(r, \vartheta) &= \frac{\tilde{p}_\vartheta C_1}{\tilde{r}^3} \frac{1}{r^{5/2}} \exp\left(\frac{L_*^3}{4\tilde{p}_\vartheta} \sin^8 \vartheta\right),\end{aligned}\quad (6)$$

где константа  $C_1$  удовлетворяет уравнению

$$\frac{5}{2} \tilde{p}_r C_1^{8/3} = C_1^2 - \frac{\tilde{Z}^2}{\tilde{r}^3},$$

а параметры  $\tilde{Z}$ ,  $\tilde{p}_r$ ,  $\tilde{p}_\vartheta$  также подлежат дальнейшему определению. Это решение отличается изотермическим законом  $p_\vartheta = p_{0\vartheta}(r)\rho$  в азимутальном направлении (что соответствует эффективному теплообмену) и адиабатическим законом  $p_r = p_{0r}(\vartheta)\rho^{5/3}$  в радиальном направлении (что соответствует отсутствию теплообмена).

Как было показано в первой части работы, построенные решения (5) и (6) не позволяют удовлетворить точным гидродинамическим граничным условиям на поверхности  $L = L_*$ , поэтому необходимо подразумевать существование некоторого переходного слоя, обеспечивающего выполнение необходимых соотношений. Из качественных соображений для условий земной плазмосферы были получены следующие оценки неизвестных параметров:  $L_* \sim \tilde{r}/\sqrt[3]{2} = 6,6$ ,  $\tilde{T} \rightarrow \infty$ ,  $\tilde{\rho} = \exp(-1/\tilde{T})$ ,  $C_1 \approx 1$ ,  $\tilde{Z} \sim L_*^{3/2}$ ,  $\tilde{p}_r \sim 1/5$ ,  $\tilde{p}_\vartheta \sim 20$ .

## 2. ТОКОВАЯ СИСТЕМА В ДВУХСЛОЙНОЙ ПЛАЗМОСФЕРЕ

В данной работе проводится дальнейшее исследование задачи в рамках первого порядка теории возмущений. В нулевом приближении из соотношений (1), (2) и (3) следует равенство нулю всех компонент плотности электрического тока, поэтому можно в первом приближении отыскать пространственную структуру линий тока, отвечающих решениям (5) и (6), в различных областях магнитосферы.

Чтобы выразить функцию  $I(r, \vartheta)$ , зная характеристики движения среды, мы воспользуемся азимутальной проекцией уравнения движения, которая, как показано в первой части работы, может быть переписана в виде

$$\frac{\partial(I, \Phi)}{\partial(r, \vartheta)} = \gamma \rho r^3 \sin^3 \vartheta V_r \left(2\omega + r \frac{\partial\omega}{\partial r}\right), \quad (7)$$

где  $\frac{\partial(I, \Phi)}{\partial(r, \vartheta)} = \frac{\partial I}{\partial r} \frac{\partial \Phi}{\partial \vartheta} - \frac{\partial I}{\partial \vartheta} \frac{\partial \Phi}{\partial r}$  — якобиан. Предположение  $I \ll 1$  в уравнении (7) обеспечивается малым параметром  $\gamma$ , который в земных условиях составляет порядка  $10^{-7}$ . В уравнение (7) нужно подставить из нулевого приближения функцию  $\Phi(r, \vartheta) = -\sin^2 \vartheta/r$ , а также распределения  $\rho(r, \vartheta)$ ,  $V_r(r, \vartheta)$  и  $\omega(r, \vartheta)$ .

Отыскав отсюда функцию  $I(r, \vartheta)$ , можно из уравнений (1) и (2) вычислить радиальную и полярную составляющие тока  $j_r$  и  $j_\vartheta$ , а также азимутальную компоненту магнитного поля  $B_\varphi$ , имеющие по ней первый порядок малости. Далее, при построении теории возмущений по функции  $I$  предполагаем, что можно пренебречь первым членом в уравнении (3) (за счёт условий  $V_r \equiv 0$  во внутренней области магнитосферы и  $\text{Re}_M \ll 1$  во внешней области), поэтому оно теперь запишется как

$$j_\varphi = \frac{(\mathbf{jB})}{|\mathbf{B}|^2} B_\varphi.$$

Отсюда ясно, что в первом порядке малости по функции  $I$  азимутальный ток  $j_\varphi$  равен нулю, а во втором порядке малости последнее соотношение можно переписать в виде

$$j_\varphi = \frac{j_r B_r + j_\vartheta B_\vartheta}{B_r^2 + B_\vartheta^2} B_\varphi, \quad (8)$$

где компоненты  $B_r$  и  $B_\vartheta$  вычисляются по формулам (1) с невозмущённым магнитным потоком (4).

При дальнейшем построении теории возмущений можно, подставив выражение для тока  $j_\varphi$ , полученное из (8), в первое из уравнений (2), найти возмущение магнитного потока  $\Phi(r, \vartheta)$  и отличие компонент  $B_r$ ,  $B_\vartheta$  от дипольного магнитного поля. Легко видеть, что эти отклонения имеют второй порядок малости по функции  $I$ , однако их вычисление затруднено ввиду необходимости решать нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка с правой частью довольно сложного вида.

Остановимся теперь на отыскании пространственной структуры линий тока. Следуя описанной выше схеме, определим вначале функцию  $I(r, \vartheta)$  во всём пространстве, а затем дифференцированием по формулам (2) отыщем по ней компоненты тока  $\mathbf{j}$ .

Во внутренней области  $L < L_*$ , где справедливо решение (5), радиальная скорость  $V_r \equiv 0$ , и решение уравнения (7) есть произвольная зависимость от невозмущённого магнитного потока  $\Phi(r, \vartheta) = -\sin^2 \vartheta / r$ :

$$I = \Xi_{\text{in}}(\Phi). \quad (9)$$

Для внешней области  $L > L_*$ , где справедливо решение (6), вначале сделаем общее утверждение относительно вида функции  $I(r, \vartheta)$ . Запишем уравнение (7) в виде

$$\frac{\partial[I(r, \vartheta), \Phi(r, \vartheta)]}{\partial(r, \vartheta)} = \gamma \rho(r, \vartheta) r^3 \sin^3 \vartheta V_r(r, \vartheta) \left[ 2\omega(r, \vartheta) + r \frac{\partial\omega(r, \vartheta)}{\partial r} \right] = F(r, \vartheta). \quad (10)$$

Из вида решения (6) ясно, что величина  $F(r, \pi - \vartheta) = F(r, \vartheta)$ ; кроме того, невозмущённый магнитный поток удовлетворяет равенству  $\Phi(r, \pi - \vartheta) = \Phi(r, \vartheta)$ . Тогда из уравнения (10) легко получить соотношение

$$\frac{\partial[I(r, \vartheta) + I(r, \pi - \vartheta), \Phi(r, \vartheta)]}{\partial(r, \vartheta)} = 0.$$

Отсюда ясно, что функцию  $I(r, \vartheta)$  можно представить в виде

$$I(r, \vartheta) = X(r, \vartheta) + \Psi[\Phi(r, \vartheta)],$$

где  $X(r, \vartheta) = -X(r, \pi - \vartheta)$ . Поскольку при  $F(r, \vartheta) \neq 0$  справедливо условие  $X(r, \vartheta) \neq 0$ , в полученном выражении нужно положить  $\Psi(\Phi) \equiv 0$ , иначе решение по разные стороны от экваториальной плоскости будет иметь существенно различный вид, тогда как из общих соображений следует ожидать в каждой из областей  $L > L_*$  и  $L < L_*$  симметричный вид решения с точностью до знака в функции  $I(r, \vartheta)$ , определяющего направления  $B_\varphi$  и  $\mathbf{j}$ . Таким образом, предположив,

что решение симметрично либо антисимметрично относительно экваториальной плоскости, мы получаем необходимость реализации последней из двух возможностей. По существу, этот факт выражает инвариантность системы уравнений при замене

$$\vartheta \rightarrow \pi - \vartheta, \quad \Phi \rightarrow \Phi, \quad \omega \rightarrow \omega, \quad \rho \rightarrow \rho, \quad V_r \rightarrow V_r, \quad I \rightarrow -I.$$

Теперь получим точное выражение для функции  $I(r, \vartheta)$ . Подставляя в уравнение (10) функции  $\Phi(r, \vartheta)$ ,  $\rho(r, \vartheta)$ ,  $V_r(r, \vartheta)$  и  $\omega(r, \vartheta)$ , соответствующие решению (6), приходим к уравнению

$$\operatorname{tg} \vartheta \frac{\partial I}{\partial \vartheta} + 2r \frac{\partial I}{\partial r} = -2\kappa r^{3/2} \frac{\sin^5 \vartheta}{\cos \vartheta} (1 - \beta \sin^8 \vartheta)^{1/2} \exp(\delta \sin^8 \vartheta), \quad (11)$$

где для компактной записи использованы обозначения  $\kappa = \gamma L_*^3/4$ ,  $\beta = 2L_*^3/\tilde{r}^3$ ,  $\delta = L_*^3/(4\tilde{p}\vartheta)$ . Непрерывное общее решение этого уравнения может быть найдено методом характеристик:

$$I(r, \vartheta) = -\frac{\kappa r^{3/2}}{\sin^3 \vartheta} \operatorname{sign}(\cos \vartheta) \int_1^{\sin^2 \vartheta} \frac{x^3 \sqrt{1 - \beta x^4} \exp(\delta x^4)}{\sqrt{1 - x}} dx + \Psi\left(\frac{\sin^2 \vartheta}{r}\right), \quad (12)$$

где в соответствии с изложенными выше соображениями нужно положить  $\Psi \equiv 0$ . Однако такое решение противоречит определению величины  $I(r, \vartheta)$ : она пропорциональна полному току через часть сферы радиуса  $r$  в интервале углов от 0 до  $\vartheta$ , поэтому должно быть  $I(r, 0) = I(r, \pi) = 0$ , тогда как здесь функция  $I(r, \vartheta)$  имеет особенности в полярных областях. Для того, чтобы избавиться от особенностей, откажемся от непрерывности функции  $I(r, \vartheta)$  при  $\vartheta = \pi/2$ , сохранив ограничения  $I(r, 0) = I(r, \pi) = 0$  и  $I(r, \vartheta) = I(r, \pi - \vartheta)$ . Наиболее общее решение уравнения (11), удовлетворяющее этим требованиям, имеет вид

$$I(r, \vartheta) = \left[ -\frac{\kappa r^{3/2}}{\sin^3 \vartheta} \int_0^{\sin^2 \vartheta} \frac{x^3 \sqrt{1 - \beta x^4} \exp(\delta x^4)}{\sqrt{1 - x}} dx + \Xi_{\text{out}}\left(\frac{\sin^2 \vartheta}{r}\right) \right] \operatorname{sign}(\cos \vartheta), \quad (13)$$

где  $\Xi_{\text{out}}(\Phi)$  — такая произвольная функция магнитного потока, что  $\Xi_{\text{out}}(0) = 0$ .

Мы получили в задаче о двухслойной магнитосфере, что пространственное распределение тока, описываемое формулами (9) и (13), определяется двумя произвольными функциями:  $\Xi_{\text{in}}(\Phi)$  во внутренней области и  $\Xi_{\text{out}}(\Phi)$  во внешней. Не конкретизируя вида этих функций, изучим общие закономерности решения.

Пространственное распределение электрического тока представим в виде суперпозиции трёх распределений, отвечающих трём слагаемым в записи общего выражения для функции  $I(r, \vartheta)$ :

- 1) токи, определяемые первым слагаемым в решении (13), т. е. распределение тока, отвечающее случаю  $\Xi_{\text{in}}(\Phi) \equiv 0$ ,  $\Xi_{\text{out}}(\Phi) \equiv 0$ ;
- 2) токи, определяемые решением (9), т. е. отличием от нуля функции  $\Xi_{\text{in}}(\Phi)$ ;
- 3) токи, определяемые вторым слагаемым в формуле (13), т. е. отличием от нуля функции  $\Xi_{\text{out}}(\Phi)$ .

Рассмотрим вначале структуру распределения тока, отвечающего простейшему случаю  $\Xi_{\text{in}}(\Phi) \equiv 0$ ,  $\Xi_{\text{out}}(\Phi) \equiv 0$ . В этом случае функция  $I(r, \vartheta)$  во внутренней области тождественно равна нулю (а вслед за ней и компоненты  $\mathbf{j}$ ), а во внешней области она имеет вид

$$I(r, \vartheta) = -\frac{\kappa r^{3/2}}{\sin^3 \vartheta} \operatorname{sign}(\cos \vartheta) \int_0^{\sin^2 \vartheta} \frac{x^3 \sqrt{1 - \beta x^4} \exp(\delta x^4)}{\sqrt{1 - x}} dx.$$

Условие  $I \ll 1$  в терминах этого решения выполняется за счёт малости параметра  $\varkappa = \gamma L_*^3/4$ .

Радиальную и полярную составляющие тока во внешней области находим по формулам (2), дифференцируя функцию  $I(r, \vartheta)$ :

$$j_r = \frac{3\varkappa |\cos \vartheta|}{2\pi r^{1/2} \sin^5 \vartheta} \int_0^{\sin^2 \vartheta} \frac{x^3 \sqrt{1 - \beta x^4} \exp(\delta x^4)}{\sqrt{1 - x}} dx - \frac{\varkappa \sin^3 \vartheta \sqrt{1 - \beta \sin^8 \vartheta} \exp(\delta \sin^8 \vartheta)}{\pi r^{1/2}},$$

$$j_\vartheta = \frac{3\varkappa}{4\pi r^{1/2} \sin^4 \vartheta} \operatorname{sign}(\cos \vartheta) \int_0^{\sin^2 \vartheta} \frac{x^3 \sqrt{1 - \beta x^4} \exp(\delta x^4)}{\sqrt{1 - x}} dx.$$

Азимутальный ток  $j_\varphi$  можно выразить из уравнения (8), подставив в него выражения для компонент  $B_r, B_\vartheta$  с невозмущённым магнитным потоком и токи  $j_r, j_\vartheta$ . Получающееся таким образом выражение для компоненты  $j_\varphi$  имеет второй порядок малости по параметру  $I$ , что проявляется в наличии множителя  $\varkappa^2$ . Ограничиваясь первым приближением, мы будем считать, что ток  $j_\varphi = 0$ .

В первой части работы было отмечено, что параметр  $\beta = 2L_*^3/\tilde{r}^3$  для существования решения задачи должен подчиняться условию  $\beta \leq 1$ , причём интересен случай  $\beta \sim 1$ . При этом случай  $\beta = 1$ , очевидно, выделен тем, что при  $\vartheta = \pi/2$  особенность  $1/\sqrt{1 - x}$  под интегралом исчезает; кроме того, зависимость  $j_r(r, \vartheta)$ , рассматриваемая как функция полярного угла, на участке  $[0, \pi/2]$  имеет экстремум, а в экваториальной плоскости радиальный ток обращается в нуль. При  $\beta < 1$  особенность имеет место, хотя интеграл сходится, при этом радиальный ток в нуль не обращается.

Из физических соображений ясно, что особый случай, лежащий на границе области допустимых значений  $\beta$ , в действительности не реализуется. Ещё одним доводом в пользу этого выступает появление второго экстремума в малой окрестности точки  $\vartheta = \pi/2$  при сколь угодно малом отклонении  $\beta$  от 1, характерный масштаб которого существенно меньше, чем характерный масштаб первого экстремума. Исследование показывает, что при значениях  $\beta$  порядка  $0,9 \div 1$  зависимость  $j_r(r, \vartheta)$  имеет вид, существенно отличный как от вида этой зависимости при меньших  $\beta$ , так и от её вида в особом случае  $\beta = 1$ , с двумя экстремумами на интервале  $[0, \pi/2]$ . При  $\beta \approx 0,9$  экстремумы пропадают, и при дальнейшем уменьшении параметра  $\beta$  меняется только масштаб зависимости, но не её качественный вид.

Поскольку вид зависимости  $j_\vartheta(r, \vartheta)$  при изменении  $\beta$  не меняется, а параметр  $\delta$ , как показывает исследование, влияет лишь на характерные масштабы зависимостей  $j_r(r, \vartheta)$  и  $j_\vartheta(r, \vartheta)$ , представляется разумным для дальнейшего рассмотрения качественной структуры пространственного распределения электрического тока положить  $\beta = 0,8$ . Кроме того, положим  $\delta = 3$ : такой выбор значения параметра отвечает предположению о непрерывности плотности среды на окружности пересечения оболочки  $L = L_*$  с экваториальной плоскостью. В случае постановки других граничных условий значение параметра  $\delta$  будет другим, но качественно картина распределения тока не изменится. Нормированные на величину  $\varkappa r^{-1/2}$  зависимости  $j_r(r, \vartheta)$  и  $j_\vartheta(r, \vartheta)$  во внешней области  $L > L_*$  для выбранных параметров приведены на рис. 1, 2.

Используя выражения для компонент  $j_r$  и  $j_\vartheta$ , нетрудно записать уравнение линии тока:

$$r(\vartheta) = r(\vartheta_0) \exp\left(\int_{\vartheta_0}^{\vartheta} \psi(\vartheta) d\vartheta\right),$$

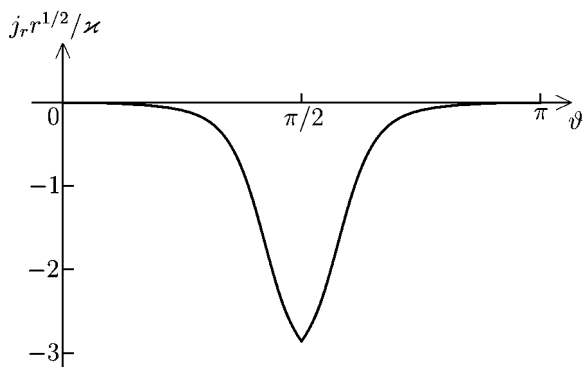


Рис. 1. Зависимость радиальной составляющей тока во внешней области от полярного угла при  $\Xi_{out} \equiv 0, \beta = 0,8, \delta = 3$

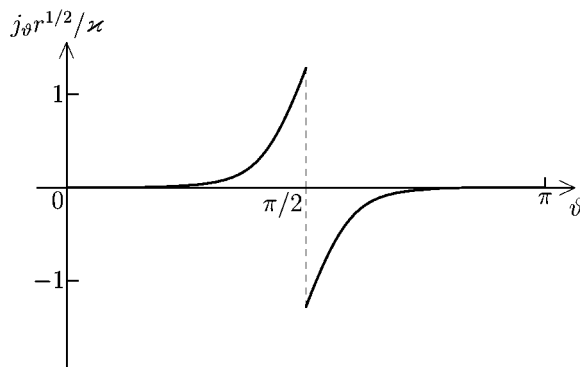


Рис. 2. Зависимость полярной составляющей тока во внешней области от полярного угла при  $\Xi_{out} \equiv 0, \beta = 0,8, \delta = 3$

где функция

$$\psi(\vartheta) = 2 \operatorname{ctg} \vartheta - \frac{4}{3} \sin^7 \vartheta \sqrt{1 - \beta \sin^8 \vartheta} \exp(\delta \sin^8 \vartheta) \operatorname{sign}(\cos \vartheta) \Big/ \int_0^{\sin^2 \vartheta} \frac{x^3 \sqrt{1 - \beta x^4} \exp(\delta x^4)}{\sqrt{1 - x}} dx .$$

Видно, что все линии тока подобны друг другу и имеют при  $\vartheta \rightarrow 0$  асимптотику  $r(\vartheta) \propto \vartheta^{-10/3}$ . Ясно, что в этой модели линии тока не замыкаются, а приходят с бесконечности.

Полученную структуру распределения объёмного тока необходимо дополнить поверхностными токами, возникающими на поверхностях разрыва функции  $I(r, \vartheta)$ , т. е. в экваториальной плоскости  $\vartheta = \pi/2$  и на поверхности сферы  $r = 1$  при  $L > L_*$ , а также на пограничной оболочке  $L = L_*$ . Они не описываются магнитной гидродинамикой, однако благодаря их введению удаётся удовлетворить уравнению непрерывности для тока на этих поверхностях. Эти токи нетрудно вычислить, рассматривая скачок азимутальной компоненты магнитного поля  $B_\varphi = I/(2r \sin \vartheta)$  при переходе через границу (внутри сферы  $r < 1$  полагаем  $B_\varphi = 0$ ). При этом можно убедиться, что суммарный поверхностный ток, вытекающий наружу через сферу некоторого радиуса, в точности равен суммарному объёмному току, втекающему внутрь через поверхность той же сферы. Таким образом, в модели расширяющейся плазмосферы объёмный ток, приходящий с бесконечности в область намагниченной планеты, компенсируется поверхностным током, уходящим на бесконечность, т. е. линии электрического тока замыкаются на бесконечности (см. рис. 3). Отметим также, что, как и было сказано выше, в случае  $\Xi_{in}(\Phi) \equiv 0, \Xi_{out}(\Phi) \equiv 0$  мы получили симметричное относительно плоскости экватора распределение тока  $j_r(r, \vartheta) = j_r(r, \pi - \vartheta), j_\vartheta(r, \vartheta) = -j_\vartheta(r, \pi - \vartheta)$ .

Теперь посмотрим, какие дополнительные токи обеспечивает отличие от нуля функций  $\Xi_{in}(\Phi)$  и  $\Xi_{out}(\Phi)$ .

Отличие от нуля функции  $\Xi_{in}(\Phi)$  определяет, прежде всего, объёмные токи во внутренней области. Вычисляем радиальную и полярную составляющие тока дифференцированием по формулам (2) с учётом (1) и получаем в первом порядке малости

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\pi} \frac{d\Xi_{in}}{d\Phi} \mathbf{B}. \tag{14}$$

Покажем теперь, что это соотношение выполнено и во втором порядке малости. Во втором порядке малости по функции  $I$  уже следует учитывать отличие потока  $\Phi$  от  $\Phi_0 = -\sin^2 \vartheta / r$ ,

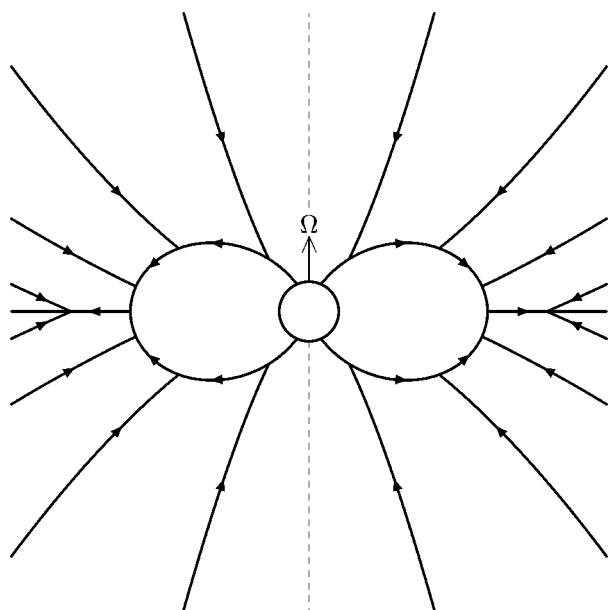


Рис. 3. Пространственное распределение тока в двухслойной магнитосфере при  $\Xi_{in} \equiv 0, \Xi_{out} \equiv 0$

третьего порядка малости по параметру  $I_0$ . Отсюда ясно, что при вычислении радиальной и полярной компонент тока по формулам (2) отличие от выражения (14) во втором порядке не проявится, а с учётом полученного выше выражения для азимутальной компоненты получаем, что равенство (14) выполнено и во втором порядке малости по параметру  $I_0$ .

Согласно равенству (14) линии тока во внутренней области  $L < L_*$  параллельны силовым линиям магнитного поля, а их распределение задаётся зависимостью  $\Xi_{in}(\Phi)$ . С точки зрения внешней области, отличие функции  $\Xi_{in}(\Phi)$  от нуля приводит только к появлению дополнительного поверхностного тока, текущего по пограничной оболочке  $L = L_*$ , обусловленного отличием компоненты  $B_\varphi = \Xi_{in}/(2r \sin \vartheta)$  от нуля во внутренней области вблизи границы. Заметим, что дополнительное распределение тока, обусловленное отличием функции  $\Xi_{in}(\Phi)$  от нуля, будет уже антисимметричным относительно экваториальной плоскости (в смысле  $j_r(r, \vartheta) = j_r(r, \pi - \vartheta)$ ,  $j_\vartheta(r, \vartheta) = -j_\vartheta(r, \pi - \vartheta)$ ).

Отличие от нуля функции  $\Xi_{out}(\Phi)$  приводит, прежде всего, к появлению дополнительных объёмных токов во внешней области  $L > L_*$ . Для этих токов аналогично равенству (14) можно получить выражение

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\pi} \frac{d\Xi_{out}}{d\Phi} \text{sign}(\cos \vartheta) \mathbf{B}.$$

Видно, что и в этом случае объёмные токи параллельны силовым линиям магнитного поля и определяются зависимостью  $\Xi_{out}(\Phi)$ . Кроме того, появляются дополнительные поверхностные токи во внешней части экваториальной плоскости  $\vartheta = \pi/2$  и поверхности сферы  $r = 1$  и на пограничной оболочке  $L = L_*$ , обусловленные дополнительным магнитным полем  $\delta B_\varphi = \Xi_{out} \text{sign}(\cos \vartheta)/(2r \sin \vartheta)$ . Однако, в отличие от распределения токов, определяемого функцией  $\Xi_{in}(\Phi)$ , это распределение токов симметрично относительно экваториальной плоскости.

Подводя итог вышеизложенному, мы можем сказать, что общее решение задачи об отыскании токовой структуры в модели расширяющейся плазмосферы представимо в виде суперпозиции трёх распределений:

а функции  $I$  от  $I_0 = \Xi_{in}(\Phi_0)$ :  $\Phi = \Phi_0 + \delta\Phi, I = I_0 + \delta I$ . Азимутальная компонента тока  $j_\varphi$  во втором порядке малости по невозмущённой функции  $I_0$  может быть выражена из (8):

$$j_\varphi = \frac{1}{\pi} \frac{dI_0}{d\Phi_0} B_\varphi.$$

Подставив это выражение в первое из уравнений (2), мы получим, как уже было отмечено выше, что поправка  $\delta\Phi$  к невозмущённому магнитному потоку  $\Phi_0$  также имеет второй порядок малости.

Подставляя поправки в уравнение (7) с радиальной скоростью  $V_r \equiv 0$ , получаем

$$\frac{\partial(I_0, \Phi_0)}{\partial(r, \vartheta)} + \frac{\partial(\delta I, \Phi_0)}{\partial(r, \vartheta)} + \frac{\partial(I_0, \delta\Phi)}{\partial(r, \vartheta)} + \frac{\partial(\delta I, \delta\Phi)}{\partial(r, \vartheta)} = 0.$$

Первое слагаемое здесь точно равно нулю, последнее имеет заведомо более высокий порядок малости, чем остальные, а из сравнения второго и третьего видно, что поправка  $\delta I$  — величина



1) симметричное относительно экваториальной плоскости  $\vartheta = \pi/2$  распределение тока во внешней области  $L > L_*$  и на её границе, отвечающее случаю  $\Xi_{\text{in}}(\Phi) \equiv 0$ ,  $\Xi_{\text{out}}(\Phi) \equiv 0$ ;

2) антисимметричное относительно плоскости  $\vartheta = \pi/2$  распределение тока во внутренней области  $L < L_*$  и на её границе, обусловленное отличием от нуля функции  $\Xi_{\text{in}}(\Phi)$ ;

3) симметричное относительно плоскости  $\vartheta = \pi/2$  распределение тока во внешней области  $L > L_*$  и на её границе, обусловленное отличием от нуля функции  $\Xi_{\text{out}}(\Phi)$ .

Заметим, что все три распределения тока замкнуты независимо друг от друга, при этом первое распределение замыкается через бесконечность. Отметим также, что в рассматриваемой постановке функции  $\Xi_{\text{in}}(\Phi)$  и  $\Xi_{\text{out}}(\Phi)$  не могут быть найдены из уравнений, однако можно на основании общих физических соображений или поставленных граничных условий выбирать нужные решения.

Хотя построена замкнутая система токов, удовлетворяющая уравнениям системы, полученное решение имеет существенный недостаток. Несмотря на то, что потоки объёмного и поверхностного тока через сферу радиуса  $r$  в точности компенсируют друг друга, при увеличении  $r$  эти потоки, согласно выражению (13), возрастают пропорционально  $r^{3/2}$  (потоки, обусловленные функцией  $\Xi_{\text{out}}(\Phi)$ , при  $r \rightarrow \infty$  становятся пренебрежимо малыми в силу условия  $\Xi_{\text{out}}(0) = 0$ ), поэтому, несмотря на малость параметра  $\varkappa$ , нарушится условие  $I(r, \vartheta) \ll 1$ . Это, во-первых, приводит к необходимости рассматривать в качестве малого параметра величину  $\varkappa r^{3/2}$ , а во-вторых, вынуждает отказаться от замыкания линий тока через бесконечность: такое замыкание имеет смысл лишь в случае сколь угодно малого параметра  $\varkappa$ , тогда как, например, в условиях Земли этот параметр конечен.

### 3. ЗАМЫКАНИЕ ЛИНИЙ ТОКА В МОДЕЛИ ТРЁХСЛОЙНОЙ МАГНИТОСФЕРЫ

В качестве простейшего обобщения исследованной ранее модели расширяющейся плазмосферы рассмотрим магнитосферу, состоящую из трёх частей, разделённых двумя оболочками  $L = L_*$  и  $L = L_{**}$  (рис. 4). Относительно внутренней области  $L < L_*$  (плазмосферы) мы делаем те же предположения, что и при рассмотрении двухслойной плазменной оболочки, т. е. предполагаем реализацию решения (5). Средняя часть  $L_* < L < L_{**}$  соответствует рассматривавшейся ранее внешней области, т. е. в ней наблюдается решение (6). Относительно внешней области  $L > L_{**}$  предположим только, что в ней отсутствует азимутальное вращение:  $\omega \equiv 0$ . Эта гипотеза разумна с учётом того, что уже в средней области функция  $\omega(r, \vartheta)$ , определяемая (6), спадает с ростом  $L$ ; если выбрать очень большое  $L_{**}$ , то полная остановка вращательного движения среды снаружи ничему не противоречит.

Во внешней области можно строить решения с чисто радиальным движением. Например, рассуждая так же, как при получении (6) в первой части работы, нетрудно показать, что одним из таких решений является

$$\omega(r, \vartheta) = 0, \quad \rho(r, \vartheta) = \frac{C_2}{r^{3/2}}, \quad V_r(r, \vartheta) = \frac{\tilde{Z}'}{C_2 r^{1/2}}, \quad p(r, \vartheta) = \frac{\tilde{p} C_2^{5/3}}{r^{5/2}},$$

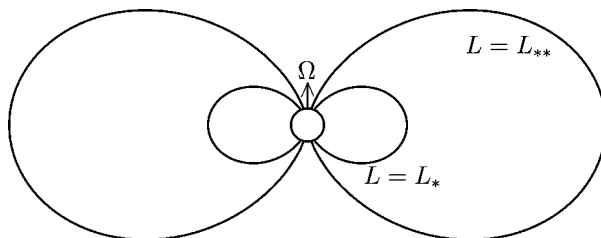


Рис. 4. Схема трёхслойной магнитосферы

где константа  $C_2$  удовлетворяет уравнению

$$\frac{5}{2} \tilde{p} C_2^{8/3} = C_2^2 - \frac{(\tilde{Z}')^2}{\tilde{r}^3},$$

а параметры  $\tilde{Z}'$  и  $\tilde{p}$  подлежат дальнейшему определению (заметим, что это решение можно получить формальной подстановкой  $L_* = 0$  в (6) в предположении изотропии давления). В этом случае справедлив изотропный адиабатический закон  $p = \tilde{p} \rho^{5/3}$ .

Разумеется, затем на границе  $L = L_{**}$  нужно ставить условия, связывающие неизвестные параметры, и здесь возникают те же трудности, что и при согласовании решений в модели двухслойной магнитосферы на границе  $L = L_*$ . Для разрешения этих трудностей мы можем вновь ввести тонкий переходный слой, обеспечивающий выполнение необходимых граничных условий, а потом оценить значения неизвестных параметров  $\tilde{Z}'$  и  $\tilde{p}$ . Однако здесь мы, не вдаваясь в структуру распределения макроскопических характеристик среды во внешней области, используем наличие последней для устранения противоречий и замыкания линий тока в средней области.

Проанализировать структуру пространственного распределения тока в данном случае можно теми же методами, что использовались при анализе двухслойной плазменной оболочки.

Рассмотрим решение уравнения (7), обобщающее решение (9), (13) для двухслойной магнитосферы. Во внутренней области  $L < L_*$  по-прежнему справедливо решение (9) с произвольной функцией  $\Xi_{in}(\Phi)$ . Средняя область  $L_* < L < L_{**}$  соответствует внешней области в модели двухслойной магнитосферы, поэтому по тем же причинам решение в ней предполагается антисимметричным относительно экваториальной плоскости:  $I(r, \vartheta) = -I(r, \pi - \vartheta)$ . Однако теперь нет никаких ограничений, связанных с обращением функции  $I(r, \vartheta)$  в нуль вблизи полюсов. Это решение можно записать по аналогии с выражением (13). Только теперь вместо произвольной функции  $\Xi_{out}(\Phi)$ , подчинённой условию  $\Xi_{out}(0) = 0$ , появится произвольная функция  $\Xi_{mid}(\Phi)$ , не подчинённая никаким условиям (заметим, что это позволяет выбрать нижний предел в интеграле в (13) произвольным образом).

Внешняя область  $L > L_{**}$ , где скорость вращения  $\omega \equiv 0$ , с точки зрения уравнения (7) ничем не отличается от внутренней, где радиальная скорость  $V_r \equiv 0$ , — здесь также решение будет произвольной функцией, которую мы обозначим как  $\Xi_{out}(\Phi)$ . Она уже должна удовлетворять условию  $\Xi_{out}(0) = 0$ , чтобы выполнялось соотношение  $I(r, 0) = I(r, \pi) = 0$ . Таким образом, решение уравнения (7) для трёхслойной магнитосферы может быть записано в виде

$$I(r, \vartheta) = \begin{cases} \Xi_{in} \left( \frac{\sin^2 \vartheta}{r} \right), & L < L_*, \\ \left[ -\frac{\alpha r^{3/2}}{\sin^3 \vartheta} \int_0^{\sin^2 \vartheta} \frac{x^3 \sqrt{1 - \beta x^4} \exp(\delta x^4)}{\sqrt{1 - x}} dx + \Xi_{mid} \left( \frac{\sin^2 \vartheta}{r} \right) \right] \text{sign}(\cos \vartheta), & L_* < L < L_{**}, \\ \Xi_{out} \left( \frac{\sin^2 \vartheta}{r} \right), & L > L_{**}, \end{cases} \tag{15}$$

где функция  $\Xi_{out}(\Phi)$  подчинена упомянутому выше условию  $\Xi_{out}(0) = 0$ .

Ясно, что пространственное распределение тока в случае простейших функций  $\Xi_{in}(\Phi) \equiv 0$ ,  $\Xi_{mid}(\Phi) \equiv 0$ ,  $\Xi_{out}(\Phi) \equiv 0$  отличается от аналогичного распределения для двухслойной магнитосферы только наличием поверхностного тока на внешней оболочке  $L = L_{**}$ , который, так же как и остальные поверхностные токи, может быть вычислен из скачка компоненты  $B_\varphi = I/(2r \sin \vartheta)$  на этой поверхности. Соответствующие этому распределению линии тока изображены на рис. 5. Отличие от нуля функций  $\Xi_{in}(\Phi)$ ,  $\Xi_{mid}(\Phi)$  и  $\Xi_{out}(\Phi)$  определяет дополнительные токи вдоль

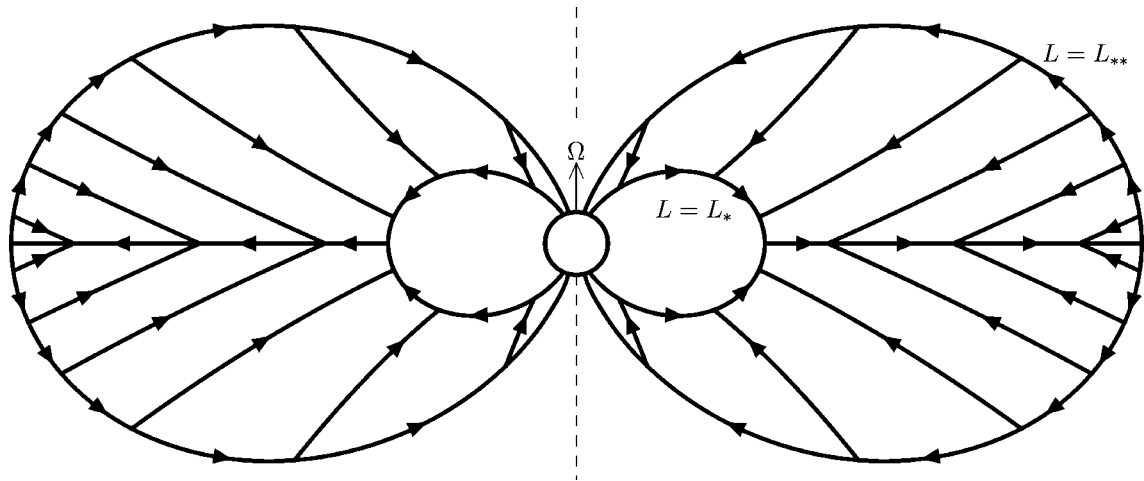


Рис. 5. Пространственное распределение тока в трёхслойной магнитосфере при  $\Xi_{in} \equiv 0, \Xi_{mid} \equiv 0, \Xi_{out} \equiv 0$

силовых линий магнитного поля и на поверхностях разрыва. При этом распределение тока в средней области будет симметричным относительно экваториальной плоскости, а в двух других областях — антисимметричным относительно неё.

В рамках модели трёхслойной магнитосферы появляется возможность построить решение без скачка азимутальной компоненты магнитного поля в экваториальной плоскости. Действительно, решение (12) теперь не имеет особенностей в полярных областях из-за наличия внешней оболочки  $L = L_{**}$ . Легко видеть, что такое решение может быть получено и из общего решения (15) выбором функции  $\Xi_{mid}$  в виде

$$\Xi_0\left(\frac{\sin^2 \vartheta}{r}\right) = \frac{\varkappa r^{3/2}}{\sin^3 \vartheta} \int_0^1 \frac{x^3 \sqrt{1 - \beta x^4} \exp(\delta x^4)}{\sqrt{1 - x}} dx.$$

Исследуем это решение в предположении  $\Xi_{in}(\Phi) \equiv 0, \Xi_{out}(\Phi) \equiv 0$ .

Прежде всего, можно вычислить компоненты тока  $j_r$  и  $j_\vartheta$  по формулам (2), а затем исследовать влияние параметров  $\beta$  и  $\delta$  на поведение зависимостей  $j_r(r, \vartheta)$  и  $j_\vartheta(r, \vartheta)$  так же, как это было сделано выше для двухслойной плазмосферы. И здесь исследование показывает, что разумно положить  $\beta = 0,8$  и  $\delta = 3$ : в этом случае, во-первых, ограничения на эти параметры выполняются по порядку величины, а во-вторых, при их малом изменении структура зависимостей существенно не меняется. Нормированные на величину  $\varkappa r^{-1/2}$  зависимости  $j_r(r, \vartheta)$  и  $j_\vartheta(r, \vartheta)$  в средней области  $L_* < L < L_{**}$  для выбранных параметров приведены на рис. 6, 7. Приполярные области вблизи углов  $\vartheta = 0$  и  $\vartheta = \pi$ , где полученные зависимости имеют особенности, находятся снаружи от оболочки  $L = L_{**}$ , поэтому бесконечных токов не возникает.

Дифференциальное уравнение линии тока можно записать в виде

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\vartheta} = 2 \operatorname{ctg} \vartheta - \frac{4}{3} \sin^7 \vartheta \sqrt{1 - \beta \sin^8 \vartheta} \exp(\delta \sin^8 \vartheta) \operatorname{sign}(\cos \vartheta) \left/ \int_1^{\sin^2 \vartheta} \frac{x^3 \sqrt{1 - \beta x^4} \exp(\delta x^4)}{\sqrt{1 - x}} dx \right.$$

Поскольку уравнение

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\vartheta} = 2 \operatorname{ctg} \vartheta$$

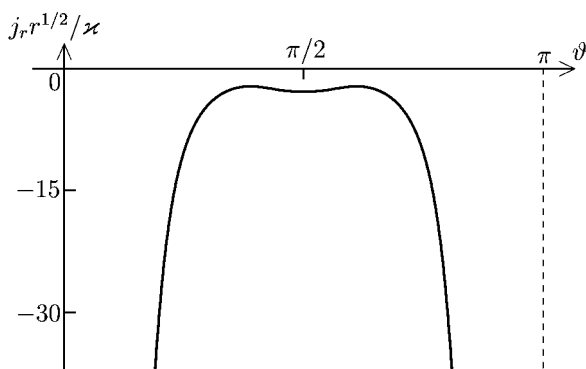


Рис. 6. Зависимость радиальной составляющей тока в средней области от полярного угла при  $\Xi_{mid} = \Xi_0$ ,  $\beta = 0,8$ ,  $\delta = 3$

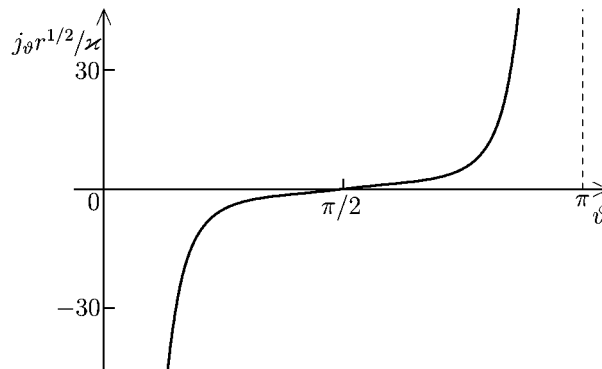


Рис. 7. Зависимость полярной составляющей тока в средней области от полярного угла при  $\Xi_{mid} = \Xi_0$ ,  $\beta = 0,8$ ,  $\delta = 3$

описывает  $L$ -оболочку, то отсюда следует, что каждая линия тока пересекает каждую поверхность  $L = \text{const}$  только в одной точке. Вблизи полюсов  $\vartheta = 0$  и  $\vartheta = \pi$  линии тока снаружи огибают поверхности  $L = \text{const}$ , а вблизи угла  $\vartheta = \pi/2$  при удалении от планеты асимптотически стремятся к радиально расходящимся прямым в экваториальной плоскости. Для замыкания токовой системы необходимо ввести поверхностные токи на оболочках  $L = L_*$ ,  $L = L_{**}$  и на поверхности сферы  $r = 1$  в области  $L_* < L < L_{**}$ . Получающееся при этом пространственное распределение линий тока показано на рис. 8.

Применительно к условиям магнитосферы Земли отметим следующее. В земных условиях в магнитосфере можно выделить две области. В первой из них — плазмосфере — имеется достаточно плотная плазма и вращение близко к твердотельному. Во второй области концентрация плазмы существенно меньше. Относительно скорости вращения недостаточно информации. Ясно лишь, что она убывает с удалением от центрального тела, т. е. с ростом  $L$ -оболочки. Однако характерная сила токов, протекающих в этой области, может быть значительной. В частности, под влиянием обтекания планеты солнечным ветром возникают так называемые токи Биркеланда, которые втекают и вытекают в полярной области магнитосферы и составляют величину порядка  $10^6$  А [6].

Построенное в рамках рассмотренной в данной работе трёхслойной модели решение, приведённое на рис. 8, характеризуется сильными токами вблизи полюсов планеты, причём области втекания и вытекания токов не сильно разнесены в пространстве, что напоминает структуру токов Биркеланда в полярной области. Кроме того, из зависимости (15) с тем выбором функций  $\Xi_{in}$ ,  $\Xi_{mid}$  и  $\Xi_{out}$ , который отвечает этому решению, нетрудно получить характерную силу тока. Рассматривая параметр  $L_{**}$  в интервале от  $L_{**} = L_* \sim 6,6$  до  $L_{**} = 30$ , с учётом всех размерных множителей получим силу тока от  $6 \cdot 10^6$  А до  $6 \cdot 10^7$  А, что по порядку величины близко к значению токов Биркеланда.

Влияние солнечного ветра в данной работе не рассматривалось. Однако качественное сходство построенной токовой структуры в полярной области со структурой токов Биркеланда и совпадение порядков их величин свидетельствуют, по нашему мнению, о том, что эффекты, связанные с дифференциальным вращением плазменной оболочки в геомагнитном поле планеты и приводящие к таким структурам, должны также приниматься во внимание при объяснении природы и величины токов, наблюдаемых в экспериментах.

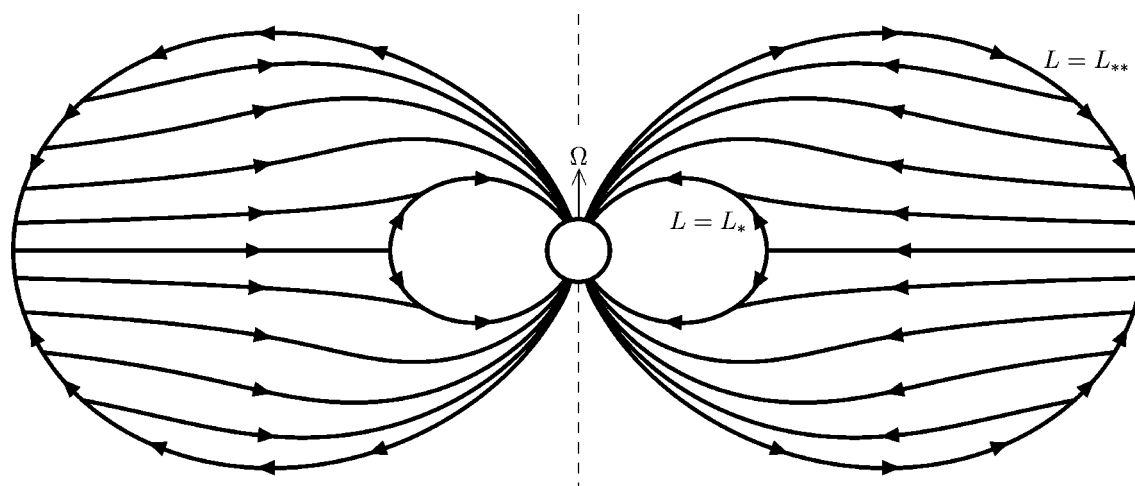


Рис. 8. Пространственное распределение тока в трёхслойной магнитосфере при  $\Xi_{in} \equiv 0$ ,  $\Xi_{mid} = \Xi_0$ ,  $\Xi_{out} \equiv 0$

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Во второй части работы проведено дальнейшее исследование построенной в первой части [1] модели расширяющейся плазмосферы. При этом найдены возможные в рамках этой модели структуры пространственного распределения электрического тока. Полученные результаты привели к необходимости уточнения модели путём введения дополнительных ограничений на области применимости получаемых решений. В качестве простейшего уточнения в работе рассмотрен переход к трёхслойной магнитосфере.

Найденная структура пространственного распределения электрического тока определяется в том числе рядом произвольных функций, которые не могут быть однозначно установлены в рамках данной постановки задачи. Однако выбирая эти функции из физических соображений, можно исследовать на основе данной модели ряд дальнейших задач. В работе продемонстрированы два простейших способа выбрать эти функции и соответствующие им результаты.

Один из способов выбрать эти функции приводит к решению, для которого характерны значительные втекающие и вытекающие токи в полярных областях (порядка  $10^6 \div 10^7$  А). По структуре и характерным величинам такие токи сходны с токами Биркеланда, возникающими в задаче об обтекании планеты солнечным ветром. Влияние солнечного ветра в данном рассмотрении не учитывается. Однако сходство токов даёт основания предположить, что эффекты, связанные с дифференциальным вращением плазменной оболочки в геомагнитном поле планеты, также могут быть существенными для объяснения природы и величины токов, наблюдаемых в экспериментах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 11-02-97088-р\_поволжье\_a, 12-02-00344-а) и программы № 22 Президиума РАН «Фундаментальные проблемы исследований и освоения Солнечной системы».

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Слюняев Н. Н., Солдаткин А. О., Чугунов Ю. В. Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54, № 12. С. 867.
2. Солдаткин А. О., Чугунов Ю. В. // Физика плазмы. 2003. Т. 29, № 1. С. 72.
3. Солдаткин А. О., Чугунов Ю. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, № 3. С. 181.

4. Солдаткин А. О., Чугунов Ю. В. // Физика плазмы. 2005. Т. 31, № 11. С. 1139.
5. Солдаткин А. О., Чугунов Ю. В. // Солнечно-земная физика. 2008. Т. 2, вып. 12. С. 229.
6. Харгривз Дж. К. Верхняя атмосфера и солнечно-земные связи. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 352 с.

Поступила в редакцию 13 декабря 2011 г.; принята в печать 12 марта 2012 г.

## A MODEL OF THE EXPANDING PLASMOSPHERE. 2. SPATIAL DISTRIBUTION OF THE ELECTRIC FIELD

*N. N. Slyunyaev, A. O. Soldakin, and Yu. V. Chugunov*

The expanding plasmosphere has been studied further. Possible structures of the spatial distribution of the electric current, which can exist within the framework of this model, have been found, and the obtained results are used to demonstrate the necessity of refining the model itself. A simplest variant of such refining is presented, consisting in the transition from the two-layer magnetosphere to the three-layer one. It is shown that the structure of spatial distribution of the electric current depends on some arbitrary functions, whose form can be chosen basing on qualitative considerations. The results of using some methods of selection of such functions are demonstrated.