

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 533.92

**ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В СЛОЖНЫХ ТОКОВЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ****Д. А. Оводков, В. Ю. Попов, Х. В. Малова***(кафедра математики)*

E-mail: hmalova@yandex.ru

Проведено аналитическое и численное исследование рассеяния заряженных частиц в магнитных полях токовых слоев с колоколообразными и двугорбыми профилями плотности тока. Показано, что процессы рассеяния частиц существенным образом зависят от структуры токового слоя. Так, при рассеянии частиц в двойных токовых слоях в системе может поддерживаться режим, при котором компенсация двух последовательных скачков магнитных моментов частиц может приводить к квази-регулярному типу движения вместо хаотического.

Введение

Взаимодействие плазмы солнечного ветра с собственным магнитным полем Земли приводит к формированию на теневой стороне сильно вытянутой магнитной структуры, называемой «хвостом» магнитосферы, с обращенным магнитным полем и токовым слоем (ТС) в экваториальной плоскости. В невозмущенном состоянии толщина ТС магнитосферного «хвоста» составляет несколько R_E (радиус планеты R_E составляет приблизительно 6400 км). В процессе исследований спутников GEOTAIL и CLUSTER в ближней и дальней областях «хвоста» магнитосферы, на расстояниях 15–20 и $100R_E$ от Земли, обнаружены сравнительно тонкие токовые слои (ТТС) толщиной порядка 1000–2000 км (что сравнимо с гирорадиусами вращения протонов магнитосферной плазмы). Эти слои могут существовать в двух видах — с колоколообразным и двугорбым (или бифурцированным) профилями плотности тока, изображенными схематически на рис. 1. В отличие от колоколообразных ТТС, где максимум плотности тока достигается в центре слоя, в бифурцированных ТТС профили плотности тока имеют два максимума на краях и минимум в центре [1, 2], при этом минимум магнитного поля в центре не совпадает с максимумами тока на периферии. Предполагается, что ТТС образуются вблизи областей пересоединения в хвосте, «X»-линий, а также в фазе накопления суббурь, исполняя роль «резервуаров» энергии, питающих суббуревые плазменные процессы.

Динамика заряженных частиц в ТТС является предметом интенсивного изучения на протяжении нескольких последних десятилетий [3–5]. Основное внимание исследователей было обращено главным образом на ТТС с колоколообразными профилями

плотности тока как наиболее характерные и часто регистрируемые в магнитосферном хвосте структуры. Особенности движения частиц в бифурцированных токовых слоях практически не изучены, так как такие слои были открыты сравнительно недавно [6]. Структура и динамика ТТС не могут быть описаны в рамках магнитной гидродинамики, так как гирорадиусы ионов порядка толщины слоя. По этой причине для изучения ТТС используется кинетическая теория, где движение разных групп частиц может определять свойства токового слоя как целого. Как удалось показать ранее в работе [7], процессы хаотического рассеяния частиц в ТТС могут играть ключевую роль как в формировании бифурцированных токовых слоев, так и в их разрушении.

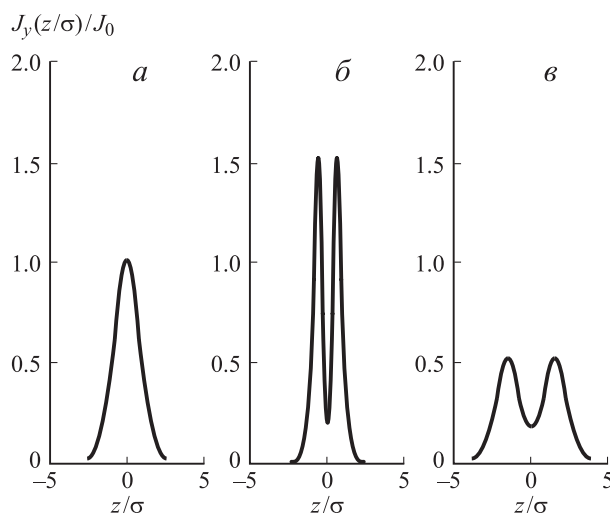


Рис. 1. Характерные профили тока, использованные для анализа динамики частиц: *а* — одногорбый ТС, *б* — двугорбый с резкими максимумами тока, *в* — двугорбый ТС с плавными максимумами тока

Вопросы нелинейной динамики частиц в сложных магнитных конфигурациях и зависимости свойств токовых слоев от поведения разных групп частиц требуют дальнейшего детального изучения.

В настоящей работе проводится аналитическое и численное исследование влияния структуры магнитного поля токовых слоев разных конфигураций (с односторонним и двусторонним профилями плотности тока) на характер динамики заряженных частиц — ионов (в частности, рассеяния их магнитных моментов). Исследование осуществляется в широкой области изменения основного параметра задачи, отражающего соотношение между характерным масштабом неоднородности магнитного поля и величиной гирорадиуса ионов. Показано, что в разных областях изменения параметров системы механизмы рассеяния заряженных частиц могут быть различными: в сильно вытянутых магнитных конфигурациях с малой поперечной компонентой магнитного поля рассеяние ионов происходит на сепаратрисах движения и практически не зависит от вида профиля тока. В менее вытянутых магнитных структурах с относительно сильной поперечной компонентой магнитного поля рассеяние сильно зависит от типа профиля тока и определяется структурой и положением рассеивающих центров. Исследование динамики частиц, структуры и положения рассеивающих центров в токовых слоях различных конфигураций является целью настоящего исследования.

Общая постановка задачи

Для двух взаимно дополняющих моделей токового слоя, аналитической и численной, были сделаны предположения, позволяющие сильно упростить задачу. Рассматривается солнечно-магнитосферная система координат, в которой ось X направлена от Земли к Солнцу, Z — перпендикулярно плоскости эклиптики, а ось Y — с утренней на вечернюю сторону. Так как поперечный масштаб по Z токового слоя магнитосферного хвоста много меньше характерной длины изменения магнитного поля как вдоль X , так и вдоль Y -направления, можно считать магнитное поле однородным по осям X и Y . Поэтому магнитное поле токового слоя зависит только от одной координаты Z и может быть записано следующим образом:

$$\mathbf{B} = B_0 B_x(Z/L) \mathbf{e}_x + B_n \mathbf{e}_z,$$

где безразмерное магнитное поле $B_x(Z/L) \rightarrow \pm 1$ при $Z \rightarrow \pm \infty$; B_n, B_0 — поперечная и продольная компоненты магнитного поля соответственно, $B_n \ll B_0$; L — ширина области обращения магнитного поля.

Модель расщепленного ТТС представляет собой суперпозицию двух колоколообразных токовых слоев (рис. 1, б, в). Расстояние между максимумами контролируется параметром Z_c , а ширина правого и левого максимумов — параметрами L_{left} и L_{right}

соответственно,

$$B_x(Z) = \frac{1}{2} \left\{ \text{th} \left(\frac{Z - Z_c}{L_{\text{right}}} \right) + \text{th} \left(\frac{Z + Z_c}{L_{\text{left}}} \right) \right\}. \quad (1)$$

Таким образом, при соответствующем выборе параметров $Z_c, L_{\text{left}}, L_{\text{right}}$ можно получить различные модели ТТС:

односторонний ТТС:

$$Z_c = 0, \quad L_{\text{left}} = L_{\text{right}} \equiv L;$$

бифурцированный ТТС с резкими и узкими пиками тока:

$$Z_c = 2L, \quad L_{\text{left}} = L_{\text{right}} = \frac{L}{3};$$

бифурцированный ТТС с плавными максимумами тока:

$$Z_c = 2L, \quad L_{\text{left}} = L, \quad L_{\text{right}} = L.$$

Аналитическая модель скачков магнитных моментов ионов при пересечении токового слоя

В работе [8] было показано, что для классификации поведения заряженных частиц в магнитных полях с обращенным магнитным полем может быть использован параметр $\kappa = \sqrt{R_{\text{min}}/\rho_{\text{max}}}$, где R_{min} — минимальный радиус кривизны магнитных силовых линий, а ρ_{max} — максимальный гирорадиус вращения частицы. В работе [7] было показано, что в бифурцированных ТС динамика заряженных частиц определяется не одним параметром κ , а несколькими параметрами: b_n, σ, z_c , где z_c — расстояние между максимумами тока, $\sigma = \sqrt{L/\rho}$, где L — толщина слоя, ρ — ларморовский радиус частиц, $b_n = B_z/B_0$ — отношение нормальной компоненты магнитного поля к полному полю. В дальнейшем мы будем использовать то обстоятельство, что в широком диапазоне энергий частиц и для произвольной магнитной конфигурации динамика частиц может быть описана обобщенным параметром $b_n \sigma$ [9], который является аналогом параметра κ в ТС сложной формы. Динамика частиц различна при малых значениях $b_n \sigma \ll 1$ (когда ларморовский радиус частицы сравним с шириной ТС) и при $b_n \sigma \gtrsim 1$. Так, при малых значениях $b_n \sigma$ основным механизмом рассеяния частиц служат скачки адиабатического инварианта [10] при пересечении частицей сепаратрис движения — областей, разделяющих движение ионов с пересечением и без пересечения нейтральной плоскости. В настоящей работе рассматривается движение заряженных частиц при $0.1 \leq b_n \sigma \leq 3$ в нерасщепленных и бифурцированных ТС.

Для качественного анализа механизмов рассеяния частиц использована процедура, описанная в [11], позволяющая получить алгебраическую формулу для нахождения положения центра рассеяния частиц в ТС. Полученные результаты сравнивались с аналогичными результатами, полученными с помощью трассирования частиц в заданном магнитном

поле (1) и численного интегрирования уравнений движения частиц.

Запишем уравнения движения заряженной частицы в электромагнитном поле:

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{e}{mc} [\mathbf{VB}], \quad \frac{d\mathbf{R}}{dt} = \mathbf{V}.$$

Постоянное электрическое поле E_y , всегда присутствующее в хвосте магнитосферы, может быть убрано из рассмотрения, так как движение частиц рассматривается в системе координат де Хоффмана-Теллера, движущейся к Земле со скоростью $v_{\text{днт}} = cE_y/B_z$. В этой системе координат электрическое поле $E_y = 0$ [12].

Изменение магнитного момента во времени можно записать в виде

$$\frac{d\mu}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{V_{\perp}^2}{2B} \right) = \frac{1}{2B} \left(\frac{dV_{\perp}^2}{dt} - \frac{V_{\perp}^2}{B} \frac{dB}{dt} \right). \quad (2)$$

Введем криволинейную систему координат с осями τ_0, τ_1, τ_2 в направлении магнитного поля и двух перпендикулярных к нему осей:

$$\tau_0 = \frac{\mathbf{B}}{B}, \quad \tau_1 = [\tau_2 \tau_0], \quad \tau_2 = [\tau_0 \tau_1], \quad \tau_0 = [\tau_1 \tau_2].$$

После преобразований, аналогичных [11], и с учетом вида магнитного поля (1) можно вывести следующие уравнения для перпендикулярной компоненты скорости и фазы гировращения иона:

$$\frac{dV_{\perp}}{dt} = -\frac{V_{\perp} V_{\parallel}}{2} \tau_1 (\tau_1 \nabla) \tau_0 - V_{\perp}^2 \tau_1 (\tau_0 \nabla) \tau_0 \cos \psi - \frac{V_{\perp} V_{\parallel}}{2} \tau_1 (\tau_1 \nabla) \tau_0 \cos 2\psi, \quad (3)$$

$$\frac{d\psi}{dt} = -\frac{eB}{mc} + \frac{V_{\parallel}^2}{V_{\perp}} \tau_1 (\tau_0 \nabla) \tau_0 \sin \psi + \frac{V_{\parallel}}{2} \tau_1 (\tau_1 \nabla) \tau_0 \sin 2\psi. \quad (4)$$

Для магнитного поля справедливо соотношение

$$\frac{dB}{dt} = \frac{\partial B}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) B = (V_{\parallel} \tau_0 + V_{\perp} \tau_1 \cos \psi) \nabla B. \quad (5)$$

Условие $\nabla \mathbf{B} = 0$ мы можем переписать следующим образом:

$$\tau_0 \nabla B + B \tau_1 (\tau_1 \nabla) \tau_0 = 0. \quad (6)$$

После подстановки выражений (3), (5) в (2) и использования (6) можно записать уравнение, описывающее изменение магнитного момента во времени, в виде

$$\frac{d\mu}{dt} = -\frac{V_{\perp}}{B} \left\{ \cos \psi \left(V_{\parallel}^2 \tau_1 (\tau_0 \nabla) \tau_0 + \frac{V_{\perp}^2}{B} \tau_1 \nabla B \right) + \frac{V_{\perp} V_{\parallel}}{2} \tau_1 (\tau_1 \nabla) \tau_0 \cos 2\psi \right\}. \quad (7)$$

Поскольку время t явно не входит в правые части уравнений (7), (4), можно его исключить, разделив одно уравнение на другое и отбросив члены более высокого порядка малости:

$$\frac{d\mu}{d\psi} = \frac{1}{\omega_H} \frac{V_{\perp}}{B} \left\{ \cos \psi \left(V_{\parallel}^2 \tau_1 (\tau_0 \nabla) \tau_0 + \frac{V_{\perp}^2}{B} \tau_1 \nabla B \right) + \frac{V_{\perp} V_{\parallel}}{2} \tau_1 (\tau_1 \nabla) \tau_0 \cos 2\psi \right\}. \quad (8)$$

Выразим τ_0, τ_1, τ_2 через компоненты магнитного поля:

$$\begin{aligned} \tau_1 (\tau_0 \nabla) \tau_0 &= \frac{B_0 B_n^2}{B^3} \frac{\partial B_x}{\partial Z}, \\ \tau_1 (\tau_1 \nabla) \tau_0 &= -\frac{B_0^2 B_n B_x}{B^3} \frac{\partial B_x}{\partial Z} \\ \tau_1 \nabla B &= -\frac{B_0^3 B_x^2}{B^2} \frac{\partial B_x}{\partial Z}. \end{aligned} \quad (9)$$

Подставив (9) в (8) и выполнив формальный переход в комплексную область, получим

$$\Delta\mu = \frac{mc}{e} \operatorname{Re} \int_{\psi_l}^{\psi_r} \frac{V_{\perp}}{B^5} \frac{\partial B_x}{\partial Z} \left\{ \exp(i\psi) \left(V_{\parallel}^2 B_0 B_n^2 - \frac{V_{\perp}^2}{2} B_0^3 B_x^2 \right) - \frac{V_{\parallel} V_{\perp}}{2} B_0^2 B_n B_x \exp(i2\psi) \right\} d\psi. \quad (10)$$

Неадиабатическое изменение магнитного момента [11, 13] связано с наличием особых точек внутри контура интегрирования. Таким образом, для колоколообразной гиперболической модели магнитного поля особыми точками будут величины Z , являющиеся решением уравнения

$$B(Z) = \sqrt{B_0^2 B_x^2(Z) + B_n^2} = 0.$$

Решая это уравнение аналитически, находим

$$\frac{Z}{L} = i \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\pm \frac{2b_n}{1 - b_n^2} \right) \approx \pm i(b_n + \pi k). \quad (11)$$

Как можно видеть из уравнения (11), скачок магнитного момента происходит в центре слоя $Z/L = 0$.

Рассмотрим случай двойного токового слоя:

$$\operatorname{th} \left(\frac{Z - Z_c}{L_{\text{right}}} \right) + \operatorname{th} \left(\frac{Z + Z_c}{L_{\text{left}}} \right) = \pm 2ib_n. \quad (12)$$

Для нашей модели $Z_c = 2L/3$ (т.е. это невырожденный случай и максимумы плотности тока сильно разнесены в слое), поэтому для значений $Z > 0$ справедливо следующее соотношение:

$$\operatorname{th} \left(\frac{Z - Z_c}{L_{\text{right}}} \right) \approx \pm 2ib_n - 1. \quad (13)$$

Решая уравнение (13), получим

$$\frac{Z}{L} = \frac{Z_c}{L} + \frac{L_{\text{right}}}{2L} \ln \frac{b_n}{\sqrt{1 + b_n^2}} \pm i \frac{L_{\text{right}}}{2L} \operatorname{arctg} \frac{1}{b_n}. \quad (14)$$

Таким образом, $\text{Re}(Z/L) \neq 0$, и скачок магнитного момента не будет совпадать с началом координат.

Трассирование частиц в численной модели

Для моделирования динамики заряженных частиц в ТС был использован метод трассирования в заданном магнитном поле. Уравнения движения частиц в безразмерном виде принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \dot{p}_x &= b_n \sigma (a_y(z) - b_n \sigma x), \\ \dot{p}_z &= -b_x(z) \sigma (a_y(z) - b_n \sigma x), \\ \dot{x} &= p_x, \quad \dot{z} = p_z. \end{aligned}$$

Использовались следующие безразмерные переменные:

$$\begin{aligned} p_{x,y,z} &= \frac{P_{x,y,z}}{m v_0}, \quad \{y, z, z_c\} = \frac{\{Y, Z, Z_c\}}{\sqrt{\rho_0 L}}, \\ x &= \frac{X}{\sqrt{\rho_0 L}} - \frac{p_y}{b_n \sigma}, \end{aligned}$$

где $b_n = \frac{B_n}{B_0}$, $\sigma = \sqrt{\frac{L}{\rho_0}}$, ρ_0 — ларморовский радиус.

Начальные условия выбирались следующим образом. Частицы стартовали из правого верхнего угла моделирующей области с различными начальными значениями фазы вращения и питч-угла (питч-угол — это угол между вектором скорости частицы и вектором магнитного поля). Компоненты вектора скорости, нормированные на величину полной скорости, определялись из уравнений

$$\begin{aligned} v_{x0} &= -\sin \theta \sin \alpha \sin \phi - \cos \theta \cos \alpha, \\ v_{y0} &= -\sin \theta \cos \phi, \\ v_{z0} &= \sin \theta \sin \phi \cos \alpha - \cos \theta \sin \alpha. \end{aligned}$$

Здесь θ — питч-угол частицы, ϕ — фаза вращения частицы, α — угол между вектором магнитного поля и осью x . Таким образом, фиксируя начальное положение частицы z_0 , фазу ϕ_0 , питч-угол θ_0 , можно получить полный набор начальных условий для системы уравнений движения.

Численные результаты

Для сравнения аналитических и численных результатов на рис. 2, *a* приведен график зависимости положения центров рассеяния магнитных моментов частиц в зависимости от параметров ТС. Расстояние между центрами «горбов» z_c варьировалось, по оси ординат отмечались точки, соответствующие положению центров рассеяния магнитных моментов, которые являлись реальной частью решения уравнения (12). Анализируя изображенные на рис. 2, *a* результаты, можно отметить, что при значениях $z_c = 0-1.5$ рассеивающий центр в системе один, и расположен он в нейтральной плоскости ТТС, где обращается знак B_x — компоненты магнитного

поля. С ростом параметра z_c рассеивающие центры раздвигаются из центральной части, располагаясь на периферии токового слоя. Наличие двух рассеивающих центров может приводить к компенсации скачков магнитного момента на входе и выходе частицы из токового слоя. Для проверки полученных результатов проведено численное интегрирование уравнений движения частиц и построены графики зависимости магнитного момента от параметра z . Полученные результаты приведены на рис. 2, *b, в, г*. Вертикальными линиями отмечены положения центров рассеяния частиц. Полученные значения положения центров рассеяния в одной из симметричных «половин» токового слоя отмечены треугольниками на графике рис. 2, *a*.

Как видно из сравнения теоретических и численных оценок, результаты достаточно хорошо согласуются между собой. Это позволяет, не прибегая к численному моделированию, качественно анализировать динамику частиц в токовых слоях сложной структуры.

На следующем этапе работы было проведено изучение влияния геометрии ТС (в частности, положения рассеивающих центров и ширины максимумов бифурцированного тока) на общие свойства динамики частиц — величины скачков магнитных моментов, направление рассеяния потока частиц в пространстве, характерные времена жизни в слое. Для этих целей было выбрано несколько характерных конфигураций ТС: одnogорбая, двугорбая с узкими и интенсивными пиками токовых структур и двойной ТС с относительно гладкими и широкими максимумами плотности тока. Характерные профили плотности тока для этого исследования изображены на рис. 1. Рис. 1, *б* соответствует случаю, когда расщепление токового слоя происходит без увеличения ширины ТТС, т. е. за счет перераспределения тока, при этом интегральный ток остается постоянным. Структура токового слоя в данном случае такова, что система имеет практически нулевой ток в середине слоя и два резких максимума малой ширины на расстояниях от центра $z_c = 2/3\sigma$.

На рис. 3 показаны результаты численного моделирования движения заряженных частиц с разными начальными энергиями в одnogорбом токовом слое. Величина параметра $b_n \sigma$ варьировалась в широких пределах значений от 0.1 до 3. Рис. 3, *a* демонстрирует среднее время жизни частиц в токовом слое (нормированное на время минимальной длительности пребывания в слое) как функцию параметра $b_n \sigma$. Усреднение проводилось по начальным значениям фаз и питч-углов. Рис. 3, *a, б* отображает зависимость отношения начального и конечного магнитных моментов частиц от параметра $b_n \sigma$. Из рисунков *a* и *б* видно, что время жизни частиц в слое и отношения магнитных моментов имеют резонансную зависимость при малых значениях параметра $b_n \sigma$. Резонансные зависимости могут быть

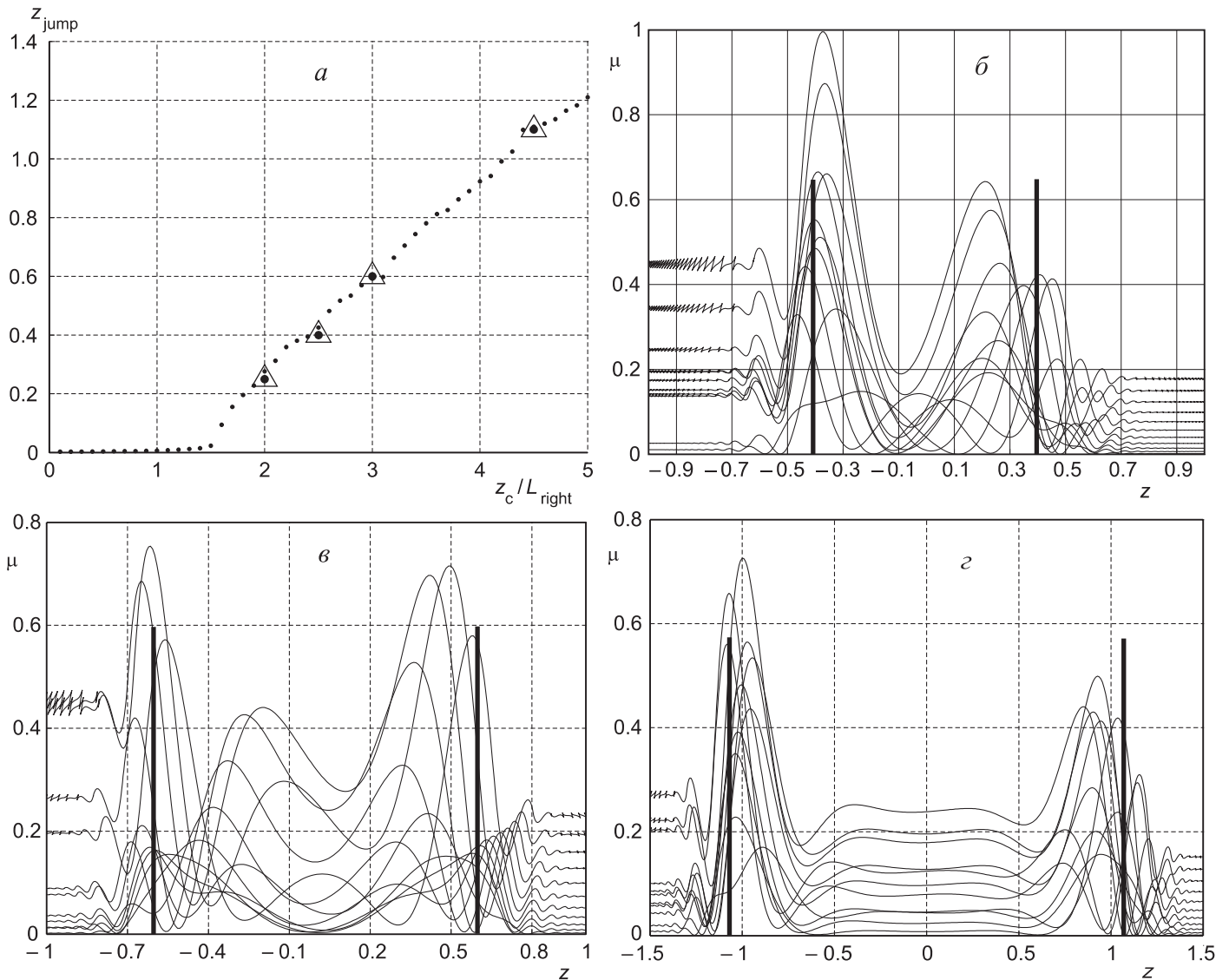


Рис. 2. Зависимость положения центров рассеяния магнитного момента от геометрии профиля тока. На рисунке *a* точками показаны положения, полученные из уравнения (12). Треугольники соответствуют численным результатам, полученным из анализа траекторий. Рисунки *б, в, г* отображают зависимость магнитного момента от расстояния от центра слоя z

объяснены тем, что при малых значениях параметра $b_n\sigma$ рассеяние магнитных моментов частиц происходит в узких сепаратрисных областях на входе в слой и выходе из него, а скачки магнитных моментов зависят от набега фаз между сепаратрисами. Резонансы сменяются относительно широкой областью рассеяния $0.65 < b_n\sigma < 1.5$, где сепаратрисный механизм не работает, при этом рассеяние частиц происходит в центре слоя. Полученные в настоящей работе результаты полностью согласуются с результатами, полученными в работе [12, 14]. Рисунки *a* и *б* соответствуют друг другу: внутри резонансных областей, где динамика частиц квазиadiaбатическая, рассеяние магнитных моментов отсутствует, а время жизни частиц мало. В областях с сильной диффузией магнитных моментов время пребывания частиц в слое велико. Хаотическое поведение заряженных частиц в области вблизи

$b_n\sigma \sim 1$ характерно для движения частиц в одногорбых токовых конфигурациях [15, 16]. При значениях $b_n\sigma > 1.5$ движение частиц становится регулярным и может быть описано в рамках приближения ведущего центра. На рис. 3, *в* представлена зависимость соответствующего коэффициента отражения частиц от плоскости ТС. Значение коэффициента, равное 1, соответствует полному отражению потока частиц после прохождения через ТС, значение 0 — стопроцентному прохождению через ТС. Из рисунка следует, что коэффициент отражения потока ионов в резонансных областях принимает значения 0 или 1, причем они чередуются от резонанса к резонансу. Это соответствует так называемым четным и нечетным резонансам [14], когда размагниченные в токовом слое частицы пересекают нейтральную плоскость четное или нечетное число раз, что и определяет направление ухода частиц от слоя.

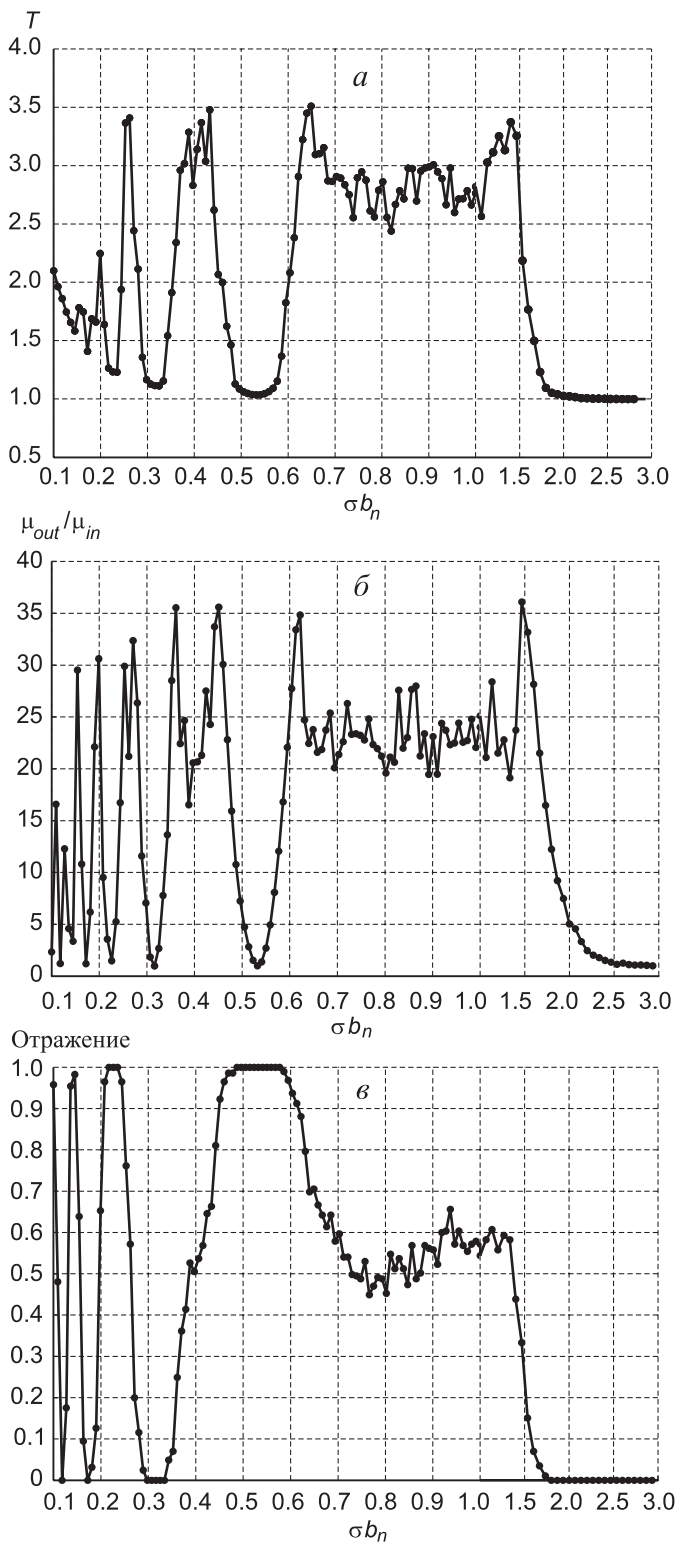


Рис. 3. Результаты численного моделирования для одногорбой конфигурации магнитного поля: *a* — зависимость среднего времени жизни частиц в слое, *б* — рассеяние магнитных моментов частиц, *в* — коэффициент отражения частиц от слоя

На рис. 4 представлены аналогичные зависимости для другой конфигурации магнитного поля, соответствующей модели расщепленного токового слоя с узкими и острыми пиками тока. Из рисунка

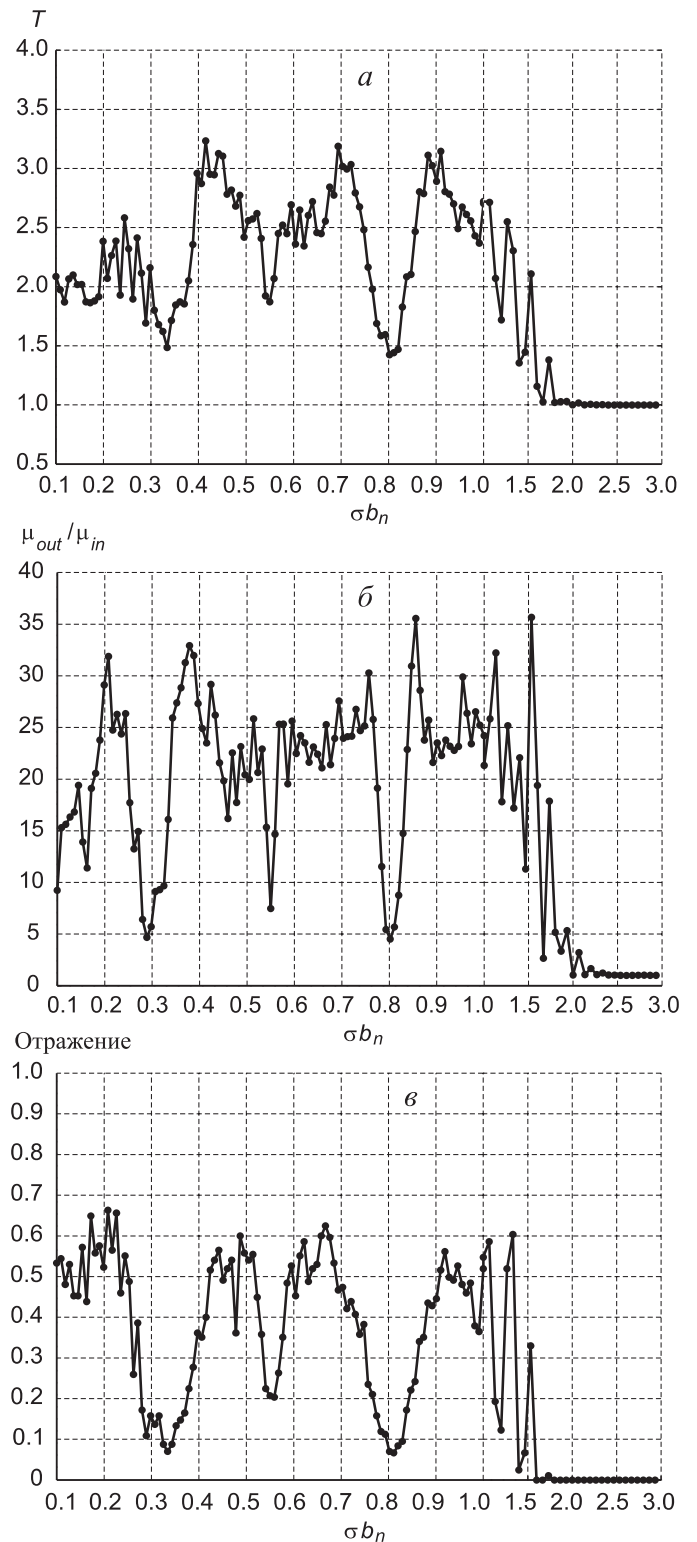


Рис. 4. Результаты численного моделирования для двугорбой ТС с резкими максимумами тока: *a* — зависимость среднего времени жизни частиц в слое от параметра $b_n\sigma$, *б* — рассеяние магнитных моментов, *в* — коэффициент отражения частиц от слоя

видно, что резонансные зависимости характерны для движения частиц в широком диапазоне параметров, в частности в области $b_n\sigma \sim 1$. Анализ полученных результатов позволяет нам предположить,

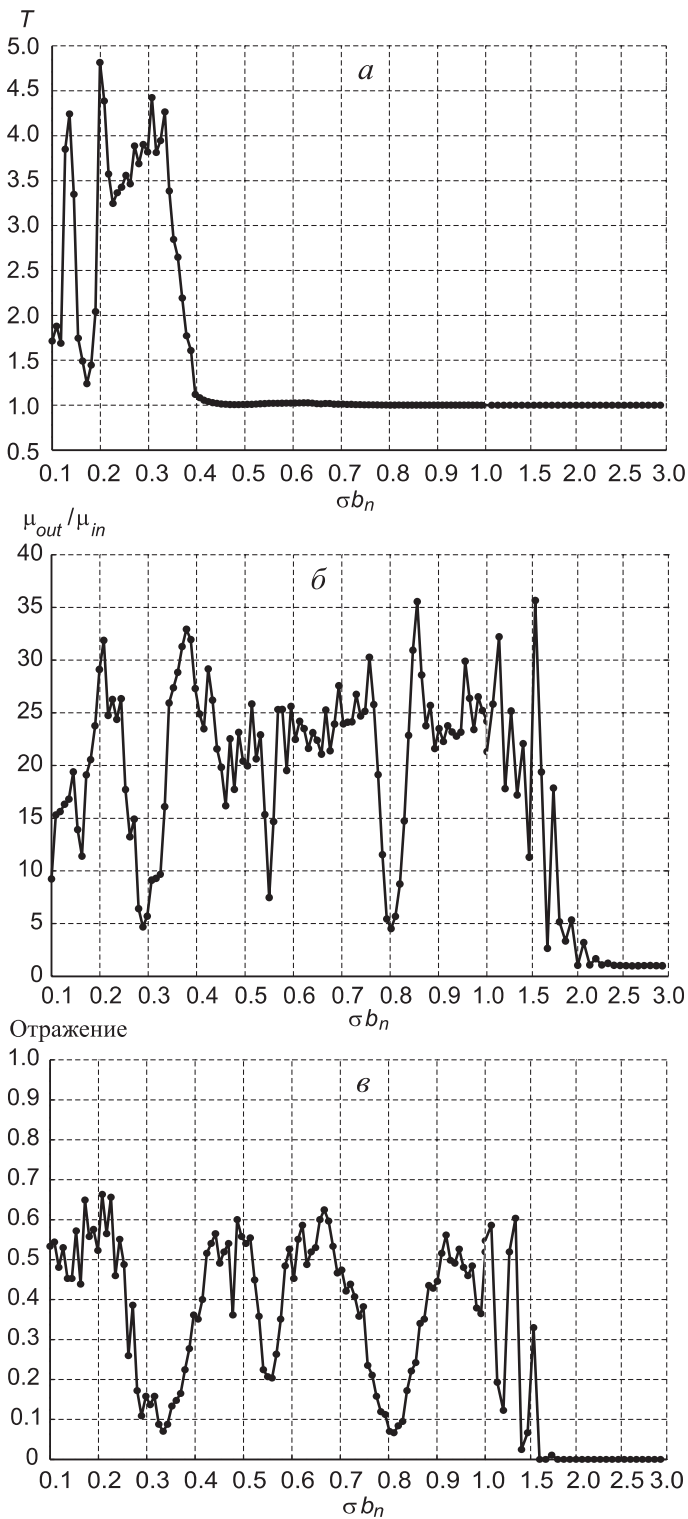


Рис. 5. Результаты численного моделирования для двугорбого ТС с плавными максимумами тока и удвоенной шириной. Зависимости на рис. а, б, в такие же, как и на рис. 3 и 4

что внутри резонансов, где движение частиц имеет адиабатический характер, время жизни частиц в ТС минимально, при этом их магнитные моменты на входе в ТС и выходе из него постоянны. Как было показано в работе [11], величина скачка магнитного момента зависит от фазы вращения таким обра-

зом, что при наличии двух рассеивающих центров скачки магнитных моментов могут компенсироваться при соответствующем набеге фазы. Результаты, представленные на рис. 4, подтверждают данное предположение. Например, при значении параметров $\sigma b_n \approx 0.8$, виден ярко выраженный резонанс, который не наблюдается в колоколообразном ТС. Возможность подобного эффекта обсуждалась ранее в работах [15, 16].

Рисунок 5 характеризует процессы рассеяния заряженных частиц в бифурцированном токовом слое с наиболее реалистичной, гладкой конфигурацией плотности тока. Здесь токовый слой является суперпозицией двух токовых слоев с «широкими» максимумами плотности тока толщиной порядка половины ширины бифурцированного ТС. Рассмотрен частный случай, когда расстояние между максимумами составляет $z_c = 2\sigma$. Результаты моделирования представлены на рис. 5. Сравнение с предыдущими рис. 3 и 4 показывает, что в данной конфигурации при умеренно больших значениях $b_n \sigma \sim 1$ рассеяние магнитных моментов заряженных частиц практически отсутствует. Решение уравнения (14) позволяет нам получить положения центров рассеяния магнитных моментов для данной конфигурации. Центры расположены вблизи середины слоя, где величина тока составляет примерно одну четвертую от величины нерасщепленного слоя, что может приводить к пренебрежимо малому скачку магнитного момента в середине слоя. Это может привести к почти адиабатическому поведению частиц в диапазоне $1 < \sigma b_n < 2$. Полученные нами результаты свидетельствуют о том, что в геомагнитном «хвосте» земной магнитосферы с монотонно растущей к Земле нормальной компонентой магнитного поля B_n области, где наблюдаются бифурцированные токовые слои, могут порождать узкие пучки квазиадиабатических ионов, летящих из нейтрального слоя почти вдоль магнитных силовых линий.

Выводы

В настоящей работе исследована динамика заряженных частиц в токовых слоях различной конфигурации: с колоколообразным и бифурцированным профилями, причем был рассмотрен бифурцированный профиль двух типов: первый — с узкими пиками тока по краям, второй — со сравнительно толстыми максимумами. Построена аналитическая модель скачков магнитных моментов заряженных частиц при прохождении ими токового слоя. С помощью аналитической модели изучены качественные характеристики рассеяния заряженных частиц в диапазоне изменения параметра $0.5 < b_n \sigma < 3$. Получено алгебраическое выражение, позволяющее определять положение центров рассеяния магнитных моментов в произвольной конфигурации магнитного поля. Полученные результаты проверены с помощью численной модели, в которой заряжен-

ные частицы трассировались в заданных магнитных полях. Результаты, полученные в аналитической модели, сравнивались с численными результатами, и было получено удовлетворительное согласование между ними. Основными управляющими параметрами численной модели является расстояние между максимумами плотности тока Z_c , а также параметр $b_n\sigma$, характеризующий соотношение между масштабом неоднородности магнитного поля и ларморовским радиусом частиц. С помощью численной модели проведено исследование времени жизни частиц в слое, отношение начального и конечного магнитных моментов и коэффициента отражения потока частиц в зависимости от величины параметра $b_n\sigma$. Продемонстрировано, что в области $b_n\sigma \ll 1$ скачки магнитных моментов происходят на сепаратрисах движения и динамика частиц носит резонансный характер. При $0.5 \leq b_n\sigma \leq 3$ стохастизация движения ионов происходит в одном или двух центрах рассеяния. Так, в колоколообразном токовом слое существует только один центр рассеяния в нейтральной плоскости. В двойных токовых слоях существуют два центра рассеяния, расположенные на периферии, в то время как в нейтральной плоскости рассеяния по магнитным моментам их нет. В модели токового слоя с двумя узкими максимумами рассеивающие области очень узкие, поэтому скачки магнитных моментов на входе/выходе системы зависят главным образом от набега фазы между двумя «горбами». Этим объясняется резонансный характер рассеяния частиц вблизи $b_n\sigma \sim 1$.

В токовой конфигурации с более толстыми и гладкими максимумами плотности тока положение рассеивающих центров зависит не только от расстояния между «горбами», но также и от их ширины. При достаточно далекой дистанции, разделяющей два максимума, рассеивающих центров два, причем эти области достаточно большие и сдвинуты к середине слоя, скачки магнитных моментов становятся при этом малы, что также является причиной квазиadiaбатического движения частиц в области $b_n\sigma \sim 1$.

Свойства токовых слоев разных конфигураций, продемонстрированные с помощью численных и аналитических исследований, подтверждаются экспериментальными наблюдениями последних лет, например в работах по изучению нерасщепленных и бифурцированных ТС [6]. Полученные результа-

ты могут быть полезными для объяснения свойств продольных потоков частиц — бимлетов, летящих от нейтрального слоя с бифурцированным током. Гипотеза об особой динамике частиц в двойных токовых слоях и о рождении бимлетов в нерезонансной области $b_n\sigma \sim 1$, соответствующей ближнему к Земле краю токового слоя магнитосферного «хвоста», требует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 06-02-72561, 06-05-90631) и программы «Ведущие научные школы» (грант НШ-5359.2006.2).

Литература

1. Hoshino M., Nishida A., Mukai T. et al. // J. Geophys. Res. 1996. **101**. P. 24775.
2. Asano Y., Mukai T., Hoshino M. et al. // J. Geophys. Res. 2003. **108**. P. 1019.
3. Sonnerup B.U.O. // J. Geophys. Res. 1971. **76**. P. 8211.
4. Harris E. G. // Nuovo Cimento. 1962. **23**. P. 115.
5. Chen J., Palmadesso P.J. // J. Geophys. Res. 1986. **91**. P. 1499.
6. Runov A., Nakamura R., Baumjohann W. et al. // Geophys. Res. Lett. 2003. **30**, P. 8-1.
7. Delcourt D.C., Ovodkov D.A., Popov V.Yu. et al. // Adv. Space Res. 2006. **37**. P. 547.
8. Buchner, J., Zelenyi L.M. // J. Geophys. Res. 1989. **94**. P. 11821.
9. Вайнштейн Д.Л., Зеленый Л.М., Нейштадт А.И. и др. // Физика плазмы. 1999. **25**. С. 1.
10. Нейштадт А.И. // Прикл. мат. мех. 1987. **51**. С. 750.
11. Birmingham T.J. // J. Geophys. Res. 1984. **29**. P. 2699.
12. Zelenyi L.M., Delcourt D.C., Malova H.V. et al. // Geophys. Res. Lett. 2002. **29**. P. 49-1.
13. Hastie R.J., Hobbs G.D., Taylor J.B. // Proc. III Int. Conf. Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res. 1969. Vienna. **1**. P. 389.
14. Chen J. // J. Geophys. Res. 1992. **97**. P. 15011.
15. Delcourt D.C., Malova H.V., Zelenyi L.M. // J. Geophys. Res. 2004. **109**. doi.10.1029/2003JA010167. P. A01222.
16. Delcourt D.C., Malova H.V., Zelenyi L.M. // Geophys. Res. Lett. 2006. **33**. doi.10.1029/2005GL025463. P. L06106.

Поступила в редакцию
10.11.06