

О влиянии продольной неоднородности магнитного поля на структуру тонких токовых слоев в космической плазме

Л. М. Зеленый

*Институт космических исследований РАН,
Россия, 117997, Москва, ул. Профсоюзная, 84/32.*

Х. В. Малова*

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
НИИ ядерной физики имени Д.В.Скобельцына, (НИИЯФ МГУ).
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 5.*

В. Ю. Попов†

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра математики.
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

(Статья поступила 14.05.2012; Подписана в печать 11.06.2012)

Построена и исследована модель сравнительно тонкого токового слоя с учетом продольной неоднородности магнитного поля. Показано, что нелинейная динамика заряженных частиц плазмы, зависящая от распределения магнитного поля в тонких токовых слоях, полностью определяет их равновесную структуру. Пролетные ионы являются основными носителями тока в системе и поддерживают практически одномерный токовый слой. В то же время квази-захваченные протоны, благодаря сохранению продольных адиабатических инвариантов, перераспределяются вдоль токового слоя таким образом, что их концентрация становится выше в области с более сильным поперечным магнитным полем, а создаваемые ими локальные токи частично компенсируют ток носителей. Электронные токи оказываются более сильными на противоположном крае токового слоя, где величина поперечного магнитного поля меньше и, соответственно, меньше кривизна магнитных силовых линий. В этой области профиль плотности тока имеет слоистую структуру: узкий электронный ток вложен в более широкий протонный ток, а вся эта конфигурация вложена в еще более широкий плазменный слой.

PACS: 52.20.-j, 52.20.Dq, 94.30.cq, 94.30.cs, 52.65.-y, 11.40.-q. УДК: 533.95, 533.9.01, 51-73.

Ключевые слова: магнитосфера Земли, токовый слой, динамика заряженных частиц, моделирование космической плазмы, двумерная модель токового слоя.

ВВЕДЕНИЕ

Планета Земля обладает собственным магнитным полем дипольной формы (величина магнитного поля составляет $\sim 8 \cdot 10^{22} \text{ А} \cdot \text{м}^2$), которое на расстояниях больше 10-12 радиусов Земли от планеты сильно искажено на ночной стороне, так что силовые линии магнитного поля имеют вытянутую наподобие «хвоста» форму (рис. 1). Причиной образования такой структуры в магнитосфере Земли (области, где доминирует собственное магнитное поле) является ее вязкое взаимодействие с обтекающим сверхзвуковым потоком плазмы солнечного ветра [1]. В спокойном геомагнитном состоянии магнитосферный хвост поддерживается самосогласованными токами, возникающими за счет градиента давления плазмы в направлении к планете. Толщина токового слоя в невозмущенной магнитосфере составляет порядка 10-12 радиусов Земли. Однако, благодаря спутниковым мисси-

ям последних двух десятилетий (Interball-1,2, Cluster, Geotail, THEMIS и др.) в магнитосфере Земли открыты и исследованы другие плазменные конфигурации — сравнительно тонкие токовые слои (ТТС) с толщиной порядка одного ионного гирорадиуса ρ_L [2–6]. Они локализованы, как правило, на границах областей с разными параметрами плазмы (например, на магнитопаузе, разделяющей плазму солнечного ветра и магнитосферную плазму); также могут образовываться и в хвосте магнитосферы, где магнитное поле обращается по направлению в нейтральном слое [4].

Тонкие токовые слои играют важнейшую роль в динамике земной магнитосферы, так как в них аккумулируется свободная магнитная энергия, которая может высвободиться и инициировать развитие процессов пересоединения магнитного поля [7–9]. При этих процессах происходит нагрев частиц плазмы, генерация быстрых плазменных потоков и электромагнитных волн. Таким образом, тонкие токовые слои являются претендентами на роль триггеров глобальных геомагнитных возмущений и инициаторами процессов пересоединения. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что тонкие токовые структуры, как правило, соседствуют в хвосте магнитосферы с

*E-mail: hmalova@yandex.ru

†E-mail: masterlu@mail.ru

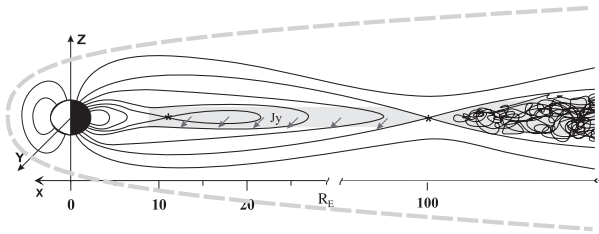


Рис. 1: Схематическое изображение магнитосферы Земли. Магнитопауза (серая штриховая линия) ограничивает земную магнитосферу. В экваториальной плоскости {XU} хвоста магнитосферы располагается токовый слой (светло-серая заливка); стрелками показано направление тока J_y . Звездочками показаны локализации нейтральных X-линий, где происходят процессы магнитного пересоединения

магнитными X-линиями и областями магнитного пересоединения [10] и генетически связаны с ними [11].

Развитие моделей токовых слоев показало, что наибольший интерес в области моделирования тонких токовых слоев представляют собой кинетические модели, поскольку МГД-приближение плохо применимо для описания конфигураций с $\rho_L \sim L$. Наиболее ранней и хорошо известной кинетической моделью токового слоя является самосогласованная модель Харриса [12], описывающая токовый слой без поперечной компоненты магнитного поля. В дальнейшем построен и исследован класс моделей тонких токовых слоев, в которых натяжение магнитной силовой линии уравновешено силой инерции движущихся в слое пролетных ионов [13–16]. Все рассмотренные модели ТТС были одномерными, в них не учитывалась неоднородность поперечной магнитной компоненты B_z хвоста, обусловленная вкладом магнитного дипольного поля планеты. В среднем компонента B_z убывает прочь от Земли как $(L_x/x)^{0.8}$, где x — расстояние от планеты [17, 18]. Градиент магнитной компоненты B_z является источником крупномасштабной продольной неоднородности токового слоя. В настоящей работе мы предлагаем результаты исследования построенной нами самосогласованной модели ТТС с учетом продольной неоднородности нормальной магнитной компоненты в хвосте магнитосферы Земли. Эта модель является двумерным обобщением и развитием предложенной ранее одномерной кинетической модели ТТС [19]. Ниже мы рассмотрим динамику частиц в токовых слоях, так как она определяет во многом свойства и тонкую структуру ТТС, сделаем основные предположения, в рамках которых можно применять данную модель и представим основные результаты моделирования.

1. ДИНАМИКА ЧАСТИЦ В ТТС С ПРОДОЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

Динамика частиц в обращенном магнитном поле хвоста определяется величиной параметра κ , характе-

ризующего соотношение между ларморовским радиусом частицы и масштабом неоднородности магнитного поля [20]:

$$\kappa = \sqrt{R_c/\rho_L} \quad (1)$$

Здесь R_c — минимальный радиус кривизны магнитной силовой линии, ρ_L — максимальный ларморовский радиус иона. При $\kappa \gg 1$ заряженные частицы полностью замагничены и их движение описывается в рамках приближений ведущего центра или магнитной гидродинамики. При $\kappa \leq 1$ ларморовские радиусы вращения ионов ρ_L сопоставимы с радиусом кривизны магнитных силовых линий R_c . В центре токового слоя ионы как бы «отсоединяются» от магнитных силовых линий и движутся по петляющим (меандровым) орбитам, последовательно пересекая области $Z > 0$ или $Z < 0$. Режим движения ионов при $\kappa \ll 1$ называется квазиadiaбатическим [20], так как при их движении сохраняется квазиadiaбатический интеграл движения

$$I_z = (2\pi)^{-1} \oint p_z dz. \quad (2)$$

Для электронов «тонкий» токовый слой является «толстым» по сравнению с малыми гирорадиусами ($\kappa_e \sim 2 \div 3$), т.е. электроны замагничены [21]. Различие динамики электронов и ионов в конечном счете определяет свойства токового слоя как целого, его структуру и динамические свойства.

Рассмотрим основные три вида ионных траекторий в тонком токовом слое (рис. 2 слева), для которых $\kappa \ll 1$. На рисунке 2 изображены пролетные ионы на разомкнутых орбитах в работе [22], которые являются основными носителями тока поперек хвоста в Y — направлении. Второй тип траекторий — квазизахваченные или «огурцовые» ионы, многократно пересекающие токовый слой. При их движении квазиadiaбатический интеграл движения I_z претерпевает множественные скачки при пересечении сепаратрисы движения вблизи нейтральной плоскости, на которой характер движения ионов меняется от винтового (вдоль силовой линии) до меандрового в центре токового слоя. В силу почти полной замкнутости траекторий эти частицы тока не переносят, хотя локальная плотность тока не равна нулю, что иллюстрирует рис. 2 справа, где сопоставлены элементы траекторий пролетных и захваченных частиц в нейтральной плоскости, а также их локальные токи. На рис. 2 показана также и круговая («ринговая») орбита, которая никогда не пересекает сепаратрису. Полный ток таких частиц практически нулевой, как и у квазизахваченных ионов.

Первые численные исследования влияния продольной неоднородности магнитосферного хвоста на движение частиц были проведены в работах [23]. Было показано, что ионы солнечного ветра могут захватываться вблизи нейтрального слоя и совершать крупно-

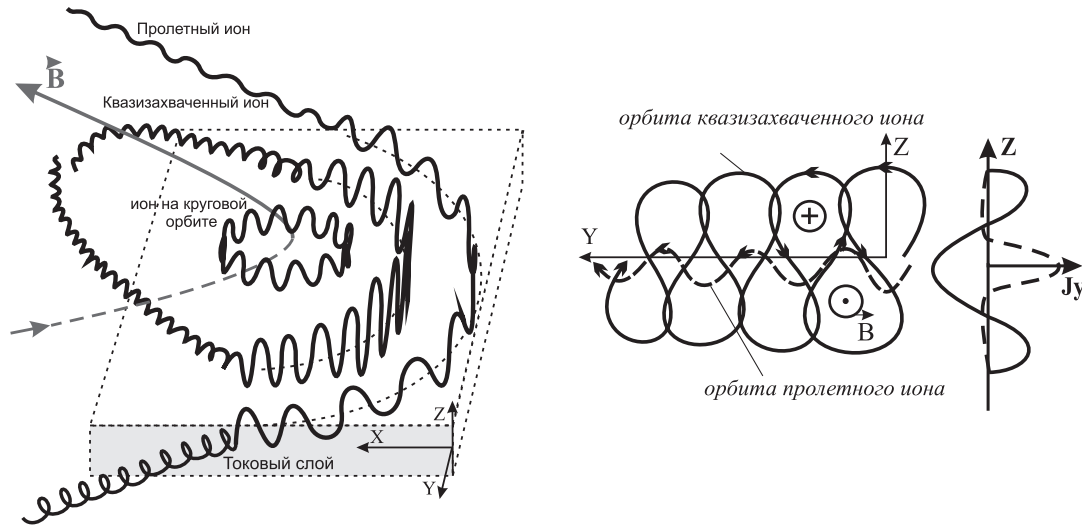


Рис. 2: Три типа траекторий в ТТС и их локальные токи. Слева показаны разомкнутые, квазизамкнутые («огурцовые») и полностью интегрируемые (круговые) орбиты. Пунктирной линией обозначены сепаратрисы, на которых тип движения частиц меняется с «непересекающего» на «пересекающий» нейтральную плоскость. Стрелками показано направление силовых линий магнитного поля B . Элемент «меандрового» движения ионов (сплошная линия соответствует пролетным частицам, прерывистая — захваченным и квазизахваченным). Справа схематически изображены участки меандровых траекторий и соответствующие локальные плотности токов пролетных и квазизахваченных частиц $J_y(z)$

масштабные круговые колебания вокруг него. Электрическое поле конвекции \vec{E}_y , скрещенное с поперечным магнитным полем в нейтральном слое воздействует на частицы плазмы, вызывая их дрейф к Земле с конвективной скоростью $\vec{V}_c = c\vec{E}_y \times \vec{B}_z / B_z^2$. При этом движении частиц сохраняются адиабатические инварианты движения — инвариант I_z и продольный инвариант $I_{||} = (m/2\pi) \oint v_{||} ds$, где $v_{||}$ — продольная скорость частицы, ds — приращение вдоль силовой линии. В тонких токовых слоях аналогом продольного инварианта является $I_x = (m/2\pi) \oint v_x dx$. Таким образом, в двумерной конфигурации токового слоя, наряду с точными интегралами движения, такими как полная энергия $W_0 = m\nu_0^2/2$ (ν_0 — начальная скорость частицы) и момент импульса $P_y = m\nu_y + (e/mc)A_y(x, z)$, движение ионов можно характеризовать приближенными адиабатическими инвариантами I_z и I_x . Здесь $A_y(x, z) = -\int B_x(z)dz + \int B_z(x)dx$ — вектор-потенциал системы.

2. ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ МОДЕЛИ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Основной подход, используемый при построении данной модели, является развитием одномерной гибридной модели [19]. Настоящая модель основана на следующих предположениях:

1. Магнитное поле токового слоя \vec{B} однородно в направлении утро-вечер (Y), слабо неоднородно в направлении Земля — Солнце (X) и неоднородно в поперечном направлении к слою (Z), так

что выполнится неравенство $\partial/\partial x \ll \partial/\partial z$. Все величины модели зависят только от координат $\{x, z\}$.

2. Магнитное поле в ТТС ортогонально направлению тока и имеет в системе координат GSM две самосогласованные компоненты: $B_x(z)$ и $B_z(x)$, удовлетворяющие условию $\text{div}\vec{B} = 0$. Сдвиговое поле отсутствует: $B_y = 0$.
3. В системе присутствуют как пролетные, так и квазизахваченные ионы, их динамика квазиадиабатическая. Электроны рассматриваются в приближении ведущего центра в направлении вдоль магнитных силовых линий и в МГД-приближении в поперечном направлении. Такой полужидкостный подход для описания электронной компоненты подход подробно описан в работе [19].
4. Все расчеты ведутся в системе координат де Хоффмана–Теллера, движущейся к Земле вдоль X со скоростью конвекции $v_c = E_y/B_z$. В силу зависимости $B_z = B_z(x)$ такая система отсчета является, вообще говоря, неинерциальной, но условие слабой неоднородности системы вдоль X ($\partial B_z/\partial x \ll \partial B_x/\partial z$) позволяет считать эффекты неинерциальности пренебрежимо малыми, а электрическое поле E_y — равным нулю всюду. Амбиполярное электрическое поле $\{E_x, E_z\}$, возникающее вследствие различия динамики электронов и ионов в системе, принято во внимание.
5. Источник пролетных ионов задается в виде сме-

ценного распределения Максвелла:

$$f_{trans}(\nu) = \frac{n_1}{(\pi\nu_{Ti})^3 (1 + erf(\varepsilon^{-1}))} \times \exp \left\{ -\frac{(\nu_{\parallel} - \nu_D)^2 + \nu_{\perp}^2}{\nu_T^2} \right\} \quad (3)$$

где ν_D — некоторая средняя потоковая скорость плазмы вдоль силовых линий вдали от слоя, ν_T — тепловая скорость, n_1 — плотность на границе слоя, $\varepsilon = \nu_T/\nu_D$ — параметр анизотропии потока плазмы.

Учитывая связь между магнитным моментом $\mu = m\nu_{\perp}^2/2B_0$ и адиабатическим инвариантом на краях ГТС: $I_z = (2mc/e)\mu$ (см. [14]), можно функцию распределения (3) переписать в виде, зависящем только от интегралов движения:

$$f_{trans}(\nu) = \frac{n_1}{(\pi\nu_{Ti})^3 (1 + erf(\varepsilon^{-1}))} \cdot \exp \left\{ -\frac{\left(\sqrt{\nu_0^2 - \frac{\omega_0}{m}I_z} - \nu_D\right)^2 + \frac{\omega_0}{m}I_z}{\nu_T^2} \right\}; \quad (4)$$

где $\nu_0^2 = \nu_z^2 + \nu_x^2 + \nu_y^2 + \frac{2}{m}e\phi(z)$ — полная скорость частиц, ω_0 — круговая частота ионов на границе системы, а инвариант $I_z(x, z, \nu)$ рассчитывается по формуле [18]:

$$I_z = \frac{m}{2\pi} \int_{z_0}^{z_1} \sqrt{v_0^2 - v_x^2 - \left(mv_y^+ \frac{e}{mc} (A_y(x, z) - A_y(x, z'))\right)^2 + \frac{2e}{m} [\phi(x, z) - \phi(x, z')]} dz' \quad (5)$$

с пределами $z_{0,1}$, определяемыми из условия обращения в 0 подкоренного выражения в (5):

$$v_0^2 - v_x^2 - \left(mv_y^+ + \frac{e}{mc} \int_z^{z_{0,1}} B_x(z'') dz''\right)^2 + \frac{2e}{m} [\phi(x, z) - \phi(x, z_{0,1})] = 0 \quad (6)$$

Аналогичным образом, функция распределения квазизахваченной и захваченной плазмы задается в виде:

$$f_{trap}(\nu) = \frac{n_1}{(\pi\nu_{Ti})^3 (1 + erf(\varepsilon^{-1}))} \cdot k \cdot \exp \left\{ -\frac{\nu_D^2 + \nu_0^2 + \frac{\omega_0}{m}I_x}{\nu_T^2} \right\} \quad (7)$$

Коэффициент k — свободный параметр, характеризующий плотность захваченных частиц (их источник которых может не зависеть от пролетных частиц). Продольный адиабатический инвариант находится по формуле:

$$I_x = \frac{m}{2\pi} \oint v_x dx = \frac{m}{2\pi} \oint \sqrt{\nu_0^2 - \nu_z^2 - \left(\nu_y^+ \frac{e}{mc} (A_y(x, z) - A_y(x', z))\right)^2 + \frac{2e}{m} [\phi(x, z) - \phi(x', z)]} dx'. \quad (8)$$

Схематически модель самосогласованного тонкого токового слоя представляет собой открытый бокс с обращенным магнитным полем. С верхнего и нижнего краев бокса вдоль силовых линий в слой поступают потоки пролетных частиц плазмы. Взаимодействуя с нейтральным слоем, частицы поддерживают ток в системе и создают самосогласованное магнитное поле. Квазизахваченные частицы перераспределяются в продольном направлении в соответствии с изменением нормальной компоненты магнитного поля и вносят свой вклад в локальное перераспределение токов и полей в системе. Электроны совершают дрейф кривизны в обращенном магнитном поле и овое движение в нейтральном слое. Основным типом движения яв-

ляется дрейф за счет кривизны магнитных силовых линий, обратно пропорциональный их радиусу кривизны [19]. Таким образом, электронные дрейфовые токи сосредоточены в области минимальной кривизны силовых линий — нейтральной плоскости.

3. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ВЛАСОВА–МАКСВЕЛЛА И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Область вычислений D выбрана в виде прямоугольника, ограниченного в x и Z направлениях: $D = \{x \in [x_0, x_1], z \in [-L, +L]\}$. Модель представляет си-

стему уравнений Власова–Максвелла для плотностей токов, частиц и векторного потенциала. Ионная часть токов описывается уравнениями:

$$\begin{cases} \Delta A_y = -\frac{4\pi}{c} (j_{yi} + j_{ye}), \\ j_{yi} = e \int_{\nu^3} v_y \{f_{trans}(W_0, I_z) + f_{trap}(W_0, I_x)\} d^3v, \\ df_{trans}/dt = 0; \quad df_{trap}/dt = 0, \\ A_y(x_0, z) = a_l(z), \\ A_y(x_1, z) = a_r(z), \\ A_y(x, -L_a) = \psi_0(x), \\ A_y(x, L_a) = \psi_1(x). \end{cases} \quad (9)$$

Здесь j_{yi}, j_{ye} — плотности токов ионов и электронов, $n_e = n_i$, $a_l(z)$ и $a_r(z)$, $\psi_0(x)$, $\psi_1(x)$ — заданные зависимости вектор-потенциала на левой/правой и верхней/нижней границах бокса, которые варьировались в соответствии с конкретным видом исследуемой системы. Для двумерного ТС гибридные уравнения для вектор-потенциала приобретают вид (10), где функции распределения имеют вид (4), (7), а адиабатинварианты рассчитываются по формулам (5)–(6):

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A_y(x, z)}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 A_y(x, z)}{\partial^2 z} + \\ + \frac{4\pi}{c} \left\{ \int_{\nu^3} \nu_y \{f_{trans}(W_0, I_z(z, \vec{\nu})) + \right. \\ \left. + f_{trap}(W_0, I_x(x, \vec{\nu}))\} d^3\nu + j_e \right\} = 0 \quad (10) \end{aligned}$$

Общая форма уравнения для вычисления поперечных электронных токов в приближении слабой зависимости от z не меняется по сравнению с исследованным ранее [19] одномерным случаем:

$$\begin{aligned} j_{e\perp} = -en_e c \left[\frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \right] + \frac{c}{B^2} \left[\vec{B} \times \nabla p_{\perp} \right] + \\ + \frac{c}{B^4} (p_{\parallel e} - p_{\perp e}) \left[\vec{B} \times (\vec{B} \nabla) \vec{B} \right] \quad (11) \end{aligned}$$

Скалярный потенциал $\varphi = \varphi(x, z)$ вычисляется согласно уравнению

$$en_e \vec{\nabla} \tilde{\varphi}(\vec{s}) = \left[\vec{\nabla}_{II} p_{II} - \frac{(\tilde{p}_{e\parallel} - \tilde{p}_{e\perp})}{B^2} \vec{B} \nabla_{\parallel} B \right] \quad (12)$$

На границах токового слоя $\phi(x, \pm L) = 0$. Давление электронов в перпендикулярном направлении можно найти в приближении Чу–Гольдбергера–Лоу: $p_{\perp}/nB = \text{const}$, в то время как продольное давление не удовлетворяет ЧГЛ-приближению и определяется из условия сохранения полной энергии электронов:

$$\begin{aligned} p_{\parallel}(z) = nmv_0^2 (1 - q^2 [B(x, z)/B_0(x, \pm L)] - \\ - 2e\phi(x, z)/m_e v_0^2), \end{aligned}$$

где $q^2 = \sin^2 \theta_0$, θ_0 — средний питч-угол по популяции электронов [19].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

Система уравнений Власова–Максвелла (9)–(12) с учетом соответствующих граничных условий и функциями распределения (3)–(8) была решена численно. Найдены самосогласованные профили плотности плазмы, тока и магнитного поля для двухмерного тонкого токового слоя. Профили плотности тока и магнитного поля в трех разных сечениях $X = -100$, -75 и -50 (в единицах ларморовских радиусов ρ_L на краю ТТС на границе $X = x_0$ моделируемого бокса) магнитосферного хвоста изображены на рис. 3.

Все переменные представлены в безразмерном виде: $J_y = j_y / (en_0 \nu_D \varepsilon^2 / 3)$, $\vec{r} = \vec{R} / \rho_L$, $n = N(x, z) / n_0(x, L)$ и $B_x = \hat{B}_x / B_0(x_0, L)$. Как видно из рисунка, в более близкой к Земле области тонкого токового слоя ($X = -50\rho_L$) плотность тока имеет колоколообразный профиль (серая сплошная линия), что свидетельствует о доминировании тока пролетных ионов. Толщина такого токового слоя практически не меняется вдоль и составляет несколько ларморовских радиусов, что совпадает с оценками, сделанными ранее в работах [4, 24].

По мере удаления от Земли доминирующим в нейтральной плоскости становится узкий электронный ток, вложенный в более широкий ионный ток. Соответствующие профили магнитного поля укручаются в нейтральной плоскости на более далеких от Земли расстояниях, что видно из сравнения профилей магнитного поля, отмеченных черной и серой сплошными линиями для $X = (-75, -100)\rho_L$. Самосогласованный профиль B_z — компоненты магнитного поля вдоль токового слоя изображен на рис. 4. В первой итерации при численном решении задачи он задан линейно возрастающим к Земле. В окончательном решении вклад в его распределение дается электронными токами, но при этом возмущение линейной зависимости невелико.

Рассмотрим теперь, какой вклад в общий ток вносят различные популяции частиц.

Рис. 5 демонстрирует распределение плотности тока, поддерживаемой пролетными ионами, в разных сечениях хвоста. Мы видим, что роль пролетных ионов сводится к поддержанию практически одномерного токового слоя, не зависящего от продольной неоднородности магнитного поля и перепада B_z вдоль него. В то же время квазизахваченные частицы оказались чувствительными к продольной неоднородности слоя, их концентрация возрастает в области большего поперечного магнитного поля (см рис. 5), и, соответственно, амплитуды их локальных токов тем выше, чем ближе к Земле.

Профили плотности плазмы в разных сечениях хвоста магнитосферы на рис. 6 (слева) показывают, что

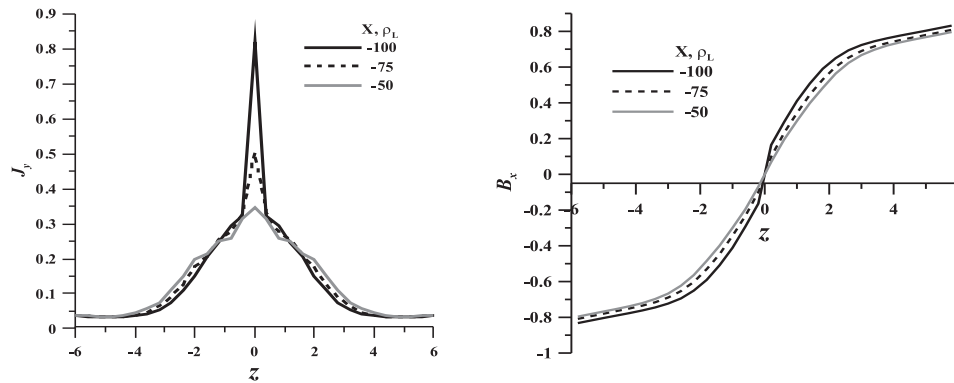


Рис. 3: Профили плотностей тока (слева) и магнитного поля (справа) для разных сечений X вдоль тонкого токового слоя

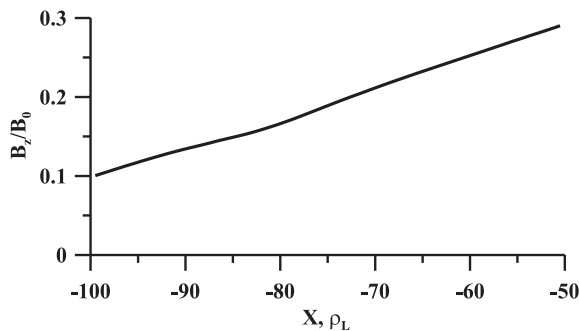


Рис. 4: Профиль нормированной B_z компоненты магнитного поля вдоль токового слоя

плотность плазмы вблизи Земли выше.

Это происходит за счет квазизахваченных частиц, которые чувствительно зависят от распределения поперечной компоненты магнитного поля B_z . Кроме того, профили плотности плазмы выходят на константу на краях токового слоя, в то время как профили плотности тока стремятся к нулю на периферии слоя. Это значит, что токовый слой вложен внутрь гораздо более широкого плазменного слоя, что согласуется с экспериментальными наблюдениями в хвосте магнитосферы Земли. Квазизахваченные ионы содействуют эффективному увеличению ширины токового слоя, которая в среднем тем больше, чем больше их локальная концентрация (ссылка).

Что касается электронных токов, то их амплитуда обратно пропорциональна радиусу кривизны магнитной силовой линии [19], поэтому естественно ожидать, что они будут достигать максимума там, где магнитная компонента B_z минимальна, т.е. на дальнем от Земли крае токового слоя, что и иллюстрирует рис. 6 (справа).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Влияние продольной неоднородности на структуру токового слоя выявляет важную роль различий

в динамике электронов и квазиadiaбатических пролетных и квазизахваченных ионов. Представленная в настоящей работе модель самосогласованного токового слоя с продольной неоднородностью позволила выявить три основных эффекта влияния нелинейной динамики ионов и электронов на структуру токового слоя:

1. пролетные ионы, наряду с электронами, являются основными носителями тока. Однако, в отличие от электронной компоненты, пролетные ионы поддерживают практически одномерное распределение плотности тока в слое.
2. Благодаря сохранению продольного квазиadiaбатического инварианта медленных осцилляций I_x , квазизахваченные ионы перераспределяются в токовом слое так, что их плотность растет в направлении роста B_z -компоненты, т.е. к Земле. Вследствие этого, в области их повышенной плотности может происходить перераспределение плотности тока основных носителей, которое может выражаться в расширении токового слоя.
3. Электроны чувствительным образом зависят от неоднородности магнитного поля вдоль токового слоя и поддерживают максимальный ток на отдаленном от Земли крае токового слоя, где величина нормальной магнитной компоненты мала, а радиус кривизны магнитной силовой линии, соответственно, достигает минимального значения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грантов: 11-02-01166, 12-02-91158-ГФЕН_а, НОЦ 14.740.11.0086, НПП-3200.2010.2 и гранта Министерства образования и науки РФ 11.G34.31.0001 (с СПбГУ и ведущим специалистом Г.С. Павловым)

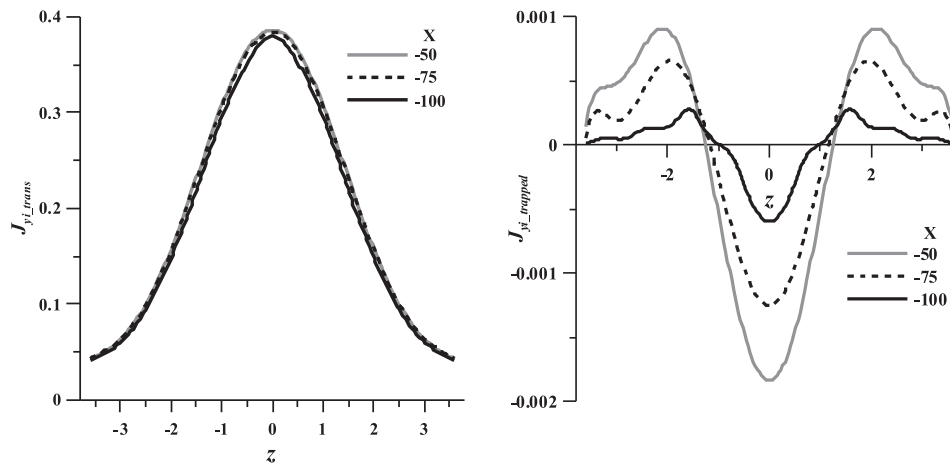


Рис. 5: Распределение парциальных плотностей тока пролетных (слева) и квазизахваченных (справа) частиц в токовом слое в разных сечениях по X

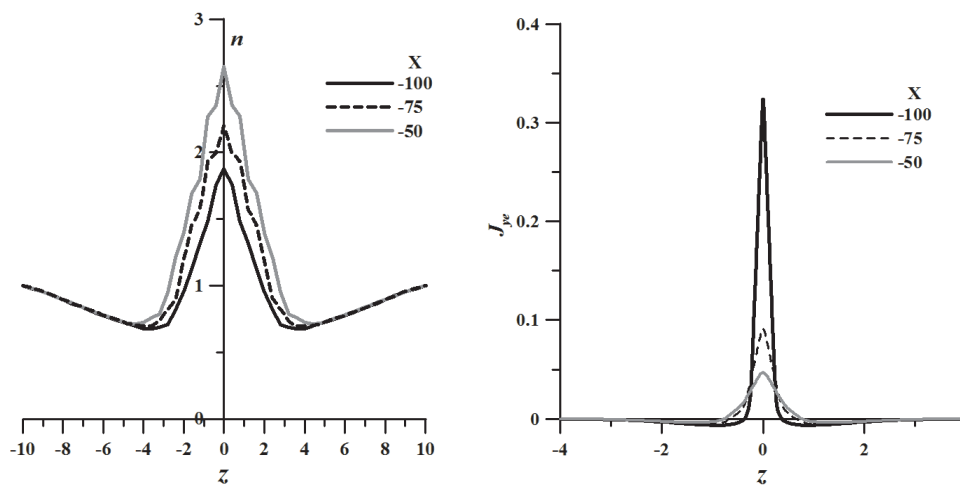


Рис. 6: Плотности плазмы в ТС в трех сечениях токового слоя по X (слева). Парциальные плотности тока электронов в трех сечениях токового слоя (справа)

[1] *Ness N. F.* J. Geophys. Res. **70**, N 7. P. 2989. (1965).
 [2] *McPherron R. L., Nishida A., Russell C. T.* Is near-Earth current sheet thinning the cause of auroral substorm onset? In: Quantitative Modeling of Magnetosphere-Ionosphere Coupling Processes (Ed. by Y. Kamide and R. A. Wolf. Kyoto Sangyo University: Kyoto, Japan, 1987). P. 252.
 [3] *Mitchell D. G., Williams G. J., Huang C. Y., Frank L. A., Russell C. T.* Geophys. Res. Lett. **17**. P. 583. (1990).
 [4] *Sergeev V. A., Mitchell D. G., Russell C. T., Williams D. J.* J. Geophys. Res. **98**. P. 17345. (1993).
 [5] *Sanny J., McPherron R. L., Russell C. T., Baker D. N., Pulkkinen T. I., Nishida A.* J. Geophys. Res. **99**. P. 5805. (1994).
 [6] *Pulkkinen T. I., Baker D. N., Mitchell D. G., McPherron R. L., Huang C. Y., Frank L. A.* J. Geophys. Res. **99**. P. 5793. (1994).
 [7] *Галеев А. А., Зеленый Л. М.* ЖЭТФ. **70**. № 6 С. 2133. (1976).
 [8] *Schindler K.* Space Sci. Rev. **23**. P. 365 (1979).
 [9] *Schindler K.* Astrophys. Sp. Sci. **264**. P. 289. (1999).
 [10] *Somov B. V., Verneta A. I.* Space Sci. Rev. **65**. P. 253. (1993).
 [11] *Baker D. N.* Magnetic reconnection during magnetospheric substorms. International Conference on Substorms, Proceedings of the 3rd International Conference held in Versailles. (Edited by E.J. Rolfe and B. Kaldeich. ESA SP-389. Paris: European Space Agency). (1996) p. 365.
 [12] *Harris E. G.* Nuovo Chimento. **23**. P. 115. (1962).
 [13] *Kropotkin A. P., Domrin V. I.* J. Geophys. Res. **101**. P. 19893. (1996).
 [14] *Kropotkin A. P., Malova H. V., Sitnov M. I.* J. Geophys. Res. **102**. P. 22099. (1997).

- [15] *Sitnov M. I., Zelenyi L. M., Malova H. V., Sharma A. S.* *J. Geophys. Res.* **105**. P. 13029. (2000).
- [16] *Zelenyi L. M., Sitnov M. I., Malova H. V., Sharma A. S.* *Nonlin. Proc. Geophys.* **7**. N 3/4. P. 127. (2000).
- [17] *Birn J., Sommer R. R., and Schindler K.* *J. Geophys. Res.* **82**, P. 147–154. (1977). [doi:10.1029/JA082i001p00147].
- [18] *Petrukovich A. A., Artemyev A. V., Malova H. V., Popov V. Y., Nakamura R., Zelenyi L. M.* *J. Geophys. Res.* **116**. A00I25. (2011). [doi:10.1029/2010JA015749]
- [19] *Zelenyi L. M., Malova H. V., Popov V. Yu., Delcourt D., Sharma A. S.* *Nonlin. Proc. Geophys.* **11**. N1. P. 1. (2004).
- [20] *Büchner J., Zelenyi L. M.* *J. Geophys. Res.* **94**. N10. P. 11821-11842. (1989).
- [21] *Lui A. T. Y.* *J. Geophys. Res.* **98** P. 13423. (1993).
- [22] *Speiser T. W.* *J. Geophys. Res.* **70**. P. 4219. (1965).
- [23] *Ashour-Abdalla M., Zelenyi L. M., Peromian V., Richard R. L.* *J. Geophys. Res.* **99**. NA8. P. 14891. (1994).
- [24] *Nakamura R., Baumjohann W., Runov A., Asano Y.* *Space Science Reviews.* **122**. N1-4. P. 29. (2006).

The effect of longitudinal magnetic field inhomogeneities on the structure of thin current sheets in space plasmas

L. M. Zelenyi^{1,a}, H. V. Malova^{1,3,b}, V. Yu. Popov^{2,1,b}

¹Space Research Institute (IKI), 117997, 84/32 Profsoyuznaya Str, Moscow, Russia

² Department of mathematics, Faculty of Physics, M.V.Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.

³ Lomonosov Moscow State University Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics (MSU SINP), 1(2), Leninskie gory, GSP-1, Moscow 119991, Russian Federation.

E-mail: ^a hmalova@yandex.ru, ^b masterlu@mail.ru

The model of relatively thin current sheet taking into account the longitudinal inhomogeneity of magnetic field is constructed and investigated. It is shown that nonlinear dynamics of charged particles depending from magnetic field distribution in thin current sheets completely determines their equilibrium structure. Transient ions are main current carriers in this system and they support practically 1D current sheet. At the same time, due to conservation of longitudinal invariant, quasi-trapped particles are re-distributed along current sheet in such a way that their conservation becomes to be larger in a region with the larger transversal magnetic field; simultaneously their local currents partially compensate the general current density. Electron currents appeared to be stronger at the opposite border of current sheet where the value of cross-sheet magnetic field is smaller, and, correspondingly, curvature radius of magnetic field lines is smaller too. In this region current density profile has embedded layered structure; thus, narrow electron current is embedded inside more thicker proton current, and all this configuration is embedded inside more thicker plasma sheet.

PACS: 52.20.-j; 52.20.Dq; 94.30.cq, 94.30.cs; 52.65.-y; 11.40.-q

Keywords: magnetosphere, current sheet, charged particle dynamics, modelling of space plasma, 2D current sheet model

Received 2012.

Сведения об авторах

1. Зеленый Лев Матвеевич — докт. физ.-мат. наук, профессор, академик Российской академии наук, директор Института Космических Исследований Российской академии наук (ИКИ РАН); тел.: (495) 333-25-00, e-mail: hmalova@yandex.ru.
2. Малова Хельми Витальевна — докт. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник НИИЯФ МГУ, ведущий научный сотрудник ИКИ РАН ; тел.: (495) 333-25-00, e-mail:hmalova@yandex.ru.
3. Попов Виктор Юрьевич — докт. физ.-мат. наук, профессор, профессор кафедры математики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. тел.: 8(903) 515-50-99, e-mail: masterlu@mail.ru.