

## Анализ характеристик токового слоя магнитосферного хвоста во время геомагнитных возмущений

В. И. Домрин<sup>1,\*</sup>, Х. В. Малова<sup>1,2,3</sup>, В. Ю. Попов<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. И. Скобельцина МГУ имени М. В. Ломоносова  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>2</sup>Институт космических исследований РАН  
Россия, 117997, Москва, ул. Профсоюзная д. 84

<sup>3</sup>Московский Физико-Технический Институт (государственный университет)  
Россия, 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9

<sup>4</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра математики  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>5</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»  
Россия, 101000, Москва, ул. Мясницкая, д. 20

(Статья поступила 14.11.2017; Подписана в печать 13.12.2017)

При помощи численного моделирования исследована эволюция токового слоя (ТС) хвоста магнитосферы Земли во время геомагнитных возмущений. Исследована эволюция тензора давления в процессе сужения ТС до предельно тонкой конфигурации, играющей ключевую роль в крупномасштабных геомагнитных возмущениях. В численном эксперименте показано, что на раннем этапе эволюции формируется ТС толщиной в 8–10 ларморовских протонных радиусов и гиротропным распределением давления. Для него характерны дрейфовые движения плазмы по направлению к центру ТС и к Земле, которые хорошо описывается приближением Чу–Гольдбергера–Лоу. На более позднем этапе формируется предельно тонкий токовый слой, в котором тензор давления плазмы становится анизотропным. Сделаны оценки характерных времен эволюции системы и показано согласие с имеющимися экспериментальными данными.

PACS: 52.65.-y

УДК: 533.9

Ключевые слова: магнитосфера, геомагнитный хвост, токовый слой, тензор давления, математическое моделирование.

### ВВЕДЕНИЕ

Магнитное поле Земли (магнитосфера) находится в сверхзвуковом потоке исходящей от Солнца плазмы солнечного ветра (СВ) с вмороженным в нее магнитным полем. В результате обтекания магнитосферы магнитные силовые линии на ее ночной стороне сильно вытягиваются, образуя так называемый геомагнитный хвост [1, 2]. Здесь и далее мы будем использовать солнечно-магнитосферную систему координат (GSM), где ось  $X$  направлена от Земли на Солнце, ось  $Z$  — с юга на север, а ось  $Y$  — с востока на запад. С утренней стороны на вечернюю в центральной плоскости хвоста  $xu$  течет электрический ток. В спокойных геомагнитных условиях токовый слой представляет собой квазиравновесную конфигурацию толщиной порядка нескольких земных радиусов  $R_E$  — приблизительно  $(1 - 2) \cdot 10^4$  км, что значительно больше характерного ларморовского радиуса протонов ( $\rho_i \approx 5 \cdot 10^2$  км) в хвосте. Натяжение магнитных силовых линий уравновешивается направленным к Земле градиентом давления плазмы, а тензор давления плазмы практически изотропен [3, 4].

Глобальные магнитосферные возмущения — бури и суббури — начинаются с пересоединения межпла-

нетного магнитного поля с магнитным полем Земли в лобовой части магнитосферы и последующим переносом магнитного потока в хвост. Одновременно возрастает крупномасштабное поперечное электрическое поле  $E_y$ , приводящее к усилению плазменной конвекции в магнитосфере. Увеличение магнитного потока приводит к сжатию токового слоя (ТС) хвоста до предельно тонкой конфигурации с толщиной порядка одного или нескольких ларморовских радиусов протонов  $L \sim \rho_i$ . Тонкий токовый слой (ТТС), как правило, вложен внутрь толстого плазменного слоя и может иметь сложную многомасштабную структуру [5]. В целом ТТС играет важнейшую роль в энергетике магнитосферы Земли, определяя ее сложные динамические свойства [2, 6]. Он может разрушаться, запуская тем самым цепочку динамических процессов, характерных для магнитных суббурь. Проявлением динамики ТТС на Земле являются, например, хорошо известные полярные сияния и колебания величины геомагнитного поля [3, 7–9].

В отличие от толстых токовых конфигураций в хвосте магнитосферы в спокойных геомагнитных условиях, когда натяжение магнитных силовых линий поддерживается направленным к Земле градиентом давления плазмы, баланс тонкого слоя поддерживается инерцией ионов, пересекающих нейтральный слой. Во время суббурь токовый слой хвоста становится предельно тонким, его характеристики сильно меняются в направлении «север-юг», т. е. поперек хвоста, и практически

\*E-mail: dmr@deci.sinp.msu.ru

не зависят от направлений «полдень-полночь» (вдоль оси хвоста) и «утро-вечер». В этом смысле ТТС можно считать практически одномерным. Для поддержания баланса в нем необходимым условием является анизотропия давления плазмы, которая обусловлена особой квазиadiaбатической динамикой частиц в токовом слое [10, 11] и в наблюдениях может проявляться в различии продольного ( $P_{\parallel}$ ) по отношению к направлению магнитного поля и поперечного ( $P_{\perp}$ ) давлений плазмы. Детальное исследование силового баланса в ТТС было проведено в работе [12], где было показано, что давление плазмы внутри тонкого слоя всегда является анизотропным.

Благодаря спутниковым миссиям CLUSTER, GEOTAIL, ISEE-1,2,3, THEMIS удалось получить информацию о структуре и динамике ТТС в хвосте магнитосферы Земли [13–15], а теоретические модели позволили связать свойства этих структур с динамикой частиц плазмы [16, 17]. В работах [10, 18] показано, что тензор давления в тонком слое геомагнитного хвоста имеет недиагональные члены. Несмотря на то, что свойства квазиравновесных тонких магнитоплазменных конфигураций в хвосте магнитосферы достаточно полно исследованы (см. обзоры [3, 6, 19]), вопрос о том, как меняются свойства эволюционирующего во время суббурь токового слоя до сих пор практически не исследован, хотя сам по себе процесс утоньшения наблюдался спутниками [20–22].

Одной из интереснейших и мало изученных проблем динамики ТС является изменение тензора давления и равновесного баланса токового слоя магнитосферного хвоста во время его перехода из «толстого» квазиравновесного состояния в «тонкое». Эти два состояния по своим свойствам существенно отличаются друг от друга [22, 23]. В настоящей работе впервые детально исследуется этот вопрос в рамках одномерной численной модели, все переменные которой зависят только от поперечной к слою координаты. Проведено моделирование эволюции токового слоя от толстой конфигурации с изотропным распределением давлений к тонкой, в которой тензор давления плазмы является анизотропным.

### 1. ПРОДОЛЬНОЕ И ПОПЕРЕЧНОЕ ДАВЛЕНИЕ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ

Напомним кратко вид используемых в расчетах тензоров давления и условий баланса вещества и магнитного поля для различных магнитных конфигураций в бесстолкновительной плазме. В магнитосфере Земли для описания токового слоя в хвосте широко применяется магнитогидродинамическое приближение [24, 25, 27]. Уравнения этого приближения получаются из кинетического уравнения

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e}{m} \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \right\} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0,$$

нахождением моментов функции распределения  $f = f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  (здесь  $\mathbf{r}$ ,  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{B}$  — соответственно, векторы координат, скоростей и магнитного поля). Для этого удобно вычесть среднюю скорость плазмы  $\mathbf{V} = \int \mathbf{v} f d\mathbf{v}$  из полной скорости и перейти к новой переменной  $\mathbf{w} = \mathbf{v} - \mathbf{V}$  [25]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + n \operatorname{div} \mathbf{V} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla \mathbf{V}) \mathbf{V} = -\operatorname{div} \hat{\mathbf{P}} + \frac{e}{m} \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{V} \times \mathbf{B}] \right), \quad (2)$$

где  $n(\mathbf{r}) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{w}) d\mathbf{w}$  — плотность плазмы, а  $\hat{\mathbf{P}}$  — тензор давления с компонентами

$$P_{\alpha\beta} = m \int \omega_{\alpha} \omega_{\beta} f d\mathbf{w}. \quad (3)$$

Газокинетическое давление плазмы в магнитосфере меньше или порядка давления магнитного поля, поэтому давление магнитоактивной плазмы вдоль силовых линий магнитного поля  $P_{\parallel}$  не равно давлению в поперечном направлении  $P_{\perp}$ . В произвольной системе координат компоненты тензора давления можно записать в виде

$$P_{\alpha\beta} = P_{\parallel} b_{\alpha} b_{\beta} + P_{\perp} (\delta_{\alpha\beta} - b_{\alpha} b_{\beta}), \quad (4)$$

где  $b_{\alpha} = B_{\alpha}/|\mathbf{B}|$  — компоненты единичного вектора, направленного вдоль магнитного поля,  $\delta_{\alpha\beta}$  — символ Кронекера. Без учета компоненты магнитного поля  $B_y$  выражения для продольной и поперечной компонент давления (3) можно записать в виде:

$$\begin{aligned} P_{\parallel} &= P_{xx} b_x^2 + 2P_{xz} b_x b_z + P_{zz} b_z^2, \\ P_{\perp} &= \frac{1}{2} [P_{xx} b_z^2 - 2P_{xz} b_x b_z + P_{zz} b_x^2] + \frac{1}{2} P_{yy}. \end{aligned} \quad (5)$$

В условиях применимости приближения Чу–Гольдбергера–Лоу [26] тензор давления (или гиротропии) имеет вид  $\hat{\mathbf{G}} = P_{\perp} \hat{\mathbf{I}} + (P_{\parallel} - P_{\perp}) \mathbf{b} \mathbf{b}$  ( $\hat{\mathbf{I}}$  — единичная матрица) [27]. Следует отметить, что в настоящей работе уравнения ЧГЛ приближения непосредственно не решаются, значения параллельного и перпендикулярного давлений рассчитываются из численной модели на основе метода крупных частиц.

Как будет показано ниже, начиная с некоторого момента времени эволюция токового слоя практически прекращается, он переходит в квазистационарное состояние. В таких условиях для описания плазмы в токовом слое можно воспользоваться уравнениями магнитостатики [27, 28]

$$\begin{aligned} -(\nabla \cdot \hat{\mathbf{P}}) + \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] &= 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{B} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \end{aligned} \quad (6)$$

Отсюда в тонком ТС с симметричной относительно плоскости  $z = 0$  плотностью тока получаются следующие условия баланса по осям  $X$  и  $Z$  соответственно [12]:

$$\Pi_{xz} = P_{xz} + \frac{1}{4\pi} B_x B_z = \text{const} \equiv 0. \quad (7)$$

$$\Pi_{zz} = P_{zz} - \frac{1}{8\pi} B_x^2 - P_{zz}(0, t) = \text{const} = 0. \quad (8)$$

Подставляя в (8) компоненту тензора гиротропии  $G_{xz}$ , получим пороговое условие шланговой (firehose) неустойчивости для тонкого ТС [36]

$$\Pi_{firehose} = P_{\parallel} - P_{\perp} - |\mathbf{B}|^2 / (4\pi) = \text{const} = 0. \quad (9)$$

В настоящей работе исследовано поведение компонент давления в ТС в процессе его суббуревой эволюции, а также проверены условия выполнения плазменного баланса в предположении о релаксации системы к квазистационарному состоянию.

## 2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Исследование выполнено в рамках численной модели, детальное описание которой приведено в работах [29, 30]. В начальный момент времени в системе задаются две плазменные популяции: 1) токовый слой Харриса [31], представляющий собой сравнительно широкий слой с горячей плазмой (с температурой  $T$ ), находящейся в равновесии с магнитным полем  $B$ , 2) однородно распределенный, сравнительно холодный плазменный фон (с ионами плотности  $n_c$  и температурой  $T_c \ll T$ ).

Распределение электронов, компенсирующих электрический заряд ионов, считается бальмановским; электростатические эффекты не учитываются. Плазма однородна в плоскости  $xy$  и расположена симметрично по обе стороны от нейтральной плоскости  $z = 0$ . Таким образом, все характеристики ТС зависят только от расстояния  $z$  до нейтральной плоскости, в этом смысле модель можно считать одномерной. Координаты и скорости частиц слоя Харриса и фоновой плазмы инициализируются с помощью генератора случайных чисел в соответствии с заданными свойствами.

Электрический ток в используемой модели Харриса направлен вдоль оси  $Y$ , а тангенциальное магнитное поле  $B_x(z) = B_0 \tanh(z/L_{1/2})$  — вдоль оси  $X$  (здесь  $L_{1/2}$  — характерный поперечный масштаб токового слоя). Напряженность тангенциального поля обращается в ноль в плоскости  $z = 0$  и возрастает до некоторого максимального значения  $B_0$  при удалении от нее. Кроме того, в модели учтена направленная по  $Z$  нормальная составляющая магнитного поля  $B_z \ll B_0$ , которая считается постоянной и не зависит от плотности тока.

Поскольку слой однороден в плоскости  $xy$  и симметричен относительно центральной плоскости мы будем исследовать его поведение в рамках одномерной (по координате  $z$ ) модели в области  $0 \leq z \leq Z_0$ . Граница области моделирования  $Z_0$ , расположенная на расстоянии  $\sim 100$  ларморовских ионных радиусов от центральной плоскости, выбрана так, что размер области значительно превосходит толщину начального слоя Харриса  $Z_0 \gg L_{1/2}$ .

Для описания эволюции системы используется метод крупных частиц, движение которых описывается уравнением Ньютона под действием силы Лоренца [32]:

$$\frac{d\mathbf{w}}{dt} = \frac{e}{m} \mathbf{E} + \frac{e}{mc} [\mathbf{w} \times \mathbf{B}], \quad (10)$$

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{w}.$$

Электрическое и магнитное поля, входящие в уравнения движения, описываются уравнениями Максвелла

$$\text{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (11)$$

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (12)$$

где индуцированное электрическое поле направлено вдоль оси  $Y$ . Под влиянием этого поля  $E_y(r, t)$  происходит эволюция ТС. Крупномасштабное электрическое поле конвекции в модели не учитывается. В указанной геометрии сохраняется обобщенный импульс каждой частицы

$$Q_y = m w_y + \frac{e}{c} A_y = \text{const} \quad (13)$$

Поэтому скорости и координаты частиц вдоль  $x$  и  $z$  находятся из уравнений (10), а скорости  $w_y$  можно найти из закона сохранения  $y$ -компоненты обобщенного импульса  $Q_y$ .

На границе области моделирования  $z = 0$ , вследствие симметрии задачи, используется условие зеркального отражения частиц от центральной плоскости. На другой границе  $z = Z_0$  учитывается возможность выхода частиц за пределы области моделирования и возвращения в нее обратно [29, 30]. Учитывается также конвекция фоновой плазмы из области, внешней по отношению к области моделирования.

Для численного эксперимента использовались следующие безразмерные переменные:

1. время  $\tau = t\Omega_0$ , где  $\Omega_0 = eB_0/mc$  — ионная циклотронная частота в магнитном поле  $B_0$  вдали от нейтральной плоскости, шаг по времени составляет  $0.1 \cdot \tau$ ;
2. пространственные координаты, нормированные на полуширину  $L_{1/2}$  исходного слоя Харриса;

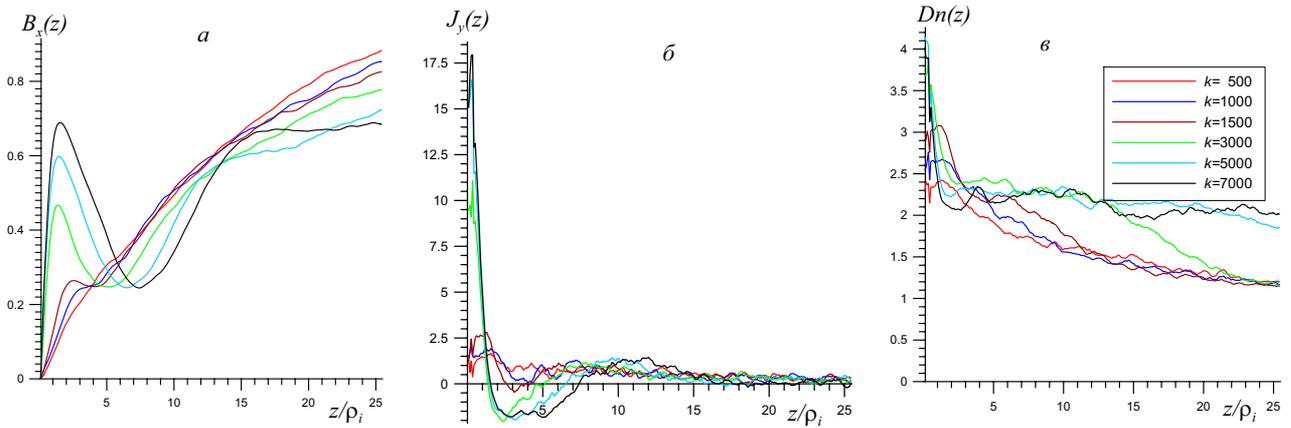


Рис. 1:

Профили характеристик токового слоя в указанные на рис. 1, с моменты времени: *a* — тангенциальная компонента магнитного поля  $B_x(z)$ ; *б* — плотность тока  $J_y(z)$ ; *в* — плотность плазмы  $Dn(z)$

3. скорости движения частиц  $v' = vV_{sh}/v_T^2$ , нормированные на  $v_T$  — тепловые скорости частиц в слое Харриса и  $V_{sh}$  — потоковую скорость;
4. магнитное поле, нормированное на напряженность  $B_0$  на краях ТС;
5. электрическое поле  $E' = \frac{eV_{sh}}{v_T^2} \frac{E}{B_0}$  (учитывается только его  $Y$  компонента, в соответствии с [29, 30]).

### 3. ЭВОЛЮЦИЯ ТЕНЗОРА ДАВЛЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ СЖАТИЯ ТОКОВОГО СЛОЯ

На рис. 1 приведены численные расчеты магнитного поля  $B_x(z)$ , плотности тока  $J_y(z)$  и плазмы  $Dn(z)$  в процессе эволюции токового слоя в интервале времени  $k = 8000$  шагов. Можно выделить два основных этапа его эволюции: начальный этап в интервале времени от 0 до 1500-2000 шагов и основной этап (3000–5000 шагов). На начальной стадии формирования токового слоя происходит сужение широкой конфигурации (рис. 1а,б,с), при этом монотонно убывающий профиль тангенциального магнитного поля  $B_x$  приобретает немонотонный характер с локальным максимумом вблизи нейтральной плоскости. Для моментов времени  $k = 500, 1000$  и  $1500$  на рис. 1,б показано образование вложенного токового слоя с полутолщиной  $L_{1/2} \sim 4\rho_i$ , где  $\rho_i = v_T/\Omega_0$  — ларморовский радиус протона на краях ТС. Плотность плазмы (рис. 1,в) в этой области возрастает, что может быть связано с дрейфом частиц  $[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$  по направлению к нейтральной плоскости и накоплением плазмы в этой области. При этом увеличение плотности тока  $J_y$  в системе поддерживается дрейфом частиц в скрещенных магнитном и электрическом полях. В этот период времени, в полном соответствии с результатами более раннего моделирования, вблизи

нейтрального слоя растет индуцированное электрическое поле [29, 30]. Вследствие этого первоначально широкий токовый слой сжимается. В нашей модели, ограниченной полупространством  $z \geq 0$ , поток плазмы, приходящей в нейтральную область с края  $z = Z_0$ , взаимодействует с токовым слоем, после чего отражается в обратном направлении. Вследствие симметрии задачи поток отраженных частиц можно рассматривать как поток плазмы, приходящей из полупространства  $z < 0$  и прошедшей через нижнюю половину токового слоя. К началу этого этапа эволюция слоя завершается, происходит формирование устойчивой равновесной конфигурации с предельно тонким токовым слоем, профиль которого во времени не меняется, а динамика частиц вблизи нейтральной плоскости становится квазиadiaбатической.

В первые моменты времени после включения нормальной компоненты магнитного поля  $B_z$  (отсутствующей в ТС Харриса), происходит перераспределение потоков замагниченной плазмы, они начинают двигаться вдоль искривленных магнитных силовых линий по направлению к ТС и от него. Возникающее электрическое поле, вместе с магнитным, вызывает дополнительные дрейфовые движения плазмы и приводит к эволюции начальной «толстой» конфигурации в «тонкую». В целом, в процессе эволюции ТС движение плазмы складывается из движения взаимопроникающих потоков замагниченной плазмы вдоль магнитных силовых линий; поперечного дрейфа частиц к нейтральному слою под действием скрещенных  $B_x$  и  $E_y$  полей; дрейфа частиц вдоль хвоста по направлению к Земле под действием скрещенных  $B_z$  и  $E_y$  полей; движения частиц вдоль квазиadiaбатических орбит (когда токовый слой становится достаточно тонким, и размер неоднородности магнитного поля сравнивается с ларморовскими радиусами частиц плазмы).

Таким образом, в начальный период эволюции

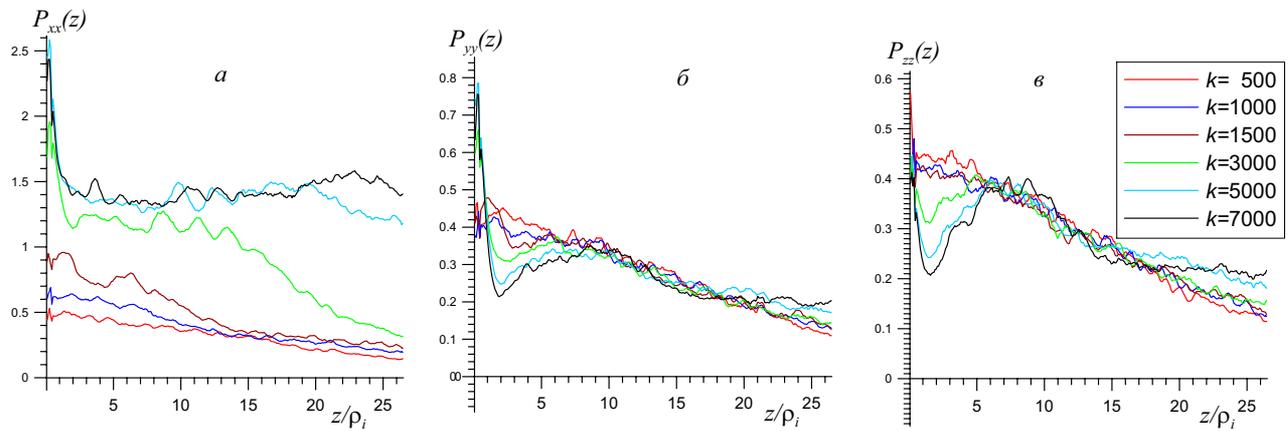


Рис. 2: Изменение профилей диагональных компонент тензора давления в ТС с течением времени

$k = 0 \div 2000$  формируется ТС с полутолщиной  $L_{1/2} \simeq 4\rho_i$ , в котором большинство частиц являются замагниченными (размер магнитной неоднородности больше ларморовского радиуса протона). В магнитном поле с отличным от нуля градиентом протоны могут переносить дрейфовые токи, в частности, ток кривизны в  $y$ -направлении [3, 33]. Иллюстрацией этого является рис. 1,б на котором виден ТС, вложенный в намного более широкий токовый слой толщиной  $L_{1/2} = 20\rho_i$  и малой плотностью тока, в котором движение плазмы может быть описано в терминах МГД – приближения. Плотность плазмы растет (рис. 1,в), а дрейфовое движение в  $x$ -направлении, как показывает моделирование, проявляется в увеличении плотности тока  $J_x$  в плазменном слое вблизи плоскости  $z = 0$ , причем профиль его плотности определяется нормальной компонентой магнитного поля  $B_z$  и электрическим полем  $E_y$  [19, 29, 30].

В следующий период времени от 3000 до 5000 шагов происходит резкое возрастание плотности токов  $J_x$  и  $J_y$  вблизи нейтральной плоскости и формирование предельно тонкого ТС с полутолщиной  $L_{1/2} \approx \rho_i$ , форма которого устанавливается на более поздних временах и практически не меняется. Основным механизмом поддержания ТС является ток размагниченных квазиadiaбатических частиц на разомкнутых орбитах (в литературе они также называются спейсеровскими). Вблизи нейтральной плоскости  $z = 0$  протоны размагничиваются и описывают полуокружности в поле  $B_z$  после чего снова замагничиваются и покидают ТС. Спейсеровские частицы переносят ток в  $y$ -направлении и являются основными носителями тока в хвосте [6]. Квазизахваченные частицы размагничиваются внутри ТС, но их траектории почти замкнуты, поэтому ток через слой они не переносят [33, 34]. Толщина такой предельно тонкой токовой структуры, вложенной в плазменный слой, оценена в работе [35] и подтверждена в [16]:  $L_{1/2} = \rho_i(v_T/v_A)^{1/3}$ , где  $v_T$  и  $v_A$  – соответственно, тепловая скорость частиц в слое Харриса и альфвеновская скорость. Как правило, в токо-

вом слое хвоста магнитосферы  $v_T/v_A \approx 1$ , поэтому полутолщина ТС в поздний период эволюции ТС сравнивается с ларморовским радиусом  $\rho_i$ , что согласуется с оценкой [35]. Плотность плазмы в слое (рис. 1,в) резко возрастает по сравнению с плотностью на краях ТС [18, 33].

На рис. 2 показаны профили диагональных компонент тензора давления:  $P_{xx}$ ,  $P_{yy}$ ,  $P_{zz}$  в те же моменты времени, что и на рис. 1. На начальном этапе давление в  $x$ -направлении слабо меняется, а потом достигает локального максимума на краях ТС и минимума в области  $z = 0$ , что обусловлено потоком плазмы на краях ТС почти вдоль нейтральной плоскости. Давление в  $y$ - и  $z$ -направлениях ведет себя аналогичным образом, что связано с движением размагниченных протонов вдоль спейсеровских траекторий в  $y$ -направлении. Такая зависимость согласуется с профилем компоненты  $P_{yy}$  тензора давления.

Недиагональные компоненты тензора давления  $P_{xy}$ ,  $P_{xz}$ ,  $P_{yz}$  представлены на рис. 3. В начальный период эволюции системы эти компоненты малы. Однако затем, когда формируется предельно тонкий ТС, компонента тензора  $P_{xy}$  резко возрастает и достигает максимума в окрестности нейтральной плоскости, что соответствует режиму размагничивания частиц внутри токового слоя и их движению вдоль квазиadiaбатических траекторий [3, 19, 34] в плоскости  $xy$ .

В это же время недиагональная компонента тензора давления  $P_{xz}$  становится отрицательной и достигает локального минимума на краях токового слоя, что также связано с неadiaбатическим движением протонов внутри ТС.

Из расчетов следует, что в начальный период эволюции слоя диагональные компоненты (рис. 2) в среднем отличны от нуля, в отличие от недиагональных (рис. 3), значения которых колеблются около нулевого значения. При этом величины компонент  $P_{yy}$  и  $P_{zz}$ , характеризующие поперечное давление вдали от ТС, близки друг к другу, но отличаются от компоненты  $P_{xx}$ , которая отражает распределение продольного дав-

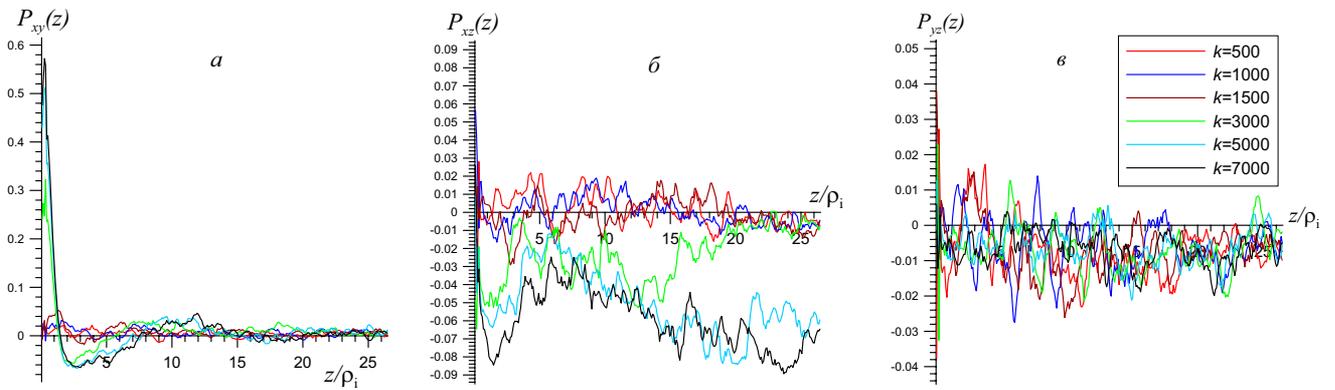


Рис. 3: Зависимость профилей недиагональных компонент тензора давления в ТС от времени

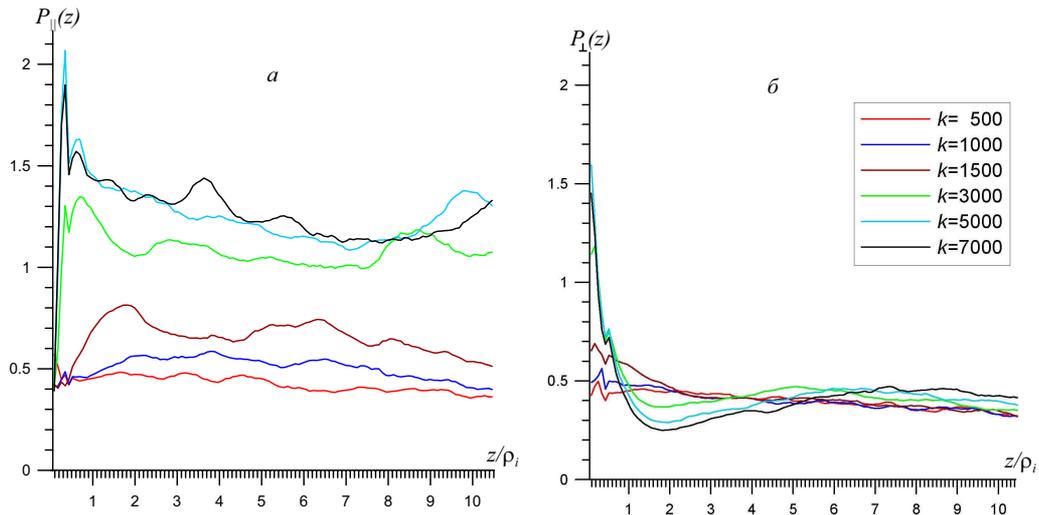


Рис. 4: Профили давления плазмы вдоль силовых линий магнитного поля  $P_{\parallel}$  (а) и в поперечном направлении  $P_{\perp}$  (б)

ления в слое. В период формирования ТТС с течением времени растут по величине недиагональные компоненты. Это свидетельствует о формировании тонкого токового слоя, баланс давления в котором должен поддерживаться анизотропией тензора натяжения плазмы. Сравнение компонент тензора давления  $\hat{\mathbf{P}}$  с соответствующими компонентами тензора в приближении ЧГЛ  $\hat{\mathbf{G}}$  (см. раздел 2) показывает, что ЧГЛ-приближение выполняется в токовом слое только на первом этапе для компонент  $P_{xz}$  и  $G_{xz}$ .

Проведено исследование поведения во времени профилей продольного  $P_{\parallel}$  и поперечного  $P_{\perp}$  давлений, а также выполнения условий шланговой устойчивости. На рис. 4 показаны, соответственно, профили давления  $P_{\parallel}$  (рис. 4,а) и  $P_{\perp}$  (рис. 4,б) в те же моменты времени, что и на предыдущих рисунках.

На начальном временном интервале обе компоненты давления постепенно эволюционируют так, что продольное давление приобретает локальный минимум в окрестности центральной плоскости ТС и максимум на его краях  $z \geq 2\rho_i$ . На следующем этапе эволюции

минимум  $P_{\parallel}$  остается там же, а максимум смещается внутрь ТС, ближе к центральной плоскости  $z < \rho_i$ , причем величина максимума существенно возрастает. Поперечное давление вблизи  $z=0$  монотонно растет.

Форма профиля продольного давления определяется характером дрейфа в скрещенных  $[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$  полях и размагничиванием частиц вблизи нейтральной плоскости. Здесь давление определяется только отличной от нуля нормальной компонентой магнитного поля  $P_{\parallel} \approx P_{zz} B_z^2$ , которая с приближением к нейтральной плоскости стремится к значению  $P_{\parallel}(z)|_{z \rightarrow 0} \approx 0.5$  (в нормированных единицах), не зависящему от времени. Продольное давление достигает минимума внутри токового слоя, что связано с размагничиванием частиц в окрестности нейтральной плоскости. Сравнивая рис. 2 и 4, видим, что профили продольного давления схожи с профилями компоненты тензора давления  $P_{xx}$ , которая, как мы уже отмечали, также является характеристикой продольного давления в окрестности ТС.

Поперечная компонента давления (обусловленная ларморовским вращением частиц вокруг силовых ли-

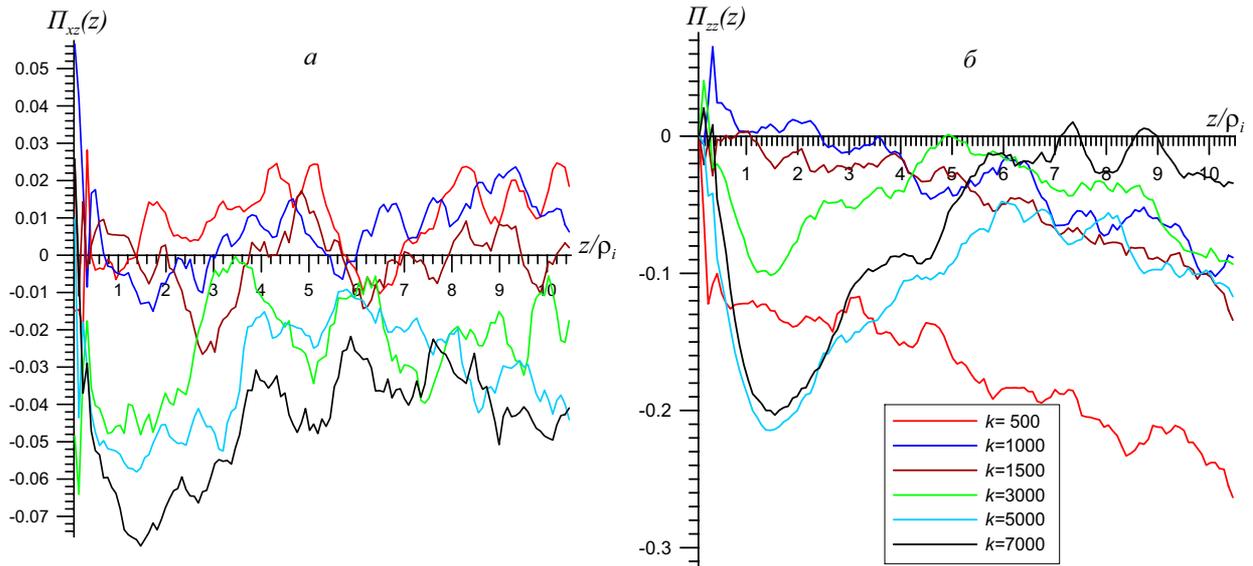


Рис. 5: Эволюция компонент силового баланса  $\Pi_{xz} = P_{xz} + B_x B_z / 4\pi$  (а) и  $\Pi_{zz} = P_{zz} - B_x^2 / 8\pi - P_{zz}(0, t)$  (б) на двух этапах формирования ТС

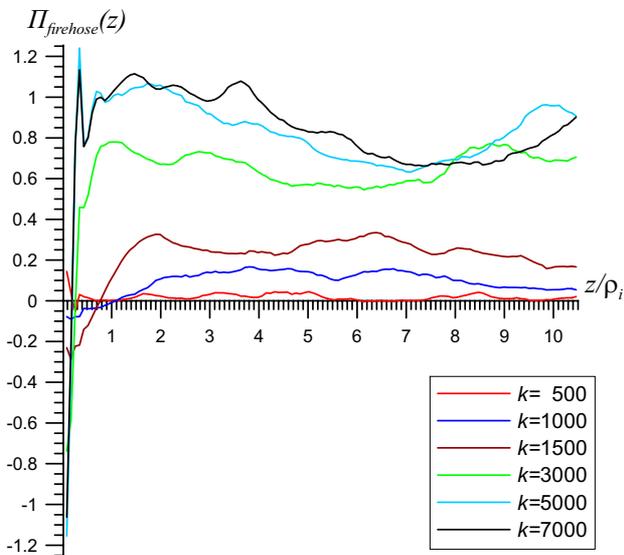


Рис. 6: Изменение во времени левой части маргинального критерия шланговой устойчивости  $\Pi_{firehose} = P_{\parallel} - P_{\perp} - |\mathbf{B}|^2 / 4\pi$

ний) на первом этапе со временем меняется слабо и вблизи  $z = 0$  монотонно возрастает. На следующем за ним интервале она эволюционирует во всей области, резко возрастая внутри токового слоя вследствие размагничивания частиц около нейтрального слоя. В соседней с ним области  $1 \leq z/\rho_i \leq 5$  наблюдается ее локальный минимум. По-видимому, этот минимум связан с локальным минимумом компоненты  $P_{yy}$  тензора давления, который, в свою очередь, обусловлен серпантинным движением размагниченных частиц в поле  $B_z$  [37].

Зависимость от времени профилей силового баланса  $\Pi_{xz}$  и  $\Pi_{zz}$  по осям  $X$  и  $Z$ , соответственно, показана на рис. 5, а и б.

Их близость к нулю в плоскости симметрии ТС означает выполнение баланса внутри него и формирование тонкой плазменной конфигурации. Заметим, что в численных расчетах баланс между давлением плазмы и натяжением силовых линий магнитного поля  $\Pi_{xz}$  вдоль оси  $X$  достаточно хорошо выполняется во всей показанной области расчета на всех этапах эволюции ТС. Баланс сил  $\Pi_{zz}$  вдоль оси  $Z$  выполняется только в первый период в окрестности нейтральной плоскости  $0 < z < 5 z/\rho_i$ .

Эволюция левой части  $\Pi_{firehose}(z) \equiv P_{\parallel} - P_{\perp} - |\mathbf{B}|^2 / 4\pi$  маргинального критерия шланговой устойчивости  $\Pi_{firehose} = 0$  при переходе ТС из «толстого» состояния в «тонкое» приведена на рис. 6.

При  $\Pi_{firehose}(z) > 0$  альфвеновские волны, распространяющиеся в плазме вдоль магнитного поля, неустойчивы, в то время как при  $\Pi_{firehose}(z) \leq 0$  они устойчивы [27]. Мы видим, что система быстро переходит в состояние  $\Pi_{firehose}(z) \leq 0$ , т.е. ТС устойчив в начальный период эволюции. В последующее время вне ТС критерий положителен ( $\Pi_{firehose}(z) > 0$ ), причем по достижении этого времени, когда происходит формирование тонкого ТС, эволюция профилей завершается, а токовый слой проходит маргинальное условие устойчивости  $\Pi_{firehose}(z) = 0$  и разность  $P_{\parallel} - P_{\perp} - |\mathbf{B}|^2 / 4\pi$  асимптотически приближается к 1 ( $k = 5000$  и  $7000$ ). Это качественно согласуется с результатами работы [10]. Данный результат находится в согласии и с работой [36], где было показано, что тонкий ТС удовлетворяет маргинальному условию шлан-

говой устойчивости. Результат нашего моделирования показывает, что в течение эволюции ТС практически все время выполняется условие его шланговой устойчивости, т. е. вклад магнитного поля в энергетику токового слоя существенен.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Сделаем некоторые размерные оценки результатов моделирования, чтобы сопоставить их с величинами, наблюдаемыми в хвосте магнитосферы Земли. При проведении вычислений мы полагали, что характерная толщина ТС Харриса в начальный момент времени равнялась  $L_{1/2} = 10^4$  км. Протяженность всей области моделирования была в 6 раз больше. Температура частиц горячей плазмы (ТС Харриса) порядка 10 кэВ, что характерно для хвостовой части магнитосферы, а температура холодной фоновой плазмы — около 1 кэВ. Поэтому тепловая скорость горячих частиц равна  $v_T \approx 1400$  км/с. Дрейфовая скорость плазмы  $V_{sh}$ , соответствующая характерной толщине слоя Харриса, составляет  $\approx 800$  км/с. Характерная напряженность магнитного поля на границах бокса выбрана равной  $B_0 = 25$  нТ. Начальные плотности горячей и более холодной фоновой плазмы вблизи нейтральной плоскости задавались одинаковыми и равными  $N_0 = 0.15$  см $^{-3}$ . При заданных параметрах магнитного поля ларморовские радиусы протонов на краях ТС составляют примерно  $\rho_i \approx 600$  км, а полная эволюция системы на временном интервале 8 тысяч шагов занимает около 6 мин. Заметим, что в реальности сужение токового слоя в хвосте магнитосферы — более медленный процесс. Длительность так называемой фазы накопления суббури, во время которой происходит утоньшение ТС, составляет от 15 минут до 2-х часов [3, 6]. Рассмотренная нами область моделирования намного меньше поперечных размеров хвоста (15–20  $R_E$ ), поэтому исследуемый временной масштаб эволюции токового слоя, полученный в численном эксперименте, существенно меньше реального [29, 30]. В настоящей работе основное внимание уделено макроскопическим свойствам плазмы в слое, поэтому длительность изучаемых процессов не играет первостепенной роли.

Наши оценки показывают, что начальный этап эволюции системы, происходящий на отрезке времени 0 – 1.5 мин, связан с формированием сравнительно широкого токового слоя толщиной в 8–10 ларморовских радиусов протонов, т. е. 5000–6000 км (рис. 1, а–в). Масштабы ларморовского вращения частиц как минимум на порядок меньше размера магнитной неоднородности. На втором этапе эволюции, происходящем на отрезке времени от 2.3 до 4.5 мин, ТС переходит в новое качество: его толщина достигает примерно двух ларморовских радиусов ( $\sim 1200$  км) и далее до конца моделирования почти не меняется. За время перестройки ТС плотность плазмы в нейтральной плоскости ( $z = 0$ ) возрастает примерно в 1.5–2 раза до

$\sim 0.6$  см $^{-3}$ . На границе слоя формируется максимум тангенциального магнитного поля величиной  $\sim 16$  нТ. Электрический ток  $J_y$  в нейтральной плоскости увеличивается от 1 до  $\sim 35$  нА·м $^{-2}$ . По порядку величины полученные оценки параметров ТС согласуются с наблюдаемыми в хвосте магнитосферы во время суббури (например, обзоры [3, 6]). Вне ТТС заметен отрицательный ток (рис. 1, б) диамагнитной природы [29, 30]. В процессе эволюции ТС в системе индуцируется электрическое поле в  $y$ -направлении, напряженность которого возрастает от нуля до  $\sim 0.4$  В/м.

Эволюция компонент тензора давлений плазмы начинается с одинаковых величин диагональных компонент (около 0.25 нПа). На конечном этапе эволюции амплитуда  $P_{xx}$  достигает  $\sim 1.3$  нПа внутри ТТС. Расчеты показывают, что величины компонент  $P_{yy}$  и  $P_{zz}$  в этой же области возрастают до значений  $P_{yy} \sim P_{zz} \sim 0.3$  нПа. Из недиагональных компонент тензора давления компонента  $P_{xy}$  сильнее всех зависит как от времени, так и от координаты  $z$ : в токовом слое ее величина быстро увеличивается со временем от нуля до  $\sim 0.3$  нПа. Вне токового слоя на больших временах величина этой компоненты стремится к нулю. Значения других недиагональных компонент  $P_{xz}$  и  $P_{yz}$  колеблются около нуля во всей области моделирования.

Что касается продольного и поперечного давлений (рис. 4), то в начале утоньшения они равны между собой и составляют приблизительно 0.25 нПа внутри ТС. В течение первого периода эволюции они почти не меняются. С начала второго этапа поперечное давление монотонно возрастает внутри ТС до 0.8 нПа. Однако, поведение продольного давления иное — внутри слоя его величина практически не меняется, а на краях ТС она достигает локального максимума величиной  $\approx 1$  нПа на расстоянии  $\sim 0.5\rho_i$  от нейтральной плоскости. Наличие минимума продольного и максимума поперечного давлений в центральной части ТТС может быть связано с размагничиванием частиц внутри ТС [33].

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе, в рамках численной модели, проведено исследование макроскопических свойств плазмы в процессе перехода от магнитоплазменной конфигурации, характерный масштаб неоднородности которой много больше ларморовских радиусов ионов [31], к сравнительно тонкой токовой конфигурации толщиной порядка одного–нескольких протонных ларморовских радиусов. Показано, что под действием самосогласованного электрического поля, возрастающего в системе, происходит сжатие токового слоя до предельно тонкого состояния, что сопровождается изменением его структуры и макроскопических свойств, в частности, тензора давлений в плазме. В тонком ТС полностью меняется динамика частиц плазмы: в окрестности нейтральной плоскости они раз-

магничиваются и совершают серпантинное движение в  $y$ -направлении, перенося тем самым ток через слой.

Моделирование показало, что эволюция структуры токового слоя проходит в два этапа. На первом из них происходит формирование токового слоя толщиной в 8–10 протонных ларморовских радиусов, в котором удовлетворяется условие шланговой устойчивости, а тензор давления является гиротропным. Подобный ТС не является равновесным, при этом большинство частиц замагничены. В таком ТС сохраняются продольный и поперечные инварианты приближения Чу–Гольдбергера–Лоу, наблюдается непрерывный рост электрического поля, которое вызывает два типа дрейфовых движений плазмы: вдоль оси  $Z$  по направлению к нейтральной плоскости  $z = 0$  и в  $x$ -направлении к Земле. Дрейфовое движение плазмы в  $z$ -направлении приводит к утоньшению токового слоя и переходу его ко второму этапу эволюции, когда ТС утоньшается настолько, что протоны размагничиваются и начинают двигаться по особым, серпантинным траекториям в плоскости  $xy$ . В этот период времени

давление плазмы становится анизотропным, а недиагональные компоненты тензора давления — ненулевыми.

Таким образом, показано, под действием растущего электрического поля в активные геомагнитные периоды, происходит структурная перестройка хвоста магнитосферы, в результате которой ТС утоньшается до предельно тонкого состояния. Формируется одномерное плазменное равновесие, в котором баланс натяжений поддерживается анизотропией тензора давления. Полученные результаты находятся в качественном согласии с предыдущими теоретическими работами [10, 33, 36], в которых проводился анализ структуры токовых равновесий, но не учитывались крупномасштабные динамические изменения электрического и магнитных полей во время геомагнитных возмущений. Оценки параметров ТС, полученные из модели, по порядку величины согласуются характерными величинами, полученными из данных наблюдений в хвосте магнитосферы.

Данная работа поддержана программой № 28 Фундаментальных исследований Президиума РАН.

- [1] *Ness N. F.* J. Geophys. Res. 1965. **70**. P. 2989.
- [2] *Axford W. I., Hines C. O.* A Unifying Theory of High Latitude Geophysical Phenomena and Geomagnetic Storms. The upper atmosphere in motion / Ed. C. O. Hines / Geophys. Mon. Ser. **18**. Washington, State D. C.: AGU, 1974. P. 933.
- [3] *Зелёный Л. М., Малова Х. В., Артемьев А. В., Попов В. Ю., Петрукович А. А.* Физика плазмы. 2011. **37**. С. 137.
- [4] *Zelenyi L., Artemyev A., Malova H., Popov V. J.* Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2008. **70**. P. 325.
- [5] *Zelenyi L. M., Malova H. V., Popov V. Yu., Delcourt D. C., Ganushkina N. Yu., Sharma A. S.* Geophys. Res. Lett. 2006. **33**. P. L05105.
- [6] *Малова Х. В., Зелёный Л. М.* Плазменная гелиогеофизика. М.: Физматлит, 2008.
- [7] *Schindler K.* A Self-Consistent Theory of the Tail of the Magnetosphere. Earth's Magnetospheric Processes / Ed. by B. M. McCormac / Astrophys. Sp. Sci. Lib. 1972. P. 200.
- [8] *Vasyliunas V. M.* Rev. Geophys. 1975. **13**. P. 303.
- [9] *Lui A. T. Y.* J. Geophys. Res. 1993. **98**. P. 13423.
- [10] *Ashour-Abdalla M., Zelenyi L. M., Perroomian V., Richard R. L.* J. Geophys. Res. 1994. **99**. P. 14891.
- [11] *Malova H. V., Popov V. Yu., Delcourt D. C., Petrukovich A. A., Zelenyi L. M.* J. Geophys. Res. 2013. **118**. P. 4308.
- [12] *Мингалева О. В., Мингалева И. В., Малова Х. В., Зелёный Л. М.* Физика плазмы. 2007. **33**. С. 1028.
- [13] *Runov A., Nakamura R., Baumjohann W., Zhang T. I., Volwerk M.* Geophys. Res. Lett. 2003. **30**. P. 1036.
- [14] *Runov A., Nakamura R., Baumjohann W., Treumann R. A., Zhang T. L., Volwerk M., Vörös Z., Balogh A., Glassmeier K.-H., Klecker B., Rème H., Kistler L.* Geophys. Res. Lett. 2003. **30**, N 7. P. 1579.
- [15] *Sergeev V. A., Pulkinen T. I., Pellinen R. J.* J. Geophys. Res. 1996. **101**. P. 13047.
- [16] *Кропоткин А. П., Домрин В. И.* Геомагнетизм и аэрономия, 1995. **35**. С. 1.
- [17] *Zelenyi L. M., Delcourt D. C., Malova H. V., Sharma A. S.* Geophys. Res. Lett. 2002. **29**, N 10. P. 49-1.
- [18] *Rich F. J., Vasyliunas V. M., Wolf R. A.* J. Geophys. Res. 1972. **77**. P. 4670.
- [19] *Зелёный Л. М., Малова Х. В., Григоренко Е. Е., Попов В. Ю.* УФН. 2016. **186**. С. 1153.
- [20] *Sergeev V. A., Mitchell D. G., Russell C. T., Williams D. J.* J. Geophys. Res. 1993. **98**. P. 17345.
- [21] *Baker D. N., Pulkinen T. I., Angelopoulos V., Baumjohann W., McPherron R. L.* J. Geophys. Res. 1996. **101**. P. 12975.
- [22] *Mitchell D. G., Williams G. J., Huang C. Y., Frank L. A., Russell C. T.* Geophys. Res. Lett. 1990. **17**. P. 583.
- [23] *Ashour-Abdalla M., Frank L. A., Paterson W. R., Perroomian V., Zelenyi L. M.* J. Geophys. Res. 1996. **101**. P. 2587.
- [24] *Силин В. П., Рухадзе А. А.* Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М.: Госатомиздат, 1961
- [25] *Волков Т. Ф.* Вопросы теории плазмы. **4**. М.: Атомиздат, 1964. С. 3.
- [26] *Chew G. F., Goldberger M. L., Low F. E.* Proc. Roy. Soc. 1956. **A236**. P. 112.
- [27] *Кролл Н., Трайвеллис А.* Основы физики плазмы. М.: Мир, 1975. С. 102.
- [28] *Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З.* Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. С. 198.
- [29] *Домрин В. И., Кропоткин А. П.* Солнечно-земная физика. вып. 2 (115). Иркутск, 2002, С. 160.
- [30] *Домрин В. И., Кропоткин А. П.* Геомагнетизм и Аэрономия. 2003. **43**, № 3. С. 298.
- [31] *Harris E.* Nuovo Cimento. 1962. **23**. P. 115.
- [32] *Хокни Р., Иствуд Дж.* Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987.
- [33] *Zelenyi L., Sitnov M. I., Malova H. V., Sharma A. S.* Nonlin. Processes in Geophys. 2000. **7**. P. 127.
- [34] *Vcherner J., Zelenyi L. M.* J. Geophys. Res. 1989. **94**.

- P. 11821.  
[35] *Francfort P., Pellat R.* Geophys. Res. Lett. 1976. **3**. P. 433.  
[36] *Burkhardt G.R., Drake J.F., Dusenbery P.B., Speiser T.W.* J. Geophys. Res. 1992. **97**. P. 13799.  
[37] *Somov B.V.*, Plasma astrophysics. Part II., New York, Springer SBM. 2013.

---

## Analysis of characteristics of magnetotail current sheet during geomagnetic perturbations

V. I. Domrin<sup>1,a</sup>, H. V. Malova<sup>1,2,3</sup>, V. Yu. Popov<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup>*Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics  
Moscow 119991 Russia*

<sup>2</sup>*Space Research Institute RAS Moscow 117997, Russia*

<sup>3</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology (state University)  
Moscow 141701, Russia*

<sup>4</sup>*Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Chair of Mathematics  
Moscow 119991 Russia*

<sup>5</sup>*National Research University «Higher School of Economics». Moscow, 101000, Russia  
E-mail: <sup>a</sup>dmr@dec1.sinp.msu.ru*

On the base of numerical simulation the evolution of current sheet (CS) in the Earth's magnetotail during geomagnetic perturbations is investigated. The evolution of the pressure tensor in the process of CS thinning to extremely thin configuration playing a key role in large-scale geomagnetic perturbations is considered. It is shown in a frame of numerical experiment that at an early stage the CS is formed with thickness about 8-10 Larmor proton radii and gyrotropic pressure distribution. This stage is characterized by plasma drift motion to CS center and to the Earth, and can be well described by the Chew-Goldberger-Low approximation. At the later stage the extremely thin current sheet is formed in which plasma pressure tensor becomes anisotropic. Estimates of the characteristic timescales of the system evolution are made and the agreement with the available experimental data is shown.

PACS: 52.65.-y

*Keywords:* : magnetosphere, Earth's magnetotail, current sheet, pressure tensor, mathematical modeling.

*Received 14 November 2017.*

### Сведения об авторах

1. Домрин Владимир Иванович — ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-12-98, e-mail: dmr@dec1.sinp.msu.ru.
  2. Малова Хельми Витальевна — ст. науч. сотрудник, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 333-25-00, e-mail: hmalova@yandex.ru.
  3. Попов Виктор Юрьевич — доктор физ-мат.наук, профессор, тел.: (495) 333-25-00, e-mail: masterlu@mail.ru.
-