

УДК 533.95

ВЛИЯНИЕ ИОНОВ КИСЛОРОДА НА СТРУКТУРУ ТОНКОГО ТОКОВОГО СЛОЯ В ХВОСТЕ ЗЕМНОЙ МАГНИТОСФЕРЫ

© 2020 г. В. И. Домрин^{1,*}, Х. В. Малова^{1,2,**}, В. Ю. Попов^{2,3,4},
Е. Е. Григоренко², А. А. Петрукович²

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
Московского государственного университета
им. М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ), г. Москва, Россия

²Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), г. Москва, Россия

³Физический факультет Московского государственного университета
им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

⁴Национальный исследовательский университет
“Высшая школа экономики”, г. Москва, Россия

*e-mail: dmr@dec1.sinp.msu.ru

**e-mail: hmalova@yandex.ru

Поступила в редакцию 30.04.2019 г.

После доработки 20.06.2019 г.

Принята к публикации 26.09.2019 г.

Во время геомагнитных суббурь токовый слой хвоста магнитосферы Земли может утоньшаться в поперечном направлении от нескольких радиусов Земли (R_E) до толщины порядка от одного до нескольких гирорадиусов протонов – 250–2000 км. В период суббурь он является ключевой структурой, где запасается, а, впоследствии, через развитие неустойчивостей и магнитного пересоединения, высвобождается энергия магнитного поля. Несмотря на малую толщину, тонкий токовый слой имеет сложную многомасштабную структуру с иерархией вложенных слоев, что определяет его свойства. Во время суббурь в хвост магнитосферы Земли из ионосферы поступают однозарядные ионы кислорода, концентрация которых может быть сопоставима с концентрацией протонов. Взаимодействие ионов кислорода с токовым слоем, приводящее к изменению его структуры и свойств, исследовано недостаточно хорошо. В рамках гибридной модели квазиравновесного токавого слоя проанализированы самосогласованные профили магнитного поля, плотностей тока и плазмы в многокомпонентной плазме хвоста в широком диапазоне параметров системы. Показано, что ТС является многомасштабной структурой, вложенной в широкий плазменный слой. Увеличение концентрации ионов кислорода в токовом слое приводит к его утолщению и формированию дополнительного масштаба вложенности. При этом на профилях магнитного поля и плотности тока появляются изломы, характеризующие переход от области доминирования ионов кислорода в токовом слое к доминированию протонов и электронов. Амплитуда плотности тока подобного вложенного слоя уменьшается пропорционально концентрации ионов кислорода. Исследована зависимость параметра вложенности от относительных концентраций тяжелых ионов, их тепловых и дрейфовых скоростей.

DOI: 10.31857/S0016794020020042

1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно данным современных спутниковых измерений, в магнитосфере Земли формируются тонкие токовые слои (ТТС) толщиной порядка нескольких протонных гирорадиусов [McPherron et al., 1987; Sergeev et al., 1993; Runov et al., 2006; Baumjohann et al., 2007; Зелёный и др., 2011]. Так, на поверхности магнитопаузы, отделяющей геомагнитное поле от межпланетного, текут токи, сосредоточенные на толщинах порядка нескольких сотен км [Panov et al., 2008]. ТТС могут возникать

в околоземной части токового слоя магнитосферного хвоста на расстояниях 9–15 R_E от Земли в фазе подготовки крупномасштабных геомагнитных возмущений – суббурь [McPherron et al., 1987; Sergeev et al., 1993; Runov et al., 2006; Baumjohann et al., 2007; Зелёный и др., 2011]. Такие слои были найдены и в отдаленной области хвоста [Pulkkinen et al., 1993], на расстояниях порядка 100–150 R_E от Земли, где гипотетически располагается дальняя нейтральная линия. С точки зрения МГД-теории такие слои представляют собой

тангенциальные разрывы [Ландау и Лифшиц, 2005]. В работе [Сыроватский, 1971] предсказывалось возникновение “сингулярных” токовых образований при определенных движениях плазмы и магнитных полей также и в солнечной короне. ТТС наблюдаются в солнечном ветре и магнитосферах планет солнечной системы. Показано, что они представляют собой пограничные токовые структуры, разделяющие области с разнонаправленными магнитными потоками или плазмой с разными свойствами [Зелёный и др., 2011].

Во время геомагнитных возмущений в хвосте магнитосферы Земли ТТС могут играть роль ключевых структур, определяющих глобальное развитие магнитосферных суббурь. В спокойном состоянии толщина токового слоя (ТС) хвоста магнитосферы составляет примерно $1-2 R_E$ ($R_E \approx 6400$ км – радиус Земли), что примерно на порядок больше толщины ТТС. Формирование ТТС происходит, главным образом, в фазе подготовки суббури в течение от 30 минут до 2 ч. Сжатый токовый слой играет роль “резервуара” магнитной энергии, запасаемой из солнечного ветра [Зелёный и др., 2011]. Во время суббурь ТТС хвоста магнитосферы проявляет свойство метастабильности – в фазе подготовки он может достаточно длительное время сохранять устойчивость, а потом может стать неустойчивым и разрушиться. Сегодня, среди всех теорий, которые пытаются объяснить процессы прерывания тока поперек хвоста [Lui et al., 1995], наиболее широко признание получила теория образования нейтральной X -линии [Baker et al., 1996]. Она объясняет разрушение ТТС началом пересоединения в нем, а X -линия рассматривается как элемент длинноволновой разрывной (тиринг –) моды, приводящей к распаду тока на отдельные токовые нити с образованием цепочки из перемежающихся X - и O -линий.

Дальнейшее развитие суббури после начала магнитного пересоединения во взрывной фазе достаточно хорошо изучено. Запасенная в ТТС энергия магнитного поля высвобождается в виде волн и кинетической энергии потоков плазмы. Потоки плазмы по пересоединившимся силовым линиям южной и северной долей хвоста поступают в ионосферу, перераспределяя ионосферную систему токов и полей; процессы столкновения ускоренных протонов и электронов с атомами и молекулами ионосферы и верхней атмосферы в области авроральных овалов вызывают полярные сияния. В то же время вблизи X -линии в хвосте формируется гигантский плазмод (протяженностью вдоль хвоста порядка нескольких десятков R_E), который выбрасывается от Земли в дальнюю область магнитосферного хвоста. Все вышеизложенное свидетельствует о том, что ТТС играют важную роль в развитии крупномасштабных гео-

магнитных возмущений. Однако экспериментальное изучение этих токовых структур началось сравнительно недавно по причине их малого поперечного масштаба. Развитие многоспутниковых миссий, особенно спутников Cluster [McPherron et al., 1987; Sergeev et al., 1993; Runov et al., 2006; Baumjohann et al., 2007; Зелёный и др., 2011; Zelenyi et al., 2016; Зелёный и др., 2016] позволило понять структуру и динамику ТТС. Несмотря на имеющиеся данные наблюдений, в настоящее время существует много нерешенных вопросов, связанных с внутренней структурой, устойчивостью и эволюцией тонких слоев. Особенно это касается их структуры и устойчивости в присутствии однозарядных ионов кислорода, приходящих в хвост из ионосферы.

Следует отметить, что свойства ТТС кардинально отличаются от свойств сравнительно толстой токовой конфигурации, характерной для спокойных геомагнитных условий. В процессе спутниковых исследований были продемонстрированы следующие свойства ТТС:

1) Очень малая толщина слоя $L \sim \rho_i \sim 250-2000$ км (где ρ_i – ионный гирорадиус);

2) Высокая плотность тока – в десятки раз больше по сравнению с обычным током через хвост (~ 10 нА/м²);

3) Сильно вытянутая вдоль хвоста форма силовых линий, когда отношение нормальной к тангенциальной компонент магнитного поля порядка 0.1;

4) Профили плотности тока не совпадают с профилями плотности плазмы: сравнительно тонкий слой вложен внутрь намного более толстого плазменного слоя [Sergeev et al., 1993];

5) Анизотропия плазменных потоков, регистрируемых на краях плазменного слоя, приходящих к нейтральной плоскости из мантии и ионосферы [Ashour-Abdalla et al., 1994];

6) Основными носителями тока через слой являются ионы на разомкнутых, так называемых спейсеровских, орбитах [Speiser, 1965; Зелёный и др., 2016];

7) Профили плотности тока в ТТС, как правило, имеют сложную многомасштабную структуру: они могут быть расщепленными (или “бифурцированными”) [Runov A. et al., 2005], асимметричными [Runov et al., 2005; Asano et al., 2005], с тремя пиками [Nakamura et al., 2006], что полностью отличается от известной модели Харриса [Harris, 1962] с колоколообразным распределением плотности тока, в которой нормальная компонента магнитного поля отсутствует.

Траектории протонов и электронов в тонком токовом слое с нормальной компонентой магнитного поля различны. В то время как электроны являются замагниченными, протоны движут-

ся по особым квазиadiaбатическим траекториям [Speiser, 1965; Büchner and Zelenyi, 1989]. Такие траектории, называемые также “спейсеровскими” [Speiser, 1965], разомкнуты на бесконечности. На них частицы дважды меняют тип движения на сепаратрисах: вращение вдоль винтовых траекторий вдали от ТТС сменяется серпантинным движением вдоль полуокружности в окрестности нейтральной плоскости $\{z = 0\}$ [Büchner and Zelenyi, 1989]. Как правило, спейсеровские частицы принадлежат наиболее энергичной части распределения частиц. Протоны с меньшей энергией движутся вдоль квазизамкнутых “огурцовых” орбит, которые могут множество раз возвращаться к плоскости токового слоя $\{z = 0\}$. Здесь и далее будем использовать солнечно-магнитосферную систему координат (GSM-система), в которой ось X направлена от Земли к Солнцу, ось Z — вдоль оси геомагнитного диполя, а ось Y — в направлении с утра на вечер. В отличие от спейсеровских и квазизахватываемых, существуют еще круговые (“ринговые”) орбиты, которые никогда не пересекают сепаратрис и характерны для популяции частиц с самой малой энергией.

В ТТС отношение частот колебаний протонов в X и Z направлениях мало ($\omega_x/\omega_z \ll 1$), что связано с малостью параметра адиабатичности $k \equiv \sqrt{R_c/\rho_L} \ll 1$, управляющего движением частиц [Büchner, Zelenyi, 1989]. Здесь R_c — минимальный радиус кривизны магнитной силовой линии, ρ_L — максимальный ларморовский радиус. Осцилляции частиц вдоль Z и X координат расцеплены [Büchner and Zelenyi, 1989; Chen, 1992] и, таким образом, можно выделить две основные степени свободы — быстрые вертикальные колебания вдоль Z координаты и медленное вращение в плоскости XY , т.е. вдоль X — координаты. Движение в Y направлении обладает трансляционной инвариантностью. В таких конфигурациях с высокой точностью сохраняется приближенный квазиadiaбатический инвариант движения $I_z = \oint p_z dz \approx \text{const}$, (p_z — обобщенный импульс), что следует из теории адиабатического движения системы с медленно меняющимися параметрами [Заславский и Сагдеев, 1988]. Для геофизических приложений адиабатический инвариант движения впервые был оценен в работе [Sonnerup, 1971] для простейшей конфигурации обращенного в нейтральной плоскости магнитного поля. Частицы с пролетными, квазизахватываемыми и круговыми траекториями различаются между собой по величинам инвариантов движения [Зелёный и др., 2011, 2016; Büchner and Zelenyi, 1989]. В работах [Cary et al., 1986; Нейштадт, 1987; Büchner and Zelenyi, 1989] показано, что при пересечении частицами сепаратрис движения могут происходить скачки приближенных

инвариантов ΔI_z , величины которых много меньше величины самих инвариантов, т.е. $\Delta I_z \ll I_z$ при $k \ll 1$. Такой режим движения называют квазиadiaбатическим [Büchner and Zelenyi, 1989].

Впервые модель анизотропного токового слоя была предложена Спейсером [Speiser, 1965] и развита впоследствии в работе [Eastwood, 1972]. В своей пионерской работе Спейсер [1965] рассмотрел тонкий слой, сформированный взаимопроницаемыми потоками квазиadiaбатических ионов, движущихся вдоль разомкнутых на бесконечности траекторий. Важный вклад в развитие стационарных самосогласованных моделей ТТС внесли работы [Pritchett and Coroniti, 1992; Krototkin and Domrin, 1996; Sitnov et al., 2000; Zelenyi et al., 2000]. Квазиadiaбатичность протонов, т.е. сохранение инварианта I_z , является ключевым свойством такого сорта моделей. В результате было получено универсальное решение для профиля магнитного поля, похожее на хорошо известное решение [Harris, 1962]. В процессе дальнейшего развития теории ТТС была построена гибридная модель, в которой учтено квазиadiaбатическое движение протонов, а также электростатические эффекты [Zelenyi et al., 2004], обусловленные дрейфовыми движениями электронов. Сравнение решений модели с данными наблюдений показали хорошее количественное и качественное согласование теории с экспериментом [Artemyev et al., 2009].

Хотя основным источником магнитосферной плазмы в хвосте обычно рассматривается плазменная мантия, измерения магнитосферной плазмы [Lennartsson and Shelley, 1986] показали важную роль частиц ионосферного происхождения. Измерения ионного состава в магнитосферных долях на расстояниях $10R_E > X > 22R_E$ продемонстрировали наличие тяжелых ионов относительно низких энергий (10 эВ–1 кэВ), распространяющихся в антисолнечном направлении [Nose et al., 1996; Sauvaud et al., 2004]. Во время суббури в плазменном слое регистрируется большое количество ионов O^+ , их вклад в ток может быть существенным. В работе [Kistler et al., 2006] оценен верхний предел вклада (до 10%) ионов кислорода в полный ток поперек хвоста, что является достаточным для поддержания тока квазиadiaбатических ионов кислорода через хвост [Artemyev et al., 2010]. Детально роль кислорода в магнитосфере Земли рассмотрена в обзоре [Kronberg et al., 2014]. Показано, что тяжелые ионы ионосферного происхождения в магнитосфере Земли, в частности, кислорода (O^+), влияют на структуру токового слоя, скорость магнитного пересоединения и образование неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Их присутствие является важным фактором глобальной магнитосфер-

ной динамики, в которой участвуют также кольцевой ток и радиационные пояса. В теоретических моделях эффект увеличения плотности ионосферных ионов O^+ во время геомагнитных бурь и особенности их взаимодействия ионов кислорода с ТТС в хвосте до сих пор мало изучены. Влияние многокомпонентного состава плазмы на структуру кинетического квазиравновесия рассмотрено в работе [Zelenyi et al., 2006], где показана многомасштабность ТТС и оценен вклад ионов кислорода в полный ток в хвосте магнитосферы.

В настоящей статье, в рамках гибридной модели трехкомпонентной плазмы, представлен детальный анализ изменения структуры ТТС в хвосте магнитосферы Земли в присутствии ионов кислорода. Проведен анализ профилей магнитного поля, плотности тока и плазмы в равновесном ТТС в зависимости от характерных параметров кислородной популяции. Особое внимание уделено свойствами многомасштабности и вложенности токовых слоев. Обсуждается применение результатов работы к исследованиям ТТС в солнечном ветре и магнитосферах планет солнечной системы.

2. ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ И УРАВНЕНИЯ МОДЕЛИ

Представленная в настоящей работе модель является развитием более ранней самосогласованной гибридной модели тонкого токового слоя в хвосте магнитосферы Земли [Zelenyi et al., 2004]. В модели учтены три компоненты плазмы: протоны, электроны и ионы кислорода, влияние которых на структуру токового равновесия учитывается изменением соответствующих параметров системы. Одномерный тонкий токовый слой с анизотропным давлением и малой нормальной компонентой магнитного поля B_z описывается системой самосогласованных равновесных уравнений. Взаимопроникающие потоки плазмы направлены от краев токового слоя к нейтральной плоскости, где ионы размагничиваются и, двигаясь в поле B_z , переносят ток через хвост.

Приведем кратко основные предположения и уравнения модели (детальное рассмотрение для двухкомпонентной плазмы сделано в работе [Zelenyi et al., 2004] и рассмотрено в обзорах [Зелёный и др., 2011; Зелёный и др., 2016]):

1. Токовый слой в *GSM* – системе координат является однородным в направлениях “Земля–Солнце” (X) и “утро–вечер” (Y) и лежит в ограниченной области $|z| < L$, где L – полутолщина токового слоя. Таким образом, все переменные зависят только от поперечной к слою координаты z .

2. Магнитное поле \mathbf{B} имеет две компоненты – самосогласованную тангенциальную компоненту

$B_x(z)$ и постоянную, не зависящую от координат, нормальную компоненту $B_z = B_{z0}$. Вне токового слоя магнитное поле постоянно: $\mathbf{B}|_{|z| \geq L} = \{\pm B_x(L), 0, B_{z0}\}$, соответственно для северной и южной долей хвоста. Электрический ток направлен вдоль оси Y : $\mathbf{j} = \{0, j_y(z), 0\}$.

3. Все расчеты ведутся в системе координат де Хоффмана–Теллера, в которой внешнее электрическое поле равно нулю. Эта система движется к Земле вдоль оси X со скоростью $v_0 = E_0/B_z$, где E_0 – электрическое поле поперек хвоста в Y -направлении в системе отсчета, связанной с центром Земли.

4. Динамика заряженных частиц в токовом слое различна. В то время как движение протонов и ионов кислорода является квазиadiaбатическим, электроны являются замагниченными. Предполагается, что они достаточно быстрые для поддержания квазиравновесного распределения Больцмана и квазинейтральности в системе $n_e = n_1 + n_2$. Таким образом, ионные популяции частиц описываются в рамках квазиadiaбатического подхода, а для описания электронов использован разработанный ранее полужидкостный подход [Zelenyi et al., 2000].

В рамках приведенных представлений ионные компоненты плазмы описываются смещенными по скоростям $\mathbf{v} = \{v_x, v_y, v_z\}$ функциями распределения Максвелла (здесь и далее нижний индекс 1 относится к протонам, индекс 2 – к ионам кислорода):

$$f_{1,2}(\vec{v}) = N_{1,2} \exp \left\{ -\frac{(v_{\parallel} - v_{D1,2})^2 + v_{\perp}^2}{v_{T1,2}^2} \right\}, \quad (1)$$

$$N_{1,2} = \frac{n_{1,2}}{(\pi v_{T1,2})^3 (1 + \operatorname{erf}(\epsilon_{1,2}^{-1}))},$$

где $v_{D1,2}$ – дрейфовая скорость протонов или ионов кислорода, соответственно, $v_{T1,2}$ – тепловые скорости каждого сорта частиц, $N_{1,2}$ – нормировочные коэффициенты, пропорциональные плотностям $n_{1,2}$ каждого сорта ионов, $\operatorname{erf}(x) = 2/\sqrt{\pi} \int_0^x e^{-t^2} dt$ – интеграл ошибок.

Уравнение Максвелла в стационарном случае переходит в уравнение Ампера, которое в рассматриваемой пространственно одномерной постановке для трехкомпонентной плазмы записывается в виде

$$\frac{d\mathbf{B}}{dz} = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2 + \mathbf{J}_e). \quad (2)$$

Здесь магнитное поле $\mathbf{B} = \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2 + \mathbf{B}_e$ создается токами трех компонент плазмы (нижний индекс “e” относится к электронам). Для протонов и тяжелых ионов токи являются моментами функций распределения $f_{1,2}(\mathbf{v})$, описываемых выражением (1):

$$J_{1,2} = e \int v_y f_{1,2}(\mathbf{v}) d^3v. \quad (3)$$

Электронный ток \mathbf{J}_e , основной вклад в который вносят дрейфовые движения электронов в Y –направлении, в приближении ведущего центра определяется выражением [Krall and Trivelpiece, 1973]:

$$\mathbf{J}_e = -en_e c \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{h}]}{B} + \frac{c}{B} [\mathbf{h} \times \nabla_{\perp} p_{e\perp}] + \frac{c}{B} (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) [\mathbf{h} \times (\mathbf{h} \nabla) \mathbf{h}]. \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{h} = \mathbf{B}/B$ – единичный вектор вдоль силовых линий магнитного поля; $B = (B_x^2 + B_z^2)^{1/2}$ – модуль магнитного поля, \mathbf{E} – вектор электрического поля, c – скорость света, e – заряд протона.

Компоненты давления вдоль силовых линий магнитного поля $p_{e\parallel}$ и в перпендикулярном к ним направлении $p_{e\perp}$ определяются тензором электронного давления $p_{eij} = p_{e\perp} \delta_{ij} + (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) h_i h_j$ ($i, j = x, y, z$). Наличие электронных дрейфов может быть одной из причин формирования разнообразных профилей плотностей ТТС, наблюдаемых в спутниковых экспериментах [Runov et al., 2005; Asano et al., 2005; Nakamura et al., 2006].

Относительно характера электронного давления, в работе [Pulkkinen et al., 1993] – показано, что в магнитосферном хвосте оно может иметь выраженную анизотропию вдоль направления магнитного поля $p_{e\parallel} - p_{e\perp} > 0$. Для электронов с анизотропным давлением последнее слагается в (4) – ток кривизны – преобладает над двумя первыми, достигая резкого максимума вблизи нейтральной плоскости [Zelenyi et al., 2004].

Из уравнения (4) видно, что электрический ток электронов зависит от электрического поля, потенциал которого определяется из уравнения

$$en_e \frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial p_{e\parallel}}{\partial z} - (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \frac{B_x}{B^2} \frac{\partial B_x}{\partial z}. \quad (5)$$

Амбиполярное электрическое поле $E_z = -\partial \phi / \partial z$ в ТТС возникает вследствие различия динамики квазиadiaбатических ионов и замагниченных электронов.

Давление электронов вдоль магнитных силовых линий может быть получено из условия со-

хранения полной энергии частиц $W_0 = m_e v_0^2 / 2$ (v_0 – их начальная скорость):

$$\frac{m_e v^2}{2} + e\phi = W_0 \equiv \text{const}, \quad v^2 = v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2, \quad (6)$$

где v_{\parallel} и v_{\perp} – скорость частицы вдоль силовой линии и перпендикулярно к ней. Давление электронов в перпендикулярном к силовой линии направлении определяется из первого уравнения состояния в приближении Чу-Голдбергера–Лоу [Chew et al., 1956]:

$$\frac{p_{e\perp}}{n_e B} = \text{const}. \quad (7)$$

В качестве граничных условий предполагается, что тангенциальная магнитная компонента достигает максимума на краях токового слоя $z = L$: $B_x(L) = B_{x0} = \text{const}$; нормальная компонента постоянна всюду и равна $B_z = B_{z0} = \text{const}$. Шириновая компонента магнитного поля полагается нулевой, т.е. $B_y(z) = 0$. Электростатический потенциал на краях токового слоя полагается равным нулю, т.е. $\phi(L) = 0$. Кроме того на краях ТТС считается заданной плотность плазмы $n(L) = n_0 = \text{const}$.

Чтобы решить систему уравнений (2)–(7) с функциями распределения (1) необходимо продлить их в область изменения пространственных переменных. Для этого воспользуемся тем обстоятельством, что движение заряженных ионов в ТТС характеризуется тремя интегралами [Зелёный и др., 2011; Zelenyi et al., 2004; Зеленый и др., 2016]: полной энергией $W_0 = m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) + e\phi$, обобщенным импульсом $P_y = mv_y - e/c A_y(x, z)$ ($A_y(x, z)$ – вектор-потенциал) и приближенным квазиadiaбатическим интегралом движения I_z , который определяется формулой $I_z = m \oint v_z dz$. На краях системы инварианты I_z связаны с магнитными моментами частиц $\mu_{1,2} = m_{1,2} v_{\perp}^2 / 2B_0$ соотношением $2m_{1,2} c \mu_{1,2} / e_{1,2} = I_{z1,2}$, где $m_{1,2}$ – масса частиц сорта 1 (протоны) или 2 (ионы кислорода). Это позволяет выразить функции распределения частиц $f_{1,2}(\mathbf{v})$ через интегралы движения и обобщить их на все пространство, занимаемое системой.

Введем далее безразмерные переменные и нормируем их на соответствующие характеристики протонов и значение магнитного поля на границе токового слоя: Z – координата $\zeta = z \omega_{01} / \epsilon_1^{4/3} v_{D1}$ ($\omega_{01} = eB_0 / m_1 c$ – гирочастота протона на границе ТТС), вектор скорости $\mathbf{w} = \mathbf{v} / (v_{D1} \epsilon_1^{2/3})$, квазиadiaбатический инвариант

$I = I_z \varepsilon_1^{2/3} \omega_{01} / (m_1 v_{T1})$, вектор магнитной индукции $\mathbf{b} = \mathbf{B} / B_x(L)$, плотность тока $\mathbf{j} = \mathbf{J} / (en_0 v_D \varepsilon^{2/3})$, относительные заряды ионов кислорода $e_r = e_2 / e_1 \equiv 1$, относительные массы ионов кислорода по отношению к протонным $m_r = m_2 / m_1 \equiv 16$.

$$f_1(\mathbf{v}) = \frac{n_1}{(\pi v_{T1})^3 (1 + \operatorname{erf}(\varepsilon_1^{-1}))} \times \exp \left\{ -\varepsilon_1^{-2/3} \left[\left(\sqrt{w_0^2 + \varphi - I_1 - \varepsilon_1^{-2/3}} \right)^2 + I_1 \right] \right\}, \quad (8)$$

$$f_2(\mathbf{v}) = \left(\frac{n_r}{v_{Tr}^3} \right) \frac{n_1}{(\pi v_{T1})^3 (1 + \operatorname{erf}(\varepsilon_r^{-1} \varepsilon_1^{-1}))} \times \exp \left\{ -\frac{\varepsilon_2^{-2/3}}{v_{Tr}^2} \times \left[\left(\sqrt{w_0^2 + \frac{e_r}{m_r} \varphi - \frac{e_r}{m_r} I_2 - v_{Dr} \varepsilon_2^{-2/3}} \right)^2 + \frac{e_r}{m_r} I_2 \right] \right\}. \quad (9)$$

Здесь $I_{1,2}$ – безразмерные адиабатические инварианты движения протонов и ионов кислорода:

$$I_{1\pm} = \varepsilon_1^{2/3} \tilde{I}_1 = \frac{2\varepsilon_1^{2/3}}{\pi} \int_{\zeta_{0\pm}}^{\zeta_{1\pm}} \sqrt{w_0^2 - w_x^2 + (\varphi(\zeta) - \varphi(\zeta')) - \left(\pm w_y - \varepsilon_1^{2/3} \int_{\zeta'}^{\zeta} b(\zeta'') d\zeta'' \right)^2} d\zeta', \quad (10)$$

$$I_{2\pm} = \varepsilon_1^{2/3} \tilde{I}_2 = m_r \frac{2\varepsilon_1^{2/3}}{\pi} \int_{\zeta_{0\pm}}^{\zeta_{1\pm}} \sqrt{w_0^2 - w_x^2 + \frac{e_r}{m_r} (\varphi(\zeta) - \varphi(\zeta')) - \left(\pm w_y - \frac{e_r}{m_r} \varepsilon_1^{2/3} \int_{\zeta'}^{\zeta} b(\zeta'') d\zeta'' \right)^2} d\zeta',$$

где знак \pm соответствует интегрированию при положительных или отрицательных скоростях w . Пределы интегрирования по ζ находятся из условия обращения в ноль подкоренных выражений

в (10) [Zelenyi et al., 2006; Зелёный и др., 2011; Зелёный и др., 2016].

В безразмерных переменных уравнение Максвелла приобретает вид:

$$\frac{db}{d\zeta} = \frac{4\varepsilon_1}{\pi^{3/2} \left(\frac{v_{D1}}{v_{A1}} \right)^2} \left[\frac{1}{(1 + \operatorname{erf}(\varepsilon_1^{-1}))} j_1(\zeta) + \frac{e_r n_r}{v_{Tr}^3} \frac{1}{(1 + \operatorname{erf}(\varepsilon_r^{-1} \varepsilon_1^{-1}))} j_2(\zeta) + \frac{\varepsilon_1 \pi^{3/2}}{4} j_e(\zeta) \right]. \quad (11)$$

Здесь $v_{A1} = B(L) / \sqrt{4\pi m_1 n_1}$ – альвеновская скорость протонов на краях токового слоя. Плотности токов

протонов H^+ и ионов кислорода O^+ в правой части уравнения (11), соответственно, равны:

$$j_1(\zeta) = \int_0^\infty dw_x \int_0^\infty dw_z \int_{-\infty}^\infty w_y dw_y \exp \left\{ -\varepsilon_1^{-2/3} \left[\left(\sqrt{w_0^2 + \varphi(\zeta) - I_1(\zeta) - \varepsilon_1^{-2/3}} \right)^2 + I_1(\zeta) \right] \right\}, \quad (12)$$

$$j_2(\zeta) = \int_0^\infty dw_x \int_0^\infty dw_z \int_{-\infty}^\infty w_y dw_y \exp \left\{ -\frac{\varepsilon_2^{-2/3}}{v_{Tr}^2} \left[\left(\sqrt{w_0^2 + \frac{e_r}{m_r} \varphi(\zeta) - \frac{e_r}{m_r} I_2(\zeta) - v_{Dr} \varepsilon_2^{-2/3}} \right)^2 + \frac{e_r}{m_r} I_2(\zeta) \right] \right\}.$$

Электронный ток описывается уравнением (4), приведенному к безразмерному виду (см, например, [Zelenyi et al., 2004]). Относительные параметры в нормализованной системе уравнений следующие: плотность – $n_r = n_2 / n_1$, масса – $m_r = m_2 / m_1$, заряд – $e_r = e_2 / e_1$, дрейфовая скорость – $v_{Dr} = v_{D2} / v_{D1}$, тепловая скорость – $v_{Tr} = v_{T2} / v_{T1}$, потоковая анизотропия – $\varepsilon_r = \varepsilon_2 / \varepsilon_1$. В новых переменных изменяемыми параметрами

системы являются: $\varepsilon_1 = v_{T1} / v_{D1}$ – параметр потоковой анизотропии протонов, ε_r , v_{Dr} , v_{Tr} и n_r .

Нормированная система самосогласованных уравнений для магнитного и электрического полей, плотности плазмы и тока с учетом граничных условий решена численно с использованием двойной итерационной процедуры для ионов и электронов [Zelenyi et al., 2004; Зелёный и др., 2011, 2016].

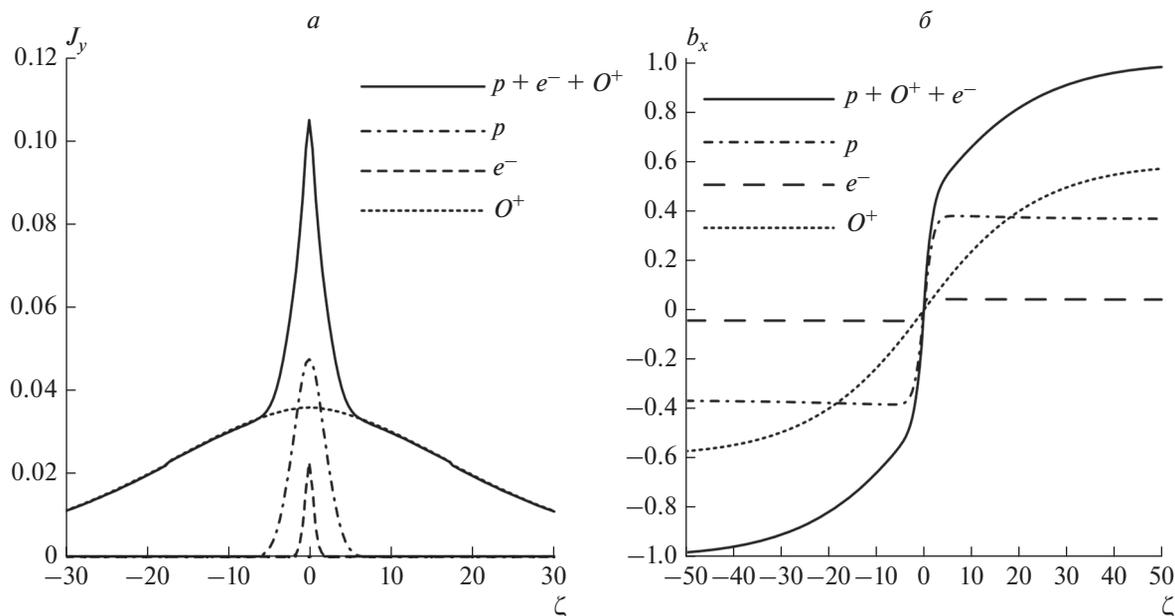


Рис. 1. Нормированные профили плотности тока (а) и магнитного поля (б) в ТТС с учетом вкладов разных компонент плазмы (штриховая линия – электроны, штрих-пунктирная – протоны, пунктирная – ионы кислорода, черная – суммарные профили). Выбраны следующие параметры: для плотности тока $v_{Dr} = 1$, $v_{Tr} = 1$, $n_r = 0.5$ и $\epsilon_1 = 0.5$; для магнитного поля: $v_{Dr} = 1$, $v_{Tr} = 1$, $n_r = 0.1$ и $\epsilon_1 = 0.5$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для численного моделирования входные параметры системы были выбраны так, чтобы охватывать наиболее широкий интервал наблюдаемых в магнитосфере величин. Имеющиеся на сегодняшний день измерения температур, энергий, плотностей и других характеристик плазмы и магнитного поля в магнитосферном хвосте позволяют в целом очертить диапазоны их изменения, которые в рамках отдельных измерений могут сильно варьироваться. Считая токовый слой квазиравновесной структурой, которая во время суббури может существовать без изменений в течение достаточно длительного времени (от 30 минут до 2-х часов), мы попытались проследить характерные изменения структуры равновесного ТТС в зависимости от численных значений параметров, характеризующих слой.

На рисунке 1 представлены характерные профили основных безразмерных характеристик токового слоя – плотности тока (а) и напряженности магнитного поля (б) как функций поперечной координаты ζ при значениях параметров моделирования: для плотности тока: $v_{Dr} = 1$, $v_{Tr} = 1$, $n_r = 0.5$ и $\epsilon_1 = 0.5$; и для магнитного поля: $v_{Dr} = 1$, $v_{Tr} = 1$, $n_r = 0.1$ и $\epsilon_1 = 0.5$. Показаны также профили отдельных плазменных популяций – электронов, протонов и ионов кислорода. На профиле плотности тока (рис. 1а) можно заметить два излома (скачки производной) при $\zeta = \pm 6$, которые

ясно видны и на профиле полного магнитного поля (рис. 1б). Двухмасштабная конфигурация соответствует тому, что относительно узкий токовый слой с полутолщиной порядка 4–6 протонных гирорадиусов, вложен внутрь намного более толстого токового слоя с доминирующими ионами кислорода. Действительно, гирорадиусы ионов кислорода, движущихся в токовом слое магнитосферного хвоста по неадиабатическим орбитам, примерно в 4 раза больше гирорадиусов протонов с такими же энергиями, что и обуславливает формирование многомасштабной структуры токового слоя. Следует заметить, что масштаб электронного тока не выделяется на фоне тока протонов. Это происходит вследствие несопоставимости трех масштабов токовых слоев, каждый из которых отличается от другого примерно на порядок. Электронный слой слишком тонкий, его ток имеет малую амплитуду по сравнению с токами протонного и кислородного слоев. В силу этого его роль в трехкомпонентной плазме оказывается наименее существенной. Наличие двух изломов на профилях плотности тока и магнитного поля практически не наблюдается в широком диапазоне параметров задачи. Однако, следует отметить, что в ТТС без ионов кислорода, может наблюдаться излом за счет вложения электронного токового слоя внутрь протонного, что будет показано ниже. Различие в толщинах слоев на порядок позволяет визуализировать вложенность.

Таблица 1. Зависимость параметра вложенности, напряженности магнитного поля в точке излома b_0 и амплитуды тока $j_{y\max}$ от относительной концентрации ионов кислорода n_r , согласно рис. 2г

| n_r | σ | b_0 | $j_{y\max}$ |
|-------|----------|-------|-------------|
| 0.0 | 1.4 | 0.7 | 3.0 |
| 0.1 | 2.5 | 0.4 | 1.5 |
| 0.3 | 5 | 0.2 | 0.5 |
| 0.5 | 6.7 | 0.15 | 0.3 |
| 1.0 | 10 | 0.1 | 0.2 |

Исходя из этого, мы определили параметр σ , характеризующий вложенность токовых слоев как $\sigma \equiv b_{\text{ext}}/b_0$, где b_0 – значение тангенциальной компоненты магнитного поля в точке излома, b_{ext} – ее значение на краях токового слоя. Физический смысл параметра σ заключается в следующем: если $\sigma = 1$, то токовый слой полностью поддерживается квазиadiaбатическими протонами, ионы кислорода отсутствуют, и вложенность ТТС обусловлена вложением электронного тока внутрь более широкого протонного. Если $\sigma \gg 1$, то доминирует кислородный токовый слой, что приводит к уменьшению амплитуды центрального протон–электронного тока. При $\sigma > 1$ в равновесной системе могут одновременно сосуществовать три токовых слоя, вложенных один в другой, в каждом из которых доминирует одна из плазменных популяций. В экспериментальных наблюдениях разрешение данных таково, что удается наблюдать или вложенность электронного тока в протонный [Artemyev et al., 2009] или протонного – в кислородный [Artemyev et al., 2010; Kronberg et al., 2014].

Из рисунка 1 следует, что токовый слой, являясь единой самосогласованной магнитоплазменной структурой, представляет собой многомасштабную конфигурацию из нескольких вложенных друг в друга слоев. В каждом из них доминирует одна популяция частиц: электроны, протоны или ионы кислорода. Электроны доминируют в центре ТС, где формируют узкий пик тока за счет дрейфа кривизны [Zelenyi et al., 2006]. Этот слой окружен более широким протонным ТС, вложенным в еще более широкий ток ионов кислорода. Так как в большинстве расчетов выбранное нами значение параметра потоковой анизотропии ϵ , равно 1, безразмерная координата ζ измеряется фактически в ларморовских радиусах протонов ρ_L . Из рисунка 1б видно, что для рассмотренных значений параметров системы максимальная толщина внешнего слоя за счет ионов кислорода может быть существенной и достигать порядка $50\rho_L$, в то время как вложенный

внутренний слой имеет максимальную толщину порядка $4-5\rho_L$. Амплитуды плотностей тока кислородного и протонного вложенных слоев отличаются примерно на порядок. Вклады протонов и электронов в центральный пик плотности тока могут быть сопоставимы, но их вклады в магнитные поля различаются – протонный ток почти на порядок больше электронного и по величине сопоставим с кислородным. Из рисунка 1а, б следует, что, несмотря на малое содержание тяжелых ионов в плазме (~10%), их вклад в ток и магнитное поле может быть существенным и для данного набора параметров составляет более половины, что видно из сопоставления профилей магнитного поля на рис. 1б.

На рисунке 2 приведены зависимости плотности тока (а), магнитного поля (б) и плотности плазмы (в) как функции координаты ζ от относительного содержания ионов кислорода n_r , когда $v_{Dr} = 1$, $v_{Tr} = 1$, и $\epsilon_r = 0.2$. Дополняет картину зависимость плотности тока j_y от величины тангенциальной компоненты магнитного поля b_x (рис. 2г), при тех же фиксированных значениях параметров моделирования. Видно, что с ростом концентрации тяжелых ионов токовый слой приобретает дополнительный масштаб, связанный с доминированием ионов кислорода. На профиле плотности тока виден широкий токовый слой с малой плотностью, внутри которого наблюдается пик протонного тока ТС (и вложенного в него электронного тока, который мало заметен на фоне протонного тока, о чем сказано выше).

На профилях магнитного поля, плотности тока и плазмы на рис. 2а, 2б, 2в заметны изломы – скачки производных, связанные с резкими изменениями градиентов плотности тока, магнитного поля и плотности плазмы. Наиболее хорошо видны положения изломов на рис. 2г. Характеризуя структуру ТС введенным выше параметром вложенности $\sigma = b_{\text{ext}}/b_0$, приведем в Таблице значения разных характеристик ТТС с тройным вложением токовых слоев для разной относительной концентрации ионов кислорода n_r . Согласно нормировкам $b_{\text{ext}} = 1$, поэтому параметр вложенности определяется как $\sigma = b_0^{-1}$. Из таблицы видно, что с ростом относительной концентрации ионов кислорода n_r величины b_0 и $j_{y\max}$ уменьшаются. При этом параметр вложенности растет, что качественно согласуется с данными наблюдений спутников Cluster [Petrukovich et al., 2011]. Согласно таблице 1, когда ионы кислорода в системе отсутствуют, то σ порядка или более 1, что характерно для двухкомпонентной плазмы с электронным током внутри протонного.

На рисунке 3 показаны пространственные профили плотности тока (а) и магнитного поля (б) в

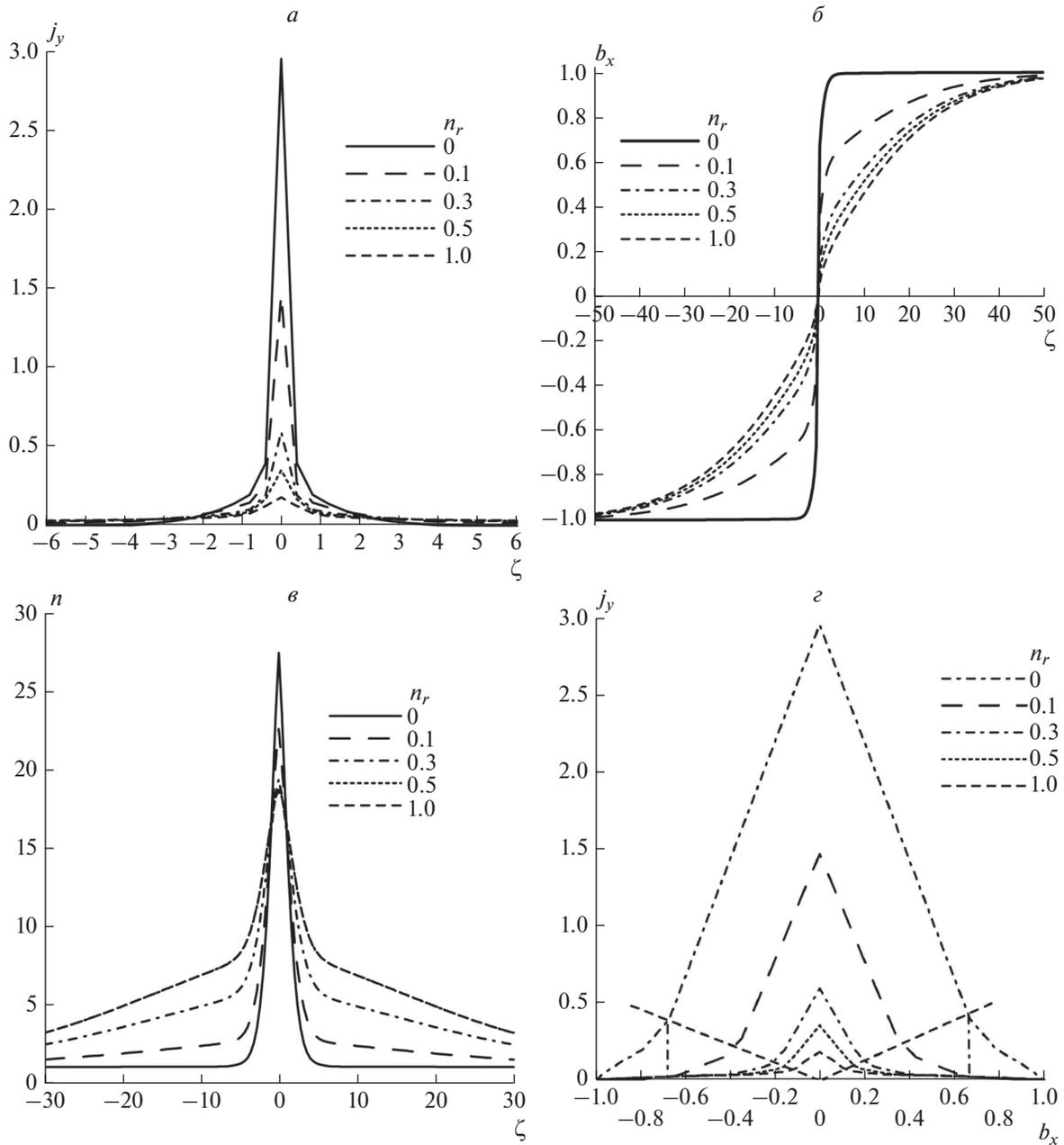


Рис. 2. Самоогласованные нормированные профили ТС: плотности тока (а), магнитного поля (б), плотности плазмы (в) как функции поперечной координаты ζ , когда $v_{Dr} = 1$, $v_{Tr} = 1$, и $\epsilon_r = 0.2$; профиль (г) показывает плотность тока в зависимости от величины тангенциальной магнитной компоненты b_x . Штриховая линия проходит через точки излома, указывающие на границу между областями доминирования ионов кислорода и протонов. На рисунке 2г показано, как определялась величина магнитного поля $\pm b_0$, характеризующая вложенный слой.

ТТС при различных значениях относительных температур ионов кислорода и протонов. Значения других параметров фиксированы и равны $v_{Dr} = 0.5$, $\epsilon_r = 1$, $n_r = 0.3$. Из рисунков следует, что с уменьшением относительных тепловых скоростей v_{Tr} вклад ионов кислорода в поперечный ток значительно уменьшается. Соответственно, тол-

щина “внешнего” токового слоя системы с доминирующими тяжелыми ионами также уменьшается. Становится меньше и максимальное значение плотности тока в нейтральном слое.

На рисунке 4 изображены зависимости пространственных профилей плотности тока (а) и магнитного поля (б) от их относительных потоко-

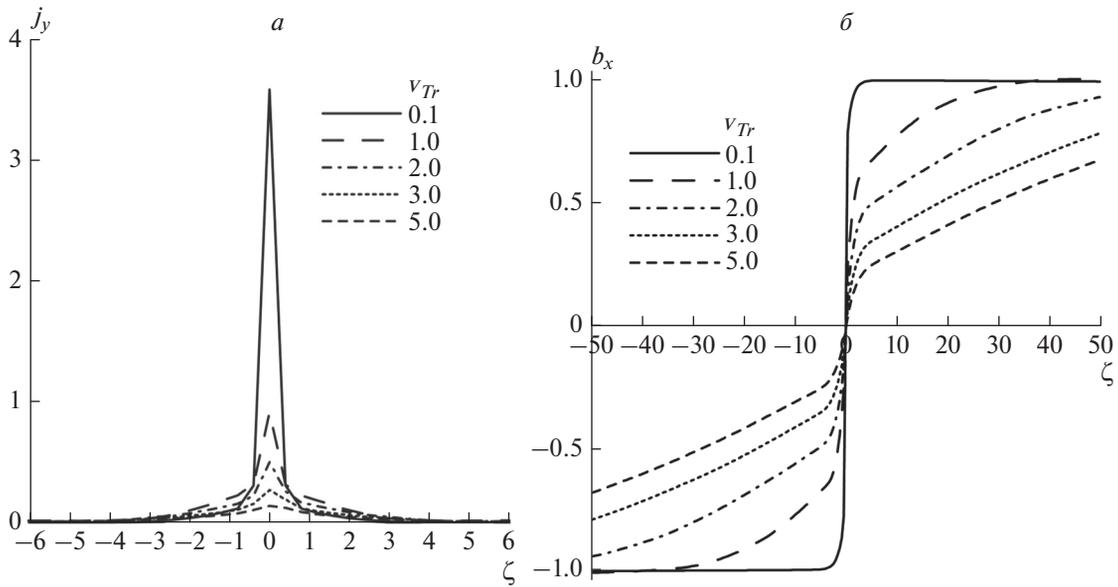


Рис. 3. Самосо согласованные профили плотности тока (а) и магнитного поля (б) в ТТС при $v_{Dr} = 0.5$, $\epsilon_r = 1$, $n_r = 0.3$ для разных значений параметра v_{Tr} .

вых скоростей v_{Dr} при фиксированных значениях других параметров: $v_{Tr} = 0.5$, $\epsilon_r = 1$ и $n_r = 0.3$. Из сопоставления кривых видно, что вклад тяжелых частиц в общий ток поперек хвоста тем меньше, чем меньше их относительная дрейфовая скорость. Причиной такой зависимости являются особенности квазиadiaбатической динамики ионов кислорода, вклад которых пропорционален величине их дрейфовой скорости [Sitnov et al., 2000; Zelenyi et al., 2000]. Действительно, толщина ТТС при квазиadiaбатическом режиме движения частиц оценивается как $L = \rho_L (v_T/v_D)^{4/3}$ [Francfort and Pellat, 1976; Kropotkin and Domrin, 1996; Зелёный и др., 2011, 2016; Zelenyi et al., 2000, 2004]. В свою очередь, параметр квазиadiaбатичности частиц зависит от толщины ТС приблизительно как $\kappa \sim b_n \sqrt{L/\rho_L} = b_n (v_T/v_D)^{2/3} \sim v_D^{-2/3}$ [Francfort and Pellat, 1976; Zelenyi et al., 2000, 2004]. Поэтому при уменьшении v_D толщина слоя возрастает с одновременным уменьшением параметра адиабатичности. На качественном уровне, объяснение такое: чем больше скорость частиц вдоль магнитных силовых линий на влете в ТТС, тем большее расстояние в Y -направлении они проходят в нейтральной плоскости и тем большее время проводят в ее окрестности. Следовательно, частицы с большой продольной скоростью влета должны вносить наибольший вклад в плотность тока.

На рисунке 5 показана зависимость вложенности токового слоя $\sigma = b_0^{-1}$ от свободных парамет-

ров системы: n_r (а – сплошная линия), v_{Dr} (б) – пунктирная линия) и v_{Tr} ((в) – штриховая линия). Нормированные значения максимальной плотности тока в ТТС j_{\max} показаны в зависимости от параметра n_r (а) при фиксированных параметрах $v_{Dr} = 0.9$, $v_{Tr} = 1$ и $\epsilon_r = 1$. Зависимость $j_{\max}(v_{Dr})$ (б) вычислена при значениях параметров $v_{Tr} = 1$, $\epsilon_r = 0.5$. Зависимость $j_{\max}(v_{Tr})$ (в) получена для $v_{Dr} = 0.9$, $\epsilon_r = 0.5$. Область малых σ ($\sigma \rightarrow 1$) соответствует большим значениям параметров n_r, v_{Dr}, v_{Tr} , при которых ионы кислорода в ТТС доминируют над остальными компонентами. Для таких конфигураций характерна большая толщина слоя L , слабая зависимость плотности тока от ζ и малый вклад протонных и электронных токов по сравнению с вкладом тяжелых ионов. Это объясняется увеличенным радиусом кривизны магнитных силовых линий (дрейфовые токи электронов малы) и большим значением коэффициента адиабатичности протонов $\kappa \sim L^{1/2}$ по сравнению с конфигурацией, где ионы кислорода отсутствуют. Как раньше отмечалось, с ростом κ вклад квазиadiaбатических частиц в полный ток уменьшается [Зелёный и др., 2011, 2016; Chen, 1992]. В этой области все три графика сходятся асимптотически вблизи $\sigma = 1$, что соответствует отсутствию вложенности. Большие значения $\sigma \gg 1$, напротив, соответствуют высокому уровню вложенности в ТС и малым значениям параметров $\{n_r, v_{Dr}, v_{Tr}\} \rightarrow 0$. Эта область изменения пара-

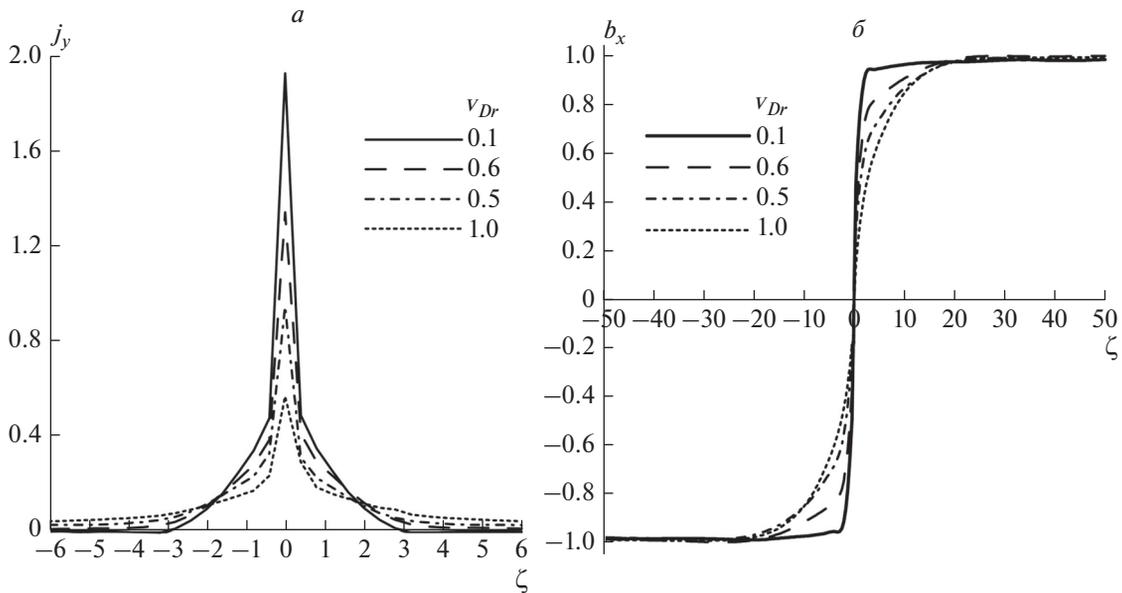


Рис. 4. Профили плотности тока (а) и магнитного поля (б) при различных отношениях потоковых скоростей ионов кислорода и протонов v_{Dr} . Относительные значения тепловой скорости и плотности ионов кислорода фиксированы и равны: $v_{Tr} = 0.5$, $n_r = 0.3$; потоковые параметры равны $\epsilon_1 = 0.2$, $\epsilon_r = 1$.

метров является другим предельным случаем токовой конфигурации когда концентрация ионов кислорода в системе пренебрежимо мала или малы их тепловая скорость или энергия направленного движения. В данном случае должна наблюдаться ярко выраженная вложенная конфигурация токового слоя в плазме. Из сравнения графиков на рис. 5 видно, что концентрация ионов кислорода в системе является наиболее сильным фактором, определяющим тонкую структуру токового слоя магнитосферного хвоста. Ее зависимость от относительных тепловых скоростей ионов кислорода v_{Tr} является более слабой.

На основании проведенных расчетов в широком диапазоне параметров задачи исследована зависимость максимальной плотности тока от свободных параметров n_r , v_{Tr} и v_{Dr} . Результаты представлены на рис. 5. Значения фиксированных параметров были равны: для $j_{max}(n_r)$ — $\epsilon_1 = 0.5$, $v_{Dr} = 0.9$ и $v_{Tr} = 1.0$; для $j_{max}(v_{Dr})$ — $\epsilon_1 = 0.5$, $v_{Tr} = 1.0$ и $n_r = 0.5$; для $j_{max}(v_{Tr})$ — $\epsilon_1 = 0.5$, $v_{Dr} = 0.9$ и $n_r = 0.5$. Значения переменных параметров находились в диапазоне: $n_r \in \{0.0, 1.0\}$, $v_{Dr} \in \{0.1, 1.0\}$, $v_{Tr} \in \{0.1, 1.0\}$.

Как видно из рисунка, с ростом параметра вложенности σ максимумы плотности тока уменьшаются. Зависимости максимальной плотности тока от σ по порядку величины для всех трех графиков качественно и количественно близки. По сравнению с другими параметрическими зависимостями, максимальные значения плотности то-

ка следует ожидать при высоких значениях относительных тепловых скоростей ионов кислорода (см. зависимость $j_{max}(v_{Tr})$ на рис. 5). Система оказывается более чувствительной к изменениям па-

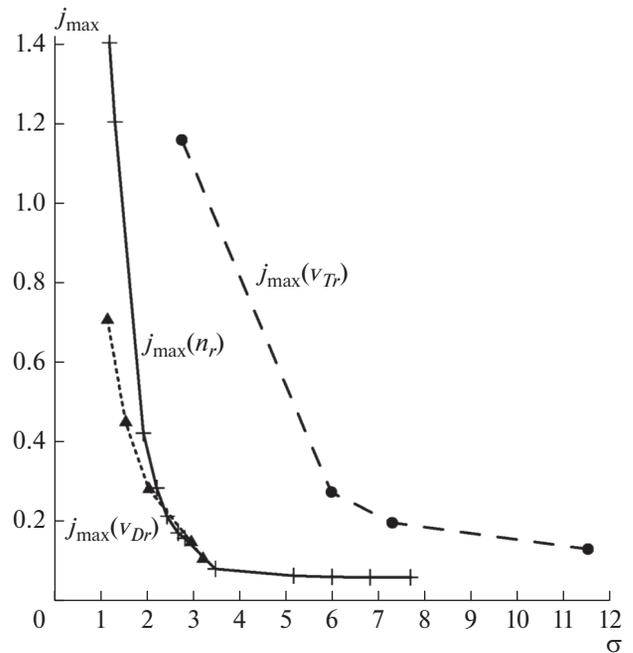


Рис. 5. Зависимость максимальной плотности тока в ГТС j_{max} от параметра вложенности σ при наличии ионов кислорода в системе (подробности в тексте).

раметра n_r , по сравнению с изменениями v_{Dr} и v_{Tr} . Полученные зависимости на качественном уровне согласуются с экспериментальными данными [Petrukovich et al., 2011] и, в принципе, могут быть использованы для дальнейшего сопоставления и анализа результатов спутниковых измерений.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Во время геомагнитных возмущений — суббурь — токовый слой хвоста сжимается, достигая толщины порядка нескольких гирорадиусов протонов. Такой предельно тонкий слой в процессе наблюдений обнаруживает совершенно новые свойства по сравнению с невозмущенным состоянием. Можно говорить о формировании нового типа токового квазиравновесия с особыми свойствами, основными из которых являются метастабильность, многомасштабность и вложенность. Что будет происходить с магнитоплазменной конфигурацией, если токовый слой хвоста в этот период обогатится ионами кислорода? В настоящей работе проведено исследование влияния ионов кислорода, поступающих в магнитосферный хвост во время геомагнитных возмущений из ионосферы, на структуру ТТС. Необходимость такого исследования стала очевидной, когда тонкие токовые слои, обогащенные тяжелыми ионами, были обнаружены в хвосте магнитосферы Земли, в солнечном ветре и в хвостах магнитосфер других планет солнечной системы, например, Меркурия [Zelenyi et al., 2007] и Марса [Grigorenko et al., 2018]. Получение новых результатов наблюдений порождает необходимость создания теоретического инструмента для исследования токовых структур с тяжелыми ионами в космической плазме и понимания механизмов их формирования.

Роль ионов кислорода в хвосте магнитосферы во время суббурь может иметь несколько последствий. Во-первых, даже в небольших концентрациях ионы кислорода могут поддерживать существенную часть тока поперек хвоста [Artemyev et al., 2010]. Во-вторых, наличие ионов O^+ может приводить к эффективному увеличению толщины ТТС и доминированию кислорода, главным образом, во внешней его части. Кроме того, ионы кислорода могут влиять на метастабильность ТТС и его разрыв в результате спонтанного развития тиринг-неустойчивости [Зелёный и др., 2011, 2016]. Представленная работа позволяет оценить относительные вклады разных компонент магнитосферной плазмы в общий ток через хвост и понять механизмы формирования тонкой структуры ТТС. Представленная модель “матрешки”, развитая на основе работы [Zelenyi et al., 2006], позволяет исследовать 4 уровня вложенных друг в друга плазменных структур: электронный, протонный, кислородный и плазменный слои. Она

отражает иерархическое строение плазменных структур и процессов в магнитосфере Земли, где микро-, мезо-, макро- и другие масштабы тесно взаимосвязаны друг с другом.

Подводя итоги, сформулируем основные результаты данного исследования:

1. Развита гибридная модель ТТС в трехкомпонентной плазме с тяжелыми ионами кислорода. Показано, что во время геомагнитных возмущений профили плотности тока, магнитного поля и плотности плазмы могут иметь многомасштабный вложенный характер. Будучи единой структурой, токовый слой хвоста может состоять из трех вложенных слоев — электронного, протонного и кислородного, отличающихся на порядок друг от друга по своим поперечным масштабам. Вложенная структура формируется благодаря квазиadiaбатической динамике ионов обоих видов и дрейфовыми токами электронов.

2. В присутствии ионов кислорода толщина токового слоя может существенно увеличиваться по сравнению с невозмущенными периодами, когда плазма состоит преимущественно из протонов и электронов. При относительной концентрации тяжелых ионов выше 5%, их высокой дрейфовой и направленной температуры становятся заметными изломы (скачки производных) на профилях плотности тока и магнитного поля. Они свидетельствуют о смене масштабов внутри ТТС, где в широкий ТТС с доминирующими ионами кислорода вложен более узкий слой, поддерживаемый токами квазиadiaбатических протонов и/или электронными дрейфовыми токами.

3. Показано, что, в присутствии ионов кислорода, масштаб электронного токового слоя может не разрешаться пространственно и фактически сливаться с профилем вложенного протонного токового слоя, поддерживающего пик плотности тока в нейтральной плоскости. В то же время, общий вклад в ток через хвост электронного токового слоя может быть достаточно большим, сопоставимым по величине с протонным током.

4. Чем выше концентрация ионов кислорода в хвосте, тем существеннее уменьшаются амплитуды плотности тока в ТТС, тем сильнее доминирование ионов кислорода в слое вообще и тем больше оказывается величина параметра вложенности слоя. Показано, что вложенность пропорциональна относительным величинам плотности ионов кислорода, их тепловых и потоковых скоростей.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа А.А.П. поддержана госпрограммой “Плазма”. Работа Х.В.М. частично выполнена в рамках грантов РФФИ № 16-02-00479, № 19-02-00957, а также ISSI Int.Team 405 “Current Sheets, Turbulence, Struc-

tures and Particle Acceleration in the Heliosphere". Работа В.Ю.П. частично поддержана Программами 28 и I.24 Президиума РАН. Работа Е.Е.Г. частично поддержана программой Volkswagen Foundation Az90312.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику: от маятника до турбулентности и хаоса. М.: Наука. 378 с. 1988.
- Зелёный Л.М., Малова Х.В., Артемьев А.В., Попов В.Ю., Петрукович А.А. Тонкие токовые слои в бесстолкновительной плазме // Физика плазмы. Т. 37. № 2. С. 137–182. 2011.
- Зеленый Л.М., Малова Х.В., Григоренко Е.Е., Попов В.Ю. Тонкие токовые слои: От работ Гинзбурга – Сыроватского до наших дней // Успехи физ.наук. Т. 186. № 11. С. 1153–1188. 2016.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Электродинамика сплошных сред. Издание 4-е, стереотипное. М.: Физматлит. 656 с. 2005.
- Нейштадт А.И. Изменения адиабатического инварианта при пересечении сепаратрисы в системах с двумя степенями свободы // Прикл. матем. и мех. Т. 51. № 9–10. С. 750–757. 1987.
- Сыроватский С.И. Формирование токовых слоев в плазме с замороженным сильным магнитным полем // ЖЭТФ. Т. 60. № 5. С. 1727–1741. 1971.
- Артемьев А.В., Петрукович А.А., Nakamura R., Zelenyi L.M. Proton velocity distribution in thin current sheets: Cluster observations and theory of transient trajectories // J. Geophys. Res. V. 115. A12255–12265. 2010. <https://doi.org/10.1029/2010JA0157022010>
- Артемьев А.В., Петрукович А.А., Zelenyi L.M., Nakamura R., Malova H.V., Popov V.Yu. Thin embedded current sheets: Cluster observations of ion kinetic structure and analytical models // Ann. Geophys. V. 27. 4075–4087. www.ann-geophys.net/27/4075/2009. 2009.
- Asano Y., Nakamura R., Baumjohann W., Runov A., Vörös Z., Volwerk M., Zhang T.L., Balogh A., Klecker B., Rème H. How typical are atypical current sheets? // Geophys. Res. Lett. V. 32. № 3. CiteID L03108–L03112. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004GL021834>
- Ashour-Abdalla M., Zelenyi L.M., Peromian V., Richard R.L. Consequences of magnetotail ion dynamics // J. Geophys. Res. V. 99. № A8. P. 14891–14916. 1994.
- Baumjohann W., Roux A., Le Contel O. et al. Dynamics of thin current sheets: Cluster observations // Ann. Geophys. V. 25. № 6. P. 1365–1389. 2007.
- Baker D.N., Pulkinen T.I., Angelopoulos V., Baumjohann W., McPherron R.L. Neutral line model of substorms: past results and present view // J. Geophys. Res. V. 101. № A6. P. 12975–13010. 1996.
- Büchner J., Zelenyi L.M. Regular and chaotic charged particle motion in magnetotail-like field reversals: 1. Basic theory of trapped motion // J. Geophys. Res. V. 94. № A10. P. 11821–11842. 1989.
- Cary J.R., Escande D.F., Tennyson J.L. Adiabatic-invariant change due to separatrix crossing // Physical Review A. V. 34. № 5. P. 4256–4275. 1986.
- Chen J. Nonlinear dynamics of charged particles in the magnetotail // J. Geophys. Res. V. 97. № A10. P. 15011–15050. 1992.
- Chew G.F., Goldberger M.L., Low F.E. The Boltzmann equation and one-fluid hydrodynamic equations in the absence collisions // Proc. Roy. Soc. V. A236. P. 112–120. 1956.
- Delcourt D.C., Sauvaud J.-A., Martin R.F., Jr., Moore T.E. On the nonadiabatic precipitation ions from the near-Earth plasma sheet // J. Geophys. Res. V. 101. № A8. P. 17409–17418. 1996.
- Eastwood J.W. Consistency of fields and particle motion in the "Speiser" model of the current sheet // Planet Space Sci. V. 20. № 10. P. 1555–1568. 1972.
- Francfort P., Pellat R. Magnetic merging in collisionless plasmas // Geophys. Res. Lett. V. 3. № A8. P. 433–436. 1976.
- Grigorenko E.E., Shuvalov S.D., Malova H.V., Dubinin E., Popov V.Yu., Zelenyi L.M., McFadden J.P., Connerney J.E.P., Epsley J. Imprints of quasiadiabatic ion dynamics on the current sheet structures observed in the Martian magnetotail by MAVEN // J. Geophys. Res. V. 122. № A10. P. 1–18. 2018. <https://doi.org/10.1002/2017JA024216>
- Harris E.G. On a Plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic fields // Nuovo Chimento. V. 23. P. 115–119. 1962.
- Kropotkin A.P., Domrin V.I. Theory of a thin one-dimensional current sheet in collisionless space plasma // J. Geophys. Res. V. 101. № A9. P. 19893–19902. 1996.
- Kistler L.M., Mouikis C.G., Cao X. et al. Ion composition and pressure changes in storm time and nonstorm substorms in the vicinity of the near-Earth neutral line // J. Geophys. Res. V. 111. № A11. P. A11222–A11234. 2006. <https://doi.org/10.1029/2006JA011939>
- Kronberg E., Ashour-Abdalla M., Dandouras I. et al. Circulation of heavy ions and their dynamical effects in the magnetosphere: Recent observations and models // Space Sci. Rev. P. 173–235. 2014. <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0104-0>
- Krall N.A., Trivelpiece A.W. Principles of plasma physics. McGraw–Hill. New York. 686 p. 1973.
- Lui A.T.Y., Chang C.-L., Yoon P.H. Preliminary nonlocal analysis of cross-field current instability for substorm expansion onset // J. Geophys. Res. V. 100. № A10. P. 19147–19154. 1995.
- Lennartsson W., Shelley E.G. Survey of 0.1- to 16-keV/e plasma sheet ion composition // J. Geophys. Res. V. 91. № A9. P. 3061–3076. 1986. <https://doi.org/10.1029/JA091iA03p03061>
- 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. P. 252–265. 1987.
- Nakamura R., Baumjohann W., Runov A., Asano Y. Thin current sheets in the magnetotail observed by Cluster // Space Sci. Rev. V. 122. P. 29–38. 2006.
- Nose M., Ieda A., Christon S.P. Geotail observations of plasma sheet ion composition over 16 years: On variations of average plasma ion mass and O⁺ triggering substorm model // J. Geophys. Res. V. 114. № A7. P. A07223–A07235.

2009.

<https://doi.org/10.1029/2009JA014203>

– *Panov E.V., Büchner J., Franz M., Korth A., Savin S.P., Rème H., Fornaçon.* High-latitude Earth's magnetopause outside the cusp: Cluster observations // *J. Geophys. Res.* V. 113. № A1. P. A01220–A01241. 2008.

<https://doi.org/10.1029/2006JA012123>

– *Pulkkinen T.I., Baker D.N., Owen C.J., Gosling J.T., Murthy N.* Thin current sheets in the deep geomagnetotail // *J. Geophys. Res. Lett.* V. 20. P. 2427–2430. 1993.

– *Pritchett P.L., Coroniti F.V.* Formation and stability of the self-consistent one-dimensional tail current sheet // *J. Geophys. Res.* V. 97. № A11. P. 16773–16787. 1992.

– *Petrukovich A.A., Artemyev A.V., Malova H.V., Nakamura R., Popov V.Yu., Zelenyi L.M.* Place of embedded thin current sheet in the Earth's magnetotail // *J. Geophys. Res.* V. 116. P. CiteID A00125. 2011.

<https://doi.org/10.1029/2010JA015749>

– *Runov A., Sergeev V.A., Nakamura R. et al.* Local structure of the magnetotail current sheet: 2001 Cluster observations // *Ann. Geophys.* V. 24. № 1. P. 247–262. 2006.

– *Runov A., Sergeev V.A., Nakamura R., Baumjohann W. et al.* Local structure of the magnetotail current sheet: 2001 Cluster observations // *Ann. Geophys.* V. 23. P. 1–16. 2005.

– *Sergeev V.A., Mitchell D.G., Russell C.T., Williams D.J.* Structure of the tail plasma/current sheet at 11 Re and its changes in the course of a substorm // *J. Geophys. Res.* V. 98. № A10. P. 17345–17365. 1993.

– *Speiser T.W.* Particle trajectories in model current sheets; 1. Analytical solutions // *J. Geophys. Res.* V. 70. № 17. P. 4219–4226. 1965.

– *Sonnerup B.U.Ö.* Adiabatic particle orbits in a magnetic null sheet // *J. Geophys. Res.* V. 76. № 34. P. 8211–8222. 1971.

– *Sitnov M.I., Zelenyi L.M., Malova H.V., Sharma A.S.* Thin current sheet embedded within a thicker plasma sheet: self-consistent kinetic theory // *J. Geophys. Res.* V. 105. № A6. P. 13029–13044. 2000.

– *Sauvaud J.-A., Louarn P., Fruit G. et al.* Case studies of the dynamics of ionospheric ions in the Earth's magnetotail // *J. Geophys. Res.* V. 109. P. A01212–A01227. 2004.

<https://doi.org/10.1029/2003JA009996>

– *Zelenyi L.M., Sitnov M.I., Malova H.V., Sharma A.S.* Thin and superthin ion current sheets. Quasi-adiabatic and non-adiabatic models // *Nonlinear Processes in Geophysics.* V. 7. P. 127–139. 2000.

– *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu., Delcourt D., Sharma A.S.* Nonlinear equilibrium structure of thin currents sheets: influence of electron pressure anisotropy // *Nonlin. Proc. Geophys.* V. 11. № 1. P. 71–80. 2004.

– *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu., Delcourt D.C., Ganushkina N.Yu., Sharma A.S.* "Matreshka" model of multilayered current sheet // *Geophys. Res. Lett.* V. 33, P. L05105–L05109, 2006.

<https://doi.org/10.1029/2005GL025117>

– *Zelenyi L., Oka M., Malova H., Fujimoto M., Delcourt D., Baumjohann W.* Particle Acceleration in Mercury's Magnetosphere // *Space Sci. Rev.* 132. P. 593–609. 2007.

<https://doi.org/10.1007/s11214-007-91693-3>