

Моделирование квазиadiaбатической динамики плазмы в токовых слоях солнечного ветра

В. Ю. Попов^{1,2,*}, Х. В. Малова^{3,4,†}, Е. Е. Григоренко^{4,‡}, О. В. Хабарова^{5,§}, Л. М. Зеленый^{4,¶}, А. А. Петрукович^{4,**}

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

²Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
Россия, 101000, Москва, ул. Мясницкая, д. 20

³Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына
Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

⁴Институт космических исследований РАН. Россия, 117997, Москва, ул. Профсоюзная 84/32

⁵Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н. В. Пушкова РАН
Россия, 108840, Троицк, Калужское шоссе, д. 4

(Статья поступила 28.06.2017; Подписана в печать 29.06.2017)

Исследуется квазиadiaбатическая динамика заряженных частиц в сильных токовых слоях (СТС) в солнечном ветре (СВ), включая гелиосферный токовый слой (ГТС). Разработана самосогласованная гибридная модель СТС, в которой динамика ионов описывается в рамках квазиadiaбатического подхода, а движение замагниченных электронов рассматривается в приближении ведущего центра. Моделирование показало, что профиль СТС определяется относительным вкладом тока намагниченных протонов на разомкнутых квазиadiaбатических орбитах и дрейфовым током замагниченных электронов. Показано, что универсальной особенностью СТС в СВ является многомасштабная структура, которая представляет собой тонкий токовый слой (ГТС) (шириной $\sim 10^4$ км), вложенный в более «толстый» плазменный слой (ПС) (шириной $\sim 10^5$ км). Эти результаты хорошо согласуются с данными наблюдений СТС на расстояниях ~ 1 а. е.

PACS: 52.65.Cc.

УДК: 51-73.

Ключевые слова: Солнце, солнечный ветер, токовые слои, анализ данных, магнитные поля, математическое моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Параметры межпланетного магнитного поля (ММП) и плазмы солнечного ветра (СВ) на расстоянии 1 а. е. исследуются с самого начала космической эры. Наблюдения показывают, что, с одной стороны, ММП и параметры плазмы меняются, как в пространстве, так и во времени, а, с другой стороны, СВ содержит стабильные квазистационарные магнитоплазменные структуры [1]. Одной из самых стабильных структур, наблюдаемых в гелиосфере является гелиосферный токовый слой (ГТС), который, как считается, представляет собой продолжение солнечного экватора, разделяя магнитные поля противоположной полярности [4–6, 23]. При пересечении ГТС наблюдается резкое уменьшение ММП.

Значения параметров ММП похожи на наблюдаемые при пересечении сравнительно сильных, но менее стабильных токовых слоев (ТС) в солнечном ветре. [7–9]. Поэтому далее будем называть сильными токовыми слоями (СТС) такие квазистационарные струк-

туры, для которых характер изменения параметров плазмы и ММП аналогичен наблюдаемому во время пересечения ГТС. А именно:

1. резкое изменение направления ММП при пересечении СТС;
2. аналогичные изменения пич-углового распределения горячих электронов;
3. сильное уменьшение напряженности ММП (до 2 нТ);
4. увеличение плазменного β (отношение плотности энергии плазмы и магнитного поля) до величин больших 1.

Поскольку магнитные нейтральные плоскости постоянно присутствуют в СВ, то и ГТС также постоянно присутствует в СВ, но его параметры (форма и положение) могут изменяться в зависимости от процессов в гелиосфере, при вариациях солнечной активности (например, при солнечных циклах) [10]. Толщина ГТС оценивается по порядку величины как 10^4 км, в зависимости от величины и конфигурации окружающего магнитного поля [4, 5, 11, 12]. В моделях ГТС обычно описывают как плоскую или крупномасштабную волнистую структуру (см., например, [13–15] и ссылки в них). Наблюдения плазменных потоков солнечного ветра (СВ) и крупномасштабного ММП дают представление о ГТС как об относительно тонком плазменном

*E-mail: masterlu@mail.ru

†E-mail: hmalova@yandex.ru

‡E-mail: elenagrigenko2003@yandex.ru

§E-mail: olik3110@list.ru

¶E-mail: lzelenyi@iki.rssi.ru

**E-mail: a.petrukovich@cosmos.ru

диске вокруг Солнца. Однако потоки СВ и межпланетные ударные волны способны сильно исказить структуру ГТС, что может привести к образованию вторичных СТС в СВ [16, 17].

Наблюдения также показывают, что, даже во время спокойного Солнца, ГТС — это не просто разрыв СВ, но сравнительно тонкая структура, окруженная «толстым» плазменным слоем, называемым гелиосферным плазменным слоем (ГПС). Толщина ГПС оценивается приблизительно в 2–2.5 солнечных радиуса в спокойном СВ расстоянии 1 а.е. [3], но эта толщина может быть на порядок больше при флуктуациях СВ [18, 19]. Систему ГТС–ГПС иногда называют просто ГТС. В настоящей работе мы считаем ГТС и СТС тонкими слоями, подчеркивая различия между ГТС и окружающим плазменным слоем.

Хотя СТС часто наблюдаются внутри ГПС [11, 20], их происхождения по-прежнему остается открытым. ГПС может рассматриваться как расширение пояса стримеров, так, что внутренние ТС и магнитные разрывы интерпретируются как продолжение солнечных структур в СВ [21–23]. С другой стороны, гелиосферные наблюдения показывают, что тонкая структура пояса стримеров практически исчезает во время распространения СВ от Солнца на 1 а.е. [17, 24, 25]. Таким образом, структура ГПС вблизи Земли скорее всего, является отражением локальных процессов, происходящих непосредственно в СВ. С другой стороны, в [23] показано, что СВ теряет информацию о структурах солнечного происхождения только на расстоянии 3–4 а.е. от солнца. Последние работы показывают значительное влияние локальной турбулентности, относящейся к магнитного пересоединения на ГТС на формирование ГПС [16, 17, 26].

Вторичные токовые слои могут возникать в результате других процессов, связанных с присутствием ГТС внутри ГПС. Из-за сильного взаимодействия ГПС–ГТС стримеры не могут быть причиной формирования ГПС, а напротив, стримеры могут сохранять свою конфигурацию вдоль ГТС, лишь только потому, что ГТС формирует изолированный сепаратрисами от солнечного ветра ГПС, который защищает стример от разрушения солнечным ветром [27]. Таким образом система ГТС–ГПС одновременно является частью солнечного ветра и квазиавтономной структурой, которая обладает специфическими свойствами, зависящими от окружающего солнечного ветра.

Можно разделить СТС в СВ на три класса: (i) ГТС, (ii) СТС внутри ГПС, который окружает ГТС и (iii) СТС, не связанные с системой ГТС–ГПС. В этой связи возникает следующий вопрос: имеет ли тонкая структура ГТС черты, сходные с кинетическими структурами в других СТС или это уникальная особенность ГТС? По сравнению с ГТС, изолированные СТС в солнечном ветре гораздо менее изучены. СТС вблизи границ межпланетных корональных массовых выбросов или в области коротации представляют некоторые исключения и рассматриваются как часть всей структу-

ры, хотя их свойства не были систематически изучены [12, 28]. В то же время, наблюдения показывают, что ГТС сам обладает сложной тонкой структурой. Обнаружено наличие нескольких ТС внутри ГТС [29–32, 34]. Также обнаружено, что ГТС может внутри ГПС смещаться от центра к периферии (см. [6] и ссылки в ней). До сих пор неясно, какие процессы приводят к образованию многослойной структуры ГТС или вторичных ТС внутри ГПС. Таким образом встает вопрос является ли это общей чертой ТС или уникальным свойством, присущим только ГТС.

Пытаясь решить эту проблему, примем во внимание, что плазма СВ включает в себя протоны, электроны, около 5% альфа-частиц и тяжелых ионов. Поскольку концентрация гелия, как известно, сильно уменьшается вблизи ГТС [19, 30, 35, 36], то пренебрежем вкладом альфа-частиц в динамические процессы вблизи ГТС. Можно ожидать, что ГТС имеет сложную многомасштабную структуру потому, что поведение плазмы регулируется по крайней мере двумя видами частиц (протонами и электронами). Действительно, теоретические оценки показывают, что многокомпонентный токовый слой может быть встроен в толщу плазменного слоя [37, 38].

Для изучения ГТС обычно используют аксиально симметричные МГД модели (см. например, [14, 27, 39–42]). Хотя исторически такие модели называются «ГТС модели», они не способны описать ГТС и другие СТС как относительно тонкий токовый структуры (или набор таких структур) с характерной шкалой магнитных неоднородностей от нескольких до десятков ионных гирорадиусов. Возникают два ключевых вопроса относительно формирования ГТС/СТС. Какие частицы являются основными носителями тока в такой самосогласованной плазменной структуре? Каковы общие механизмы формирования ГТС/СТС в солнечном ветре? Тонкая структура ГТС/СТС, а также факторы, определяющие их толщины недостаточно изучены, и более детальный теоретический анализ необходим для изучения общих характеристик ГТС/СТС в рамках концепции многокомпонентного солнечного ветра. В этой работе мы рассматриваем эти две взаимосвязанные проблемы.

Нами создана локальная гибридная модель многомасштабного вложенного СТС, учитывающая квазиadiaбатическую динамику горячих протонов и замагниченных электронов в приближении ведущего центра, как основных переносчиков тока. Представленные ниже самосогласованные решения проясняют детали механизмов, которые отвечают за самоорганизацию СТС в том числе, ГТС. Модель, представленная ниже, описывает относительный вклад электронов и протонов в профиль полного тока в СТС, что позволяет исследовать его свойства и его многослойную структуру.

Построив многослойную структуру СТС, мы исследовали наблюдаемые данные при пересечениях ГТС и оценили параметр адиабатичности, который характеризует движения частиц в пределах ГТС [43]. Та-

кая же процедура применялась к пересечениям СТС другой природы. Результаты этого анализа показывают, что динамика заряженных частиц в ГТС и СТС в основном квази адиабатическая. Это позволяет нам заключить, что многослойная структура ГТС, скорее всего, является неотъемлемой чертой квазистационарных СТС в солнечном ветре.

1. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Нами разработана аналитическая гибридная модель токового слоя, которая включает квазиадиабатическую динамику ионов и тензор анизотропной давления плазмы [37, 44, 45]. Фоновая плазма и окружающий ТС в модели описываются в приближении Харриса [46]. В модели используется стандартная геоцентрическая система координат Solar Ecliptic System (GSE), в которой срединная плоскость СТС лежит в плоскости эклиптики с осью X , направленной вдоль линии Земля–Солнце, ось Z направлена по нормали к плоскости эклиптики и ось Y направлена так, чтобы получилась правая система координат.

В этой модели предполагается, что во-первых толщина СТС является достаточно малой, что позволяет, в случае ГТС, пренебречь неоднородностями магнитного поля, связанными со структурой ГПС. Таким образом, как ТС, так и ПС можно считать плоскими и их характерные параметры зависят только от координаты Z [38, 47]. Во-вторых, топология ММП $B = \{B_x(z), 0, B_z\}$ такова, что $B_x(z)$ меняет знак при переходе через плоскость $z = 0$, B_z — константа много меньшая, чем B_x на краях слоя.

Стандартный переход в систему координат де Хоффмана–Теллера, движущуюся в направлении X со скоростью $v_{днт} = cE_y/B_z$ позволяет не учитывать азимутальное электрическое поле, оставляя в модели лишь амбиполярное электростатическое поле, возникающее из-за разделения зарядов.

В ТС натяжение силовых линий магнитного поля компенсируется конечной инерцией ионов, а не градиентом давления плазмы. Так как энергетические спектры частиц СВ обычно имеют большую дисперсию, можно предположить, что ионы низких энергий, захвачены в ТС и могут рассматриваться в качестве фоновой плазмы с изотропным давлением со своей функцией распределения. В то же время, из-за существования ненулевой нормальной компоненты магнитного поля, энергичные протоны могут двигаться вдоль силовых линий магнитного поля как пролетные. Несмотря на то, что вдали от ТС протоны замагничены, при пересечении нейтральной плоскости ($z = 0$), они размагничиваются [47].

Рассмотрим квазиадиабатическую динамику протонов в ТС СВ [43]. Квазиадиабатичность означает, что при движении вблизи нейтральной плоскости изменение ΔI_z интеграла $I_z = (2\pi)^{-1} \oint p_z dz$ (где p_z — импульс) мало, т.е. $\Delta I_z \ll I_z$ и мож-

но считать, что $I_z \approx \text{const}$, а параметр адиабатичности $\kappa \equiv \sqrt{R_{\min}/\rho_{\max}} \ll 1$. Здесь ρ_{\max} — максимальный ионный гирорадиус вблизи нейтральной плоскости $z = 0$ и R_{\min} — минимальный радиус кривизны силовых линий магнитного поля [43]. При движении частиц в одномерном магнитном поле $\{B_x(z), 0, B_z\}$ сохраняются два первых интеграла: полная энергия частиц $W = mv^2/2 + e\tilde{\varphi}(z)$ ($\tilde{\varphi}$ — электростатический потенциал) и обобщенный импульс $P_y = mv_y - (e/c)A_y(z)$ ($A_y(z)$ — z -компонента векторного потенциала магнитного поля). Движение замагниченных электронов, ввиду малости их гирорадиусов, хорошо описывается дрейфовым приближением [44]. Предполагается, что электроны являются достаточно быстрыми, чтобы поддерживать квазиравновесное распределение Больцмана. Также предполагается выполнение условия квазинейтральности $n_i \approx n_e$. Закон Ампера в нашей модели имеет вид:

$$\frac{dB_x}{dz} = (4\pi/c) \left(n_r \int_{V^3} v_y f_1(v) d^3v + (1 - n_r) \int_{V^3} v_y f_2(v) d^3v + j_{ye}(z) \right). \quad (1)$$

Здесь коэффициент n_r задает отношение концентраций пролетных и захваченных частиц. Функция распределения пролетных протонов $f_1(v)$ имеет вид

$$f_1(v) = \frac{n_{01}}{(\pi v_{T1})^3 (1 + \text{erf}(\varepsilon_1^{-1}))^2} \times \exp \left\{ -\frac{(v_{\parallel} - V_{D1})^2 + v_{\perp}^2}{v_{T1}^2} \right\}, \quad (2)$$

$f_2(v)$ — функция распределения Харриса, используемая для описания фоновых протонов [46]:

$$f_2(v) = \frac{N_2(z)}{(\sqrt{\pi} v_{T2})^3} \exp \left\{ -\frac{v_x^2 + (v_y - V_{y2})^2 + v_z^2}{v_{T2}^2} \right\}. \quad (3)$$

Здесь $\varepsilon_1 = v_{T1}/V_{D1}$ и $v_{T1,2} = \sqrt{2kT_{1,2}/m}$ — тепловые скорости квази адиабатических и фоновых протонов (с массой m и температурами T_1 и T_2 соответственно). Функция $N_2(x, z) = n_{02} \cdot \exp \{ [eV_{y2}A_y(z)/c - e\varphi(z)] / kT_2 \}$ в (3) отвечает слою Харриса [46]. $n_{01} = \int_{v^3} f_1(v) d^3v$ и $n_{02} = \int_{v^3} f_2(v) d^3v$ — соответствующие плотности плазмы. V_{D1} — скорость потока ионов вдоль силовых линий магнитного поля (предполагается, что на краях ГТС пролетные частицы движутся в X -направлении), V_{y2} — скорость дрейфа фоновой плазмы в направлении оси Y . Заметим, что функция распределения квазиадиабатических протонов может быть выражена через первые интегралы движения и адиабатический инвариант I_z : $f_1(v) = F_1(W, P_y, I_z)$. (см. [44, 46]), где H — гамильтониан движения и P_y — канонический импульс. Это позволяет найти функции распределения во всем токовом слое, задавая их вид на границе

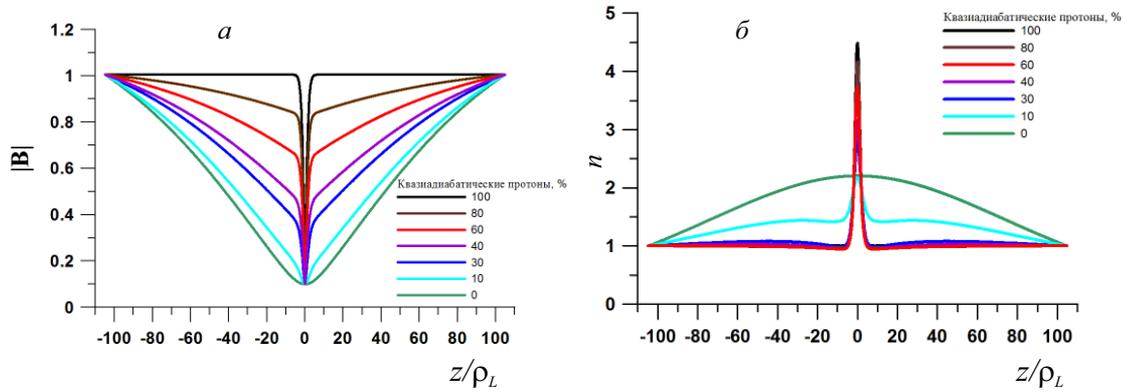


Рис. 1: Многомасштабная структура ТС, полученная из модели (1)–(7). Профили *a* — величины магнитного поля $B(z/\rho_L)$ и *б* — концентрации плазмы $n(z/\rho_L)$ в ТС. Различным кривые соответствуют разным концентрациям квазиadiaбатических частиц (в процентах от общего числа частиц). По оси абсцисс отложены расстояния от центральной плоскости ТС, нормированные на гирорадиус протонов ρ_L ; $|B|$ и n нормируются на их значения на $100 z/\rho_L$

и применяя теорему Лиувилля о сохранении фазового объема.

Используя результаты работы [44], y -компоненту плотности электронного тока можно записать в виде:

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

со скалярным потенциалом, определяемом из уравнения:

$$\nabla_{\parallel} \phi = \frac{\nabla_{\parallel} p_{e\parallel}}{en_e} - \frac{(p_{e\parallel} - p_{e\perp})}{en_e B} \nabla_{\parallel} B, \quad \phi_0 \equiv \phi(\infty) = 0. \quad (5)$$

Здесь ∇_{\parallel} and ∇_{\perp} — градиенты электронного давления и электростатического потенциала вдоль и поперек силовых линий магнитного поля. Из условия квазинейтральности получаем, что $n_e(\vec{r}, \varphi(\varsigma)) = n_i(\vec{r}, \varphi(\varsigma)) = n$. Параллельное электронное давление находится из условий сохранения энергии и магнитного момента электронов

$$p_{e\parallel} = nmv_0^2 - nmv_{\perp}^2 = nmv_0^2 \left(1 - q^2 \frac{B(z)}{B_0} \right). \quad (6)$$

Здесь v_0 и $v_{\perp} = v_0 \sin \theta_0$ — полная и перпендикулярная скорости электронов с заданной начальной энергией. Напряженность магнитного поля $B_0 = (B_{x0}^2 + B_z^2)^{1/2}$, где $B_{x0} = B_x(z \geq L)$, $q^2 \equiv \sin^2 \theta_0$, где θ_0 — угол между вектором скорости электронов и вектором магнитного поля на границе ТС. Перпендикулярная компонента электронного давления определялась из первого соотношения [48]:

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

Система (1)–(7), вместе с граничными условиями для магнитного поля и электростатического потенциала представляет собой самосогласованную одномерную гибридную модель равновесного ТС. Эта система после обезразмеривания уравнений была решена численно итерационным методом, описанным в [44], для следующих значений параметров: $B_z/B_0 = 0.1$, $\varepsilon_1 = v_{T1}/V_{D1} = 0.3$, $v_{T2}/v_{T1} = 0.7$, $V_{y2}/V_{D1} = 1.0$, $q^2 = 0.5$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис.1. изображены самосогласованные профили нормированных напряженности магнитного поля (*a*) и концентрации плазмы n (*б*) в ТС как функции координаты z . Параметр n_r варьировался от 1 до 0. Значение 1 отвечает сценарию, в котором все протоны квазиadiaбатические (черная кривая или 100%). Значение 0 (зеленая линия) соответствовало случаю слоя Харриса с изотропным давлением (0% квазиadiaбатических протонов). На рис. 1,*a* можно увидеть, что токовый слой Харриса имеет очень гладкой и широкий профиль. Зеленая кривая имеет ширину около 100 протонных гирорадиусов. В то же время, очень узкий пик $|B|$ становится заметным при $n_r \geq 0.3$ (случай $n_r = 0.3$ показан темно-синей кривой). Соответствующие профили концентрации на рис.1,*б* также демонстрируют узкие пики в нейтральной плоскости. Эти пики появляются из-за появления очень тонкого ТС, поддерживаемого квазиadiaбатическими частицами ($0 < n_r \leq 1$). Этот ТТС вложен в широкий слой, формируемый частицами с изотропным давлением.

Рис. 2,*a* иллюстрирует эволюцию плотности тока в ТС в зависимости от вклада квазиadiaбатических частиц. Соответствие между цветами и n_r такое же, как и на предыдущем рисунке. Из рис. 2 видно, что в модели Харриса не возникает вложенной структуры с узким пиком тока в нейтральной плоскости.

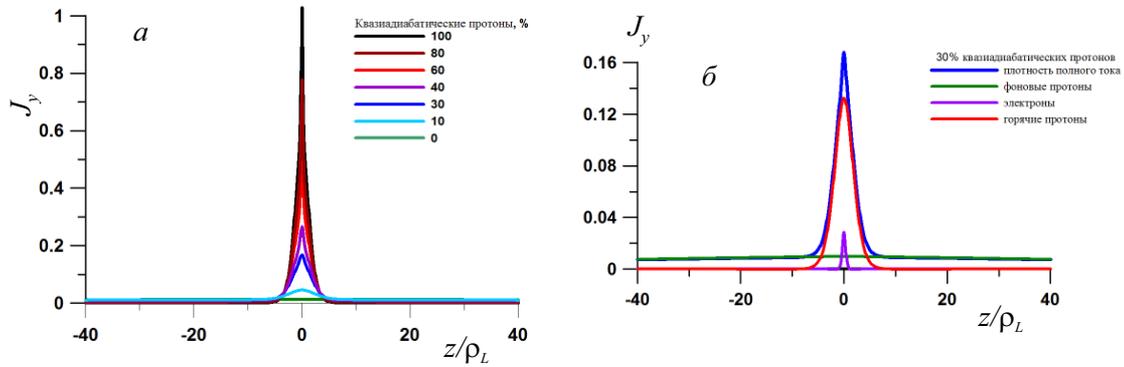


Рис. 2: Профили нормированных *a* — полной и *b* — парциальных плотностей тока $J_y = j_y/enV_{D1}$ в СТС для различных относительных концентраций квазиadiaбатических частиц и фоновой плазмы, *b* — тонкая структура СТС в случае 30% относительной концентрации квазиadiaбатических частиц

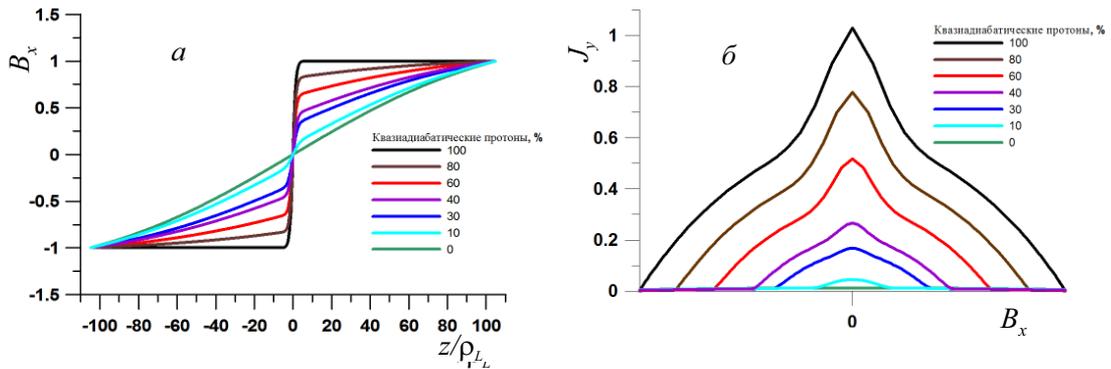


Рис. 3: Многомасштабная структура ТС, полученная из модели (1)–(7). Профили *a* — компоненты магнитного поля $B_x(z/\rho_L)$ и *b* — плотностей тока $J_y = j_y/enV_{D1}$ как функции от B_x в СТС. Различным кривые соответствуют разным концентрациям квазиadiaбатических частиц (в процентах от общего числа частиц, как на рис. 1)

Вклады различных плазменных компонент СТС показаны на рис. 2,б. Видно, что вклад протонов (показано красным цветом) намного больше, чем электронов. Такой результат получается для широкого диапазона значений n_r .

Таким образом можно сделать вывод, что в таких ТС из-за дрейфа кривизны электроны несут лишь часть азимутального тока, а основная часть тока через слой поддерживается размагниченными квазиadiaбатическими протонами. Как видно из рис. 1 и рис. 2, узкий центральный слой многомасштабного ТС имеет толщину несколько протонных ларморовских радиусов радиусов, в то время как более широкая часть СТС с небольшой плотностью тока имеет толщину $L \approx 100 \rho_L$. Сравнение нормированных плотностей тока (рис. 2,а) и профилей концентрации (рис. 1,б) плазмы показывает двухмасштабную токовую конфигурацию, вложенную в более толстый аналог плазменного слоя, где концентрация плазмы почти постоянная (хотя не обращается в 0 на краях слоя, как показано на рис. 1,б), в то время как плотность тока исчезает в этой же области. Показано, что, наличие квазиadiaбатических протонов в пределах СТС приводит к равновесию, при

котором узкий анизотропный ТС вложен в широкий слой Харриса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленная модель (1)–(7) может применяться для любого сильного токового слоя (СТС) в солнечном ветре, включая ГТС. В этой модели учтена холодная фоновая плазма, которая формирует довольно широкий Харрисовский ТС. В то же время, горячие ионы, которые в энергетическом спектре формируют высокоэнергетический хвост, могут размагничиваться вблизи нейтральной плоскости и нести наиболее существенную часть тока через СТС.

Анализ измерений *in situ* с помощью моделирования результатов свидетельствует о том, что ТС в солнечном ветре, скорее всего, являются стабильными многослойными плазменными структурами, сформированными квазиadiaбатическими ионами. Наблюдения показывают, что в периоды спокойного СВ количество неadiaбатических ионов в анализируемом ТС зависит, главным образом, от магнитной конфигурации ТС.

Независимо от их происхождения ТС в СВ состоят из ТТС, вложенных в широкий ТС, который является аналогом плазменного слоя. Толщина ГТС или СТС оценивается в $\sim 10^4$ км, в то время как общая толщина такой структуры составляет около $\sim 10^5$ км на расстоянии 1 а. е.

Согласно результатам наблюдений, для СТС характерны доли неадиабатических ионов менее 10% и довольно сложным профилем тока с мелкомасштабными включениями. ГТС, как представляется, имеют более узкий и более регулярный профиль с большим количеством неадиабатических ионов. Таким образом, мы нашли возможную корреляцию между пространственной характеристикой ТС и количеством неадиабатических ионов. Однако это требует дальнейших статистических исследований.

Найденное сходство ГТС и СТС подтверждает идею о том, что гелиосферный плазменный слой ГПС, по крайней мере частично, образуется в результате локальных процессов в солнечном ветре. Присутствие ГПС, который шире, чем ГТС, по крайней мере на порядок, представляется неотъемлемой особенностью

ГТС, а не просто следствием существования пояса стримеров. На самом деле подробный анализ пересечений СТС показывает наличие динамических процессов, которые могут дестабилизировать эти структуры. С другой стороны, ГТС в наблюдениях обычно встречаются более регулярно, чем СТС, хотя ГТС, как известно, поддерживают внутренние вторичные ТС гелиосферной плазмы, похожие на вторичные ТС в СВ [17, 26].

Резюмируя, можно предположить, что движение квазиадиабатических размагниченных протонов в ТС различного происхождения ответственно за возникновение узких ТС, вложенных в широкой аналог плазменного изотропного слоя Харриса. Мы предполагаем, что многомасштабность является неотъемлемой особенностью всех самосогласованных ТС в солнечном ветре. Для более детального исследования многомасштабной структуры СТС (включая ГТС) в солнечном ветре необходим дальнейший анализ результатов наблюдений *in situ*.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант 14-12-00824).

-
- [1] Balogh A., Jokipi J.R. // Space. Sci. Rev. 2009. **143**. P. 85.
 - [2] Parker E.N. Astrophys. J. 1958. **128**. P. 664.
 - [3] Winterhalter D., Smith E.J., Burton M.E., Murphy N., McComa D.J. J. Geophys. Res. 1994. **99**. P. 6667.
 - [4] Smith E.J. J. Geophys. Res. 2001. **106**. P. 15819.
 - [5] Zharkova V. V., Khabarova O. V. Astrophys. J. 2012. **752**. P. 35.
 - [6] Liu Y.C.-M., Huang J., Wang C. et al. J. Geophys. Res. 2014. **119**. P. 8721.
 - [7] Miao B., Peng B., G. Li Ann. Geophys. 2011. **29**. P. 237.
 - [8] Li G. Astrophys. J. Lett. 2008. **672**. P. L65.
 - [9] Xu F., Li G., Zhao L. et al. *Astrophys. J.* 2015. **801**. P. 58.
 - [10] Pereira B. F., Philip B. J., Girish T. E. J. Atmos. Sol.-Terr. Phy. 2016. **140**. P. 34.
 - [11] Behannon K. W., Neubauer F. M., Barnstorf H. J. Geophys. Res. 1981. **86**. P. 3273.
 - [12] Zharkova V. V., Khabarova O. V. *Ann. Geophys.* 2015. **33**. P. 457.
 - [13] Pizzo V. J. // J. Geophys. Res. 1994. **99**. P. 4185.
 - [14] Riley P., Linker J. A., Mikic Z. *J. Geophys. Res.* 2002. **107**. A7.
 - [15] Veselovsky I. S., Zhukov A. N., Panasenco O. A. Solar System Research. 2002. **36**, N 1. P. 80.
 - [16] Khabarova O., Zank G. P., Li G. et al. Journal of Physics–Conference Series. 2015b. **642**. 012033.
 - [17] Khabarova O. V., Zank G. P., Li G. et al. *Astrophys. J.* 2016. **827**. P. 122.
 - [18] Pudovkin M. I., Runov A. V., Zaitseva S. A., Besser B. P., Meiser C.-V. Sol. Phys. 1999. **184**. P. 173.
 - [19] Simunac K. D. C., Galvin A. B., Farrugia C. J. et al. *Sol. Phys.* 2012. **281**. P. 423.
 - [20] Klein L., Burlaga L. F. J. Geophys. Res. 1980. **85**. P. 2269.
 - [21] Bavassano B., Woo R., Bruno R. *Geophys. Res. Lett.* 1997. **24**. 13. P. 1655.
 - [22] Roberts D. A., Keiter P. A., Goldstein M. L. J. Geophys. Res. 2005. **110**. CiteID A06102.
 - [23] Milovanov A. V., Zelenyi L. M. in: Solar System Plasmas in Space and Time. Geoph. Monograph. 84. ed. J. L. Burch, J. H. Waite (AGU, Washington, DC, 1994). P. 43.
 - [24] Harrison R. A., Davis Ch. J., Eyles Ch. J. et al. Sol. Phys. 2008. **247**. P. 171.
 - [25] Plotnikov I., Rouillard A. P., Davies J. A. et al. *Sol. Phys.* 2016. **291**. P. 1853. arXiv:1606.01127.
 - [26] Khabarova O., Zank G. P., Li G. et al. Astrophys. J. 2015a. **808**. P. 181.
 - [27] Kislov R. A., Khabarova O., Malova H. V. J. Geophys. Res. 2015. **120**. P. 8210.
 - [28] Ruffenach A., Lavraud B., Owens M. J. et al. J. Geophys. Res. 2012. **117**. CiteID A09101
 - [29] Gosling J. T., Asbridge J. R., Bame S. J., Feldman W. C., Hildner E. J. Geophys. Res. 1977. **82**. P. 5005.
 - [30] Borrini G., Wilcox J. M., Gosling J. T., Bame S. J., Feldman W. C. J. Geophys. Res. 1981. **86**. P. 4565.
 - [31] Feldman W. C., Asbridge J. R., Bame S. J., Fenimore E. E., Gosling J. T. J. Geophys. Res. 1981. **86**. P. 5408.
 - [32] Wang S., Liu Y. F., Zheng H. N. Sol. Phys. 1997. **172**. P. 409.
 - [33] Blanco J. J., Rodriguez–Pacheco J., Hidalgo M. A., Sequeiros J. J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2006. **68**. P. 2173.
 - [34] Foullon C., Owen C. J., Dasso S. et al. Sol. Phys. 2009. **259**, 1–2. P. 389.
 - [35] Suess S. T., Ko Y.-K., von Steiger R., Moore R. L. *J. Geophys. Res.* 2009. **114**. A04103.
 - [36] Safrankova J., Nemecek Z., Cagas P. et al. Astrophys. J. 2013. **778**. ID 25.7
 - [37] Zelenyi L. M., Malova H. V., Popov V. et al. *Geophys. Res. Lett.* 2006. **33**. L05105.
 - [38] Petrukovich A. A., Artemyev A. V., Malova H. V. et al. J.

- Geophys. Res. 2011. **116**. A00I25.
- [39] *Schatten K.H.* in: Solar Wind; ed. C.P. Sonett et al. Washington, Scientific and Technical Information Office, National Aeronautics and Space Administration., 1972. P. 44.
- [40] *Israelevich P.L., Gombosi T.I., Ershkovich A.I.* et al. Astron. Astrophys. 2001. **376**. P. 288.
- [41] *Schwadron N.A.* Geophys. Res. Lett. 2002. **29**(14). P. 1663.
- [42] *Echim M.M., Lemaire J., Lie-Svendson O.* Surv. Geophys. 2011. **32**. P. 1.
- [43] *Büchner J., Zelenyi L.M.* J. Geophys. Res. 1989. **94**. P. 11821.
- [44] *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.* et al. Nonlinear Proc. Geoph. 2004. **11**. P. 579.
- [45] *Malova H.V., Popov V.Y., Grigorenko E.E.* et al. Astrophys. J. 2017. **834**, N 1. P. 34.
- [46] *Harris E.G.* *Nuovo Cim.* 1962. **23**, N 1. 115.
- [47] *Sitnov M.I., Zelenyi L.M., Malova H.V., Sharma A.S.J.* Geophys. Res. 2000. **105**. P. 13029.
- [48] *Chew G.F., Goldberger M.L., Low F.E.* P. Roy. Soc. Lond. A Mat. 1956. **236**. P. 112.

Modelling of quasi-adiabatic plasma dynamic in current sheets in the solar wind

V. Yu. Popov^{1,2,a}, H. V. Malova^{3,4,b}, E. E. Grigorenko^{4,c}, O. V. Khabarova^{5,d}, L. M. Zelenyi^{4,e}, A. A. Petrukovich^{4,f}

¹*Department of Mathematics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia*

²*National Research University Higher School of Economics
Moscow 101000, Russia*

³*Scobeltsyn Nuclear Physics Institute of Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia*

⁴*Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences. Moscow 117997, Russia*

⁵*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism. Ionosphere and Radio Wave Propagation of the RAS (IZMIRAN)
Moscow 108840, Russia*

*E-mail: ^amasterlu@mail.ru. ^bhmalova@yandex.ru. ^celenagrigenko2003@yandex.ru. ^dolik3110@list.ru.
^eelzelenyi@iki.rssi.ru. ^fa.petrukovich@cosmos.ru*

The quasi-adiabatic dynamics of charged particles in strong current sheets (SCS) in the solar wind (SW), including the heliospheric current sheet (HCS), is modeling. A self-consistent hybrid model in which the ion dynamics is described as the quasi-adiabatic approach, and the motion of magnetized electrons is considered in the leading center approximation is developed. The simulation showed that the SCS profile is determined by the relative contribution of the current of demagnetized protons on open quasi-adiabatic orbits and by the drift current of magnetized electrons. It is shown that a multiscale structure, which is a thin current sheet (TCS), embedded in a thicker plasma sheet (PS), is a universal feature of SCS in SW. These results are in good agreement with the observations of the SCS.

PACS: 52.65.Cc.

Keywords: Sun, solar wind, current sheets, data analysis, magnetic fields, mathematical modelling.

Received 28 June 2017.

Сведения об авторах

1. Попов Виктор Юрьевич — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: e-mail: masterlu@mail.ru.
2. Малова Хельми Витальевна — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 333-25-00, e-mail: hmalova@yandex.ru.
3. Григоренко Елена Евгеньевна — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 333-25-00, e-mail: elenagrigenko2003@yandex.ru.
4. Хабарова Ольга Валерьевна — канд. физ.-мат. наук, ст. научный сотрудник; тел.: (495) 333-25-00, e-mail: olik3110@list.ru.
5. Зеленый Лев Матвеевич — доктор физ.-мат. наук, директор; тел.: (495) 333-25-00, e-mail: lzelenyi@iki.rssi.ru.
6. Петрукович Анатолий Алексеевич — доктор физ.-мат. наук, зав. отделом; тел.: (495) 333-25-00, e-mail: a.petrukovich@cosmos.ru.