

УДК 533.95

ТОКОВЫЕ СЛОИ ЭЛЕКТРОННЫХ МАСШТАБОВ, НАБЛЮДАЕМЫЕ МИССИЕЙ *MMS* В РУСЛЕ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ В ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ ГЕОМАГНИТНОГО ХВОСТА

© 2024 г. Е. Е. Григоренко^{1,*}, М. В. Леоненко^{1,2}, А. Ю. Малыхин¹,
Л. М. Зелёный¹, Х. С. Фу^{3,4}

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, Россия

³Университет Бейханг, Факультет исследований космоса и окружающей среды, Пекин, КНР

⁴Главная Лаборатория по мониторингу космической среды и обработке информации, Пекин, КНР

*e-mail: elenagrigorenko2003@yandex.ru

Поступила в редакцию 04.03.2024 г.

После доработки 13.05.2024 г.

Принята к публикации 10.06.2024 г.

Наблюдения миссии *MMS* с высоким временным и пространственным разрешением позволили исследовать характеристики интенсивных сверхтонких токовых слоев (СТС) с плотностью тока $J > 30$ нА/м², формируемых в русле быстрых плазменных потоков (БПП), распространяющихся в плазменном слое (ПС) геомагнитного хвоста из области магнитного пересоединения. Статистический анализ более 1000 наблюдений СТС в ПС показал, что, в большинстве случаев, ток в СТС является продольным, и основной вклад в его генерацию вносят пучки ускоренных электронов, движущиеся вдоль магнитного поля. Характерная толщина СТС равна нескольким гирорадиусам электронов. В таких слоях электрический ток может переносить популяция размагниченных электронов. На краях и внутри СТС часто наблюдаются всплески сильных неидеальных электрических полей $E' > 10$ мВ/м. Генерация таких полей обуславливает плотность мощности энергии, выделяемой в СТС и составляющей несколько сотен пВт/м³, а в некоторых случаях — до нескольких нВт/м³, что сравнимо с мощностью энергии, выделяемой в *X*-линии. Наиболее сильное энерговыделение наблюдается в СТС, сформированных в русле наиболее высокоскоростных БПП и при сильных вариациях магнитного поля в долях хвоста.

DOI: 10.31857/S0023420624060073, EDN: IGCIGF

1. ВВЕДЕНИЕ

Токовые слои (ТС) наблюдаются в космической плазме повсеместно. На протяжении большей части своего существования, ТС находятся в квазистационарном состоянии и способны, постепенно утоньшаясь, накапливать магнитную энергию, переходя в метастабильное состояние. Эта энергия затем высвобождается, часто взрывным образом посредством магнитного пересоединения. Процессы накопления и выделения энергии определяются самосогласованной динамикой частиц и полей, и до сих пор окончательно не изучены. Многоспутниковые миссии

Cluster и *THEMIS* позволили впервые исследовать структуру и динамику ТС на ионных и субионных кинетических масштабах и дали много новой информации о структурных особенностях ТС на разных фазах их эволюции [1–3 и ссылки в них]. В частности, было установлено существование тонких и бифурцированных ТС, а также многомасштабных вложенных токовых конфигураций, пространственная структура которых не описывалась простейшей изотропной моделью Харриса. Для описания тонких токовых слоев (ТТС) была создана аналитическая кинетическая модель 1D анизотропного ТС, в котором баланс

давления поддерживается за счет анизотропии ионной функции распределения на краях слоя, а ток в слое генерируется размагниченной ионной популяцией, гирорадиусы ионов которой удовлетворяют условию нарушения адиабатичности: $\kappa_i = \sqrt{R/\rho_i}$, где R — радиус кривизны силовых линий магнитного поля и ρ_i — гирорадиус ионов в центре слоя [4, 5]. Данная модель хорошо описывает наблюдаемые многомасштабные токовые конфигурации, в которых ТТС с полутолщиной порядка гирорадиуса тепловых протонов вложен в более толстый ТС, создаваемый тяжелыми ионами [6]. Модель также предсказывает, что в центре многомасштабной токовой конфигурации должен существовать интенсивный сверхтонкий токовый слой (СТС), генерируемый замагниченными электронами за счет дрейфа кривизны в сильно искривленных силовых линиях магнитного поля в центре слоя. Однако из-за недостаточного пространственного и временного разрешения многоспутниковых миссий *Cluster* и *THEMIS* СТС наблюдать не удавалось. В ряде теоретических работ было показано, что такая многомасштабная токовая конфигурация (типа “матрёшки”) обладает большим запасом свободной энергии по сравнению с изотропным слоем Харриса [7 и ссылки в ней]. Таким образом, формирование такой конфигурации, скорее всего, предшествует развитию токовых неустойчивостей в слое и, возможно, магнитному пересоединению.

Запуск миссии *MMS* [8], четыре спутника которой вблизи апогея орбиты в хвосте магнитосферы выстраиваются в тетраэдр с характерным масштабом порядка нескольких гирорадиусов тепловых электронов, впервые позволила наблюдать интенсивные СТС на электронных кинетических масштабах [9, 10]. Впервые было показано, что СТС, вложенные в поперечный ТС хвоста, генерируются размагниченными электронами [10] наподобие ТС в электронной диффузионной области (ЭДО) пересоединения. Данные наблюдения стимулировали создание новой аналитической кинетической модели, описывающей 1D СТС на размагниченных электронах, и исследование его устойчивости [11, 12]. Было показано, что наличие размагниченной электронной популяции в СТС может приводить к возбуждению и быстрому развитию электронной тиринг-моды, приводящей к разрушению СТС и выделению энергии. Действительно, в ряде работ описывается, что спутники *MMS* наблюдали значительное энерговыделение в интенсивных токовых структурах, которое интерпретировалось некоторыми авторами как развитие электронной

фазы “вторичного” пересоединения. СТС часто наблюдаются на границах и внутри более крупномасштабных магнитных структур, таких как, фронты диполизаций [13] и жгуты потока / магнитные острова [10]. Подобные явления наблюдались не только в ТС хвоста, но и в магнитослое, и вблизи головной ударной волны [14–19].

До сих пор сообщалось, что в геомагнитном хвосте СТС наблюдаются внутри поперечного ТС хвоста. В настоящей работе представлены наблюдения СТС спутниками *MMS* во всех областях плазменного слоя (ПС) во время распространения быстрых плазменных потоков (БПП) из удаленной области магнитного пересоединения. Анализ этих данных показывает, что интенсивные СТС могут наблюдаться в ПС на любых расстояниях от нейтральной плоскости, вплоть до внешних областей ПС. Также было установлено, что самое сильное энерговыделение в СТС наблюдается во время прохождения в ПС наиболее высокоскоростных БПП, при этом, в долях хвоста имели место значительные вариации магнитного потока. Эти макро-явления могут служить внешним драйвером для формирования и эволюции СТС на кинетических масштабах. В частности, в PIC-моделировании [19] было продемонстрировано, что при наличии сильного внешнего драйвера (усиления магнитного потока в долях хвоста на ~30 % от невозмущенного значения) в ТС хвоста электронная фаза пересоединения, развивающаяся за счет электронного тиринга в СТС, может переходить в ионную фазу пересоединения с формированием ионной диффузионной области (ИДО).

В работе используются измерения векторов магнитного и электрического поля в быстрой моде с временным разрешением 128 и 8192 Гц, соответственно, с экспериментов FGM и EDP [20, 21]. Также используются измерения электронных и ионных 3D-функций распределения по скоростям в диапазоне энергий ~0.01–30 кэВ экспериментом FPI с временным разрешением 30 и 150 мс, соответственно [22]. Все данные представлены в системе координат GSM, если не сообщается другое.

2. НАБЛЮДЕНИЯ СВЕРХТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ ГЕОМАГНИТНОГО ХВОСТА

В данном разделе представлен пример наблюдения СТС спутниками *MMS* в ПС геомагнитного хвоста 9.VII.2017 в 10:45–10:51 UT во время распространения БПП, направленного к Земле.

Направление быстрого потока указывает на то, что спутники *MMS* находились с земной стороны от магнитной X -линии. Для данного интервала времени была доступна быстрая мода измерений, позволяющая наблюдать магнитоплазменные структуры на электронных кинетических масштабах.

На рис. 1 представлены наблюдения спутника *MMS-1*. Данные с других спутников аналогичны этим наблюдениям и не показаны. В течение данного интервала времени спутники *MMS* несколько раз пересекли нейтральную плоскость ТС хвоста, а также значительное время находились в центральном ПС и в северной части внешнего ПС ($B_X > 10$ нТ, см. рис. 1а). В это время также имели место несколько возражений северной компоненты магнитного поля (B_Z), свидетельствующие о наблюдении диполизационных фронтов (ДФ) [23]. Магнитное поле в долях хвоста, вычисленное из баланса давления, испытывало вариации до ~35 % от невозмущенного значения (см. рис. 1б). X -компонента потоковой скорости ионов была достаточно высокой уже в начале интервала (>200 км/с), и к середине — она возросла до ~1000 км/с (см. рис. 1в). К сожалению, быстрая мода не была доступна в момент начала наблюдения БПП.

На рис. 1г. показаны совместно X -компонента потоковой скорости ионов ($V_X^{(ion)}$, черная линия) и электронов ($V_X^{(ele)}$, серая линия). Из рисунка видно, что в русле быстрого потока довольно часто наблюдались всплески потоковой скорости электронов, модуль которой в два и более раз превышал потоковую скорость ионов. Кроме того, в некоторые моменты времени наблюдалось обращение знака X -компоненты потоковой скорости электронов, так что $V_X^{(ele)}$ была направлена противоположно направлению $V_X^{(ion)}$, т.е. направлению движения БПП. Такие наблюдения могут свидетельствовать о наличии дополнительных источников ускорения электронов в ПС, не связанных с активной X -линией, ускорившей БПП.

На рис. 1д показаны временные профили параллельной и перпендикулярной электронной температуры. Температура электронов возрастает от ~800 эВ в начале интервала до ~1100 кэВ в конце интервала. При этом, на протяжении всего интервала наблюдались вариации температурной анизотропии с преобладанием параллельной анизотропии ($T_{\parallel} > T_{\perp}$).

На рис. 1е приведен пространственный профиль модуля плотности тока $|J|$, рассчитанный по методу курлометра [24] по четырём точечным

измерениям магнитного поля спутниками *MMS*. В течение анализируемого интервала наблюдались многочисленные всплески плотности тока $|J| \geq 30$ нА/м² (отмечены на рисунке серыми кружками), указывающие на наличие СТС в ПС. Пороговое значение плотности тока в 30 нА/м² было выбрано как компромисс между получением хорошей статистики по наблюдениям СТС и исключением фоновых флуктуаций плотности тока из-за малых масштабов спутникового тетраэдра *MMS*.

На рис. 1ж показаны временные профили модуля напряженности магнитного поля $|E_{obs}|$, наблюдаемого *MMS-1* (черная линия), модуля $|-V_i \times B|$ (белая линия) и модуля $|-V_e \times B|$ (серая линия), где V_i , V_e — векторы потоковой скорости ионов и электронов соответственно. При выполнении условия вмороженности: $V_i = V_e = V$ и $E_{obs} = -V \times B$. Из рисунка видно, что на протяжении анализируемого интервала довольно часто наблюдаются сильные различия между $|E_{obs}|$ и величинами $|-V_i \times B|$, $|-V_e \times B|$, причем наиболее сильные флуктуации испытывают $|E_{obs}|$ и $|-V_e \times B|$. В результате, в системе покоя электронного потока возникает сильное, так называемое неидеальное электрическое поле $E' = E_{obs} + V_e \times B$, напряженность которого в некоторые моменты времени может достигать десятков мВ/м. Наличие ненулевого неидеального электрического поля вызывает преобразование энергии на электронных кинетических масштабах, плотность мощности которой определяется величиной $J \cdot E'$, временной профиль которой представлен на Рис. 1з. На протяжении анализируемого интервала времени наблюдается несколько значительных по модулю всплесков $J \cdot E'$, связанных с СТС, вплоть до ~1 нВт/м³, что по порядку величины сопоставимо с плотностью мощности энергии, выделяемой в ЭДО магнитного пересоединения [25].

На рис. 2 более подробно показан наиболее интенсивный СТС, наблюдаемый в рассматриваемом интервале (отмечен вертикальной черной линией на рис. 1). Плотность тока в данном СТС достигала почти 100 нА/м² (см. рис. 2а), а длительность наблюдения СТС составляла всего ~0.3 с. Данный СТС наблюдался в северной части центрального плазменного слоя ($B_X \approx 4$ нТ) на диполизационном фронте (в момент наблюдения СТС B_Z достигла ~16 нТ, см. рис. 1а).

На рис. 2а показаны временные профили плотности тока $|J|$, вычисленной из магнитных данных по методу курлометра (черный профиль), и модуль плотности тока, переносимого

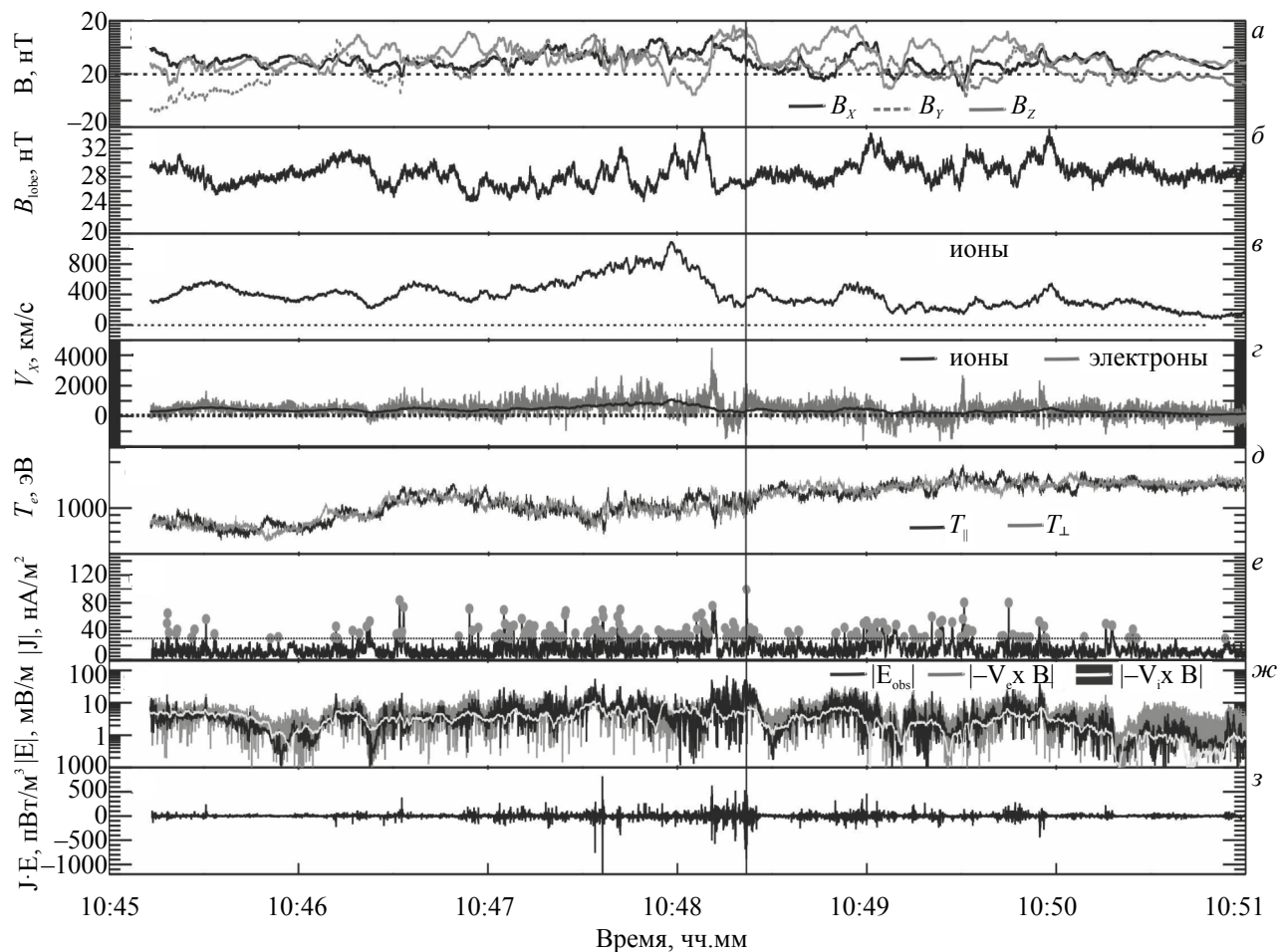


Рис. 1. Обзор интервала БПП, наблюдаемого спутником *MMS-1* 9.VII.2017 в 10:45–10:51 UT. Сверху вниз: временные профили трех компонент магнитного поля (а); модуля поля в долях хвоста (б); X-компоненты потоковой скорости ионов (в); X-компоненты потоковой скорости ионов и электронов (г); электронной температуры (д); плотности тока. Серыми кружками отмечены СТС (е); модулей наблюдаемого электрического поля, $|\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}|$, $|\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}|$ (ж); параметра $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ (з). Вертикальной черной линией выделен СТС, показанный на рис. 2.

электронами $|\mathbf{J}_e|$ (серый профиль). Величина $|\mathbf{J}_e|$ была рассчитана по электронным параметрам, наблюдаемым в барицентре квартета *MMS*, как: $|\mathbf{J}_e| = |e \cdot N_e^{\text{bary}} \cdot \mathbf{V}_e^{\text{bary}}|$, где N_e^{bary} и $\mathbf{V}_e^{\text{bary}}$ — плотность и вектор потоковой скорости электронов в барицентре, вычисленные как средние арифметические соответствующих величин, наблюдаемых четырьмя спутниками *MMS*. Хорошее соответствие, наблюдаемое между двумя профилями $|\mathbf{J}|$ и $|\mathbf{J}_e|$, указывает на то, что в интенсивный СТС основной вклад вносят электроны.

На рис. 2б показаны профили проекции потоковой скорости электронов на направление электрического тока в СТС V_{J_e} , наблюдаемые на четырёх спутниках *MMS* (показаны разными цветами). Для сравнения, на этом же рисунке приведена проекция потоковой скорости ионов на направление тока в СТС, наблюдаемая

MMS-1 (показана серой линией). Из-за худшего временного разрешения ионных данных (150 мс) для ионной потоковой скорости на интервале наблюдения СТС есть только две точки измерений (показаны серыми кружками). Однако даже при недостаточно высоком временном разрешении ионных измерений видно, что на интервале СТС потоковая скорость ионов вдоль $\mathbf{J}$ существенно меньше потоковой скорости электронов, и нет признаков её вариации. Это подтверждает вывод о том, что ионы практически не вносят вклад в электрический ток СТС.

Для дальнейшего анализа СТС была определена локальная система координат *LMN* с помощью метода анализа минимальной вариации магнитного поля (Minimum Variance Analysis, MVA, [26]). Этот метод предполагает, что спутник пересекает квазистационарный плоский

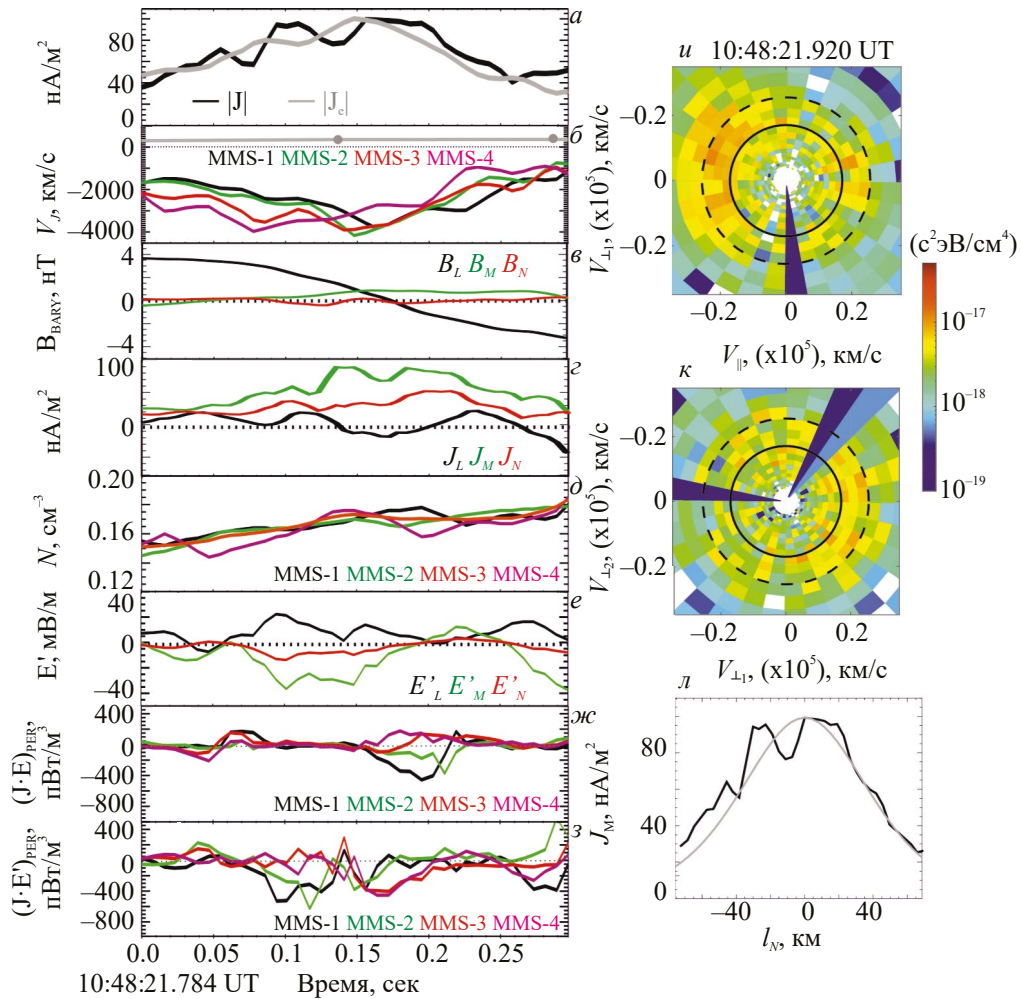


Рис. 2. Обзор интервала СТС, отмеченного на рис. 1 вертикальной черной линией. Сверху вниз: временные профили $|J|$ и $|J_c|$, показанные черным и серым цветами, соответственно (а); V_j электронов, измеренная на разных спутниках *MMS* (показана соответствующими цветами), и V_i ионов, наблюдаемая на *MMS-1* (показана серым цветом) (б); LMN — компоненты магнитного поля в барицентре *MMS* (в) и плотности тока (г); N_e , измеренная на разных спутниках *MMS* (показана соответствующими цветами) (д); LMN — компоненты поля E' , измеренного в барицентре *MMS* (е); параметр $(J \cdot E)_{\perp}$ (ж) и $(J \cdot E)_{\parallel}$ (з), измеренные на разных спутниках *MMS* (показаны соответствующими цветами); 2D-срезы функций распределения электронов по скоростям (и, к); пространственный профиль плотности тока $J_M(l_N)$ и его аппроксимация профилем Харриса показаны черным и серым цветами соответственно (л).

ТС, в котором течет 1D ток, плотность которого зависит только от одной пространственной координаты в направлении нормали к слою. В такой системе координат максимальная вариация магнитного поля направлена вдоль L , нормаль к слою — вдоль N , а электрический ток течет вдоль направления M . Метод MVA был применен к наблюдениям магнитного поля в быстрой моде спутником *MMS-1* во время пересечения СТС в 10:48:21.784–10:48:22.084 UT. В результате получены единичные вектора $\mathbf{l}$, $\mathbf{m}$, $\mathbf{n}$, проекции которых на оси системы координат GSM: $\mathbf{l} = [0.34, 0.82, -0.46]$; $\mathbf{m} = [-0.28, 0.55, 0.79]$;

$\mathbf{n} = [0.9, -0.15, 0.41]$. Отношения собственных значений $\lambda_L/\lambda_M = 8.6$ и $\lambda_M/\lambda_N = 25.6$ достаточно большие, что означает, что вектор нормали к слою определен корректно с точностью до знака.

На рис. 2в показаны профили трех компонент магнитного поля в системе координат LMN по данным *MMS-1*. Результаты MVA-анализа, примененного к данным других спутников, для этого интервала похожи и не показаны. Внутри СТС модуль нормальной к слою компоненты магнитного поля B_n не превышает 1 нТ, что составляет $\sim 0.3 B_{L0}$, где B_{L0} — модуль L -компоненты магнитного поля на краях слоя. Широкая

(параллельная току в слое) компонента магнитного поля в центре СТС $B_M \approx 2$ нТ, что составляет $\sim 0.6B_{L0}$.

На рис. 2г показаны LMN -компоненты плотности тока в СТС. Максимальной величины в центре слоя достигает M -компонента J_M (~ 100 нА/м²). При этом две другие компоненты тока как минимум в два раза меньше. Таким образом, ток в центре СТС направлен преимущественно вдоль направления M , и ток можно считать почти одномерным. Так как в центре СТС присутствует ненулевая шировая компонента магнитного поля (B_M) и $B_N \approx 0$, то ток в центре практически направлен вдоль магнитного поля: $J_{\parallel}/|J| \approx 0.95$.

На рис. 2д показаны временные профили плотности электронов, измеренные спутниками *MMS* (показаны соответствующими цветами). Видно, что в течение интервала наблюдения СТС относительная вариация плотности электронов $\Delta N/N$, наблюдаемая каждым из спутников, не превышала $\sim 10\%$, в то время как вариация потоковой скорости электронов вдоль J (V_{eJ}) составила $\sim 100\%$. Таким образом, вклад в плотность тока в СТС дает высокая потоковая скорость электронов в центре слоя за счет присутствия ускоренного электронного пучка, а не возращение плотности электронов.

На рис. 2и и 2к показаны 2D-срезы 3D-функций распределения электронов по скоростям в плоскостях $(V_{\parallel}, V_{\perp 1})$ и $(V_{\perp 1}, V_{\perp 2})$ соответственно, измеренные прибором FPI на спутнике *MMS-1* вблизи центра СТС (в 10:48:21.920 UT). Здесь $V_{\parallel}$ — скорость электронов вдоль магнитного поля; $V_{\perp 1}$ — скорость вдоль направления $E \times B$; $V_{\perp 2}$ — скорость электронов вдоль направления $B \times (E \times B)$, где E — наблюдаемое электрическое поле. Пучок ускоренных электронов, движущийся антипараллельно магнитному полю, хорошо виден на рис. 2и.

Чтобы определить диапазон энергий токонесящей электронной популяции, моменты электронной функции распределения (N и V_{eJ}) вычислялись путем последовательного исключения из интегрирования измерений в низкоэнергичных каналах прибора FPI. При каждом последовательном исключении одного канала вычислялась плотность электронного тока J_e в барицентре *MMS*, и производилось её сравнение со значением плотности тока, полученной методом курлометра (J). Диапазоном энергий токонесящей популяции считался тот диапазон, для которого достигалось наилучшее соответствие между

J_e и J . В результате установлено, что кинетическая энергия токонесящей электронной популяции (ускоренного электронного пучка) находится в диапазоне энергий 1.6–30 кэВ. На рис. 2и и 2к сплошной черной линией показана нижняя граница диапазона энергий токонесящей электронной компоненты. Видно, что энергии электронов пучка находятся выше этой границы, а значит, ускоренный пучок дает основной вклад в ток в СТС.

Четыре спутника *MMS* наблюдали максимум плотности электронного тока $|J_e|$ в разные моменты времени (не показано) за счет движения мимо спутников электронного потока, генерирующего электрический ток в слое. По задержкам в наблюдениях максимума электронного тока (timing analysis) [27] была определена скорость и направление движения токовой структуры: $|V_{\text{prop}}| \approx 486$ км/с, $N_{\text{timing}} = [0.65, 0.44, 0.63]$ и построен пространственный профиль плотности тока $J_M(l_N)$ в СТС (где l_N — пространственная координата вдоль направления N), который показан на рис. 2л черной линией. Аппроксимация наблюдаемого профиля $J_M(l_N)$ 1D моделью Харриса [28] показана серой линией. Полутолщина СТС (L) составила ~ 50 км, что составляет $\sim 0.8d_e$, где $d_e \approx 60$ км — электронная инерционная длина, вычисленная для плотности $n = 0.26$ см⁻³ (использованы данные по ионной плотности в СТС, так как электронная плотность может быть занижена из-за вычета низкоэнергичной компоненты). Гирорадиус тепловых электронов в СТС $\rho_e \approx 6$ км и $L/\rho_e \approx 8$. Параметр адиабатичности для тепловой электронной популяции $\kappa_e = L \cdot \Omega_e / V_{Te} \sim 1.5$, где Ω_e — гирочастота электронов в магнитном поле в центре СТС и V_{Te} — тепловая скорость электронов. Таким образом, в данном СТС тепловая популяция электронов замагничена.

На рис. 2и и 2к черным пунктиром показана нижняя граница диапазона энергий электронов с $\kappa_e < 1$, которая составляет ~ 2.3 кэВ. Таким образом, вклад в ток в СТС дают как замагниченная, так и размагниченная электронные популяции. В следующем разделе, на основе статистического анализа большого количества СТС, будет показано, что во многих случаях толщина СТС может быть настолько мала, что $\kappa_e < 1$ даже для тепловой популяции электронов, а значит, существенный вклад в ток в СТС дают размагниченные электроны. В этих случаях динамика электронов в СТС схожа с динамикой электронов в ЭДО магнитного пересоединения.

На рис. 2е представлены временные профили компонент вектора неидеального электрического

поля $\mathbf{E}'$ в локальной системе координат LMN , вычисленные в барицентре MMS , где $\mathbf{E}'$ — электрическое поле, связанное с нарушением в замороженности электронов: $\mathbf{E}' = \mathbf{E}_{\text{obs}} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}$. В СТС наблюдается значительная (до ~ -40 мВ/м) вариация поля E'_M противоположная по знаку M -компоненте электрического тока J_M . Так как ток в СТС практически продольный и направлен преимущественно вдоль направления M , то наличие отрицательной вариации E'_M обуславливает значительную отрицательную величину параметра $(\mathbf{J}_{\parallel} \cdot \mathbf{E}'_{\parallel})$ в СТС, наблюдаемую сначала парой спутников MMS -1, -2, а затем — спутниками MMS -3, -4 (см. рис. 23). Отрицательная вариация $(\mathbf{J}_{\parallel} \cdot \mathbf{E}'_{\parallel})$ наблюдается не в центре, а на периферии электронного пучка (см. временные профили V_f на рис. 26), что обуславливает запаздывание в её наблюдении соответствующими параметрами спутников MMS . Отрицательные значения $(\mathbf{J}_{\parallel} \cdot \mathbf{E}'_{\parallel})$ показывают, что поле $\mathbf{E}'$ приводит к торможению токонесущей электронной компоненты, что должно приводить к ослаблению тока $J_{\parallel}$. В такие моменты электроны передают энергию электромагнитному полю. Такая трансформация энергии может быть обусловлена развитием на границе ускоренного электронного пучка неустойчивости за счет наличия шира в электронной скорости, например, Бунемановской [29] или электронной моды неустойчивости Кельвина — Гельмгольца [30–32]. Последняя приводит к флуктуациям, сопровождающимся сменой знака параметра $(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}')$.

В перпендикулярной компоненте $(\mathbf{J}_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp})$ также зарегистрированы две вариации, наиболее значительная из которых наблюдается вблизи центра СТС (на 0.2 с наблюдения СТС, рис. 2ж). При этом MMS -1 и чуть позже MMS -2 наблюдали сильную отрицательную вариацию $(\mathbf{J}_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp})$ (до ~ -500 пВт/м³). В это же время MMS -3 и -4 наблюдали положительную вариацию $(\mathbf{J}_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp})$ до ~ 200 пВт/м³. Положительные значения $(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}')$ указывают на то, что электромагнитная энергия передается токонесущей электронной компоненте. Этот процесс должен приводить к ускорению электронов и усилению тока. Положительные значения $(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}')$ типичны для ЭДО, где происходит диссипация электромагнитной энергии и ускорение электронов. В ИДО $(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}') < 0$ и происходит торможение и замагничивание электронов [33].

В рассматриваемом случае смена знака $(\mathbf{J}_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp})$ наблюдается на масштабе тетраэдра MMS . Пары спутников MMS -1, 2 и MMS -3, 4 разнесены преимущественно по Y , что

соответствует примерно L -направлению в локальной системе координат LMN . Согласно результатам тайминг-анализа движение токонесущего пучка как плазменной структуры происходит в плоскости (XZ) , что обусловлено комбинацией движения диполизационного фронта, в котором наблюдается СТС, к Земле вместе с быстрым потоком и флэппинга в направлении $+Z$, в результате которого квартет MMS движется к нейтральной плоскости ($|B_X|$ уменьшается, см. рис. 1а). Электрический ток, создаваемый пучком, продольный и направлен преимущественно вдоль Z ($\sim$ направление M в системе LMN). Таким образом, градиент $(\mathbf{J}_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp})$ направлен преимущественно вдоль Y и смена знака $(\mathbf{J}_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp})$ происходит на масштабе ≤ 20 км $\approx 0.3 d_e$.

Согласно предыдущим наблюдениям MMS в хвосте магнитосферы, характерный масштаб ЭДО классического пересоединения составляет $\sim (12-17)d_e$ [33]. В традиционной геометрии симметричного магнитного пересоединения в хвосте X -линия с интенсивным током ориентирована приблизительно вдоль Y , а быстрые потоки из области пересоединения направлены вдоль X (L — направление в системе LMN). При этом спутник обычно пересекает обе диффузионные области и наблюдает обращение знака потока благодаря тому, что X -линия движется в хвост.

В рассматриваемом случае интенсивный ток в СТС направлен преимущественно вдоль Z (M — направление в LMN), а противоположно направленные высокоскоростные потоки, которые могли бы быть ускорены в случае наличия вторичного пересоединения в СТС, в такой конфигурации должны двигаться примерно вдоль Y (см. схему на рис. 3). Спутники MMS не могут их наблюдать, т.к. пересекают структуру преимущественно вдоль X -направления с небольшим наклоном вдоль оси Z . В данном случае компактный тетраэдр MMS практически представляет собой одну точку, пересекающую токовую структуру вблизи возможно границы ЭДО и ИДО, на которой $(\mathbf{J}_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp})$ меняет знак. Из-за малых размеров спутникового тетраэдра ($< d_e$) и отсутствия движения плазменной структуры вдоль Y , MMS не видит пространственного распределения плазмы и полей в этом направлении на ионных кинетических масштабах, что позволило бы сделать вывод о наличии или отсутствии вторичного пересоединения.

Таким образом, есть как минимум две возможности: 1. MMS пересекает область вторичного пересоединения в зоне границы ЭДО и ИДО,

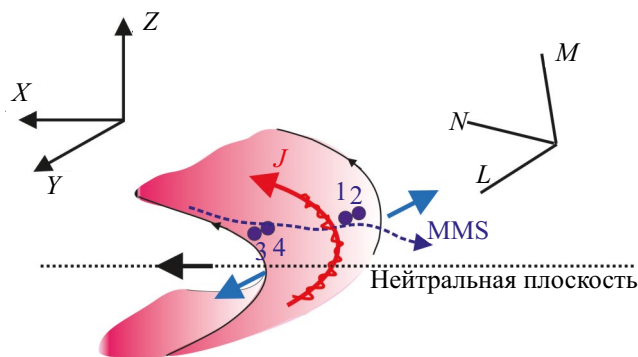


Рис. 3. Схематическое изображение диполизационного фронта с СТС, создаваемого продольным пучком ускоренных электронов (показан оттенками розового цвета). Градиентная заливка схематически изображает смену знака $(\mathbf{J}_\perp \cdot \mathbf{E}'_\perp)$ (в более светлой зоне $(\mathbf{J}_\perp \cdot \mathbf{E}'_\perp) < 0$). Направление тока $\mathbf{J}$ в СТС показано красной стрелкой. Спутники MMS показаны темно-синими кружками с соответствующими номерами. Траектория пересечения СТС квартетом MMS показана темно-синим пунктиром. Направление движения ускоренных плазменных потоков из области возможного вторичного пересоединения в СТС показано голубыми стрелками. Направление быстрого потока, переносящего к Земле диполизационный фронт, показано черной стрелкой.

но геометрия пересечения магнитоплазменной структуры не позволяет наблюдать вторичное магнитное пересоединение в его традиционной форме, когда ЭДО вложена в ИДО, и происходит ускорение противоположно направленных плазменных потоков. 2. Эволюция СТС и преобразование энергии происходит за счет развития плазменной неустойчивости без формирования классической области пересоединения и вовлечения в процесс ионной компоненты. Для решения этой проблемы нужны дальнейшие исследования СТС на различных стадиях их эволюции.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для статистического исследования характеристик СТС и их распределения в ПС выполнен анализ магнитных и плазменных измерений MMS в быстрой моде в ПС геомагнитного хвоста во время наблюдения БПП, направленных либо к Земле (20 интервалов потоков), либо от Земли (25 интервалов БПП). Для поиска СТС в этих интервалах выполнен анализ временных профилей модуля плотности тока $|\mathbf{J}|$, вычисленной по методу курлометра, и определены моменты времени, когда локальный максимум $|\mathbf{J}|_{\max} \geq 30 \text{ нА/м}^2$. Границы СТС в каждом случае определялись как моменты времени, в которых $|\mathbf{J}| \leq |\mathbf{J}|_{\max}/2$ по обе

стороны от $|\mathbf{J}|_{\max}$. В результате, в ПС было идентифицировано 451 СТС в интервалы наблюдения БПП, движущихся к Земле (т.е. с земной стороны от удаленной X-линии), и 1312 СТС в интервалы наблюдения БПП, направленных в хвост (т.е. с хвостовой стороны от X-линии).

На рис. 4а и 4а' показаны распределения относительной доли СТС с данным значением отношения $|J_\parallel| / |\mathbf{J}|$ от общего количества СТС, наблюдаемых в интервалы БПП, направленных к Земле и от Земли соответственно. В обеих группах интервалов преобладают СТС, ток в которых направлен преимущественно вдоль направления магнитного поля ($|J_\parallel| / |\mathbf{J}| \geq 0.7$). В работе [34] с помощью моделирования методом частиц в ячейке было показано формирование тонких токовых слоев с продольным током в турбулентной плазме для условий, типичных для магнитослоя. Авторы показали, что в турбулентной плазме происходит спорадическое ускорение продольных электронных пучков, которые создают электронные токовые слои параллельные внешнему магнитному полю. Причем ток в таких слоях создается за счет высокой скорости пучка, а не за счет возрастания плотности электронов в центре слоя (вариация плотности в слое не превышала 10% от фонового значения). В процессе своей эволюции эти слои утоньшаются. К сожалению, авторы наблюдали утоньшение слоев лишь до масштабов порядка ионного гирорадиуса, а дальнейшая их эволюция и предельная толщина, до которой они могли бы утоньшиться, остались неизвестными из-за ограничения численных ресурсов. И хотя данное моделирование было выполнено для холодной плазмы магнитослоя, наши наблюдения в горячей плазме ПС схожи с результатами моделирования. В горячей плазме хвоста динамика электронов и формирование анизотропной функции распределения в окрестности активных токовых слоев в области магнитного пересоединения была рассмотрена в работах [35, 36]. Согласно нашим наблюдениям, ток в СТС в горячей плазме ПС во многих случаях создается ускоренными электронными пучками, движущимися параллельно внешнему магнитному полю. Причем максимум потоковой скорости электронного пучка совпадает с максимумом тока в слое, а вариация электронной плотности в слое незначительна ($\sim 10\%$).

Для выяснения вопроса о том, как СТС распределены в ПС в зависимости от расстояния до нейтральной плоскости, мы разделили их на три группы согласно величине $|J_\parallel| / |\mathbf{J}|$: 1) квази-продольные СТС ($|J_\parallel| / |\mathbf{J}| \geq 0.7$); 2) СТС, в которых

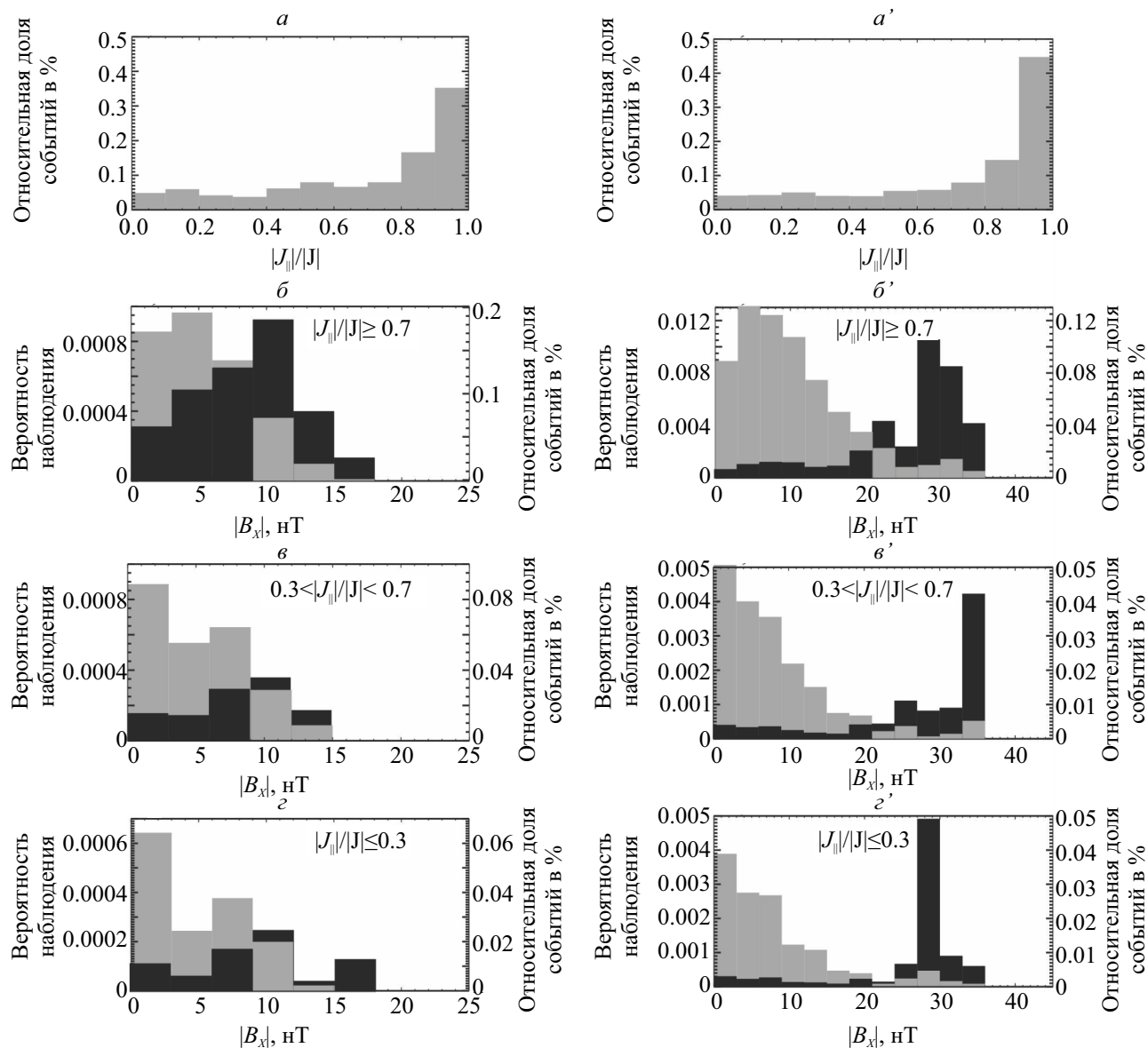


Рис. 4. Статистические распределения (вариант 1) характеристик СТС, наблюдаемых в интервалы БПП, движущихся к Земле (левая колонка) и от Земли (правая колонка).

ток направлен под углом к магнитному полю ($0.3 < |J_{\parallel}|/|J| < 0.7$); и 3) квази-перпендикулярные СТС ($|J_{\parallel}|/|J| \leq 0.3$). Для каждой группы СТС были построены распределения относительной доли СТС, наблюдаемых в данном $|B_{\chi}|$ -бине от общего количества СТС в данной группе. Эти распределения показаны в виде серых гистограмм на рис. 4б—г (для интервалов БПП, направленных к Земле) и на рис. 4б'—г' (для интервалов БПП, направленных в хвост). Соответствующие значения относительной доли СТС показаны на правой вертикальной оси.

Также были построены гистограммы распределения вероятности наблюдения СТС из

каждой группы в пределах каждого $|B_{\chi}|$ -бина. Вероятность наблюдения СТС была вычислена как отношение суммарного времени наблюдения СТС данной группы внутри данного $|B_{\chi}|$ -бина к полному времени пребывания барицентра квартета *MMS* внутри данного $|B_{\chi}|$ -бина (независимо от того, наблюдались ли в течение этого времени СТС или нет). Вероятность вычислялась только для тех $|B_{\chi}|$ -бинов, в которых число измерений в быстрой моде превышало 500. На рис. 4б—г и 4б'—г' эти распределения показаны в виде черных гистограмм, а соответствующие значения вероятности показаны на левой вертикальной оси.

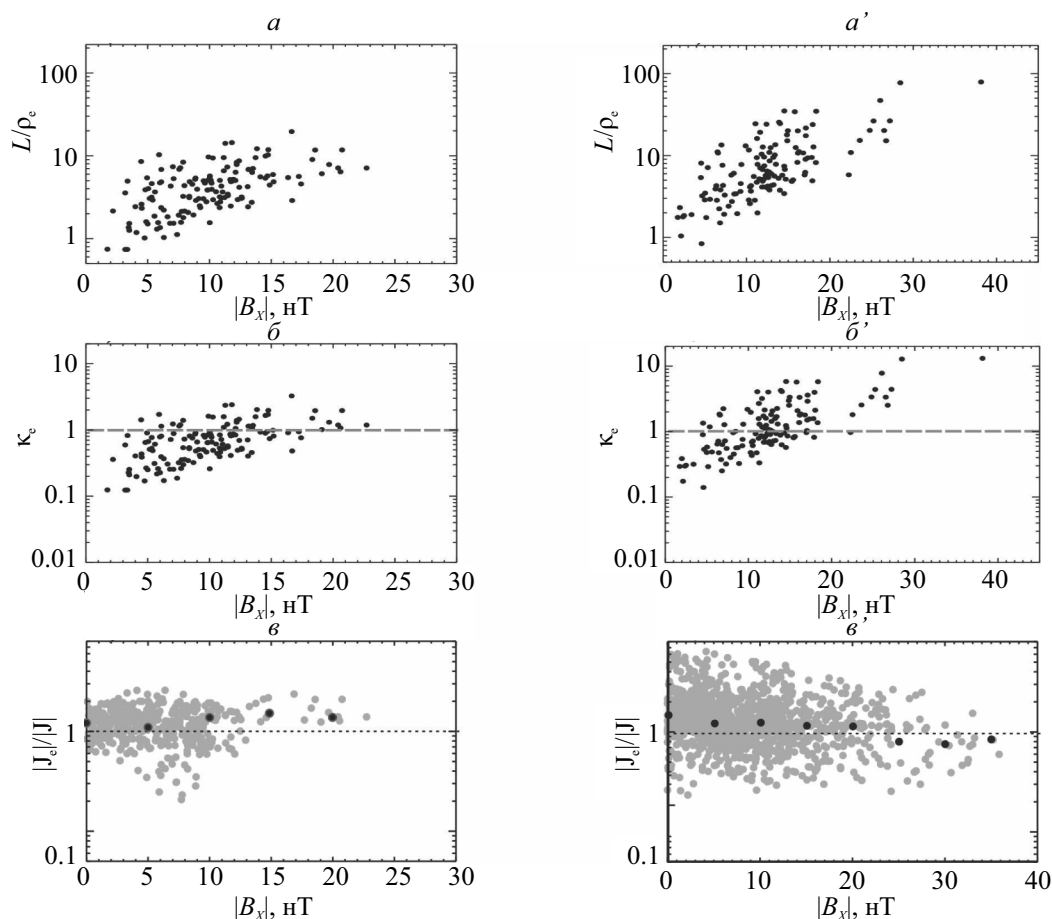


Рис. 5. Статистические распределения (вариант 2) характеристик СТС, наблюдаемых в интервалы БП, движущихся к Земле (левая колонка) и от Земли (правая колонка).

Большинство СТС, наблюдаемых как в интервалы БПП, направленных к Земле, так и в интервалы БПП, направленных от Земли, были зарегистрированы вблизи нейтральной плоскости и в центральном ПС. Однако, если нормировать число наблюдаемых СТС на общее время нахождения *MMS* на данном расстоянии от нейтральной плоскости (в пределах данного B_x -бина), оказывается, что с наибольшей вероятностью СТС наблюдаются во внешних областях ПС и в Пограничном плазменном слое (ППС). Причем эта тенденция имеет место для всех групп СТС. Данное противоречие можно объяснить, предположив, что СТС, наблюдаемые во внешнем ПС и в ППС, являются более устойчивыми структурами по сравнению с СТС, формируемыми в центральном ПС и вблизи нейтральной плоскости. Это может быть связано с тем, что в более сильном магнитном поле, имеющем место во внешнем ПС и в ППС, электроны в СТС замагничены. Замагниченность электронов обеспечивает устойчивость СТС по отношению к развитию

электронной тиринг-моды, для возбуждения которой необходимо наличие некоторой доли размагниченных электронов в слое [12].

Для проверки этого предположения были определены полутолщина СТС L и параметр адиабатичности тепловых электронов κ_e . Для определения L для каждого СТС был использован метод тайминг-анализа аналогично тому, как это было сделано в предыдущем разделе. Для такого анализа необходимо, чтобы все четыре спутника *MMS* наблюдали СТС и потоковая скорость и плотность электронов не испытывали значительных флуктуаций внутри СТС. Кроме того, плотность электронов должна быть достаточной ($N_e > 0.1 \text{ см}^{-3}$) для статистически надежного определения моментов функции распределения по скоростям. В результате, для тайминг-анализа оказались пригодны 207 СТС, наблюдаемых по время БПП, направленных к Земле, и 137 СТС, наблюдаемых во время БПП, движущихся в хвост.

На рис. 5а,б и 5а',б' показаны зависимости полутолщины L/ρ_e и κ_e от $|B_X|$ для СТС, наблюдаемых в интервалы БПП, движущихся к Земле и от Земли соответственно. При прочих равных условиях, с ростом $|B_X|$ гирорадиус электронов (ρ_e) уменьшается, а гирочастота (Ω_e) возрастает. Таким образом, по мере удаления от нейтральной плоскости L/ρ_e и κ_e должны возрастать. Такая тенденция наблюдается на рис. 5а,б и 5а',б'.

В целом, для СТС из нашей базы L/ρ_e находится в пределах от долей электронного гирорадиуса (особо тонкие СТС, наблюдаемые только вблизи нейтральной плоскости) до $\sim 20\rho_e$ для СТС, наблюдаемых в БПП, направленных к Земле (см. рис. 5а), и до нескольких десятков ρ_e — для СТС, наблюдаемых в БПП, движущихся в хвост (см. рис. 5а'). Большинство СТС из нашей базы данных имеют полутолщину порядка нескольких ρ_e .

Параметр адиабатичности $\kappa_e < 1$ для всех СТС, наблюдаемых вблизи нейтральной плоскости, и для большинства СТС, наблюдаемых в ПС, при $|B_X| < 15$ нТ. Это означает, что в ПС, и особенно в его центральной части, основной вклад в СТС вносит размагниченная электронная популяция. Во внешнем ПС ($|B_X| > 15$ нТ) ситуация обратная: в большинстве СТС $\kappa_e > 1$, т.е. ток в этих слоях переносится замагниченными электронами, и СТС могут быть более устойчивыми. Возможно, это объясняет большую вероятность наблюдения СТС в этой области, по сравнению с областью вблизи нейтральной плоскости и центральным ПС.

На рис. 5в и 5в' показаны величины отношения $|J_e|/|J|$ в СТС в зависимости от расстояния до нейтральной плоскости ($|B_X|$) (серые кружки), наблюдаемые в интервалы БПП, направленных к Земле и от Земли соответственно. Здесь $|J_e|$ — модуль электронного тока, рассчитанного по электронной плотности и потоковой скорости вдоль J в барицентре *MMS* (где J — плотность тока, вычисленная по магнитным данным методом курлометра). Черными кружками показаны медианные значения $|J_e|/|J|$, вычисленные для каждого $|B_X|$ -бина. Видно, что наиболее сильный разброс значений $|J_e|/|J|$ наблюдается для СТС в БПП, направленных в хвост, т.е. с хвостовой стороны от X -линии. При этом для обеих групп интервалов медианные значения $|J_e|/|J|$ близки к 1, что свидетельствует о том, что в большинстве случаев основной вклад в ток в СТС вносят электроны.

Для всех СТС из нашей базы данных был вычислен параметр $J \cdot E'$, характеризующий

плотность мощности энергии, преобразуемой в СТС в системе покоя, связанной с электронным потоком ($E' = E_{\text{obs}} + V_e \times B$). На рис. 6а и 6а' показаны максимальные абсолютные значения $|J \cdot E'|$, наблюдаемые в каждом СТС из нашей базы данных в зависимости от $|J|$, а на рис. 6б и 6б' показаны $|J \cdot E'|$ в зависимости от $|E'|$, наблюдаемые в интервалы БПП, направленных к Земле и от Земли соответственно. Красным цветом показаны СТС, в которых наибольшее по величине $J \cdot E'$ было положительным, то есть в тот момент и в том месте, где квартет *MMS* пересекал СТС, преобладала диссипация электромагнитной энергии. Черным цветом показаны СТС, в которых наибольшее по величине $J \cdot E'$ было отрицательным, то есть в момент пересечения СТС спутниками *MMS*, преобладала “генерация”: кинетическая энергия токонесущей электронной компоненты трансформировалась в энергию поля. Из рисунков видно, что наблюдения “диссипация” и “генерация” в СТС происходят практически равновероятно. Полагаем, что это связано с тем, что оба процесса имеют место в СТС, и наблюдение того или иного процесса обусловлено геометрией пересечения СТС спутниками *MMS*. В большинстве случаев абсолютная величина $|J \cdot E'|$ составляет несколько сотен пВт/м³, но в некоторых СТС она достигает нескольких нВт/м³, что сопоставимо с плотностью мощности, выделяемой в ЭДО пересоединения. Таких случаев гораздо больше в интервалы БПП, направленных в хвост, т.е. в СТС, наблюдаемых с хвостовой стороны от X -линии.

Важно отметить, что значения $|J \cdot E'|$, $|J|$ и $|E'|$, представленные на этих графиках, необязательно измерены в центре СТС (т.е. не в моменты наблюдения максимальной плотности тока в СТС), а в те моменты, когда абсолютная величина $|J \cdot E'|$ достигала максимума на интервале его пересечения спутниками *MMS*. Как видно из графиков, максимальная величина $|J \cdot E'|$ часто наблюдалась на краях СТС (там, где плотность тока была ниже нашего критерия отбора СТС: 30 нА/м²). Тот факт, что максимальная $|J \cdot E'|$ часто наблюдалась не в центре СТС, также объясняет отсутствие выраженной линейной зависимости между $|J \cdot E'|$ и $|J|$. При этом между $|J \cdot E'|$ и $|E'|$ наблюдается хорошо выраженная линейная зависимость как для СТС, наблюдаемых в интервалы БПП, направленных к Земле, так и для СТС, наблюдаемых в интервалы БПП, направленных в хвост. Это свидетельствует о том, что основной вклад в параметр $J \cdot E'$ вносит электрическое поле E' , а не плотность тока в СТС.

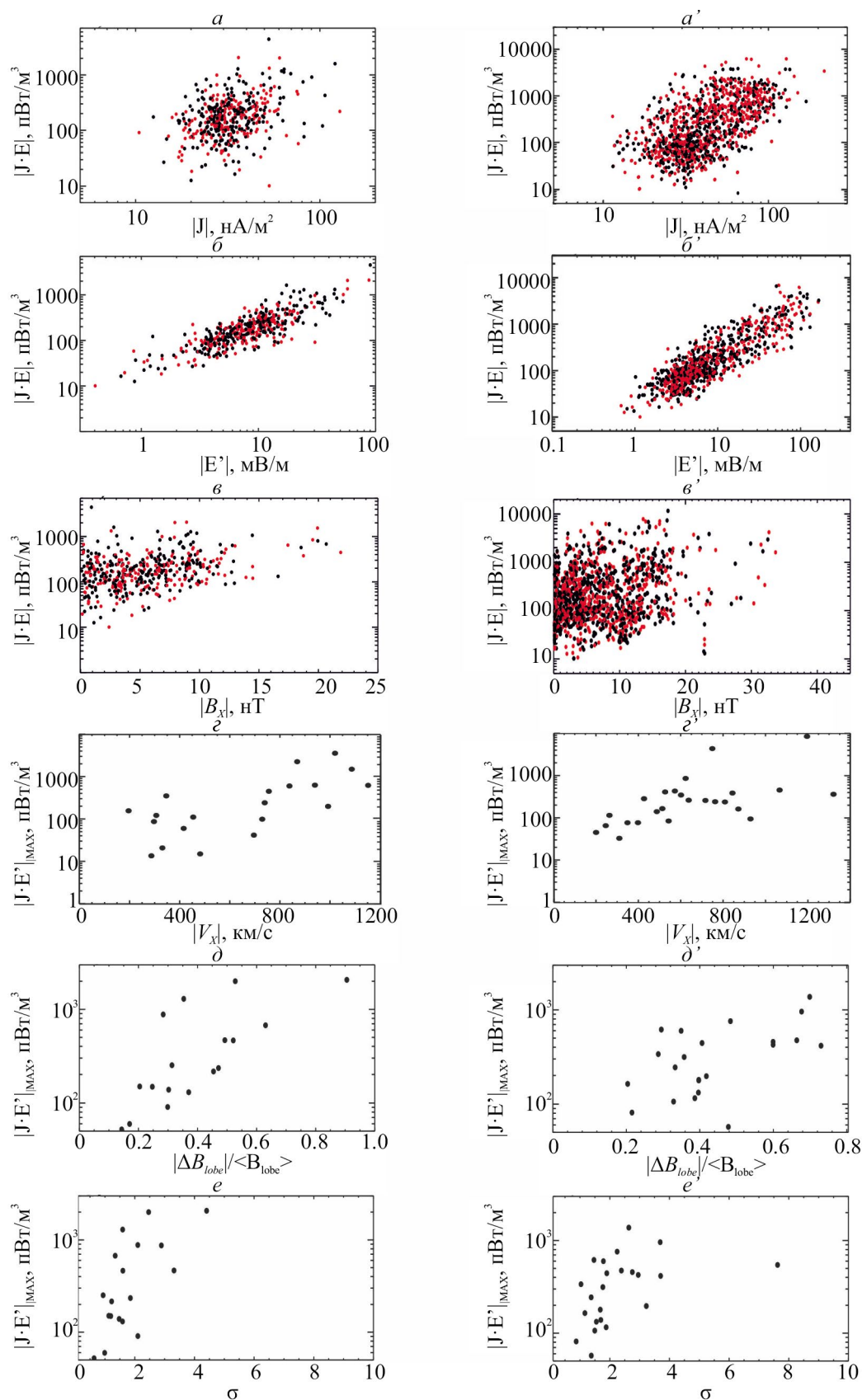


Рис. 6. Статистические распределения (вариант 3) характеристик СТС, наблюдаемых в интервалы БП, движущихся к Земле (левая колонка) и от Земли (правая колонка).

На рис. 6в и 6в' показаны зависимости абсолютной величины параметра $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|$ от $|B_X|$ для БПП, движущихся к Земле и в хвост соответственно. Красным цветом показаны СТС, в которых наибольшее по величине $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'$ было положительным, и черным цветом показаны СТС, в которых наибольшее по величине $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'$ было отрицательным. Здесь также не наблюдается каких-либо зависимостей в распределении положительных и отрицательных значений $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'$ в СТС. Что касается распределения абсолютной величины $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|$, то вблизи нейтральной плоскости и в центральном ПС наблюдается большой разброс её значений для обеих групп БПП. С ростом $|B_X|$ этот разброс уменьшается, и при этом прослеживается тенденция к возрастанию величины $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|$, то есть к увеличению плотности мощности энергии, преобразуемой в СТС (независимо от того передавалась эта энергия от частиц полям или наоборот). Эта тенденция особенно заметна для интервалов БПП, движущихся к Земле. Это говорит о том, что в СТС, формируемых во внешнем ПС и в ППС, т.е. в присепаратрисном слое, наблюдаются более сильные поля $\mathbf{E}'$.

Процессы преобразования энергии, происходящие в СТС, и формирование самих СТС должны управляться макро-динамическими явлениями в магнитосферном хвосте. Для выяснения этого вопроса была исследована связь между максимальной величиной параметра $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|_{\text{MAX}}$, наблюдаемой в каждом интервале БПП, и максимальной наблюдаемой скоростью БПП $|V_X|$. На рис. 6г и 6г' представлены эти зависимости для интервалов БПП, направленных к Земле и в хвост соответственно. На обоих графиках видна тенденция наличия больших значений $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|_{\text{MAX}}$ в более быстрых БПП независимо от того, с земной или с хвостовой стороны от X-линии находятся спутники MMS.

Еще одним макроскопическим фактором, управляющим динамикой ПС и ТС в хвосте, является величина магнитного потока в долях хвоста. В частности, при возрастании магнитного поля в лобах (B_{lobe}) происходит утоньшение поперечного ТС, накопление в нем свободной энергии, что в последствии может привести к развитию токовых неустойчивостей и магнитному пересоединению [7, 37]. Аналогично этому глобальному сценарию, можно предположить, что процессы микро-диссипации энергии в СТС, формируемых в ПС хвоста, могут быть связаны с вариациями B_{lobe} .

На рис. 6д и 6д' для интервалов БПП, движущихся к Земле и от Земли, показаны зависимости максимальной величины параметра $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|_{\text{MAX}}$, наблюдаемой в каждом интервале БПП, от максимальной вариации поля $|\Delta B_{\text{lobe}}| / \langle B_{\text{lobe}} \rangle$, наблюдаемой в соответствующем интервале БПП (где $\langle B_{\text{lobe}} \rangle$ — среднее значение поля B_{lobe} в данном интервале). В каждом интервале БПП поле B_{lobe} рассчитывалось в каждый момент наблюдения MMS из условия баланса давлений: $B_{\text{lobe}}^2 / 8\pi = B_{\text{PS}}^2 / 8\pi + (n_e k T_i + n_e k T_e)$, где B_{PS} — величина магнитного поля, измеренная в барицентре MMS; T_i и T_e — температуры ионов и электронов соответственно. При этом, моменты, в которых плотность плазмы была ниже 0.1 см^{-3} (область ППС), исключались из анализа, т.к. в такие моменты плазменное давление вычислялось некорректно из-за недостаточной статистики отсчетов в детекторах FPI.

На рис. 6е и 6е' для интервалов БПП, движущихся к Земле и от Земли, показаны зависимости максимальной величины параметра $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|_{\text{MAX}}$, наблюдаемой в каждом из этих интервалов, от величины среднеквадратичного отклонения σ , вычисленной для поля $B_{\text{lobe}}(t)$, наблюдаемого в соответствующем интервале БПП. На всех этих рисунках видна тенденция возрастания величины $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|_{\text{MAX}}$ в ПС с ростом величин $|\Delta B_{\text{lobe}}| / \langle B_{\text{lobe}} \rangle$ и σ , как во время интервалов БПП, движущихся к Земле, так и для интервалов БПП, движущихся от Земли.

В работе [19] на основе моделирования методом частиц в ячейке была исследована эволюция СТС, сформированного в ТС хвоста при наличии внешнего драйвера, которым служило усиление магнитного поля в долях хвоста примерно на 30 % от невозмущенной величины. Авторы показали, что в процессе утоньшения СТС в нем развивалась электронная тиринг-мода и начиналась электронная фаза пересоединения, или “электронное пересоединение”. Затем за счет наличия внешнего драйвера электронная фаза пересоединения сменялась ионной фазой с формированием ИДО. На этой фазе наблюдалось уменьшение поля в долях хвоста. Согласно нашим наблюдениям, в течение интервалов БПП в долях хвоста наблюдались вариации поля B_{lobe} , и в некоторых случаях эти вариации были значительными (более 50 % от невозмущенного значения). Именно в такие интервалы имело место наиболее сильное энерговыделение в СТС, вплоть до нескольких нВт/м³. Такие значения параметра $|\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'|$ сообщались для ЭДО пересоединения [24].

Важно также отметить, что в интенсивных СТС с полутолщиной меньше или равной нескольким ρ_e нарушается замороженность электронной популяции и наблюдаются сильные неидеальные электрические поля (иногда ≥ 100 мВ/м). Такие явления, как нарушение замороженности электронов и негиротропия их функций распределения, высокая плотность тока в слое, сильные электрические поля и высокая плотность мощности выделяемой энергии, типичны для ЭДО. Во многих работах сообщалось о наблюдениях этих явлений в магнитослое, на магнитопаузе, вблизи головной ударной волны и в хвосте магнитосферы [9, 14, 16–18]. При этом ионы никак не участвовали в процессе. Ни о каких вариациях в ионных параметрах, кроме нарушения замороженности, не сообщалось. Также не наблюдалось ускоренных ионных потоков (джетов), которые являются следствием “традиционного” пересоединения. Авторы объясняли эти особенности “электронным пересоединением” или “электронной фазой пересоединения”, которая затем при определенных условиях может развиться в ионную фазу и традиционное пересоединение. Однако такой сценарий был реализован лишь в моделировании [19], и, по имеющейся информации, спутниковых наблюдений такого явления нет. Не наблюдалось также какого-то дополнительного ускорения ионов, которое могло быть следствием вторичного пересоединения.

Наиболее вероятным представляется следующий сценарий. В турбулентной плазме, создаваемой БПП, происходит генерации индукционных электрических полей и транзитное ускорение электронных пучков. Это ускорение происходит не только в X -линии, породившей БПП, но и на некотором расстоянии от нее, в O -линиях и других нестационарных локализованных магнитных структурах, порожденных первичным “традиционным” пересоединением [38]. Ускорение электронных пучков наиболее эффективно в ТС и в центральном ПС, где магнитные флуктуации наиболее сильные. Двигаясь затем вдоль силовых линий магнитного поля, которые проектируются в эти локализованные источники ускорения, электронные пучки создают СТС в ПС. СТС в процессе эволюции постепенно утоньшаются. Так как толщина этих структур существенно меньше других их размеров, то такие структуры, по крайней мере, на масштабе тетраэдра *MMS* можно считать слоями. В процессе утоньшения СТС возрастает относительная доля размагниченных электронов, слой становится метастабильным, и, наконец, разрушается за счет

развития электронного тиринга. При этом генерируются сильные электрические поля, которые способны вновь ускорять электроны. В результате, в турбулентной плазме ПС наблюдаются множественные процессы формирования и разрушения СТС на электронных кинетических масштабах. Такие процессы вносят вклад в турбулентный энергетический каскад на электронных кинетических масштабах.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе выполнен анализ 451 интенсивных ($|J| > 30$ нА/м²) СТС, наблюдаемых в 20 интервалах БПП, направленных к Земле (т.е. с земной стороны от X -линии), и 1312 СТС, зарегистрированных в 25 интервалах БПП, движущихся в хвост (т.е. с хвостовой стороны от X -линии). В результате статистически установлено:

- В большинстве СТС из отобранной базы данных электрический ток направлен параллельно магнитному полю ($|J_{\parallel}|/|J| > 0.7$). Это может быть связано с присутствием в центре СТС шировой компоненты магнитного поля и/или с тем, что ток в СТС создают пучки ускоренных электронов, движущиеся вдоль магнитного поля.

- СТС могут наблюдаться не только вблизи нейтральной плоскости, но и на любых расстояниях от нее в пределах ПС, причем вероятность их наблюдения наиболее высокая во внешнем ПС и ППС.

- Большинство СТС из отобранной базы данных имеют полутолщину порядка нескольких ρ_e . Параметр адиабатичности $\kappa_e < 1$ для всех СТС, наблюдаемых вблизи нейтральной плоскости, и для большинства СТС, наблюдаемых в ПС при $|B_X| < 15$ нТ. Это означает, что в ПС, и особенно в его центральной части, основной вклад в СТС вносит размагниченная электронная популяция. Во внешнем ПС ($|B_X| > 15$ нТ) ситуация обратная: в большинстве СТС $\kappa_e > 1$, т.е. ток в этих слоях переносится, в основном, замагниченными электронами.

- В большинстве случаев величина $|J \cdot E'|$ составляет несколько сотен пВт/м³, но в некоторых СТС она достигает нескольких нВт/м³, что сопоставимо с плотностью мощности, выделяемой в ЭДО пересоединения. Таких случаев гораздо больше в интервалы БПП, направленных в хвост, т.е. в СТС, наблюдаемых с хвостовой стороны от X -линии. Основной вклад в величину $|J \cdot E'|$ вносит неидеальное электрическое поле E' .

- Наибольшие значения $|J \cdot E|$ наблюдаются в более быстрых БПП и при наиболее сильных вариациях магнитного поля в долях хвоста, независимо от того, с земной или с хвостовой стороны от X-линии находятся спутники *MMS*. Высокая скорость БПП и усиление магнитного поля в долях хвоста могут служить внешними драйверами для формирования и последующего быстрого разрушения интенсивных СТС.

- Динамика электронов в СТС напоминает динамику электронов в ЭДО пересоединения. Генерация СТС и их последующее разрушение, вероятно, из-за развития электронного тиринга, вносит вклад в турбулентный каскад на электронных кинетических масштабах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РНФ № 23-12-00031).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Baumjohann W., Roux A., Le Contel et al. Dynamics of thin current sheets: Cluster observations // *Annales Geophysicae*. 2007. V. 25. P. 1365–1389. <https://doi.org/10.5194/angeo-25-1365-2007>.
2. Petrukovich A.A., Artemyev A.V., Malova H.V. et al. Embedded current sheets in the Earth's magnetotail // *J. Geophysical Research*. 2011. V. 116. Iss. A00I25. <https://doi.org/10.1029/2010JA015749>
3. Grigorenko E.E., Sauvaud J.A., Palin L. et al. THEMIS observations of the current sheet dynamics in response to the intrusion of the high-velocity plasma flow into the near-Earth magnetotail // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2014. V. 119. Iss. 8. P. 6553–6568. <https://doi.org/10.1002/2013JA019729>
4. Büchner J., Zelenyi L.M. Regular and chaotic charged particle motion in magnetotail-like field reversals: 1. Basic theory of trapped motion // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 1989. V. 94. Iss. A9. P. 11821–11842. <https://doi.org/10.1029/JA094iA09p11821>
5. Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V. et al. Nonlinear equilibrium structure of thin currents sheets: influence of electron pressure anisotropy // *Nonlinear Processes in Geophysics*. 2004. V. 11. Iss. 1. P. 1–9.
6. Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V. et al. “Matreshka” model of multilayered current sheet // *Geophysical Research Letters*. 2006. V. 33. Iss. L05105. <https://doi.org/10.1029/2005GL025117>
7. Зеленый Л.М., Малова Х.В., Григоренко Е.Е. и др. Тонкие токовые слои: от работ Гинзбурга-Сыроватского до наших дней // *Успехи Физических Наук*. 2016. Т. 186. № 11. С. 1153–1188
8. Burch J., Moore T., Torbert R., Giles B. Magnetospheric multiscale overview and science objectives // *Space Science Reviews*. 2016. V. 199. Iss. 1. P. 5–21. <https://doi.org/10.1007/s11214-015-0164-9>
9. Wang R., Lu Q., Nakamura R. et al. An electron-scale current sheet without bursty reconnection signatures observed in the near-Earth tail // *Geophysical Research Letters*. 2018. V. 45. Iss. 10. P. 4542–4549. doi.org/10.1002/2017GL076330
10. Leonenko M.V., Grigorenko E.E., Zelenyi L.M. et al. *MMS* Observations of Super Thin Electron-Scale Current Sheets in the Earth's Magnetotail // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2021. V. 26. Iss. 11. Art.ID. e2021JA029641. doi.org/10.1029/2021JA029641
11. Tsareva O.O., Leonenko M.V., Grigorenko E.E. et al. Nonlinear Equilibrium Structure of Super Thin Current Sheets: Influence of Quasi-Adiabatic Electron Population // *J. Geophysical Research: Space Physics*. 2023. V. 128. Iss. 6. Art.ID. e2023JA031459. DOI:10.1029/2023JA031459
12. Tsareva O.O., Leonenko M.V., Grigorenko E.E. et al. Fast tearing mode driven by demagnetized electrons // *Geophysical Research Letters*. 2024. (in progress)
13. Малыхин А.Ю., Григоренко Е.Е. Наблюдения спутниками *MMS* мелкокомасштабных магнитных и токовых структур во время продолжительных диполизаций в ближнем геомагнитном хвосте // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. № 5. С. 410–414. DOI: 10.31857/S0367292121050061
14. Zhou M., Berchem J., Walker R.J. et al. Coalescence of macroscopic flux ropes at the subsolar magnetopause: Magnetospheric Multiscale observations // *Physical Review Letters*. 2017. V. 119. Iss. 5. <https://doi.org/10.1103/physrevlett.119.055101>.
15. Zhou M., Man H.Y., Deng X.H. et al. Observations of secondary magnetic reconnection in the turbulent reconnection outflow // *Geophysical Research Letters*. 2021. V. 48. Art.ID. e2020GL091215. <https://doi.org/10.1029/2020GL091215>
16. Gingell I., Schwartz S.J., Eastwood J.P. et al. Observations of magnetic reconnection in the transition region of quasi-parallel shocks // *Geophysical Research Letters*. 2019. V. 46. Iss. 3. P. 1177–1184. <https://doi.org/10.1029/2018gl081804>.
17. Chen Z.Z., Fu H.S., Wang Z. et al. Evidence of Magnetic Nulls in the Reconnection at Bow Shock // *Geophysical Research Letters*. 2019. V. 46. P. 10209–10218. [doi:10.1029/2019GL084360](https://doi.org/10.1029/2019GL084360)
18. Man H.Y., Zhou M., Deng X.H. et al. In situ observation of magnetic reconnection between an earthward propagating flux rope and the geomagnetic field // *Geophysical Research Letters*. 2018. V. 45. Iss. 17. P. 8729–8737. <https://doi.org/10.1029/2018gl079778>.

19. *Lu S., Wang R., Lu Q. et al.* Magnetotail reconnection onset caused by electron kinetics with a strong external driver // *Nature Communications*. 2020. V. 11. Iss. 5049. <https://doi.org/10.1038/s41467-020-18787-w>
20. *Russell C.T., Anderson B.J., Baumjohann W. et al.* The magnetospheric multiscale magnetometers // *Space Science Reviews*. 2016. V. 199. Iss. 1. P. 189–256. doi.org/10.1007/s11214-014-0057-3
21. *Lindqvist P.A., Olsson G., Torbert R.B. et al.* The spin-plane double probe electric field instrument for MMS // *Space Science Reviews*. 2016. V. 199. Iss. 1. P. 137–165. doi.org/10.1007/s11214-014-0116-9
22. *Pollock C., Moore T., Jacques A. et al.* Fast plasma investigation for magnetospheric multiscale // *Space Science Reviews*. 2016. V. 199. Iss. 1. P. 331–406. doi.org/10.1007/s11214-016-0245-4
23. *Runov A., Angelopoulos V., Sitnov M.I et al.* THEMIS observations of an earthward-propagating dipolarization front // *Geophysical Research Letters*. 2009. V. 36. Iss. 14. P. 1–7. doi.org/10.1029/2009GL038980.
24. *Robert P., Dunlop M.W., Roux A., Chanteur G.* Accuracy of current density determination // *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data*. Ed. Pashmann G., Daly P.W. / ISSI Scientific Report SR-001. Bern. 1998. P. 395–418.
25. *Hwang K.-J., Choi E., Dokgo K. et al.* Electron vorticity indicative of the electron diffusion region of magnetic reconnection // *Geophysical Research Letters*. 2019. V. 46. P. 6287–6296. <https://doi.org/10.1029/2019GL082710>
26. *Sönnnerup B.U.Ö., Scheible M.* Minimum and Maximum Variance Analysis // *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data*. Ed. Pashmann G., Daly P.W. / ISSI Scientific Report SR-001. Bern. 1998. P. 185–220.
27. *Harvey C. C.* Analysis methods for multi-spacecraft data. Bern: ISSI Scientific Report SR-001. 1998. P. 307
28. *Harris E.G.* On a plasma sheet separating regions of oppositely directed magnetic field // *Nuovo Cimento*. 1962. V. 23. P. 115–123.
29. *Drake J.F., Swisdak M., Cattell C. et al.* Formation of electron holes and particle energization during magnetic reconnection // *Science*. 2003. V. 299. P. 873.
30. *Pritchett P.L., Mozer F.S.* Asymmetric magnetic reconnection in the presence of a guide field // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. Iss. A11210. doi:10.1029/2009JA014343
31. *Divin A., Lapenta G., Markidis S. et al.* Numerical simulations of separatrix instabilities in collisionless magnetic reconnection // *Phys. Plasmas*. 2012. V. 19. Art.ID. 042110. doi: 10.1063/1.3698621
32. *Lapenta G., Goldman M., Newman D. et al.* Electromagnetic energy conversion in downstream fronts from three dimensional kinetic reconnection // *Phys. Plasmas*. 2014. V. 21. Art.ID. 055702. doi:10.1063/1.4872028
33. *Torbert R.B., Burch J.L., Phan T.D. et al.* Electron-scale dynamics of the diffusion region during symmetric magnetic reconnection in space // *Science*. 2018. V. 362. P. 1391–1395. DOI: 10.1126/science.aat2998
34. *Jain N., Büchner J., Comişel H. et al.* Free Energy Sources in Current Sheets Formed in Collisionless Plasma Turbulence // *The Astrophysical J.* 2021. V. 919. Iss. 103. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac106c>.
35. *Egedal J., Fox W., Katz N. et al.* Evidence and theory for trapped electrons in guide field magnetotail reconnection // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. Iss. A12207. DOI:10.1029/2008JA013520
36. *Egedal J., Daughton W., Lê A.* Large-scale electron acceleration by parallel electric fields during magnetic reconnection // *Nat. Phys.* 2012. V. 8. P. 321–324. DOI:10.1038/NPHYS2249
37. *Sergeev V.A., Angelopoulos V., Nakamura R.* Recent advances in understanding substorm dynamics // *Geophysical Research Letters*. 2012. V. 39. DOI:10.1029/2012GL050859.
38. *Fu H.S., Vaivads A., Khotyaintsev Y.V. et al.* Intermittent energy dissipation by turbulent reconnection, // *Geophysical Research Letters*. 2017. V. 44. P. 37–43. DOI:10.1002/2016GL071787.