

ТОКОВЫЕ СЛОИ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ И В ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ: СТРУКТУРА МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ЭФФЕКТ ХОЛЛА

А. Г. Франк^{a}, А. В. Артемьев^b, Л. М. Зелёный^b*

*^a Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

*^b Институт космических исследований Российской академии наук
117997, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 25 марта 2016 г.

Проведено сопоставление основных характеристик токовых слоев, формируемых в лабораторных экспериментах, с результатами спутниковых наблюдений токовых слоев в хвостовой области магнитосферы Земли. Показано, что многие существенные черты структуры магнитных полей и распределений плазменных параметров в лабораторных и магнитосферных токовых слоях обнаруживают качественное сходство, несмотря на колоссальные различия в масштабах, абсолютных значениях параметров плазмы, магнитных полей и токов. Наряду со сравнением на качественном уровне приводится ряд безразмерных параметров, которые позволяют обосновать возможность лабораторного моделирования процессов, происходящих в магнитосфере.

DOI: 10.7868/S0044451016100163

1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным представлениям, процессы магнитного пересоединения в токовых слоях лежат в основе многих нестационарных явлений в космической и лабораторной плазме, которые сопровождаются преобразованием энергии магнитного поля в тепловую и кинетическую энергию плазмы, в потоки ускоренных частиц и излучений [1–4]. В середине 20-го века в связи с поиском механизмов, ответственных за такие грандиозные явления в космическом пространстве, как вспышки на Солнце и магнитосферные бури, были сформулированы представления о фундаментальной роли процессов магнитного пересоединения, которые могут реализовываться в плазме высокой проводимости [5–7]. В результате была развита концепция сравнительно тонких токовых слоев, внутри которых концентрируется электрический ток и которые служат границей раздела магнитных полей противоположных или различающихся направлений [8]. В окрестности токовых слоев сосредоточен значительный запас

магнитной энергии, которая может высвободиться в результате процессов магнитного пересоединения и трансформироваться в энергию плазмы и ускоренных частиц.

Вслед за развитием теоретических исследований в ряде лабораторий мира были начаты целенаправленные эксперименты, которые позволили детально изучать эволюцию и структуру токовых слоев в различных условиях [9–12]. Были получены подробные данные о внутренней структуре токовых слоев, об основных параметрах плазмы, магнитных полей, токов, а также о зависимости основных характеристик токовых слоев от условий их формирования [13–23]. На основе безразмерных магнитогидродинамических параметров проводились сопоставления условий в лабораторных экспериментах и в активных областях Солнца [24, 25]. Однако достаточно надежная и полная информация о характеристиках токовых слоев, которые развиваются в солнечной короне, в настоящее время практически отсутствует, что не позволяет проводить детальное сравнение параметров солнечных и лабораторных токовых слоев.

Вместе с тем, протяженный токовый слой хвостовой области магнитосферы Земли уже в течение нескольких десятилетий исследуется с помощью различных спутниковых миссий (Geotail, Interball,

* E-mail: annfrank@fpl.gpi.ru

Cluster, THEMIS и др.) [26–29]. К настоящему времени получен колоссальный объем данных о конфигурации магнитных полей, параметрах плазмы и разнообразных динамических процессах в магнитосферном токовом слое [30–32]. Эти данные требуют тщательного анализа и интерпретации, что стимулирует развитие теории и численного моделирования, а также привлечения результатов лабораторных экспериментов. В последние годы заметно расширился фронт лабораторных исследований, посвященных динамике токовых слоев и процессам магнитного пересоединения, и наряду с изучением фундаментальных физических проблем и проблем, связанных с магнитным удержанием горячей плазмы, значительное внимание уделяется вопросам лабораторного моделирования явлений, происходящих в космическом пространстве, см. работы [33–36] и цитированную там литературу.

Очевидно, что в лабораторных условиях токовые слои могут быть исследованы достаточно подробно благодаря возможности многократно воспроизводить изучаемые явления в идентичных условиях и достаточно хорошей повторяемости результатов. Это позволяет эффективно использовать данные лабораторных экспериментов для анализа и моделирования явлений в магнитосфере, что становится особенно актуальным в отсутствие детальной картины о структуре наиболее интенсивных токовых слоев, сложная динамика которых приводит к быстрому изменению магнитных полей и плазменных параметров. Несмотря на то что современные многоспутниковые миссии позволяют одновременно проводить измерения в нескольких точках пространства (Cluster, THEMIS, MMS), неконтролируемость процессов, протекающих в магнитосферном хвосте, а также естественное ограничение на число космических аппаратов, одновременно исследующих этот слой, существенно осложняют изучение его структуры и эволюции.

Несмотря на колоссальные различия в масштабах, абсолютных значениях плазменных параметров, величинах магнитных полей, токов и др., можно обнаружить поразительное сходство между магнитосферными и лабораторными токовыми слоями [37, 38]. Это указывает на единство фундаментальных процессов, происходящих в лабораторной и космической плазме.

Настоящая работа посвящена сопоставлению основных характеристик токовых слоев, формируемых в лабораторных экспериментах, с результатами непосредственных наблюдений в магнитосфере Земли. Основные свойства магнитосферных токо-

вых слоев обсуждаются на основе данных, полученных с помощью квартета спутников Cluster в 2003 г., когда спутники находились на близком расстоянии друг от друга, порядка 200 км, что обеспечило наилучшее за все время наблюдений пространственное разрешение измерений [39, 40]. Свойства лабораторных токовых слоев рассматриваются на основе экспериментальных данных, полученных с помощью установки ТС-3D (ИОФ РАН) [20, 36, 41–54] в одном из типичных режимов формирования токового слоя. Наряду со сравнением лабораторных и магнитосферных токовых слоев на качественном уровне, приводится ряд безразмерных параметров, характеризующих каждый из токовых слоев. Сопоставление соответствующих безразмерных параметров позволяет сделать вывод о возможности количественного моделирования процессов, происходящих в магнитосфере, в лабораторных экспериментах.

2. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЛАБОРАТОРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная установка ТС-3D [20, 36, 41, 55] (рис. 1) предназначена для изучения формирования и эволюции токовых слоев в плазме, в магнитных конфигурациях с особыми линиями X -типа [1, 56]. Наиболее простой вариант магнитного поля с X -линией может быть представлен следующим образом:

$$\mathbf{B} = \{hz, B_y, hx\}. \quad (1)$$

Здесь X -линия совмещена с осью y , h — градиент поперечного магнитного поля в плоскости xz , абсолютная величина поперечного поля растет линейно с расстоянием от X -линии, B_y — однородная продольная компонента; поле (1) обладает трансляционной симметрией в направлении y . Для удобства сопоставления токовых слоев в лабораторных условиях и в хвостовой области магнитосферы Земли в данной работе результаты лабораторных экспериментов представлены в магнитосферной системе координат GSM, в которой основной ток течет вдоль оси y .

В эксперименте трехмерные магнитные конфигурации (1) создаются путем суперпозиции двух магнитных полей: двумерного поля с нулевой линией на оси y и градиентом $h \leq 1$ кГс/см и однородного продольного поля напряженностью $B_y \leq 8$ кГс. Оба магнитных поля могут рассматриваться как квазистационарные по отношению к более быстрым плазменным процессам. Кварцевая вакуумная ка-

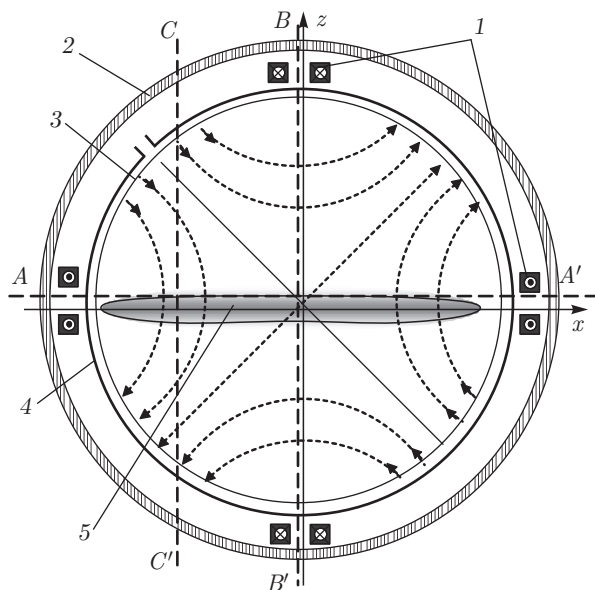


Рис. 1. Схема установки ТС-3D (поперечное сечение): 1 — проводники с токами для возбуждения двумерного магнитного поля $\mathbf{V} = \{hz, 0, hx\}$ с нулевой линией на оси y (силовые линии поля \mathbf{V} показаны штриховыми линиями со стрелками); 2 — катушки с токами для возбуждения продольного магнитного поля B_y^0 ; 3 — вакуумная камера; 4 — соленоид θ -разряда для создания начальной плазмы; 5 — токовый слой; AA' , BB' , CC' — линии, вдоль которых перемещались магнитные зонды

мера диаметром 18 см и длиной 100 см, предварительно откачанная, заполняется одним из благородных газов. В настоящей работе, для более конкретного рассмотрения, приведены экспериментальные результаты, полученные при использовании в качестве рабочего газа аргона при давлении 28 мТорр; при этом концентрация нейтральных атомов порядка 10^{15} см^{-3} . Начальная плазма с концентрацией электронов $N_e^0 = (1-5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ создается в магнитном поле при ионизации нейтрального газа с помощью вспомогательного θ -разряда. Затем в плазме возбуждается электрический ток J_y , направленный параллельно X -линии магнитного поля (1), длительность полупериода тока составляет $T/2 = 6 \text{ мкс}$, амплитуда тока $J_y^0 \approx 46-50 \text{ кА}$. При возбуждении тока J_y возникают течения плазмы в магнитном поле, которые приводят к формированию токового слоя.

В качестве методов диагностики использовались магнитные измерения [15, 44, 46, 48, 50, 51], голографическая интерферометрия [16, 41–43, 45, 52, 57] и методы спектроскопии [17, 47, 49, 51, 54, 58, 59]. Структура магнитного поля исследовалась с помощью системы магнитных зондов, которые могли перемещаться

либо вдоль поверхности токового слоя (линия AA' на рис. 1), либо поперек слоя при его пересечении на двух различных расстояниях от X -линии (линии BB' и CC' на рис. 1). В каждой точке зонды регистрировали изменения во времени трех взаимно перпендикулярных компонент магнитного поля, которое создавалось токами плазмы. На основании этих данных рассчитывались пространственно-временные характеристики магнитных полей, электрических токов и электродинамических сил. Двумерные пространственные распределения концентрации электронов N_e в плоскости xz , перпендикулярной направлению тока, регистрировались методом голографической интерферометрии. Температуры ионов и электронов определялись спектральными методами.

Необходимо подчеркнуть, что формирование токового слоя сопровождается быстрым сжатием не только тока, но и плазмы. В результате образуется сравнительно тонкий плазменный слой с максимальной концентрацией электронов $N_e^{max} \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в центральной плоскости и градиентом концентрации $\partial N_e / \partial z$ в направлении нормали к поверхности слоя. При этом N_e^{max} может более чем на порядок величины превысить начальную концентрацию плазмы N_e^0 [41, 43, 52].

В настоящей работе мы не останавливаемся более подробно на методах определения параметров плазмы, магнитных полей и токов в лабораторных и спутниковых экспериментах. Эти сведения можно найти в соответствующих оригинальных работах.

3. ПОПЕРЕЧНАЯ СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОКА В ТОКОВЫХ СЛОЯХ В МАГНИТОСФЕРЕ И В ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Представление о том, что пространственное распределение электрического тока имеет форму сравнительно тонкого слоя, базируется в первую очередь на анализе структуры магнитного поля в плоскости, перпендикулярной направлению тока плазмы. Резкий градиент и изменение направления одной из компонент магнитного поля свидетельствуют о достаточно узком (пикированном) распределении электрического тока, а область локализации тока является границей раздела магнитных полей противоположных или, в общем случае, различающихся направлений.

На рис. 2 представлены профили B_x -компоненты магнитного поля и плотности тока j_y , которые были

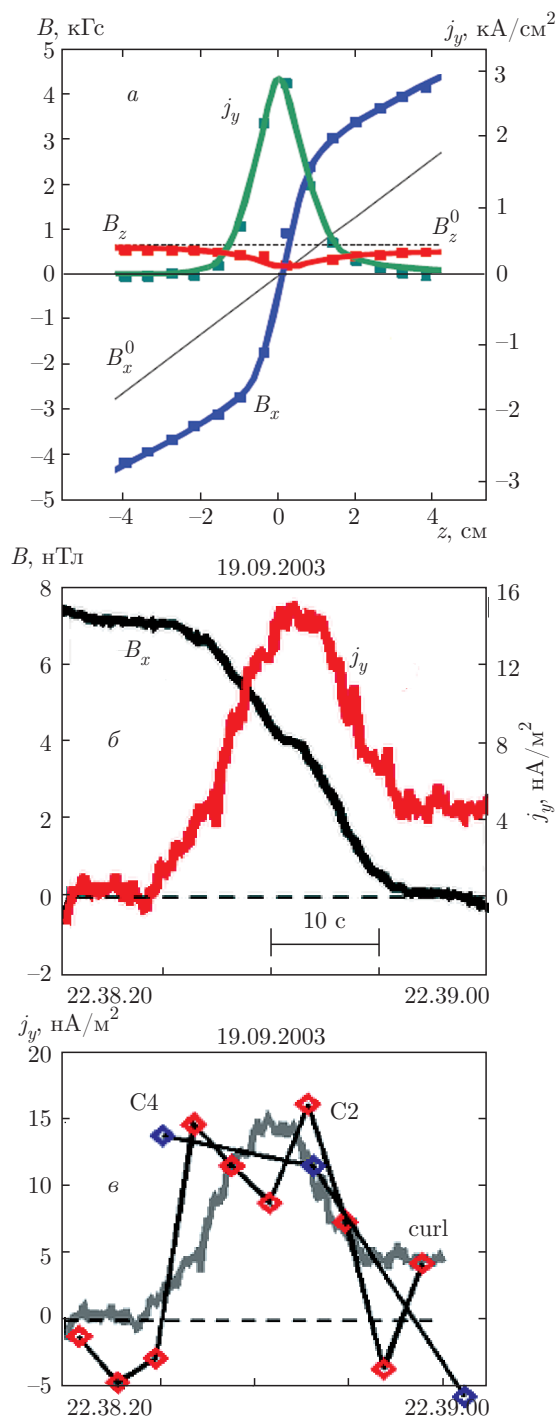


Рис. 2. Тангенциальная компонента магнитного поля $B_x(z)$ и плотность тока $j_y(z)$, полученные при измерениях в установке ТС-3D и в хвостовой области магнитосферы Земли при пересечении токового слоя спутниками Cluster. *а)* Установка ТС-3D: распределения $B_x(z)$, $B_z(z)$ и $j_y(z)$ вдоль нормали к поверхности токового слоя при $x = -0.8$ см (линия BB' на рис. 1); плазма создавалась в Ar при давлении 28 мТорр в магнитной 2D-конфигурации ($h = 0.64$ кГс/см, $B_y^0 = 0$); максимальный ток плазмы $J_y^{max} = 45$ кА; $t = 1.9$ мкс. *б)* Магнитосфера Земли: распределения $B_x(z)$ и $j_y(z)$ вдоль траектории спутника, полученные в течение 40 с (все величины представлены как функции времени измерения). *в)* Сопоставление распределений плотности тока, полученных двумя методами. Плотность тока в слое определялась по результатам измерений магнитного поля (кривая «curl»), а плотность тока электронов — на основании прямых измерений функций распределения электронов на втором (C2) и четвертом (C4) спутниках квартета Cluster. Данные приведены для одного пересечения токового слоя спутниками

поверхности токового слоя и перпендикулярно току J_y , изменяет свое направление в пределах сравнительно узкой области с поперечным размером $2\delta z$, в которой имеется резкий градиент $\partial B_x/\partial z$ и где сосредоточен ток плазмы $j_y(z)$ с максимумом при $z \approx 0$, рис. 2. Эти данные свидетельствуют о том, что в обоих случаях мы имеем дело с плазменными структурами (токовыми слоями) со схожей конфигурацией.

Приведем численные значения некоторых физических величин, типичных для токовых слоев этих двух различных систем. Параметры лабораторных токовых слоев зависят от начальных условий, в которых происходит формирование слоя, а также от стадии развития слоя. Для токового слоя, сформированного в установке ТС-3D, типичными являются следующие параметры: тангенциальная компонента магнитного поля у поверхности слоя $B_x \approx (2-4.5) \times 10^3$ Гс, максимальная плотность тока в центральной плоскости слоя $j_y^{max} \approx (1.5-4) \cdot 10^3$ А/см², толщина слоя на уровне $0.5j_y^{max}$ или его меньший поперечный размер $2\delta z_{0.5} \approx (0.6-1.6)$ см [44,50]. В случае токового слоя, представленного на рис. 2а, имеем $B_x = 4 \cdot 10^3$ Гс, $j_y^{max} = 2.8 \cdot 10^3$ А/см², $2\delta z_{0.5} = 1.5$ см.

Для магнитосферного токового слоя, естественно, характерны значительно меньшие магнитные поля и токи и значительно большие масштабы. Стоит отметить, что токовые слои в хвостовой области земной магнитосферы характеризуются широким диапазоном параметров. Так, на рис. 2б,в представлен интенсивный токовый слой, который на-

измерены магнитными зондами в установке ТС-3D (рис. 2а) и приборами на спутниках Cluster в магнитосфере (рис. 2б,в). Обращает на себя внимание качественное подобие профилей $B_x(z)$ и $j_y(z)$, зарегистрированных в магнитосфере и в лабораторном эксперименте. Действительно, в обоих случаях тангенциальная компонента B_x , направленная вдоль

блюдался вблизи области магнитного пересоединения. Амплитуда плотности тока для таких интенсивных токовых слоев максимальна и может достигать $50\text{--}100 \text{ нА/м}^2$ [60–62], а толщина не превосходит 500 км, составляя в среднем 100–300 км [37,60]. Менее интенсивные токовые слои, наблюдаемые спутниками вдали от области магнитного пересоединения, характеризуются амплитудой тока порядка $5\text{--}10 \text{ нА/м}^2$ [63,64]. При этом, поскольку амплитуда магнитного поля ($B_x \approx 20 \text{ нТ}$) определяется граничными условиями (давлением солнечного ветра на границы магнитосферы), меньшим интенсивностям плотности тока соответствуют большие пространственные масштабы (толщины) токовых слоев [65]. Для токового слоя, представленного на рис. 2б,в, имеем $B_x \approx 20 \text{ нТ} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ Гс}$, $j_y^{max} \approx 30 \text{ нА/м}^2 = 3 \cdot 10^{-12} \text{ А/см}^2$, $2\delta z \approx 2 \cdot 10^7 \text{ см} = 200 \text{ км}$.

Наряду с тангенциальной компонентой B_x в токовых слоях обычно присутствует сравнительно слабая нормальная к поверхности слоя компонента B_z . Распределения двух поперечных компонент вдоль поверхности лабораторного токового слоя, $B_x(x)$ и $B_z(x)$, представлены на рис. 3а вместе с распределением линейной плотности тока в слое, $I_y(x)$ [50]. Здесь $I_y(x)$ — суммарный ток, приходящийся на 1 см ширины токового слоя (вдоль оси x) и сосредоточенный в области $|z| \leq \Delta z$, где Δz — расстояние от средней плоскости слоя ($z = 0$) до линии AA' , вдоль которой перемещались магнитные зонды (см. рис. 1). Как видно из рис. 3а, для большей части слоя выполняется неравенство $B_z \ll B_x$, при этом сопоставление рис. 2а и рис. 3а наглядно демонстрирует, что область локализации тока плазмы в плоскости xz вытянута вдоль оси x и сжата по оси z , т. е. имеет форму слоя.

Для токовых слоев в хвостовой части магнитосферы также справедливо неравенство $B_z \ll B_x$, что можно видеть, сравнивая кривые, приведенные на рис. 3б,в.

Присутствие нормальной B_z -компоненты является индикатором того, что в магнитной структуре токового слоя имеется особая линия X -типа, ориентированная вдоль оси y (рис. 4). По мере удаления от X -линии в x -направлении вдоль поверхности слоя B_z -компонента возрастает, оставаясь при этом меньше тангенциальной компоненты. Отметим, что нормальная компонента магнитного поля играет важную роль в таких процессах, как возбуждение токов Холла и генерация плазменных потоков в токовых слоях [42, 45, 46, 49, 58, 59].

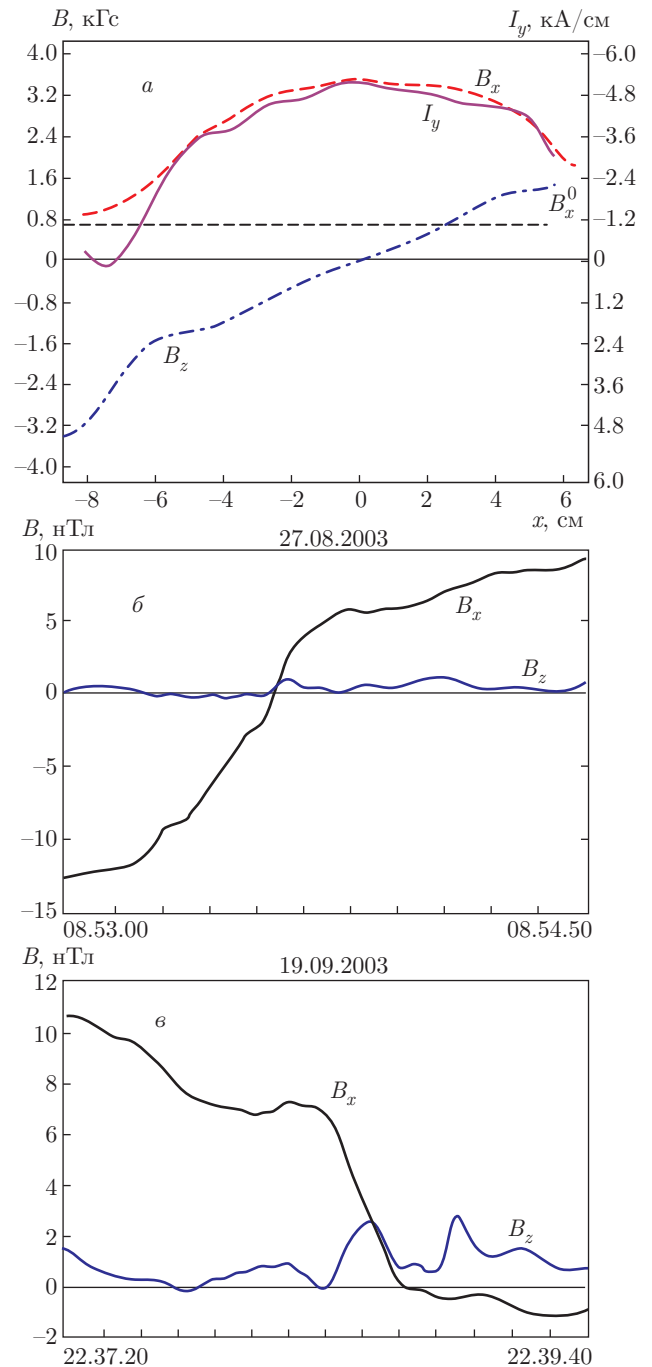


Рис. 3. Тангенциальная B_x и нормальная B_z компоненты магнитного поля, измеренные в установке ТС-3D и в хвостовой области магнитосферы. а) Установка ТС-3D: распределения $B_x(x)$; $B_z(x)$ и линейной плотности тока $I_y(x)$ вдоль поверхности (ширины) токового слоя при $\Delta z = 0.8 \text{ см}$ (линия AA' на рис. 1); $A_r, 28 \text{ мТорр}$; $h = 0.64 \text{ кГс/см}$, двумерная конфигурация. б, в) Магнитосфера Земли: компоненты B_x и B_z измерены при двух различных пересечениях токового слоя спутниками

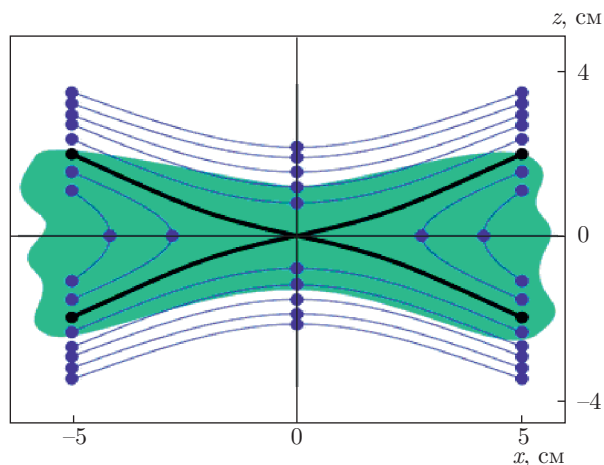


Рис. 4. Структура магнитных силовых линий токового слоя в плоскости xz , рассчитанная на основании магнитных измерений, проведенных на установке ТС-3D. Каждой силовой линии соответствует постоянное значение вектор-потенциала, $A_y = \text{const}$; разница между соседними силовыми линиями составляет $\delta A_y = 10^3$ Гс·см; A_0 , 28 мТорр; $h = 0.64$ кГс/см, $J_y^{max} = 45$ кА; $t = 1.9$ мкс

4. ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ ПЛАЗМЫ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ В МАГНИТОСФЕРЕ И В ЛАБОРАТОРНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Измерения температуры электронов T_e при пересечении токовых слоев по нормали к их поверхности показали, что пространственные распределения $T_e(z)$ и в магнитосфере, и в лабораторных условиях обладают сходными чертами (рис. 5). Спутниковые наблюдения демонстрируют, что максимум температуры электронов ($T_e \approx 10^3$ эВ) расположен в центральной области токового слоя при $z \approx 0$, т. е. вблизи максимума распределения тока плазмы тока $j_y(z)$. Это можно видеть из рис. 5б,в, на которых показаны данные для двух пересечений магнитосферного токового слоя. Амплитуда температуры электронов варьируется в хвостовой области земной магнитосферы в диапазоне от 100 эВ до нескольких килоэлектронвольт [66].

В лабораторных токовых слоях максимум температуры электронов ($T_e \approx 5\text{--}15$ эВ) также локализован в средней плоскости слоя ($z = 0$), где плотность тока j_y максимальна; при смещении относительно этой плоскости температура электронов плавно уменьшается, рис. 5а [47]. О существовании градиента T_e в направлении нормали к поверхности токового слоя свидетельствуют также пространственные распределения интенсивности излучения плазмы в различных спектральных линиях, зарегистрирован-

ные в лабораторных экспериментах [67, 68]. Увеличение температуры электронов со временем в лабораторном токовом слое (рис. 5а) повторяет в общих чертах эволюцию тока $J_y(t)$, так что абсолютный максимум T_e достигается практически одновременно с максимальным значением тока J_y [47]. Таким образом, и в лабораторных условиях, и в магнитосфере максимум температуры электронов локализован в центральной плоскости токового слоя ($z \approx 0$) и практически совпадает с положением максимальной плотности тока плазмы j_y^{max} .

Общим свойством магнитосферных и лабораторных токовых слоев является превышение (часто достаточно значительное) температуры ионов T_i над температурой электронов T_e . На рис. 6а показано изменение со временем температуры ионов в центральной области лабораторного токового слоя, который формировался в аргоновой плазме: температура ионов увеличивалась от 25 до 45 эВ в течение интервала времени $t \approx 2\text{--}5$ мкс [49]. Существенно, что $T_i > T_e$ в каждый из моментов времени, что можно видеть из сравнения рис. 5а и рис. 6а. При этом газокINETическое давление плотной нагретой плазмы, сосредоточенной в слое, обычно уравновешивается давлением магнитного поля вне слоя [36, 41, 43, 52, 55]:

$$\frac{8\pi N_e}{B_x^2} \left(T_e + \frac{T_i}{Z_i} \right) \approx 1, \quad (2)$$

где Z_i — заряд иона.

Значительное превышение температуры ионов над температурой электронов в магнитосфере, $T_i \gg T_e$, иллюстрируют рис. 6б,в, где показаны одновременные измерения T_i и T_e при двух пересечениях спутниками магнитосферного токового слоя. Из рис. 6б,в видно также, что температура магнитосферных ионов достигает значения $T_i \approx 7 \cdot 10^3$ эВ, при этом T_i может изменяться на порядок величины в пределах $10^3\text{--}10^4$ эВ [66, 69].

Таким образом, несмотря на существенное различие в абсолютных значениях, и в лабораторных условиях, и в магнитосфере $T_i \approx (3\text{--}7)T_e$.

5. СТРУКТУРА ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПОПЕРЕЧНЫХ ТОКОВ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ, СФОРМИРОВАННЫХ В ДВУМЕРНЫХ МАГНИТНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ

При изучении токовых слоев, как теоретическом, так и экспериментальном, значительное внимание уделяется выяснению возможностей генерации токов Холла и их влиянию на структуру слоя, дина-

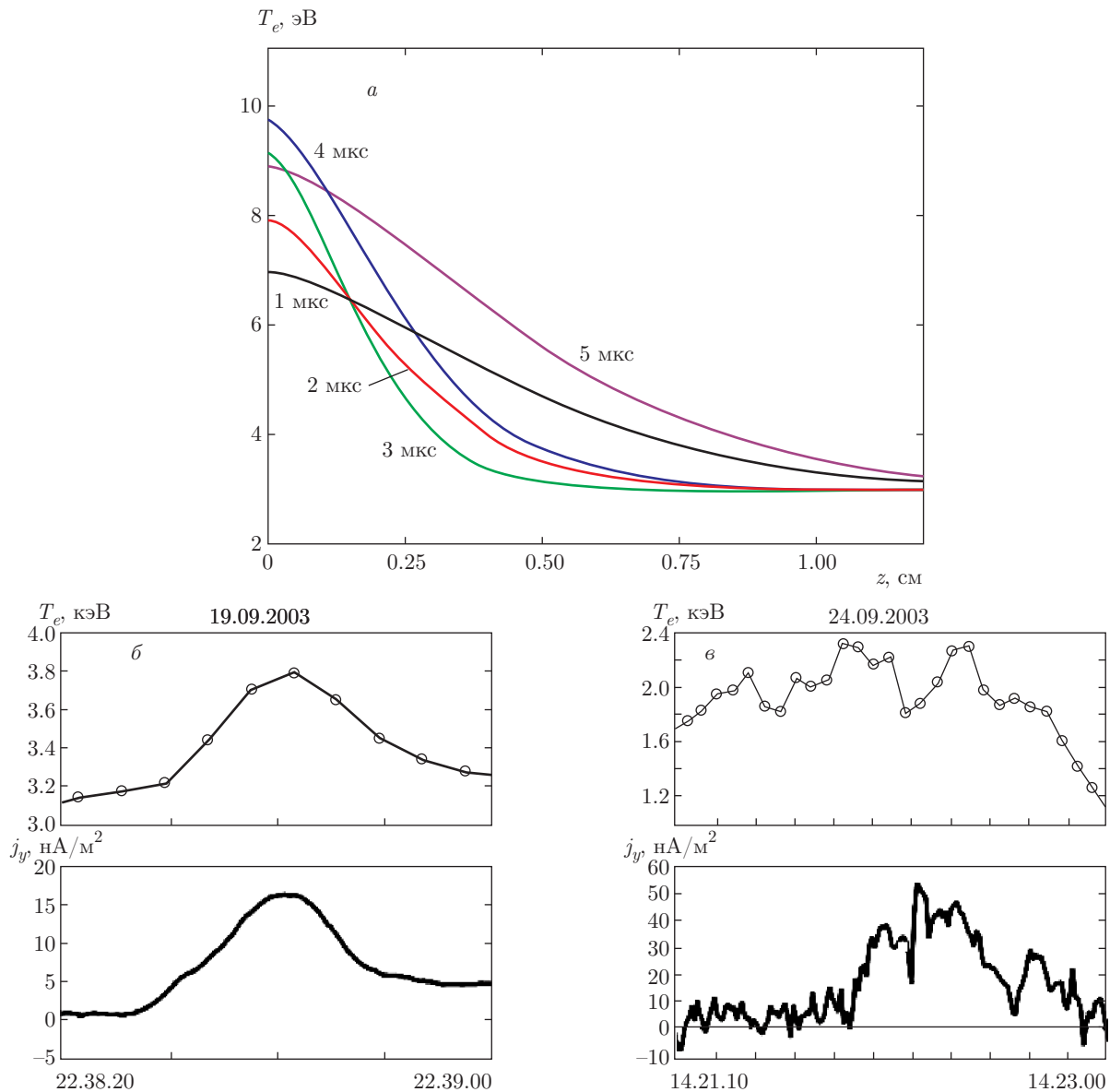


Рис. 5. Распределения температуры электронов вдоль нормали к поверхности токового слоя. *а)* Установка ТС-3D: $T_e(z)$ в последовательные моменты времени; $z = 0$ соответствует средней плоскости токового слоя, где ток плазмы $j_y(z)$ максимален. *б, в)* Магнитосфера Земли: профили температуры электронов (верхние рисунки) показаны вместе с профилями плотности тока (нижние рисунки) для двух пересечений токового слоя спутниками

мику плазмы и процессы магнитного пересоединения [42, 45, 46, 53, 70–81]. В лабораторных экспериментах появление токов Холла наиболее убедительно можно идентифицировать в токовых слоях, которые формируются в двумерных магнитных конфигурациях, когда $B_y^0 = 0$ (см. выражение (1)), при возбуждении в плазме тока J_y . Естественно предположить, что в этом случае в магнитном поле токового слоя продольная компонента B_y вообще должна отсутствовать. Однако в ряде экспериментов было, тем не менее, зарегистрировано появление продоль-

ной компоненты, что указывало на возбуждение дополнительных токов, протекающих в плоскости xz [46, 77, 79–81].

На рис. 7*а,б* представлены результаты измерений B_y -компоненты магнитного поля токового слоя, сформированного в двумерной магнитной конфигурации в установке ТС-3D [46]. Распределение продольной компоненты $B_y(x)$ вдоль поверхности токового слоя (при $z = 0.8$ см, линия AA' на рис. 1) показано на рис. 7*а* вместе с распределением линейной плотности основного тока в слое, $I_y(x)$. Как вид-

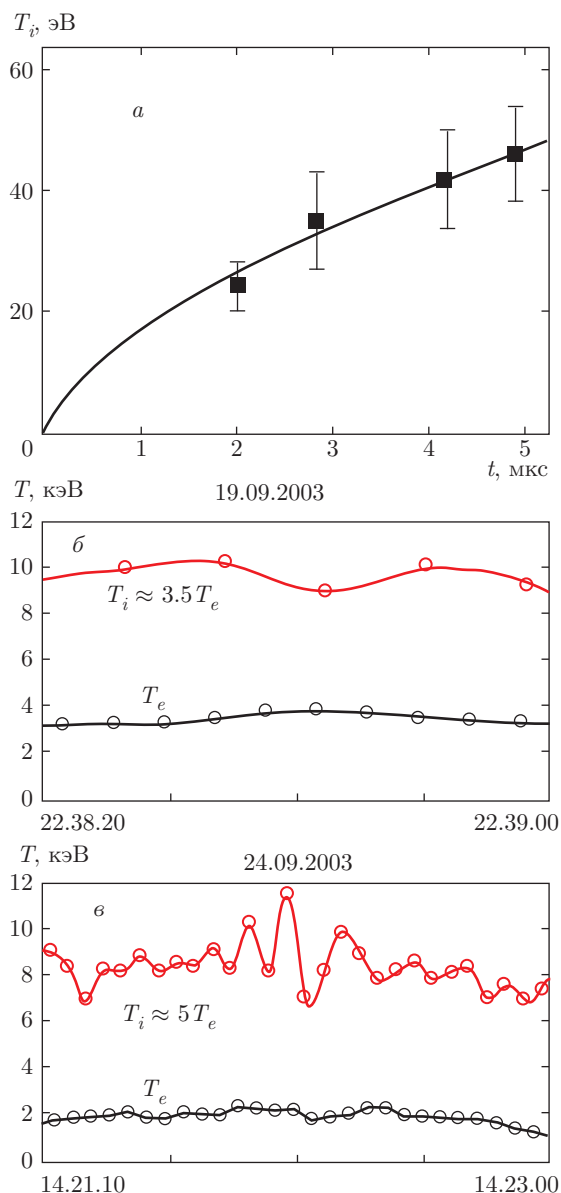


Рис. 6. Температура ионов в токовых слоях. *а*) Установка ТС-3D: эволюция температуры ионов $T_i(t)$; Ar, 28 мТорр; $h = 0.43$ кГс/см, $J_y^{max} = 46$ кА; $B_y = 0$. *б, в*) Магнитосфера Земли: профили ионной и электронной температур показаны для двух пересечений токового слоя спутниками

но из рис. 7*а*, при пересечении плоскости ($x = 0$) продольная B_y -компонента изменяет знак, и $B_y \approx 0$ при $x \approx 0$, тогда как основной ток в слое, I_y , в этой области максимален. С ростом $|x|$ абсолютные значения продольной компоненты $|B_y|$ увеличиваются, достигая максимума на значительных расстояниях от нулевой линии при $|x| \approx 4-5$ см, рис. 7*а*.

Характер распределения продольной компоненты по направлению нормали к поверхности токового слоя, $B_y(z)$, при $x = -5$ см (линия CC' на рис. 1) по-

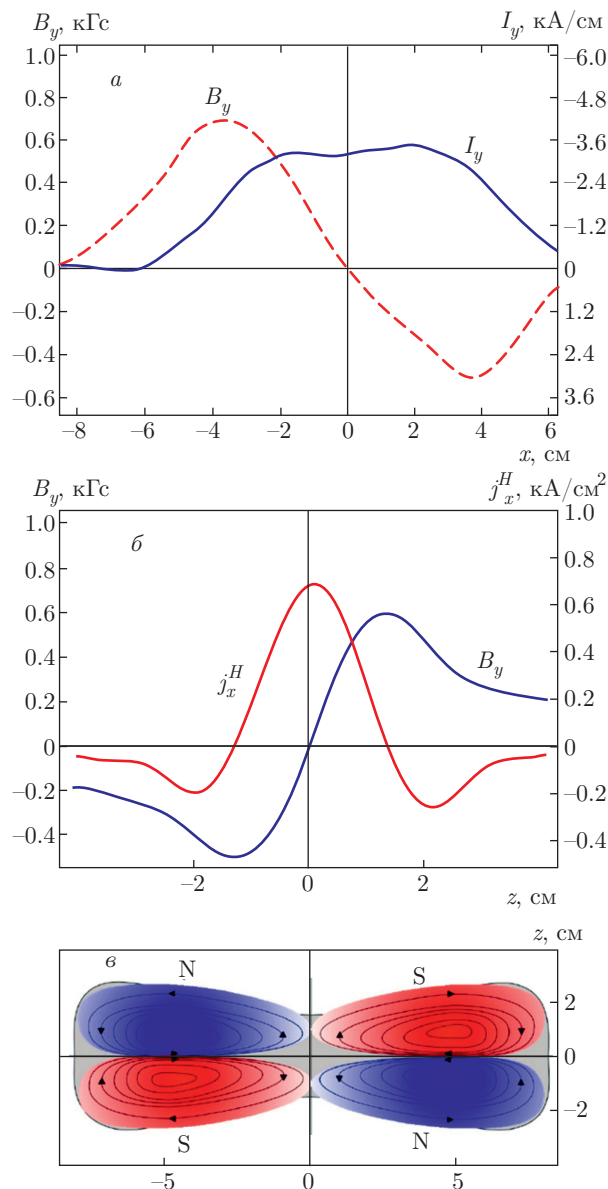


Рис. 7. (В цвете онлайн) Установка ТС-3D. Продольное магнитное поле B_y квадрупольного типа в токовом слое, сформированном в двумерной магнитной конфигурации, и токи Холла j^H , создающие квадрупольное поле B_y . *а*) Распределения вдоль поверхности (ширины) токового слоя при $\Delta z = 0.8$ см (линия AA' на рис. 1) продольного магнитного поля $B_y(x)$ и линейной плотности основного тока в слое $I_y(x)$; Ar; $t = 1.5$ мкс. *б*) Распределения вдоль нормали к поверхности токового слоя при $x = -5$ см (линия CC' на рис. 1) продольного магнитного поля $B_y(z)$ и плотности токов Холла $j_x^H(z)$; Ar; $t = 1.5$ мкс. *в*) Структура токов Холла $j^H(x, z)$ в токовом слое (черные линии со стрелками обозначают направления токов) и квадрупольного магнитного поля $B_y(x, z)$. Красным цветом обозначены отрицательные значения поля B_y , синим — положительные

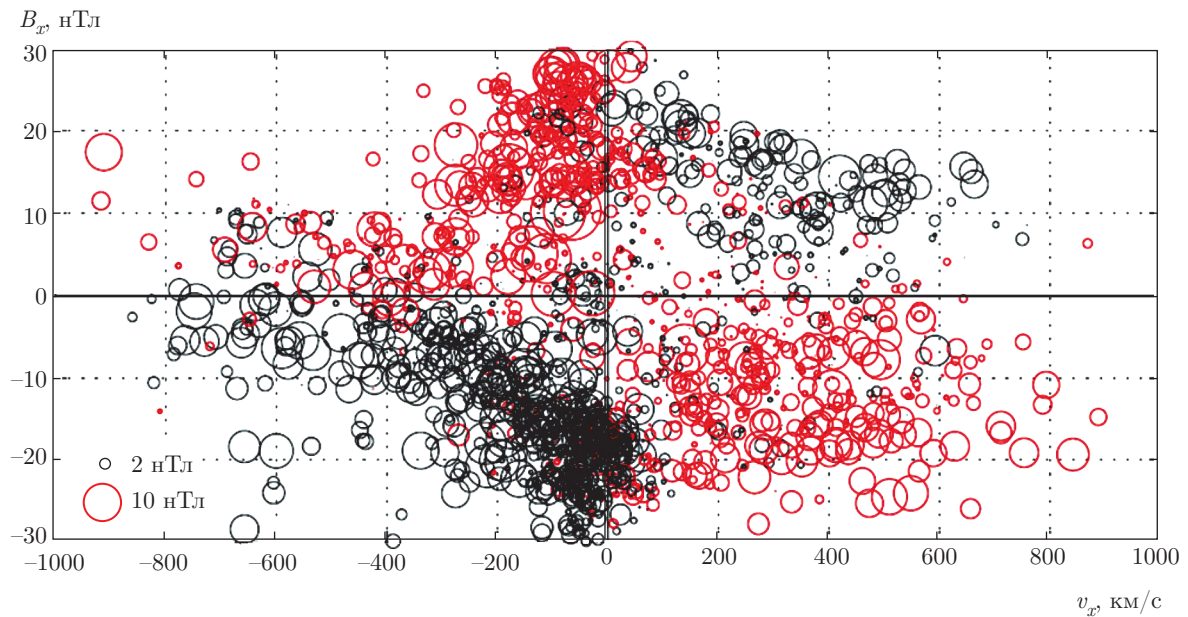


Рис. 8. (В цвете онлайн) Статистика наблюдений продольной компоненты магнитного поля на карте B_x-v_x [85]: красным цветом отмечены отрицательные значения поля B_y , черным — положительные значения поля B_y

казан на рис. 7б, откуда сразу следует, что направление компоненты B_y изменяется также при пересечении средней плоскости слоя ($z = 0$). Сопоставление данных, представленных на рис. 7а,б, позволяет заключить, что B_y -компонента в токовом слое направлена в противоположные стороны в соседних квадрантах плоскости xz , т. е. имеет квадрупольную структуру. Эти результаты, как и другие данные, в том числе характер изменений B_y со временем и при изменении массы ионов плазмы, позволили сделать вывод, что появление продольной B_y -компоненты в токовом слое, развивающемся в двумерной магнитной конфигурации, обусловлено возбуждением токов Холла [46].

Распределение токов Холла $j_x^H(z)$ по толщине токового слоя также представлено на рис. 7б (кривая 2). Видно, что плотность токов Холла максимальна в центральной плоскости токового слоя при $z \approx 0$, где $j_x^H \approx 0.68$ кА/см². В центральной плоскости слоя токи Холла направлены из периферийных областей слоя ($|x| \gg 0$) к нулевой линии ($x = 0$). Однако уже на расстояниях $|z| \approx 1-2$ см от центральной плоскости слоя направления токов j_x^H изменяются на противоположные, т. е. токи направлены от нулевой линии к периферии. Существенно, что суммарные по толщине слоя токи j_x^H обоих направлений практически полностью компенсируют друг друга [46]. Таким образом, в пределах токового слоя токи Холла образуют в плоскости xz четыре замкнутых токовых контура, которые и создают квадрупольное

продольное поле B_y . Схематически структура токов Холла, а также направления B_y -компоненты показаны на рис. 7в [36, 46].

В токовых слоях, которые формируются в трехмерных магнитных конфигурациях (1), содержащих продольную компоненту $B_y^0 \neq 0$, также возбуждаются токи Холла, однако измерения токов Холла осложняются усилением начального продольного поля B_y^0 в пределах слоя (см. ниже разд. 6). Другими словами, имеются два различных эффекта, вызывающих изменения B_y -компоненты в токовом слое, и разделить их вклад оказывается довольно сложной задачей. Вместе с тем при наличии компоненты B_y^0 в исходной магнитной конфигурации токи Холла были обнаружены по появлению деформаций токового и плазменного слоев, что обусловлено дополнительными силами, возникающими при взаимодействии токов Холла с B_y -компонентой [42, 45, 52, 53, 78]. В результате такого взаимодействия появляется наклон слоя относительно его центральной плоскости ($z = 0$), а также возникает асимметрия распределений $N_e(z)$ и $j_y(z)$.

Спутниковые исследования в токовом слое хвостовой части магнитосферы также позволили обнаружить в окрестности X -линии характерную квадрупольную структуру продольной компоненты магнитного поля, что свидетельствует о возбуждении в этой области токов Холла [82–84]. Были идентифицированы как собственная структура магнитного поля, соответствующая токовому слою, так и до-

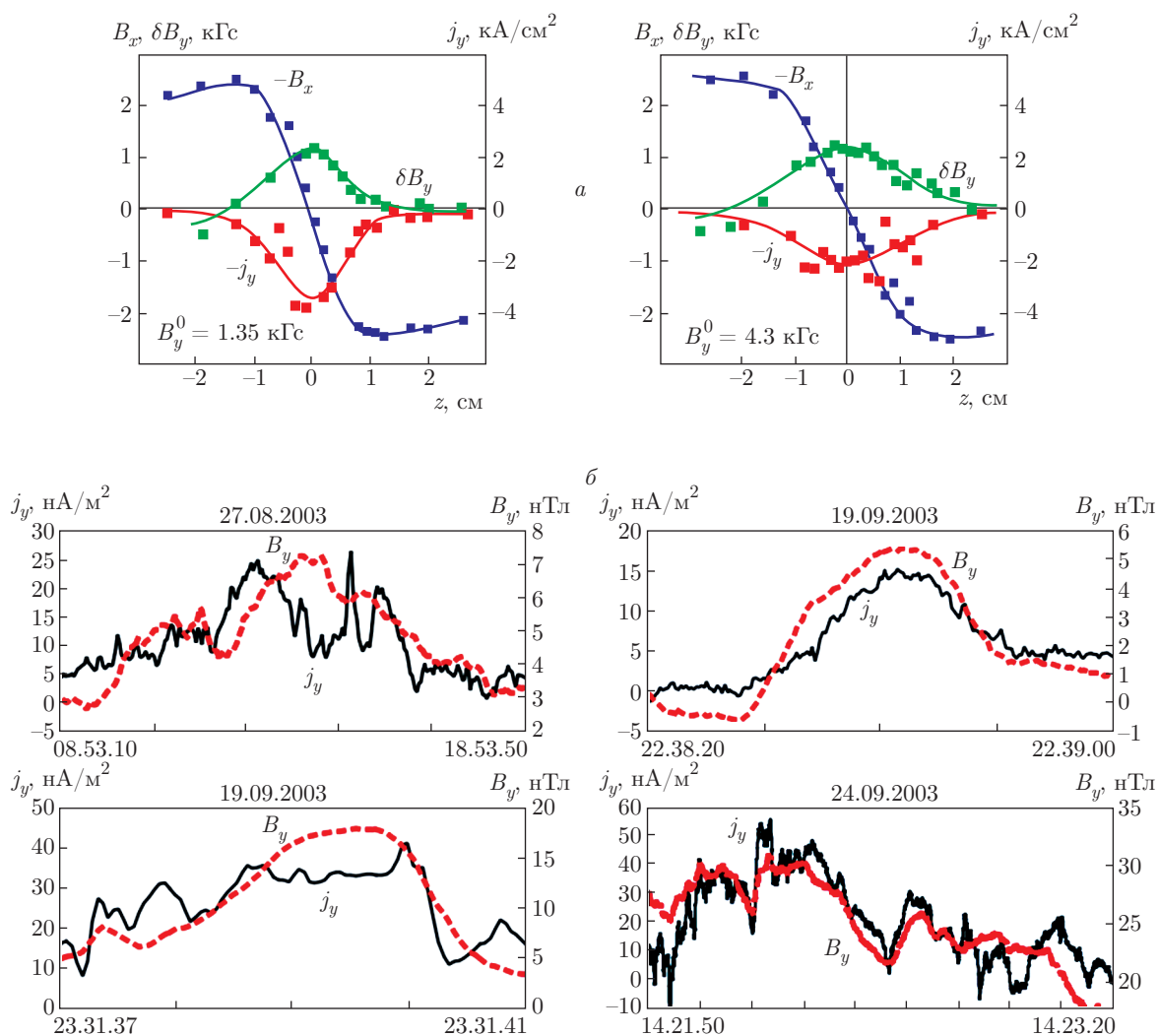


Рис. 9. Распределения по нормали к поверхности токовых слоев дополнительного магнитного поля $\delta B_y(z)$ и основного тока в слое $j_y(z)$. *а*) Установка ТС-3D: $\delta B_y(z)$ и $j_y(z)$ при двух значениях продольного магнитного поля B_y^0 . *б*) Магнитосфера Земли. Профили магнитного поля $B_y(z)$ и тока $j_y(z)$ показаны для четырех пересечений токового слоя спутниками

Таблица 1. Параметры токовых слоев, сформированных при различных начальных значениях продольного поля B_y^0 в установке ТС-3D

B_y^0 , кГс	j_y^{max} , кА/см ²	δz , см	N_e^{max} , см ⁻³	d_i , см	$\delta z/d_i$
1.35	4.0	1.4	10^{16}	1.4	≈ 1
4.3	2.1	2.2	$0.5 \cdot 10^{16}$	2.0	≈ 1

Примечание: $d_i = c/\Omega_{0i}$ — ионная инерционная длина; Ω_{0i} — ионная плазменная частота

полнительная квадрупольная структура поля, связанная с токами Холла в окрестности области пересоединения. Первые однопутниковые наблюдения холловской системы магнитных полей были выполнены на аппаратах Geotail [82] и Wind [83]. Данные

наблюдений идентифицировали холловскую систему полей по смене знака продольной (направленной вдоль предположительного направления электрического тока) компоненты магнитного поля. С появлением многоспутниковых измерений удалось вос-

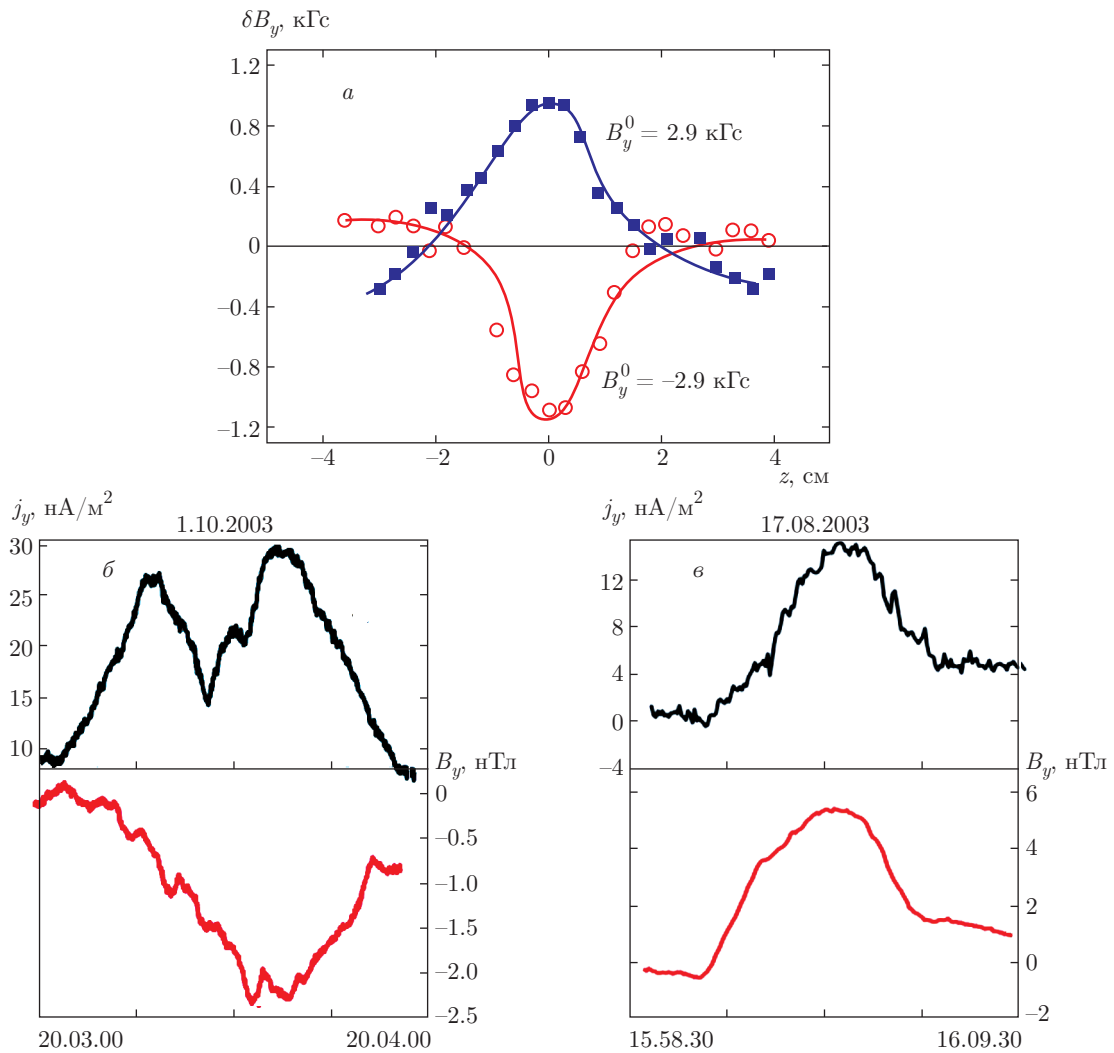


Рис. 10. Изменение направления дополнительного магнитного поля $\delta B_y(z)$ при изменении направления фонового магнитного поля B_y^0 . *а)* Установка ТС-3D: $\delta B_y(z)$ при двух противоположных направлениях продольного магнитного поля B_y^0 . *б, е)* Магнитосфера Земли: $\delta B_y(z)$ при двух противоположных направлениях фонового магнитного поля B_y^0 (два пересечения токового слоя): *б* — $B_y^0 < 0$; *е* — $B_y^0 > 0$

становить по данным наблюдения магнитного поля в нескольких точках пространства уже всю систему токов Холла, ответственных за формирование квадрупольной системы магнитных полей [84].

В настоящее время использование одновременных измерений параметров плазмы и магнитного поля с высоким временным разрешением позволяет восстановить картину распределения квадрупольной структуры магнитного поля в окрестности области пересоединения. Для этой цели измерения магнитного поля B_x рассматриваются как измерения положения спутника относительно нейтральной плоскости токового слоя. Измерения скорости потоков плазмы v_x используются для определения положения аппарата относительно области магнитного

пересоединения (или X-линии): аппарат находится слева (в области с положительной нормальной компонентой магнитного поля) от области пересоединения при $v_x > 0$ и справа (в области с отрицательной нормальной компонентой магнитного поля) от области пересоединения при $v_x < 0$. Таким образом, на карту B_x-v_x можно нанести значения продольной (вдоль направления основного тока) компоненты магнитного поля. Пример статистики наблюдений продольной компоненты магнитного поля показан на рис. 8 [85] (магнитное поле дано в системе координат GSM, в которой нормальная компонента поля направлена по z , а продольное поле — по оси y). На рисунке хорошо видно, что продольная компонента поля меняет знак при переходе B_x

и v_x через нуль, т.е. продольная компонента поля в окрестности области магнитного пересоединения имеет выраженную квадрупольную структуру. При этом амплитуды квадрупольных компонент поля могут достигать амплитуд основного поля в токовом слое, B_x .

6. СТРУКТУРА ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПОПЕРЕЧНЫХ ТОКОВ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ, СФОРМИРОВАННЫХ В ТРЕХМЕРНЫХ МАГНИТНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ

При изучении эволюции токовых слоев, развивающихся в трехмерных магнитных конфигурациях (1), содержащих продольную компоненту $B_y^0 \neq 0$, было обнаружено [48], что продольная компонента $B_y(x, z)$ в пределах слоя отличается от фонового уровня B_y^0 (вне слоя) на величину $\delta B_y(x, z)$,

$$\delta B_y(x, z) = B_y(x, z) - B_y^0. \quad (3)$$

На рис. 9а показаны распределения по толщине слоя дополнительного магнитного поля $\delta B_y(z)$, которые были зарегистрированы в экспериментах на установке ТС-3Д при двух значениях B_y^0 [48]. Обращает на себя внимание, что профили $\delta B_y(z)$ практически повторяют соответствующие профили плотности основного тока в слое $j_y(z)$. Существенно, что во всех случаях дополнительное поле δB_y в слое имеет то же направление, что и исходное поле B_y^0 (см. рис. 10а), т.е. формирование токового слоя приводит к усилению продольной компоненты магнитного поля [48]. Эти особенности качественно согласуются с результатами измерений продольной компоненты B_y в магнитосфере Земли, рис. 9б, 10б [37].

Исследования структуры токовых слоев в лабораторных условиях позволили установить, что B_y -компонента магнитного поля оказывает значительное влияние на пространственные распределения тока и плазмы в пределах слоя [41, 43, 44, 50, 52, 53]. При увеличении исходного значения B_y^0 максимальные значения как плотности тока j_y^{max} , так и плотности плазмы N_e^{max} в центральной плоскости слоя ($z = 0$) уменьшаются, а поперечный размер слоя $2\delta z$ возрастает, рис. 11 [41, 43]. Другими словами, с ростом B_y^0 и увеличением добавочного поля δB_y степень сжатия плазмы в слое уменьшается, т.е. присутствие продольной компоненты препятствует сжатию тока и плазмы внутри слоя. В пределе, при достаточно большой напряженности B_y^0 , плазма в слое фактически

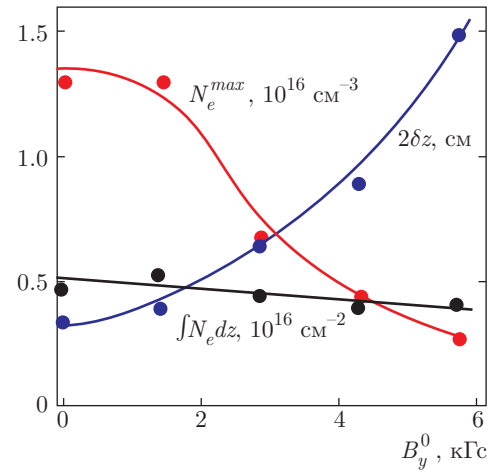


Рис. 11. Установка ТС-3Д. Зависимости максимальной концентрации электронов в токовом слое, толщины слоя и полного числа частиц, приходящихся на 1 см ширины слоя, от напряженности продольной компоненты магнитного поля B_y^0

становится несжимаемой. Эти тенденции, а именно уменьшение j_y^{max} и N_e^{max} , а также рост поперечного размера $2\delta z$ с увеличением исходного значения B_y^0 , можно также проследить по экспериментальным данным, приведенным в первых четырех столбцах табл. 1.

На основании приведенных результатов и в соответствии с работой [1] можно сделать вывод о том, что в балансе сил, поддерживающих поперечное равновесие токового слоя (2), избыточное продольное магнитное поле δB_y играет роль, аналогичную газокINETическому давлению плазмы:

$$\frac{1}{B_x^2} \left[8\pi N_e \left(T_e + \frac{T_i}{Z_i} \right) + (\delta B_y)^2 \right] \approx 1. \quad (4)$$

Тогда с увеличением δB_y и при неизменном значении тангенциальной компоненты B_x газокINETическое давление плазмы в слое должно уменьшаться, что и наблюдается как уменьшение степени сжатия плазмы (см. рис. 11).

Усиление продольного поля в токовом слое обеспечивается токами частиц плазмы, которые, в отличие от основного тока j_y в слое, протекают в поперечной плоскости xz . На рис. 12 представлены распределения поперечных токов $j_x(z)$ в лабораторном и магнитосферном токовых слоях. Оказалось, что плотности тока j_x и j_y имеют соизмеримые значения как в магнитосферных, так и в лабораторных условиях. Согласно данным измерений спутников Cluster, показанным на рис. 12, плотность токов j_x , создающих избыточное магнитное поле δB_y

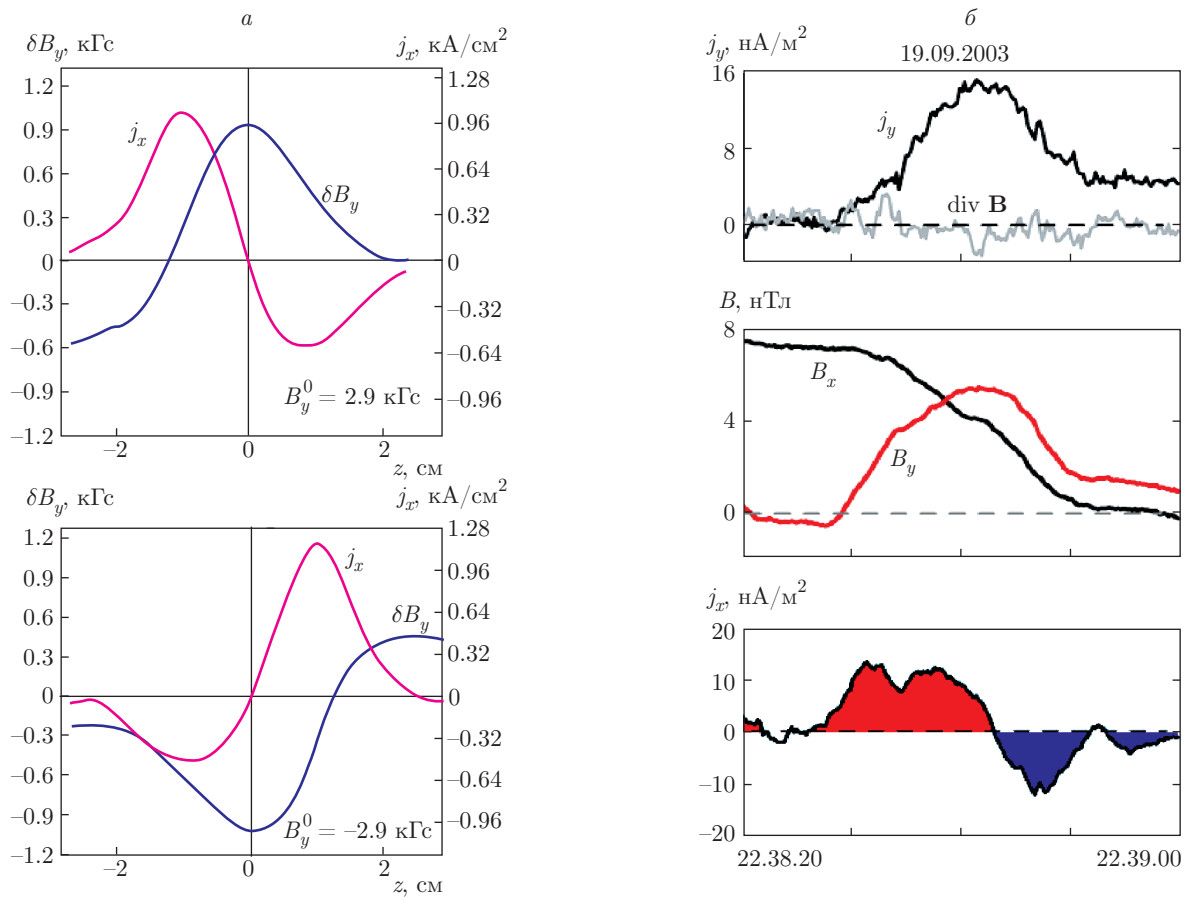


Рис. 12. Токи плазмы $j_x(z)$, обеспечивающие усиление продольной компоненты магнитного поля в токовых слоях. а) Установка ТС-3D; условия эксперимента: Ar, 28 мТорр; $h = 0.5$ кГс/см, $J_y^{max} = 46$ кА, $t = 2.2$ мкс. б) Магнитосфера Земли

в магнитосферном токовом слое, достигает величины $j_x \approx 13$ нА/м² при плотности основного тока в слое $j_y \approx 15$ нА/м². В центральной области лабораторного токового слоя, сформированного в трехмерной магнитной конфигурации, максимальная плотность поперечного тока, который обеспечивал усиление продольной компоненты B_y , составляла $j_x \approx 1.0-1.2$ кА/см² (рис. 12а) при плотности основного тока в слое 2.3 кА/см².

7. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ И БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Особый интерес представляет количественное сопоставление параметров, характеризующих токовые слои в хвостовой части магнитосферы Земли и в лабораторных экспериментах, в том числе в экспериментах на установке ТС-3D. Как следует из сравнения конкретных данных, которые были представ-

лены в предыдущих разделах, между основными характеристиками магнитосферных и лабораторных токовых слоев имеются колоссальные различия (см. разд. I в табл. 2). Действительно, пространственные масштабы магнитосферных токовых слоев примерно на 7–8 порядков величины превышают масштабы лабораторных слоев. Вместе с тем напряженность магнитного поля B у поверхности лабораторного токового слоя примерно на 7 порядков величины больше, чем в хвостовой части магнитосферы Земли, а концентрация плазмы N_e и плотность тока j в лабораторных условиях больше, чем в магнитосфере, примерно на 16 порядков. Как подчеркивал в свое время Альфвен, для адекватного моделирования астрофизических явлений в лабораторных условиях, ввиду гигантского различия пространственных масштабов, в эксперименте необходимо на порядки величин увеличивать как напряженность магнитного поля, так и концентрацию плазмы по сравнению со значениями, характерными для космофизических объектов [86]. Именно такая тенденция ре-

Таблица 2

			Токовые слои в магнитосфере	Токовые слои в установке ТС-3Д
I	Основные экспериментальные параметры	B , Гс	$(1-3) \cdot 10^{-4}$	$(2.0-3.5) \cdot 10^3$
		N_e , см ⁻³	0.1-1	$(0.5-1.5) \cdot 10^{16}$
		T_i , эВ	10^3-10^4	40-60
		T_e , эВ	10^2-10^3	10-15
		L , см	$10^7-3 \cdot 10^8$ (100-3000 км)	0.7-1.6
		$\mu = M_i/M_p$	1, иногда присутствуют ионы кислорода (до 30 %) с $\mu = 16$	40
		Z_i	1	1.5
		j , А/см ²	$5 \cdot 10^{-13}-10^{-11}$	$(1.5-4.0) \cdot 10^3$
		τ , с	∞ ($\sim 10^{14}$)	$6 \cdot 10^{-6}$
II	Электронная компонента	ω_{0e} , с ⁻¹	$5.6 \cdot 10^4$	$(4-7) \cdot 10^{12}$
		ω_{ce} , с ⁻¹	$3.5 \cdot 10^3$	$(3.5-6.2) \cdot 10^{10}$
		ν_e , с ⁻¹	$\sim 10^{-13}$	$(0.4-2.0) \cdot 10^{10}$
		v_{Te} , см/с	$(0.4-1.3) \cdot 10^9$	$(1.3-1.6) \cdot 10^8$
		ρ_e , см	$\approx 3 \cdot 10^5$ (3 км)	$(2.5-4.0) \cdot 10^{-3}$
		r_D , см	$\approx 2 \cdot 10^4$ (0.2 км)	$3 \cdot 10^{-5}$
III	Ионная компонента	Ω_{0i} , с ⁻¹	$1.3 \cdot 10^3$	$(2-3) \cdot 10^{10}$
		Ω_{ci} , с ⁻¹	$\sim 1-2$	$(0.7-1.3) \cdot 10^6$
		$\tau_i = 2\pi/\Omega_{ci}$, с	3-6	$(5-9) \cdot 10^{-6}$
		ν_i , с ⁻¹	10^{-12}	$\approx 10^7$
		v_{Ti} , см/с	$(3-10) \cdot 10^7$	$(1.0-1.2) \cdot 10^6$
		v_A , см/с	$(1-3) \cdot 10^7$	$(0.8-1.6) \cdot 10^6$
		ρ_i , см	$4 \cdot 10^7$ (400 км)	1.0-1.4
		$d_i = c/\Omega_{0i}$, см	$2.3 \cdot 10^7$ (230 км)	1.0-1.7
		u_c , см/с	$5 \cdot 10^6-5 \cdot 10^7$	$(1.5-3.0) \cdot 10^6$
		j_0 , А/см ²	$2 \cdot 10^{-13}-2 \cdot 10^{-11}$	$(2-3) \cdot 10^3$
IV	Безразмерные параметры	L/r_D	$3 \cdot 10^2-10^4$	$(2-3) \cdot 10^4$
		$L\Omega_{0i}/c$	$\approx 0.5-10$	≈ 1
		L/ρ_i	$\approx 0.25-5.0$	0.7-1.6
		u_c/v_A	0.3-3.0	≈ 1.5
		j/j_0	≈ 1	≈ 1

Примечание: M_i и M_p — массы иона и протона, остальные величины объяснены в тексте.

ализуется в обсуждаемых лабораторных экспериментах.

Характерные частоты, скорости и масштабы, соответствующие электронной и ионной компонентам плазмы в магнитосферных и лабораторных токовых слоях, приведены в разд. II и III в табл. 2. Из сравнения этих величин видно, что электронные и ионные плазменные (ω_{0e} , Ω_{0i}) и циклотронные (ω_{ce} , Ω_{ci}) частоты в лабораторном токовом слое превышают соответствующие частоты в магнитосфере на 7–8 порядков величины. В отличие от частот, все характерные масштабы в магнитосфере, наоборот, на 7–8 порядков превышают лабораторные масштабы. Это относится как к ларморовским радиусам электронов и ионов (ρ_e , ρ_i), так и к дебаевскому радиусу r_D и ионной инерционной длине $d_i = c/\Omega_{0i}$. При этом различия между скоростями — тепловыми (v_{Te} , v_{Ti}), альфвеновскими (v_A) и токовыми (u_c) — значительно меньше, чем между частотами и масштабами. Скорости магнитосферных частиц превышают соответствующие скорости частиц в лабораторных условиях не более чем на 1–1.5 порядка величины.

Сопоставляя между собой фундаментальные плазменные параметры, типичные для токовых слоев, можно видеть, что как для магнитосферной, так и для лабораторной плазмы справедливы одни и те же соотношения (неравенства):

$$\omega_{0e} \gg \omega_{ce} \gg \Omega_{0i} \gg \Omega_{ci}, \quad (5)$$

$$r_D \ll \rho_e \ll \rho_i \approx c/\Omega_{0i} \approx L, \quad (6)$$

$$v_{Te} \gg u_c > v_A \approx v_{Ti}, \quad (7)$$

где L — поперечный размер слоя. Вместе с тем очевидно, что наибольшее расхождение между токовыми слоями в магнитосфере и в лабораторных экспериментах состоит в огромной разнице между частотами кулоновских соударений (ν_e , ν_i). Магнитосферная плазма является бесстолкновительной, т. е. частоты соударений много меньше всех остальных частот, и фактически в большинстве «космических» задач столкновениями можно пренебречь. В токовых слоях, которые создаются в установке ТС-3D, частота кулоновских соударений электронов составляет $\nu_e = (0.4-1.6) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и по порядку величины близка к электронной циклотронной частоте $\omega_{ce} = (3.5-6.2) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Тем не менее

$$\omega_{ce}/\nu_e > 1. \quad (8)$$

т. е. движение электронов можно считать замагниченным. Движение ионов в лабораторных токовых

слоях оказывается не замагниченным, что в большинстве случаев справедливо и для магнитосферных условий. Действительно, в течение всего времени существования токового слоя в установке ТС-3D ($\tau \approx 6$ мкс) ион Ar^+ может совершить только один или даже один неполный оборот по циклотронной орбите, поскольку его период $\tau_i \approx 5-9$ мкс. При этом ларморовский радиус иона ρ_i практически равен поперечному размеру слоя L . Отметим, что ларморовские радиусы магнитосферных ионов также могут превышать поперечный размер слоя.

Принимая во внимание огромные различия между основными характеристиками токовых слоев, которые существуют в хвостовой части магнитосферы Земли и создаются в лабораторных экспериментах, количественное сравнение токовых слоев целесообразно проводить на основе безразмерных параметров (см. разд. IV в табл. 2). Первая строка этого раздела демонстрирует, что токовые слои являются плазменными объектами: в обоих случаях отношение поперечного масштаба слоя L к дебаевскому радиусу r_D много больше единицы.

Наибольший интерес представляет сопоставление безразмерных скоростей и пространственных масштабов, которые характеризуют магнитосферные и лабораторные токовые слои. В табл. 2 в качестве безразмерных величин представлены отношения поперечного масштаба слоя L к ионной инерционной длине d_i и к ларморовскому радиусу ρ_i ионов, отношение токовой скорости u_c частиц к альфвеновской скорости v_A , а также отношение плотности тока j в слое к величине $j_0 = (eN_e v_{Ti})$, т. е. фактически отношение u_c к тепловой скорости ионов v_{Ti} .

Как следует из разд. IV в табл. 2, безразмерные параметры, полученные для магнитосферных и лабораторных токовых слоев, имеют довольно близкие значения, что было не очевидно при сравнении результатов непосредственных измерений (см. разд. I в табл. 2). Взаимное соответствие безразмерных параметров, характеризующих магнитосферные и лабораторные токовые слои, позволяет сделать вывод, что многие явления, которые проявляются в лабораторных условиях, должны также наблюдаться в магнитосфере и наоборот. Это открывает возможности для количественного моделирования процессов, происходящих в магнитосфере, на основе лабораторных экспериментов.

Необходимо подчеркнуть, что и в магнитосфере, и в лабораторных экспериментах часто наблюдается формирование достаточно тонких (субионных) токовых слоев, поперечный масштаб L которых оказывается равным или даже меньшим, чем ионная

инерционная длина d_i и/или ларморовский радиус ρ_i ионов. При этом, как правило, токовая скорость частиц u_c превышает и тепловую скорость ионов v_{Ti} , и альфвеновскую скорость v_A . В этих условиях существенную роль должны играть эффекты, обусловленные генерацией электрических полей и токов Холла [87, 88]. Такие эффекты действительно были обнаружены экспериментально как в магнитосферных, так и в лабораторных токовых слоях (см. выше разд. 5).

Заметим, что в лабораторных экспериментах параметры токовых слоев можно варьировать путем изменения начальных условий, в которых происходит формирование слоя. Например, при увеличении исходного значения продольной компоненты B_y^0 магнитного поля происходит уменьшение максимальной концентрации N_e электронов и увеличение поперечного размера L токового слоя (см. рис. 12). В табл. 1 приведены параметры токовых слоев, которые были сформированы при двух различных значениях B_y^0 , так что величины j , N_e , L , характерные для каждого из этих слоев, заметно различаются между собой. Однако в обоих случаях безразмерные масштабы, т. е. отношения поперечного размера L токового слоя к ионной инерционной длине d_i , практически равны единице. Отсюда следует, что даже при значительных изменениях B_y^0 (в данном случае в три раза) и несмотря на различия непосредственно измеренных величин происходит формирование субионных токовых слоев. Вместе с тем путем изменения других экспериментальных условий можно сформировать токовые слои, поперечный масштаб которых значительно превышает ионную инерционную длину.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе впервые проведено детальное сопоставление конфигураций магнитных полей и параметров плазмы в токовых слоях, существующих в хвостовой области магнитосферы Земли и формируемых в лабораторных экспериментах. Основные характеристики токовых слоев сравнивались между собой как на качественном уровне, так и на основе безразмерных параметров. Результаты, относящиеся к магнитосферным токовым слоям, были получены с помощью квартета спутников Cluster в 2003 г., когда спутники находились на расстоянии друг от друга около 200 км, что обеспечило высокое пространственное разрешение измерений. Характе-

ристики токовых слоев, которые создавались в лабораторных условиях, были получены в экспериментах на установке ТС-3D (ИОФ РАН).

Анализ структуры магнитных полей в хвостовой области магнитосферы Земли и в лабораторных экспериментах убедительно свидетельствует о том, что в обоих случаях наблюдается образование сравнительно тонких токовых слоев, которые обнаруживают удивительное качественное сходство, несмотря на колоссальные различия в пространственных масштабах, параметрах плазмы, магнитных полей и токов.

И в магнитосфере, и в лабораторных условиях наблюдается изменение направления наиболее интенсивной, тангенциальной, компоненты магнитного поля в пределах сравнительно узкой области, в которой тангенциальная компонента обладает резким градиентом. Именно в этой области сосредоточен электрический ток плазмы, пространственное распределение которого принимает форму локализованного слоя. Многочисленные экспериментальные данные демонстрируют качественное подобие профилей магнитного поля и плотности тока, которые регистрировались при пересечении хвостовой области магнитосферы Земли и токового слоя в установке ТС-3D.

Присутствие в магнитной структуре токового слоя сравнительно слабой компоненты магнитного поля, ориентированной по нормали к поверхности слоя, характерно как для магнитосферы, так и для лабораторных условий. С увеличением расстояния от X -линии вдоль поверхности слоя нормальная компонента возрастает, но при этом остается меньше, чем тангенциальная компонента.

Появление продольной компоненты магнитного поля (направленной вдоль основного тока в слое), которая имеет характерную квадрупольную структуру, было обнаружено и в лабораторных экспериментах, и в хвостовой части магнитосферы. Возникновение в токовых слоях продольной компоненты квадрупольной структуры свидетельствует о генерации токов Холла, протекающих в поперечной плоскости по отношению к основному току.

При развитии токовых слоев в трехмерных магнитных конфигурациях, которые с самого начала содержат продольную компоненту, было обнаружено усиление продольной компоненты в пределах слоя по сравнению с фоновым уровнем вне слоя. Показано, что усилению продольной компоненты в лабораторных токовых слоях предшествует сжатие основного тока в слой вместе с замороженным продольным полем. Можно предположить, что подоб-

ный процесс должен приводить к усилению продольной компоненты и в магнитосферном токовом слое. Увеличение продольной компоненты в токовых слоях обеспечивается благодаря протекающим в поперечной плоскости токам плазмы, причем плотности этих токов соизмеримы по величине с плотностью основного тока в слое как в лабораторных условиях, так и в магнитосфере.

Температуры электронов и ионов в магнитосфере превышают соответствующие температуры в лабораторных токовых слоях на 1.5–2.5 порядка величины. Однако общими свойствами токовых слоев являются, во-первых, характер пространственных распределений температуры электронов и, во-вторых, соотношение между температурой ионов и электронов. Как в хвостовой части магнитосферы, так и в лабораторных экспериментах максимум температуры электронов локализован в центральной плоскости слоя, вблизи максимума основного тока плазмы, и при смещении относительно этой плоскости температура электронов плавно уменьшается. Превышение температуры ионов над температурой электронов в 3–7 раз является характерным для токовых слоев как в магнитосфере Земли, так и в лабораторных условиях. Нельзя исключить, что дополнительные механизмы нагрева ионов также могут иметь общую природу.

Вместе с тем, несмотря на качественное подобие магнитной структуры и ряда параметров плазмы токовых слоев в хвостовой области магнитосферы Земли и в лабораторных экспериментах, имеются колоссальные различия как между абсолютными значениями параметров (вплоть до 7–16 порядков величины), так и между фундаментальными плазменными величинами, характеризующими токовые слои. В связи с этим количественное сопоставление столь различающихся токовых слоев целесообразно проводить на основе безразмерных параметров. Для получения безразмерных пространственных масштабов были использованы ионная инерционная длина и ларморовский радиус ионов, а для получения безразмерных скоростей — альфвеновская скорость и тепловая скорость ионов. На основании проведенных оценок удалось установить, что указанные безразмерные параметры, характеризующие магнитосферные и лабораторные токовые слои, имеют близкие значения и практически равны единице.

Необходимо особенно подчеркнуть, что основной ток в слое может быть сосредоточен в области, размер которой порядка или даже меньше, чем ионная инерционная длина и/или ларморовский радиус ионов. Это так называемые интенсивные токовые

слои с относительно большой амплитудой тока и относительно малым поперечным размером слоя, которые достаточно часто наблюдаются в хвостовой области магнитосферы и в лабораторных условиях и в которых, как правило, токовая скорость частиц превышает тепловую скорость ионов и альфвеновскую скорость. В таких достаточно тонких (субионных) магнитосферных и лабораторных токовых слоях существенную роль должны играть эффекты, обусловленные генерацией электрических полей и токов Холла, что действительно было обнаружено экспериментально.

Достаточно близкие значения безразмерных параметров, характеризующих магнитосферные и лабораторные токовые слои, позволяет обосновать возможность количественного моделирования процессов, происходящих в магнитосфере, в лабораторных условиях. С другой стороны, многие явления, которые наблюдаются в хвостовой области магнитосферы Земли, могут иметь место в лабораторных токовых слоях и, по всей вероятности, могут быть обнаружены экспериментально.

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 01200953488, при частичной поддержке (А. Г. Ф. и А. В. А.) РФФИ (грант № 15-02-03644), а также при частичной поддержке (А. Г. Ф.) Программой фундаментальных исследований III.2 ОФН РАН «Динамика разреженной плазмы в космосе и в лаборатории».

ЛИТЕРАТУРА

1. S. I. Syrovatskii, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **19**, 163 (1981).
2. D. Biscamp, *Magnetic Reconnection in Plasmas*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2000).
3. Э. Прист, Т. Форбс, *Магнитное пересоединение*, Физматлит, Москва (2005).
4. *Плазменная гелиогеофизика*, под ред. Л. М. Зеленого, И. С. Веселовского, т. 1, 2, Физматлит, Москва (2008).
5. P. A. Sweet, in *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, IAU Symp. 6, ed. by B. Lehnert, Cambridge Univ. Press, London (1958), p. 123.
6. E. N. Parker, *Astrophys. J. Suppl.* **8**, 177 (1963).

7. С. И. Сыроватский, *Астрон. ж.* **43**, 340 (1966); *ЖЭТФ* **50**, 1133 (1966).
8. С. И. Сыроватский, *ЖЭТФ* **60**, 1727 (1971).
9. A. Bratenahl and A. Yeates, *Phys. Fluids* **11**, 2696 (1970).
10. N. Ohyabu and N. Kawashima, *J. Phys. Soc. Jpn* **33**, 496 (1972).
11. С. И. Сыроватский, А. Г. Франк, А. З. Ходжаев, *Письма в ЖЭТФ* **15**, 138 (1972).
12. А. Т. Алтынцев, В. И. Красов, *ЖТФ* **44**, 2629 (1974).
13. R. L. Stenzel and W. Gekeleman, *J. Geophys. Res.* **86**, 649 (1981).
14. Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк и др., *Физика плазмы* **3**, 538 (1977).
15. С. Ю. Богданов, В. С. Марков, А. Г. Франк, *Письма в ЖЭТФ* **35**, 232 (1982).
16. С. Ю. Богданов, Г. В. Дрейден, Н. П. Кирий и др., *Физика плазмы* **18**, 1269 (1992).
17. Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк, *Письма в ЖЭТФ* **56**, 82 (1992).
18. Y. Ono, A. Morita, M. Katsurai et al., *Phys. Fluids B* **5**, 3691 (1993).
19. M. Yamada, H. Ji, S. Hsu et al., *Phys. Plasmas* **14**, 1937 (1997).
20. A. G. Frank, *Plasma Phys. & Contr. Fusion.* **41**, Suppl. 3A, A687 (1999).
21. M. R. Brown, *Phys. Plasmas* **6**, 1717 (1999).
22. J. Egedal, M. Oiroset, W. Fox et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 025006 (2005).
23. T. P. Intrator, I. Furno, D. D. Ryutov et al., *J. Geophys. Res.* **112**, A05S90 (2007).
24. A. Bratenahl and P. J. Baum, *Solar Phys.* **47**, 345 (1976).
25. С. В. Буланов, В. А. Догель, А. Г. Франк, *Письма в астрон. ж.* **10**, 149 (1984).
26. A. Nishida, *Geophys. Res. Lett.* **21**, 2871 (1994).
27. L. M. Zelenyi, P. Triska, and A. Petrukovich, *Adv. Space Res.* **20**, 549 (1997).
28. C. P. Escoubet, M. Fehringer, and M. Goldstein, *Ann. Geophys.* **19**, 1197 (2001).
29. V. Angelopoulos, *Space Sci. Rev.* **141**, 5 (2008).
30. W. Baumjohann, A. Roux, O. Le-Contel et al., *Ann. Geophys.* **25**, 1365 (2007).
31. A. S. Sharma, R. Nakamura, A. Runov et al., *Ann. Geophys.* **26**, 955 (2008).
32. M. L. Goldstein, P. Escoubet, K.-J. Hwang et al., *J. Plasma Phys.* **81**, 325810301 (2015).
33. M. E. Koeperke, *Rev. Geophys.* **46**, 1 (2008).
34. E. G. Zweibel and M. Yamada, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **47**, 291 (2009).
35. M. Yamada, R. Kurlsrud, and H. Ji, *Rev. Modern Phys.* **82**, 603 (2010).
36. А. Г. Франк, *УФН* **180**, 982 (2010).
37. A. V. Artemyev, A. A. Petrukovich, A. G. Frank et al., *J. Geophys. Res.* **118**, 2789 (2013).
38. Е. В. Юшков, А. Г. Франк, А. В. Артемьев и др., *Физика плазмы* **41**, 73 (2015).
39. C. P. Escoubet, M. G. Taylor, A. Masson et al., *Ann. Geophys.* **31**, 1045 (2013).
40. M. W. Dunlop, A. Balogh, K.-H. Glassmeier et al., *J. Geophys. Res.* **107**, 1384 (2002).
41. A. G. Frank, S. Yu. Bogdanov, V. S. Markov et al., *Phys. Plasmas* **12**, 052316 (2005).
42. A. G. Frank, S. Yu. Bogdanov, G. V. Dreiden et al., *Phys. Lett. A* **348**, 318 (2006).
43. С. Ю. Богданов, Г. В. Дрейден, В. С. Марков и др., *Физика плазмы* **32**, 1121 (2006).
44. С. Ю. Богданов, С. Г. Бугров, В. П. Грицына и др., *Физика плазмы* **33**, 483 (2007).
45. С. Ю. Богданов, Г. В. Дрейден, В. С. Марков и др., *Физика плазмы* **33**, 1014 (2007).
46. A. G. Frank, S. G. Bugrov, and V. S. Markov, *Phys. Plasmas* **15**, 092102 (2008).
47. Г. С. Воронов, Н. П. Кирий, В. С. Марков и др., *Физика плазмы* **34**, 1080 (2008).
48. A. G. Frank, S. G. Bugrov, and V. S. Markov, *Phys. Lett. A* **373**, 1460 (2009).
49. Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк, *Физика плазмы* **36**, 387 (2010).
50. А. Г. Франк, С. Н. Сатунин, *Физика плазмы* **37**, 889 (2011).
51. A. G. Frank, N. P. Kyrie, and S. N. Satunin, *Phys. Plasmas* **18**, 111209 (2011).

52. Г. В. Островская, А. Г. Франк, *Физика плазмы* **40**, 24 (2014).
53. А. Г. Франк, С. Н. Сатунин, *Письма в ЖЭТФ* **100**, 83 (2014).
54. Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк и др., *Физика плазмы* **42**, 563 (2016).
55. С. Ю. Богданов, Н. П. Кирий, В. С. Марков и др., *Письма в ЖЭТФ* **71**, 72 (2000).
56. С. И. Сыроватский, *Изв. АН СССР* **41**, 1782 (1977).
57. С. Ю. Богданов, В. С. Марков, А. Г. Франк и др., *Физика плазмы* **28**, 594 (2002).
58. Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк, *Письма в ЖЭТФ* **95**, 17 (2012).
59. Н. П. Кирий, А. Г. Франк, *Физика плазмы* **38**, 1042 (2012).
60. R. Nakamura, W. Baumjohann, A. Runov et al., *Space Sci. Rev.* **122**, 29 (2006).
61. R. Nakamura, W. Baumjohann, M. Fujimoto et al., *J. Geophys. Res.* **113**, A07S16 (2008).
62. A. V. Artemyev, A. A. Petrukovich, R. Nakamura et al., *J. Geophys. Res.* **120**, 3804 (2015).
63. A. Runov, V. A. Sergeev, R. Nakamura et al., *Ann. Geophys.* **24**, 247 (2006).
64. A. V. Artemyev, A. A. Petrukovich, R. Nakamura et al., *J. Geophys. Res.* **116**, A0923 (2011).
65. A. A. Petrukovich, A. V. Artemyev, I. Y. Vasko et al., *Space Sci. Rev.* **188**, 311 (2015).
66. A. V. Artemyev, W. Baumjohann, A. A. Petrukovich et al., *Ann. Geophys.* **29**, 2253 (2011).
67. С. Ю. Богданов, Ю. Ф. Бондарь, В. Б. Бурилина и др., *ЖТФ* **64**, 30 (1994).
68. С. Ю. Богданов, В. Б. Бурилина, Н. П. Кирий и др., *Физика плазмы* **24**, 467 (1998).
69. A. V. Artemyev, A. A. Petrukovich, R. Nakamura et al., *J. Geophys.* **115**, A12255 (2010).
70. B. U. Ö. Sonnerup, *Solar System Plasma Physics*, ed. by L. T. Lanzerotti, C. F. Kannel, and E. N. Parker, North-Holland, Amsterdam (1979), Vol. 3, p. 46.
71. T. Terasawa, *Geophys. Res. Lett.* **10**, 475 (1983).
72. A. Bhattacharjee, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **42**, 365 (2001).
73. J. Birn, J. F. Drake, M. A. Shay et al., *J. Geophys. Res.* **106**, 3715 (2001).
74. J. D. Huba and L. I. Rudakov, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 175003 (2004).
75. M. A. Shay, J. F. Drake, B. N. Rogers et al., *J. Geophys. Res.* **106**, 3759 (2001).
76. D. Uzdensky and R. Kurlrud, *Phys. Plasmas* **13**, 062305 (2006).
77. Y. Yagi and N. Kawashima, *Jpn J. Appl. Phys.* **24**, L259 (1985).
78. A. G. Frank, S. Yu. Bogdanov, G. V. Dreiden et al., in *Proc. 30-th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics*, St.-Petersburg, Russia (2003), ed. by R. Koch and S. Lebedev, EPS Series ed. by R. M. Pick, Paris (2003), Vol. 27A, P-1.35.
79. Y. Ren, M. Yamada, H. Ji, S. Gerhardt et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 055003 (2005).
80. M. Brown, C. D. Cothram, and J. Fung, *Phys. Plasmas* **13**, 056503 (2006).
81. M. Yamada, Y. Ren, H. Ji, J. Breslau et al., *Phys. Plasmas* **13**, 052119 (2006).
82. M. Oieroset, T. D. Phan, M. Fujimoto et al., *Nature* **412**, 414 (2001).
83. T. Nagai, I. Shinohara, M. Fujimoto et al., *J. Geophys. Res.* **106**, 25929 (2001).
84. A. Runov, R. Nakamura, W. Baumjohann et al., *Geophys. Res. Lett.* **30**, 1579 (2003).
85. J. P. Eastwood, T. D. Phan, M. Oieroset et al., *J. Geophys. Res.* **115**, A08215 (2010).
86. Х. Альфвен, *Космическая плазма*, Мир, Москва (1983).
87. А. С. Кингсеп, К. В. Чукбар, В. В. Яньков, *Вопросы теории плазмы*, Энергоатомиздат, Москва (1987), вып. 16, с. 243.
88. А. С. Кингсеп, *Введение в нелинейную физику плазмы*, МЗ-ПРЕСС, Москва (2004).