

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

К 85-летию со дня рождения С.И. Сыроватского

*Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 26 мая 2010 г.*

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201009f.0973

26 мая 2010 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН, посвящённая 85-летию со дня рождения Сергея Ивановича Сыроватского.

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.grad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Зелёный Л.М.** (Институт космических исследований РАН, Москва). *Тонкие токовые слои и пересоединение в хвосте магнитосферы.*

2. **Франк А.Г.** (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва). *Динамика токовых слоёв как основа вспышечных явлений в замагниченной плазме.*

3. **Кузнецов В.Д.** (Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Московская обл.). *Космические исследования Солнца.*

4. **Сомов Б.В.** (Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва). *Мощные ударные волны и экстремальные состояния плазмы.*

5. **Зыбин К.П.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Структурные функции развитой турбулентности.*

6. **Птускин В.С.** (Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Московская обл.). *Происхождение космических лучей.*

Статьи, написанные на основе докладов 1–4 и 6, публикуются ниже.



Сергей Иванович Сыроватский
(02.03.1925 – 26.09.1979)

PACS numbers: 52.30.Cv, 52.35.Py, 52.35.Vd
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201009g.0973

Метастабильность токовых слоёв

Л.М. Зелёный, А.В. Артемьев, Х.В. Малова,
А.А. Петрукович, Р. Накамура

1. Введение

Токовый слой (ТС) является универсальной плазменной структурой. Формирование токовых слоёв наблюдается

Л.М. Зелёный, А.А. Петрукович. Институт космических исследований РАН, Москва, РФ. E-mail: lzelenyi@iki.rssi.ru
А.В. Артемьев, Х.В. Малова. Институт космических исследований РАН, Москва, РФ,
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, РФ
Р. Накамура (R. Nakamura). Space Research Institute of Austrian Academy of Sciences, Graz, Austria

в многочисленных лабораторных экспериментах [1, т. 1, гл. 9], [2, с. 108], в короне Солнца [2, с. 3], [3] и в астрофизических объектах (магнитосферы звёзд, галактические джеты и др.) [4, 5]. Они существуют в хвосте земной магнитосферы [1, т. 2, гл. 4] и на её границе — магнитопаузе [6]. Присутствие ТС связано с процессами аккумуляции энергии магнитного поля. В связи с этим наибольший интерес представляет объяснение механизмов, обеспечивающих накопление магнитной энергии в ТС без её немедленного высвобождения. Среди явлений, связанных с высвобождением запасённой магнитной энергии, в первую очередь стоит отметить солнечные вспышки. Именно при исследовании высвобождения энергии магнитного поля за счёт превращения её в тепловую энергию и энергию направленного движения частиц во время солнечных вспышек была предложена идея магнитного пересоединения [7].

ТС разделяет две области с противоположно направленными силовыми линиями магнитного поля и, как следствие, пересоединение этих линий связано с их разрывом и филаментацией токового слоя. Однако первые модели магнитного пересоединения пытались описать не токовые слои и их динамическое развитие, а некоторую стационарную область диссипации магнитного поля (см. [8] и обзор [9]). Эти модели основывались на серьёзных допущениях о наличии равновесия между втекающими в область диссипации потоками плазмы и потоками ускоренных частиц, покидающими её. Как показали более строгие расчёты, корректно определить граничные условия, требующиеся для построения такого стационарного решения в рамках магнитной гидродинамики (МГД), обычно не удаётся [10], и в реальных задачах пересоединение с необходимостью становится нестационарным [11].

Более общую картину динамического формирования ТС рассмотрел в своих работах С.И. Сыроватский [2, 12]. При решении задачи о магнитогидродинамических течениях плазмы в окрестности особой точки магнитного поля ему удалось построить сценарий формирования ТС и последующего магнитного пересоединения. Наличие конечного времени существования слоя привело к *концепции метастабильности*. Токовый слой в рамках данной концепции относительно длительное время аккумулирует магнитную энергию и только затем высвобождает её в процессе импульсного магнитного пересоединения. Этот подход позволил объяснить чередование длительных периодов наблюдений "спокойных" токовых слоёв с последующим взрывным высвобождением запасённой в них энергии [2, 13], что не удаётся получить в моделях стационарного пересоединения.

Модели ТС в солнечной короне и процессы их разрыва связаны с механизмом диссипации магнитной энергии за счёт кулоновских столкновений частиц плазмы. Однако аналогичные токовые структуры наблюдаются и в бесстолкновительной плазме земной магнитосферы, и в течениях солнечного ветра. Так, в 1965 г. Н. Несс доказал существование магнитного шлейфа Земли с противоположно направленными силовыми линиями в северной и южной областях и разделяющего их токового слоя [14]. Плотность частиц в таком ТС порядка 1 см^{-3} , что исключает столкновительные механизмы диссипации. Основным механизмом, обеспечивающим диссипацию в бесстолкновительной плазме, является кинетический эффект резонансного взаимодей-

ствия частиц плазмы с развивающейся в токовом слое неустойчивой модой колебаний (обратное затухание Ландау). В качестве модели ТС часто берётся одномерная кинетическая модель Харриса [15] и её более поздние обобщения для случая двумерной геометрии системы [16, 17]. Разрыв такого ТС связан с развитием разрывной (*tearing*) неустойчивости, предложенной в 1966 г. в качестве основного кандидата на роль механизма, ответственного за инициализацию магнитного пересоединения в ТС магнитосферного хвоста [18]. Осознавая важность кинетических эффектов для понимания устойчивости предельно тонких бесстолкновительных ТС, С.И. Сыроватский совместно с С.В. Булановым разработали модель развития разрывной моды неустойчивости в ТС с нулевой толщиной [2, с. 88].

Процесс трансформации энергии магнитного поля в энергию частиц плазмы в бесстолкновительной плазме также носит главным образом кинетический характер. Так, одним из основных механизмов увеличения энергии частиц является процесс их ускорения электрическим полем вблизи областей пересоединения. Современная теория данного процесса опирается на пионерские работы школы С.И. Сыроватского [19–21], в которых рассматривалось приближение стационарного электрического поля, и на работы А.А. Галеева [22, 23], использовавшего приближение импульсного электрического поля.

Концепция метастабильности возникла в теории устойчивости бесстолкновительных ТС хвоста магнитосферы Земли благодаря работам, в которых авторы учли нормальную компоненту магнитного поля B_z [24, 25]. Эта компонента, имеющая ненулевое значение в центре ТС, замagnetничивает электроны и как бы придаёт "жесткость" силовым линиям ("материализует" их), препятствуя развитию разрывной неустойчивости, и "затягивает", таким образом, момент филаментации ТС. Теория разрывной моды в земной магнитосфере [26–29], построенная в 1970–1980-х годах, основывалась на модели Харриса, что стало наиболее слабым её положением и впоследствии привело к отказу (как мы покажем ниже, напрасному) от её использования как механизма инициализации магнитосферных суббурь (явлений, напрямую связанных с пересоединением силовых линий магнитного поля). В 1990-х годах рядом авторов было доказано, что ТС Харриса в присутствии нормальной компоненты магнитного поля является абсолютно устойчивым к разрывной моде [30, 31]. Этот результат способствовал созданию альтернативных сценариев развития суббури, основанных не на разрыве силовых линий в хвосте земной магнитосферы, а на разрушении токовых структур во внутренней магнитосфере [32].

Однако увеличивающийся объём экспериментальных данных по-прежнему указывал на магнитное пересоединение как на наиболее вероятный механизм трансформации энергии магнитного поля в энергию потоков частиц в земной магнитосфере [33–35]. Более того, на основе данных, полученных спутниковой миссией "Themis", специально запущенной для поиска места инициализации суббури, было показано, что пересоединение силовых линий происходит в области с тонким токовым слоем в районе 16 земных радиусов на ночной стороне магнитосферы [36]. Таким образом, возникло явное противоречие между наблюдательными данными и теоретическими предсказаниями абсолютной устойчиво-

сти ТС. В настоящей статье обсуждаются пути преодоления такого непонимания одного из важнейших явлений в космической физике.

2. Современные спутниковые данные и теоретические модели

Предположения С.И. Сыроватского об определяющей роли тонких токовых слоёв (ТТС) в процессе аккумуляции и высвобождения энергии магнитного поля нашли полное подтверждение в современных спутниковых данных. Благодаря измерениям магнитного поля двумя спутниками миссии ISEE (International Sun-Earth Explorer) [37], было найдено, что в фазе зарождения суббури может образовываться ТТС, имеющий сложную внутреннюю структуру. Особенностью такого ТС явилось разделение амплитуд магнитного поля ТТС B_0 и магнитного поля на границе плазменного слоя B_{ext} . Таким образом, ТТС с малыми пространственными масштабами профиля плотности тока оказывается вложенным в гораздо более крупномасштабный плазменный слой (плазма, формирующая этот слой, является фоном для ТТС). Именно такую модель С.И. Сыроватский рассматривал в своих работах, называя фоновую плазму плазменной "шубой" [2].

Наиболее точную информацию о токовых слоях земной магнитосферы дал спутниковый проект "Cluster", состоящий из четырёх аппаратов [38–40]. Основываясь на одновременных измерениях магнитного поля $\mathbf{B}$ в четырёх точках пространства, можно определить плотность тока $\mathbf{j} = (c/4\pi) \text{rot } \mathbf{B}$ и, таким образом, в явном виде восстановить конфигурацию токового слоя. Было установлено, что абсолютное большинство токовых слоёв в хвосте земной магнитосферы являются вложенными структурами [38] и они не могут быть описаны с помощью модели Харриса [40].

Вложенность масштабов в структуре ТС подразумевает, что небольшая часть частиц (10–20 % от общей плотности) создаёт ток в ТТС, поддерживая поле $\sim B_0$. Оставшиеся 80–90 % создают поле $B_{\text{ext}} - B_0$. При этом типичное отношение $B_0/B_{\text{ext}} \sim 0,4$ [41]. Схематично такой ТТС представлен на рис. 1. Характерные пространственные масштабы ТТС оказываются порядка 1000 км, и при $B_{\text{ext}} \approx 30\text{--}40$ нТл плотность тока уже становится достаточно велика для того, чтобы исключить возможность образования ТТС за счёт диамагнитного дрейфа частиц плазмы. С другой стороны, известно, что в ТТС могут присутствовать ионы на так называемых пролётных (или "спайсеровских") траекториях [42, 43], которые переносят ток за счёт разомкнутости их орбит, и их потоковые скорости вдоль направления тока сопо-

ставимы с тепловыми скоростями. Благодаря тому что нормальная компонента магнитного поля в ТТС мала ($B_z \ll B_0$), уравнения движения ионов становятся интегрируемыми и можно ввести квазиadiaбатический инвариант движения $I_z = \oint v_z dz$, сохраняющийся вдоль траекторий пролётных частиц [43]. Основываясь на сохранении I_z и полной энергии H_0 , удаётся построить самосогласованную одномерную модель ТТС [44, 45].

Величина нормальной компоненты магнитного поля B_z в хвосте земной магнитосферы оказывается слишком малой, для того чтобы замагнитить движение ионов, но в то же время она является достаточно большой, для того чтобы движение электронов можно было считать замагниченным и рассматривать их траектории в рамках дрейфового приближения. Суммируя токи ионов на пролётных траекториях и дрейфовые токи электронов, можно построить модель двухкомпонентного ТТС [46].

Чтобы привести основные уравнения одномерной модели ТТС, воспользуемся системой координат, показанной на рис. 1: ток течёт вдоль оси y , магнитное поле ТТС, направленное по оси x , меняет знак в плоскости $z = 0$; единственная пространственная переменная, от которой зависят все параметры системы, — это z -координата. Функция распределения ионов на границе системы в данной модели может быть задана в виде смещённого максвелловского распределения

$$f \sim \exp \left(-\frac{v_{\perp}^2 + (v_{\parallel} - v_D)^2}{v_T^2} \right),$$

и основным параметром задачи будет отношение тепловой и потоковой скоростей ионов $\varepsilon = v_T/v_D$. В центральной области ТТС функцию распределения можно выразить через интегралы движения:

$$f \sim \exp \left[-\frac{\omega_0 I_z}{mv_T^2} - \left(\sqrt{\frac{2H_0}{mv_T^2} - \frac{\omega_0 I_z}{mv_T^2}} - \varepsilon^{-1} \right)^2 \right],$$

и тогда с помощью уравнения Лиувилля ($df/dt = 0$) ток ионов $j_i = q_i \int v_y f d^3v$ можно определить в каждой точке пространства. Здесь m и q_i — масса и заряд ионов соответственно, ω_0 — гирочастота ионов на границе ТТС. Квазиadiaбатический инвариант I_z при этом является нелокальной функцией магнитного поля B_x :

$$I_z \sim m \oint \sqrt{v_y^2 + v_z^2 - \left(v_y - \frac{q_i}{mc} \int_{z'}^z B_x(z'') dz'' \right)^2} dz'.$$

Пределы интегрирования по z' определяются точками, в которых подынтегральное выражение равно нулю (см. [45, 46]).

Ток замагниченных электронов может быть записан следующим образом:

$$j_e = q_e n_e c \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]}{B^2} + \frac{c}{B^2} [\mathbf{B} \times \nabla_{\perp} p_{e\perp}] + c(p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \frac{[\mathbf{B} \times (\nabla \mathbf{B}) \mathbf{B}]}{B^4}.$$

Здесь q_e и n_e — заряд и концентрация электронов, $p_{e\parallel}$ и $p_{e\perp}$ — параллельная и перпендикулярная компоненты давления электронов соответственно, $B = \sqrt{B_z^2 + B_x^2}$. Поскольку крупномасштабное электрическое поле через слой E_y может быть устранено переходом в движущуюся систему координат (так называемую систему де Хоффмана – Теллера), в уравнениях учитывается единственная

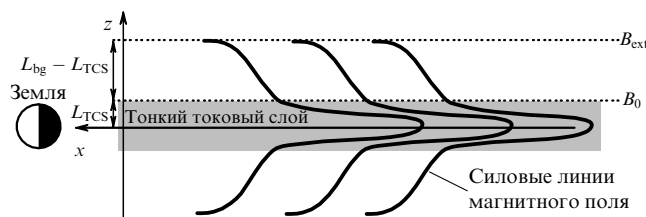


Рис. 1. Схематичное изображение ТТС. На рисунке указаны толщина ТТС L_{TCS} и толщина фонового слоя L_{bg} , в который вложен ТТС. Показаны также значения полей B_0 и B_{ext} по отношению к геометрии силовых линий.

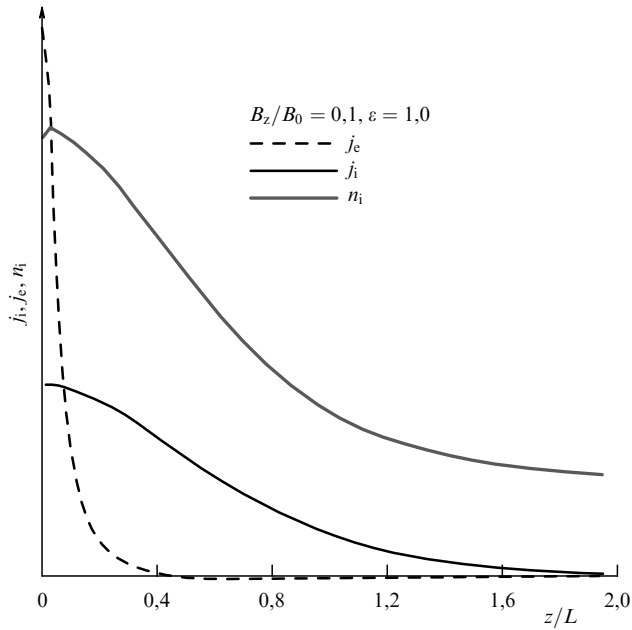


Рис. 2. Профили плотности ионного и электронного токов и профиль плотности плазмы для модели ТТС.

ненулевая компонента электрического поля $E_z = -d\phi/dz$. Для поиска скалярного потенциала ϕ используется уравнение квазинейтральности $q_i n_i + q_e n_e = 0$. Таким образом, модель ТТС сводится к уравнению типа Грэда – Шафранова

$$\frac{dB_x}{dz} = \frac{4\pi}{c} [j_e(B_x, z) + j_i(B_x, z)],$$

а величина B_z является свободным параметром. Полученная модель ТТС обладает тройной вложенной структурой. Так, профиль плотности тока электронов с резким максимумом в центре вложен в более широкий профиль плотности ионного тока. Вся эта структура, в свою очередь, вложена в плазменный слой (плотность плазмы не обращается в нуль на границе ТТС) (рис. 2). Центральный максимум плотности электронного тока обусловлен дрейфом кривизны $\sim (p_{e\parallel} - p_{e\perp})/R_{\text{curv}}$, где радиус кривизны R_{curv} пропорционален отношению $(B_z/B_0)^2 \ll 1$.

Проведённое сопоставление модели ТТС со слоями, наблюдаемыми в хвосте земной магнитосферы, показало, что используемая модель с пролётными частицами позволяет описать экспериментальные данные с гораздо более высокой точностью, чем модель Харриса [41]. На рисунке 3 представлен пример сравнения про-

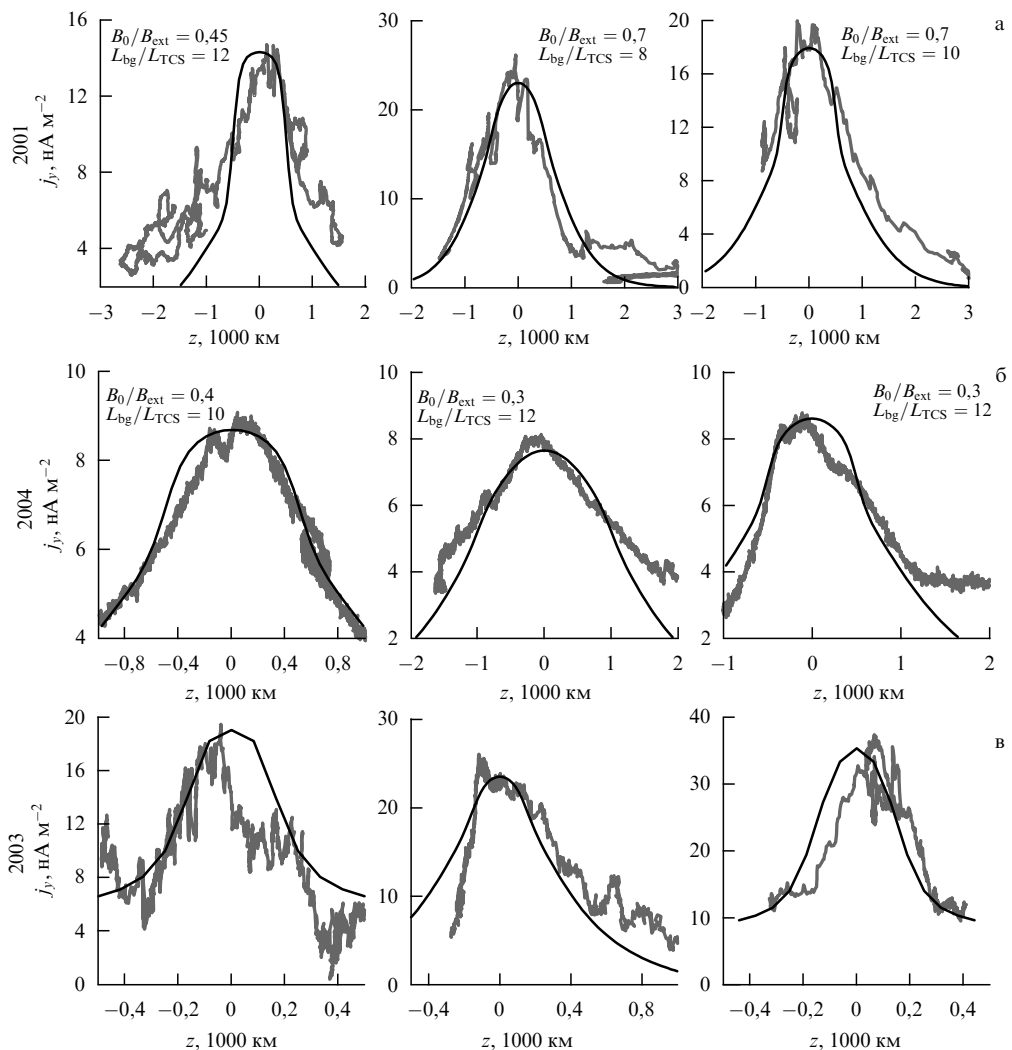


Рис. 3. Профили плотности тока экспериментальных токовых слоёв (светлые кривые) и модели ТТС (тёмные кривые).

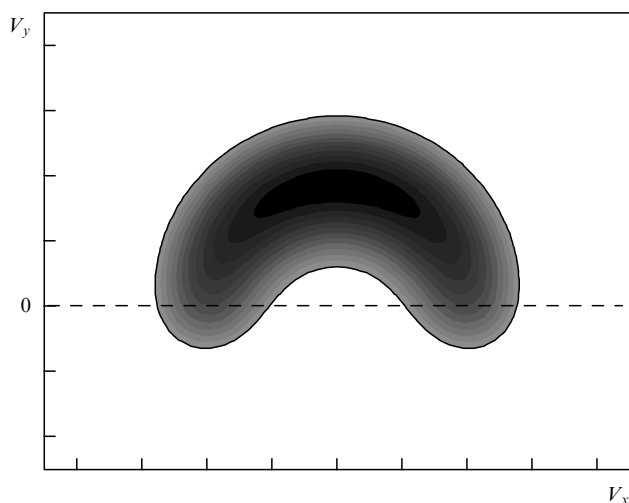


Рис. 4. Функция распределения пролётных частиц ТТС.

филей плотности тока, полученных прямыми измерениями магнитного поля на спутниках системы "Cluster", с профилями плотности тока, рассчитанными в модели ТТС. Обратимся сначала к рис. 3а и б. Из представленных там данных видно, что как для наблюдаемых ТТС, так и в модели слой имеет вложенную структуру с $B_0 < B_{ext}$. Эта особенность структуры ТС проявляется в двух различных эффектах. Во-первых, плотность тока в представленных ТТС на измеряемых масштабах от 1000 до 2000 км спадает более чем на порядок, до величины $\sim 1-3 \text{ нА м}^{-2}$. В результате оставшаяся величина магнитного поля $B_{ext} - B_0$ поддерживается относительно слабым фоновым током и, как следствие, толщина этого фонового слоя L_{bg} существенно превышает толщину ТТС L_{TCS} . Соответствующие кривым плотности тока значения отношения L_{bg}/L_{TCS} приведены на рис. 3а, б. Таким образом, создание локально сильного тока в ТС (возникновение ТТС) связано не с общим сужением всего ТС, а скорее с появлением внутри широкого ТС узкого интенсивного ТТС.

Вторым эффектом является возникновение тонкого электронного тока внутри ионного ТТС. Измерение таких структур спутниковыми системами может проводиться лишь при очень небольшом расстоянии ($\approx 300 \text{ км}$) между космическими аппаратами (миссия "Cluster" рабо-

тала в таком режиме в 2003 г. [39]). Сопоставление измеренных таким образом профилей плотности тока с результатами, полученными в модели ТТС, проведено на рис. 3в. Из графиков видно, что электронный ток модели ТТС неплохо описывает измеренные профили толщиной $\geq 200 \text{ км}$. Таким образом, двойная вложенность структуры ТС, полученная в модели [46], подтверждается экспериментальными данными. Очевидно, что для такой двойной конфигурации критерии устойчивости должны быть совершенно иными, чем для модели Харриса.

Здесь также можно отметить, что наблюдения очень тонких токовых слоёв, в которых ток электронов существенно превышает ток ионов, хорошо согласуются с результатами лабораторного моделирования группы А.Г. Франк [1, т. 1, гл. 9], [2, с. 108], инициированного в своё время С.И. Сыроватским.

Более детальное сопоставление модели ТТС и экспериментальных данных можно провести, если рассмотреть функции распределения протонов, переносящих ток в системе. Так, в модели ТТС ток переносят частицы на пролётных траекториях с характерной "серповидной" функцией распределения (см. [47, 48]). Пример такой функции распределения, полученный с помощью модели ТТС [46], представлен на рис. 4. Получить аналогичную информацию по экспериментальным данным непросто из-за наличия фоновой популяции плазмы. Однако, благодаря тому что плотность (и функция распределения) фоновой плазмы не изменяется при пересечении ТТС (на масштабах $\sim 1000 \text{ км}$), можно воспользоваться следующим методом: из распределения протонов в центре ТТС можно вычесть распределение на его границе. Получаемая положительная разность будет представлять собой распределение протонов, переносящих ток в ТТС (рис. 5). Сопоставление модельного и наблюдаемых распределений указывает на их хорошее качественное согласие (см. рис. 4 и 5).

Таким образом, возможное решение проблемы устойчивости токового слоя хвоста земной магнитосферы лежит на пути использования модели ТТС, более адекватно описывающей наблюдаемые данные, чем модель Харриса.

3. Разрывная неустойчивость

Полное исследование разрывной неустойчивости основывается на использовании вариационного метода: для

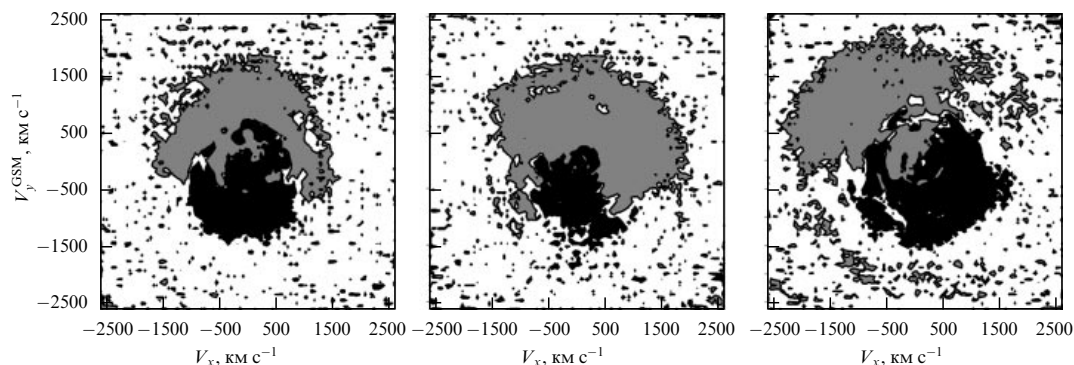


Рис. 5. Функции распределения протонов в центральной области ТТС для трёх наблюдений. Серым цветом отмечена присутствующая в центре ТС популяция частиц, переносящая основной ток. (Индекс GSM — от англ. Geocentric Solar Magnetospheric Coordinates — Геоцентрическая солнечно-магнитосферная система координат.)

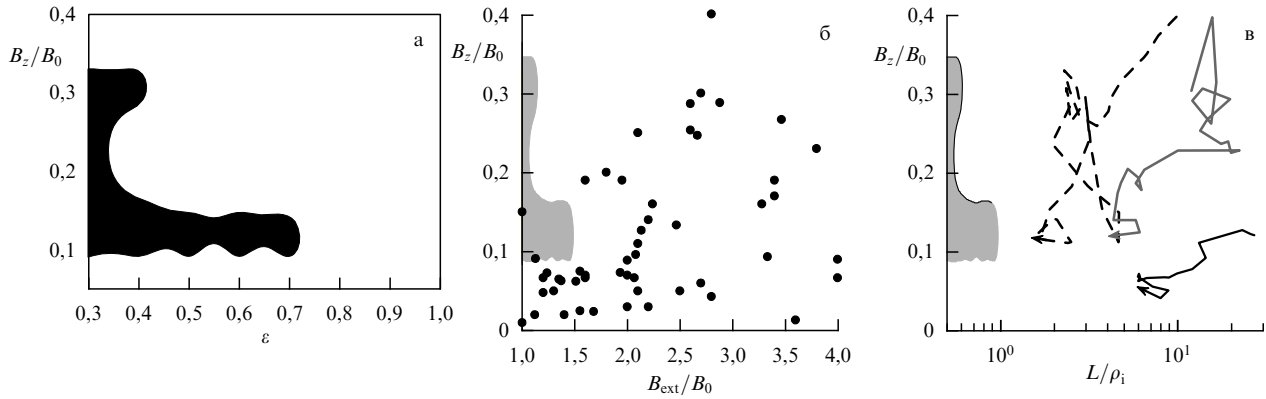


Рис. 6. (а) Параметрическая карта: тёмным цветом выделена область параметров, в которой $W_2 < 0$. (б) Карта областей неустойчивости с нанесёнными на неё положениями экспериментальных наблюдений ТТС. (в) Параметрическая карта неустойчивости с нанесёнными на неё траекториями эволюции ТС на подготовительной фазе суббури.

получения уравнения для возмущённого векторного потенциала $A_{1y} \sim \exp(ikx - i\omega t)$ функционал энергии системы W_2 рассматривается во втором порядке теории возмущений [49]. Функционал W_2 содержит три основные компоненты: энергию возмущения магнитного поля в системе W_B , энергию притяжения токовых филаментов W_{free} и стабилизирующий вклад W_e , связанный с присутствием в системе поля B_z . Слагаемое W_{free} представляет собой "свободную энергию" системы, так как именно благодаря данному вкладу в ТС может в принципе развиваться разрывная неустойчивость. Слагаемое W_e формируется благодаря нескольким эффектам. Во-первых, электроны оказываются замагниченными полем B_z , и в ходе развития неустойчивости происходит возмущение их концентрации $n_{1e} \sim B_{1z}/B_z$. Во-вторых, вслед за электронами, для того чтобы поддерживать квазинейтральность в плазме, движутся ионы, на перемещение которых тоже расходуется значительная часть "свободной энергии" системы [26].

В-третьих, сохранение в системе канонического импульса $P_y = mv_y + qA_y/c \sim qB_z x/c$ налагает дополнительные ограничения на разрывную неустойчивость.

Для модели ТТС [46] слагаемые, формирующие функционал W_2 , имеют следующий вид [51]:

$$W_B = \int \frac{(\nabla A_{1y})^2}{8\pi} d^3r,$$

$$W_{\text{free}} = -\frac{1}{2c} \int \frac{\partial j_0}{\partial A_{0y}} A_{1y}^2 d^3r,$$

$$W_e = \int \left(\frac{q_i n_{0i}^2}{\partial n_{0i} / \partial \phi_0} \frac{k^2}{B_z^2} \right) A_{1y}^2 d^3r + W_H.$$

Здесь индексами 0 отмечены макропараметры ТС в невозмущённом состоянии (j_0 — ток, n_{0i} — плотность ионов, A_{0y} — единственная компонента векторного потенциала, ϕ_0 — скалярный потенциал). Слагаемое W_H связано с эффектом зависимости P_y от B_z в исходной системе и соответствующими дополнительными условиями на возмущение (см. [49, 50]). Единственная компонента возмущённого векторного потенциала — A_{1y} . Фактически W_2 представляет собой разницу энергий возмущённой и исходной систем. По этой причине, если существует такая функция A_{1y} , что $W_2 < 0$, системе энергетически выгодно развитие разрывной неустойчи-

вости и система ТС окажется микроскопически неустойчивой.

Для того чтобы проверить данное условие, необходимо решить уравнение $\delta W_2 / \delta A_{1y} = 0$, определяющее A_{1y} для минимально возможного значения W_2 . Решение этого уравнения для ТТС приведено в работе [50], здесь же мы рассмотрим окончательный результат — параметрическую область неустойчивости, показанную на рис. 6а. Как видно из рисунка, неустойчивыми оказываются тонкие и вытянутые токовые слои с малыми значениями параметра ϵ и $B_z/B_0 \sim 0,1-0,2$. Таким образом, ТТС с вложенной структурой не только является более близким по характеристикам к экспериментальным данным, но и позволяет решить проблему разрыва силовых линий и инициализации суббури благодаря большому запасу "свободной" энергии. При этом предсказания теории устойчивости также удаётся сопоставить с экспериментальными данными.

В первую очередь нас будет интересовать, обладают ли наблюдаемые ТТС теми свойствами, благодаря которым теоретическая модель ТТС оказывается неустойчивой к разрывной моде. Так, одной из основных причин неустойчивости ТТС является большой запас "свободной энергии", что, в первую очередь, выражается во вложенной структуре исследуемой конфигурации. Существенная разница между пространственными масштабами профиля плотности плазмы и пространственными масштабами профиля плотности тока позволяет величине $\partial j_0 / \partial A_{0y}$ приобрести достаточно большое значение, для того чтобы вариация энергии W_2 стала отрицательной.

Рассматриваемый эффект можно оценить следующим образом. Построим простую эмпирическую модель ТС с вложенной структурой, удобную для сопоставления с экспериментальными данными, и оценим величину её свободной энергии. Зафиксируем амплитуду внешнего магнитного поля B_{ext} (значение поля в области, где плазменное давление обращается в нуль) и амплитуду плотности тока j_{max} . Тогда для слагаемого, соответствующего "свободной энергии" ТТС, можно записать следующее выражение:

$$W_{\text{free}} = -\frac{1}{2c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial j_0}{\partial A_{0y}} A_{1y}^2 dz = -\frac{j_{\text{max}}}{c B_{\text{ext}}} \int_0^1 \frac{\partial j}{\partial b} \frac{1}{b} A_{1y}^2 db.$$

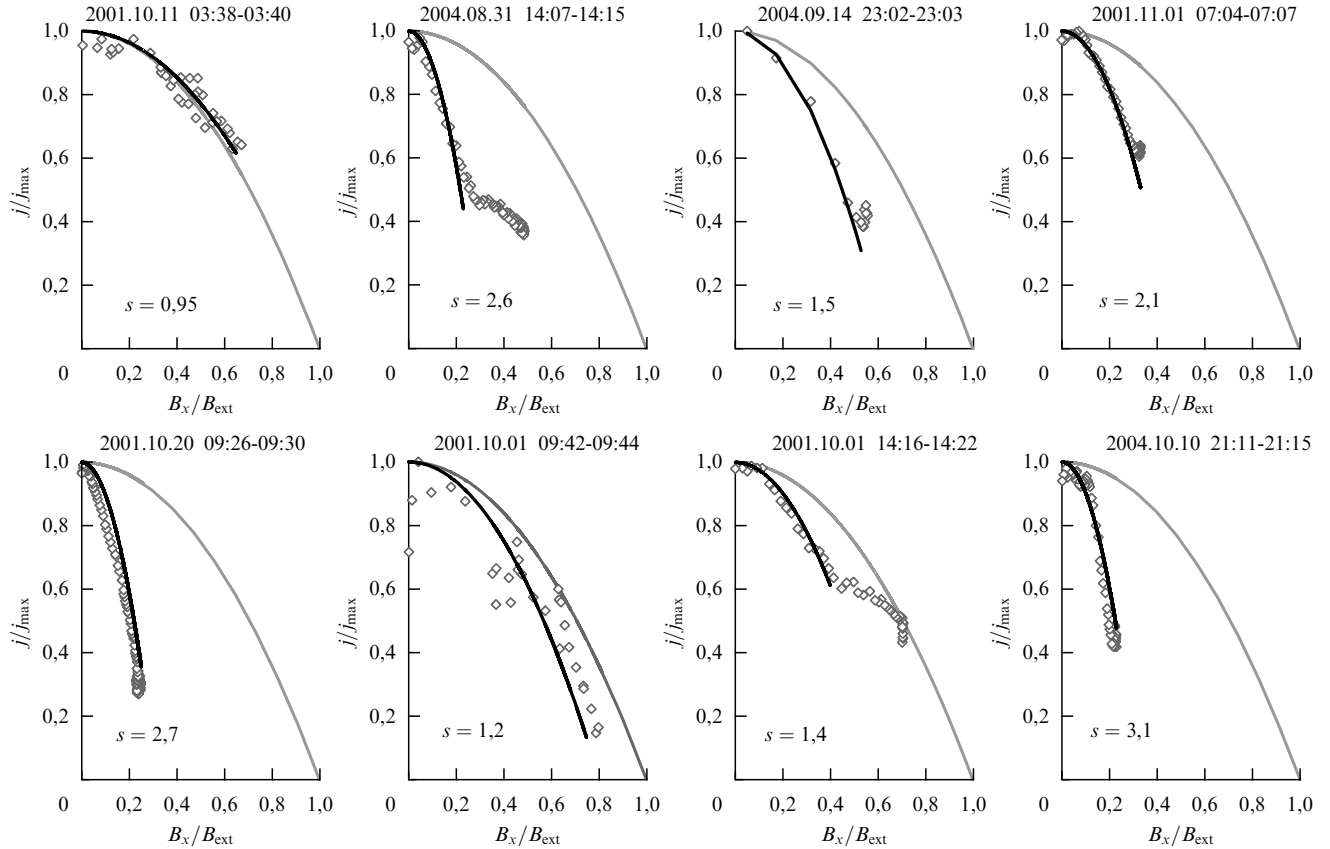


Рис. 7. Профили наблюдаемых ТТС (светлые ромбы), аппроксимация данных профилей функцией $j = 1 - \alpha b^2$, $\alpha = \text{const}$ (тёмная кривая) и профиль для модели Харриса (светлая кривая). На рисунке указаны соответствующие значения s .

Здесь $b = B_x/B_{\text{ext}}$, $j = j_0/j_{\text{max}}$. Теперь рассмотрим структуру токовых слоёв на плоскости (b, j) . Так, модель Харриса обладает плотностью тока $j = \cosh^{-2}(z)$ и магнитным полем $b = \tanh(z)$. В результате эта модель будет представлена параболой $j = 1 - b^2$. Простая модель вложенного ТТС обладает единственным свободным параметром — значением магнитного поля на границе ТТС $b_0 < 1$. Плотность тока в такой модели зададим как сумму двух токов, считая, что в области $b > b_0$ существует только фоновый ток $j_{\text{bg}} = j_1(1 - b^2)$, а в области $b < b_0$ к этому току добавляется ещё и ток ТТС $j_{\text{TCS}} = j_0(1 - b^2/b_0^2)$. Тогда мы можем найти следующую связь между параметрами модели: в центре ТС ($z = 0$, $b = 0$) суммарный ток равен единице, $j_1 + j_0 = 1$, а на границе ТТС ($b = b_0$) мы определим ток как некоторое число μ . Выразив j_1 и j_0 через параметры модели, можно найти уравнение для величины суммарного тока ТТС как в центральной, так и во внешней областях:

$$j = 1 - \left(\frac{b}{b_0}\right)^2 (1 - \mu), \quad b < b_0,$$

$$j = \frac{\mu(1 - b^2)}{1 - b_0^2}, \quad b > b_0.$$

В результате для свободной энергии получаем

$$W_{\text{free}} \sim -\frac{2j_{\text{max}}}{cB_{\text{ext}}} \left(\frac{1 - \mu}{b_0^2} + \frac{\mu}{1 - b_0^2} \right).$$

С другой стороны, для модели Харриса $\partial j / \partial b = -2b$ и

$$W_{\text{free}} = -\frac{2j_{\text{max}}}{cB_{\text{ext}}} \int_0^1 A_{1y}^2 db \sim -\frac{2j_{\text{max}}}{cB_{\text{ext}}}.$$

Таким образом, отношение оценки свободной энергии в ТТС и в ТС Харриса определяется коэффициентом $s = (1 - \mu)b_0^{-2} + \mu(1 - b_0^2)^{-1}$. При $\mu \rightarrow 0$ и $b_0 \rightarrow 1$ ТТС переходит в ТС Харриса и $s \rightarrow 1$. Этот коэффициент можно определить для всех ТТС, наблюдаемых в эксперименте. Здесь мы выбрали восемь пересечений ТТС спутниками миссии "Cluster" и вычислили s , аппроксимируя профиль плотности тока с помощью эмпирической модели (рис. 7). Из графика видно, что даже такая грубая оценка даёт для свободной энергии некоторых наблюдаемых ТТС значения в 2–3 раза больше, чем для ТС Харриса.

Вторую возможность провести сопоставление теоретических результатов с экспериментальными данными даёт полученная параметрическая карта областей неустойчивости (рис. 6а). На эту карту можно нанести положение экспериментальных ТС. Для этой цели необходимо перевести значения параметра ε в некоторую измеряемую величину. Баланс давления на границе ТТС позволяет получить соотношение, связывающее такие параметры модели, как амплитуда магнитного поля ТТС B_0 и давление плазмы на границе ТТС P_b (см. [45]). Используя это соотношение и определение поля B_{ext}

($P_b + B_0^2/8\pi = B_{\text{ext}}^2/8\pi$), получаем

$$\frac{B_{\text{ext}}^2}{B_0^2} = 1 + \varepsilon^2 \left\{ 1 + \frac{\varepsilon \exp(-\varepsilon^{-2})}{\sqrt{\pi} [1 + \operatorname{erf}(\varepsilon^{-1})]} \right\}^{-1}.$$

Следует отметить, что последнее соотношение не учитывает вклада электронов в баланс давления (вклад этот мал, так как температура ионов в 5–7 раз больше электронной). Таким образом, параметр ε может быть трансформирован в измеряемые величины.

Теперь воспользуемся статистикой наблюдаемых ТТС из работы [51] для нанесения их расположения на параметрическую карту устойчивости. Можно привести следующее соображение: если спутниковые наблюдения ТТС проводятся в спокойных условиях, то ТТС должен оказаться на карте параметров вне области неустойчивости. Как видно из рис. 6б, так оно и происходит. Из всех используемых наблюдений ТТС всего два оказываются в области неустойчивости. Большинство наблюдаемых ТТС занимают в параметрическом пространстве зону вокруг области неустойчивости, фактически подтверждая концепцию метастабильности: данные токовые слои "живут" в хвосте магнитосферы в течение нескольких десятков минут, но наблюдения также указывают на их близость к области неустойчивости. Это говорит о возможности резкой (в течение ~ 1 –2 мин) смены квазистационарного состояния системы быстрым динамическим развитием разрывной моды.

Полученную карту неустойчивости можно сопоставить и с наблюдениями эволюции ТС на подготовительной фазе суббури. В этом случае удобнее воспользоваться теоретическим соотношением между параметром ε и толщиной токового слоя в ионных гирорадиусах L/ρ_i (см. [45]). Для этого воспользуемся представленными в работе [52] экспериментальными наблюдениями эволюции ТС перед суббурей. Результирующая картина представлена на рис. 6в: в процессе эволюции в ТС уменьшается как толщина, так и отношение B_z/B_0 , при этом эволюция состояния ТС оказывается направленной в сторону области неустойчивости. Измерения во всех используемых здесь экспериментальных наблюдениях показывали, что на следующем этапе эволюции слоя неизбежно происходит разрыв силовых линий магнитного поля.

Таким образом, теория устойчивости ТТС, объясняющая механизмы метастабильности ТТС, достаточно убедительно подтверждается экспериментальными данными.

4. Обсуждение: динамика токового слоя

Исследование устойчивости ТТС показало, что, наряду с разрывной модой, в системе могут развиваться различные дрейфовые моды с $k_y \neq 0$ [53]. В результате могут происходить как пинчевание магнитных поверхностей ТС, так и их изгибные деформации. При этом инкременты неустойчивости у дрейфовых мод оказываются больше, чем у разрывной моды. Данный факт связан с тем, что дрейфовые моды лишь деформируют магнитные поверхности, не приводя к их разрушению. В результате, возмущения электронной плотности и, как следствие, стабилизирующий вклад электронов в функционал энергии W_2 , оказываются незначительными. В реалистичных условиях трёхмерного токового слоя в системе сначала развиваются дрейфовые моды и лишь

затем на фоне деформированных магнитных поверхностей может начать развиваться разрывная мода. Таким образом, вместо бесконечных одномерных Х-линий, образующихся при филаментации тока в слое и соответствующего пересоединения силовых линий, система будет наполнена магнитными островами, ограниченными не только в x -направлении, но и в y -направлении. Данный факт существен не столько для вопроса инициализации суббури, сколько в свете последствий возникновения такой сложной топологической структуры магнитных поверхностей для нелинейной стадии развития в хвосте различных неустойчивых мод и процессов ускорения частиц.

Малость влияния магнитного поля на движение частиц вблизи Х-линии позволяет последним ускоряться индукционным электрическим полем, возникновение которого также связано с динамическими процессами в ТС. Если электрическое поле в системе рассматривать как некоторое однородное внешнее поле, действующее на частицы в области квазистационарной Х-линии, то в системе должны возникнуть существенное ускорение частиц плазмы (до нескольких сотен кэВ в хвосте земной магнитосферы [54] и нескольких МэВ в токовых слоях солнечной короны [55]) и формирование соответствующих немаксвелловских распределений частиц по энергиям. Подобные модели широко обсуждаются применительно как к солнечной [19, 21], так и к магнитосферной плазме [56, 57]. С другой стороны, можно рассмотреть непосредственно процесс нестационарного пересоединения силовых линий. В этом случае электрическое поле будет иметь индукционный характер, и ускорение частиц приобретёт импульсную природу [23, 58]. Сопоставление наблюдений спутников в хвосте земной магнитосферы с теоретическими предсказаниями показывает адекватность этого подхода при описании наблюдаемых кратковременных всплесков ускоренных заряженных частиц [59].

Пространственная локализация Х-линий не позволяет, однако, ускорить достаточно большие группы заряженных частиц. Это ограничение преодолевается в случае присутствия в системе магнитного поля $B_y \neq 0$. Тогда разрыв магнитных поверхностей может происходить с образованием множества Х-линий [60]. Ускорение частиц в таких конфигурациях изучалось ранее применительно к токовым слоям магнитопаузы [61].

Развитие в ТТС дрейфовых мод неустойчивости с последующей деформацией магнитных поверхностей может дать аналогичный эффект образования сложной "паутиной" структуры Х-линий и для токового слоя хвоста земной магнитосферы. При этом нарастание и взаимодействие различных мод неустойчивости в данном случае приводят к формированию турбулентного электромагнитного поля [62]. Ускорение заряженных частиц таким полем оказывается достаточно эффективным как в приближении сильно разрушенных магнитных поверхностей, когда частицы достаточно длительное время находятся вблизи нейтральной плоскости ТС [63], так и в случае, когда турбулентность лишь деформирует силовые линии магнитного поля, оставляя частицам возможность покинуть ТС за относительно короткое время [64]. И в том и другом случаях группы ускоренных таким образом заряженных частиц могут участвовать в формировании высокоэнергетических "хвостов" немаксвелловских распределений, часто на-

блюдаемых в земной магнитосфере и солнечной короне.

Процесс формирования крупномасштабных магнитных структур (плазматидов) при развитии многомодовой неустойчивости может быть связан с процессами взаимодействия отдельных небольших магнитных островов, образованных в результате разрушения магнитных поверхностей ТС. Так, в кинетическом [65] и магнитогиродинамическом [66] режимах было доказано существование нелинейной стадии неустойчивости, когда в системе с множеством магнитных островов на нелинейном этапе взаимное притяжение токов, текущих внутри островов, приводит к их слиянию с последующим образованием крупномасштабной структуры.

5. Заключение

Мы рассмотрели в этой статье современные модели и экспериментальные данные о тонком токовом слое и изучили влияние многомасштабности его структуры на устойчивость по отношению к разрывной моде. Было показано, что экспериментальные наблюдения эволюции токовых слоёв в хвосте земной магнитосферы, с одной стороны, и теоретические модели ТТС, с другой стороны, приводят к концепции метастабильности, заложенной в работах С.И. Сыроватского [2, 12] и А.А. Галеева [26]. Так, теоретические результаты указывают на существование определённой области в пространстве параметров, в которой может развиваться разрывная неустойчивость. Таким образом, вне этой области даже сильно сжатый и растянутый ТТС способен долгое время находиться в устойчивом состоянии и аккумулировать в себе энергию солнечного ветра. Затем, вместе с переходом в область неустойчивости, происходит высвобождение запасённой энергии и её преобразование в кинетическую энергию потоков ускоренных частиц. Экспериментальные данные подтверждают, что большинство наблюдаемых в хвосте земной магнитосферы ТТС подпадает под определение метастабильных: их положение на параметрической карте определяет ограниченность во времени их устойчивости к разрывной моде. Кроме того, экспериментальные данные по эволюции токовых слоёв на предварительной фазе суббури указывают на перемещение последних на параметрической карте по направлению к области неустойчивости.

Подводя итоги проведённого исследования, можно отметить, что концепция метастабильности, объясняющая чередование длительных подготовительных фаз с быстрым высвобождением запасённой энергии, находит применение в современной теории магнитосферных суббурь [1].

Работа поддержана грантами РФФИ (10-05-91001 и 10-02-93114-НЦНИЛ) и грантом НШ-320.2010.2.

Список литературы

1. Зелёный Л М, Веселовский И С (Ред.) *Плазменная гелиогеофизика* (М.: Физматлит, 2008)
2. Басов Н Г (Ред.) *Нейтральные токовые слои в плазме* (Труды ФИАН, Т. 74) (М.: Наука, 1974) [Basov N G (Ed.) *Neutral Current Sheets in Plasmas* (Proc. (Trudy) of the P N Lebedev Phys. Inst., Vol. 74) (New York: Consultants Bureau, 1976)]
3. Priest E R *Rep. Prog. Phys.* **48** 955 (1985)
4. Вайнштейн С И, Быков А М, Топтыгин И Н *Турбулентность, токовые слои и ударные волны в космической плазме* (М.: Наука, 1989) [Vainshtein S I, Bykov A M, Topolygin I N *Turbulence, Current*

- Sheets, and Shock in Cosmic Plasma* (Langhorne, Pa.: Gordon and Breach Sci. Publ., 1993)]
5. Истомин Я Н *Астрон. журн.* **82** 500 (2005) [Istomin Ya N *Astron. Rep.* **49** 446 (2005)]
6. Panov E V et al. *J. Geophys. Res.* **113** A01220 (2008)
7. Giovanelli R G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **107** 338 (1947)
8. Sweet P A, in *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics* (Proc. IAU Symp., No. 6, Eds B Lehnert) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1958) p. 123
9. Vasyliunas V M *Rev. Geophys. Space Phys.* **13** 303 (1975)
10. Biskamp D *Nonlinear Magnetohydrodynamics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993)
11. Semenov V S, Drobysh O A, Heyn M F *Adv. Space Res.* **19** 1793 (1997)
12. Сыроватский С И *ЖЭТФ* **60** 1727 (1971) [Syrovatskii S I *Sov. Phys. JETP* **33** 933 (1971)]
13. Басов Н Г (Ред.) *Вспышечные процессы в плазме* (Труды ФИАН, Т. 110) (М.: Наука, 1979)
14. Ness N F *J. Geophys. Res.* **70** 2989 (1965)
15. Harris E G *Nuovo Cimento* **23** 115 (1962)
16. Schindler K *Astrophys. Space Sci. Library* **32** 200 (1972)
17. Lembege B, Pellat R *Phys. Fluids* **25** 1995 (1982)
18. Coppi B, Laval G, Pellat R *Phys. Rev. Lett.* **16** 1207 (1966)
19. Буланов С В, Сасоров П В *Астрон. журн.* **52** 763 (1975) [Bulanov S V, Sasorov P V *Sov. Astron. Rep.* **19** 464 (1975)]
20. Сомов Б В, Сыроватский С И *УФН* **120** 217 (1976) [Somov B V, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **19** 813 (1976)]
21. Буланов С В *Письма в Астрон. журн.* **6** 372 (1980) [Bulanov S V *Sov. Astron. Lett.* **6** 206 (1980)]
22. Galeev A A, Coroniti F V, Ashour-Abdalla M *Geophys. Res. Lett.* **5** 707 (1978)
23. Galeev A A *Space Sci. Rev.* **23** 411 (1979)
24. Галеев А А, Зелёный Л М *Письма в ЖЭТФ* **22** 360 (1975) [Galeev A A, Zelenyi L M *JETP Lett.* **22** 170 (1975)]
25. Schindler K *J. Geophys. Res.* **79** 2803 (1974)
26. Галеев А А, Зелёный Л М *ЖЭТФ* **70** 2133 (1976) [Galeev A A, Zelenyi L M *Sov. Phys. JETP* **43** 1113 (1976)]
27. Coroniti F V *J. Geophys. Res.* **85** 6719 (1980)
28. Галеев А А, Судан Р (Ред.) *Основы физики плазмы* (М.: Энергоатомиздат, 1983, 1984); Galeev A A, Sudan R N (Eds) *Basic Plasma Physics* (Amsterdam: North-Holland, 1983, 1984)
29. Buechner J, Zelenyi L M *J. Geophys. Res.* **92** 13456 (1987)
30. Pellat R, Coroniti F V, Pritchett P L *Geophys. Res. Lett.* **18** 143 (1991)
31. Quest K B, Karimabadi H, Brittnacher M *J. Geophys. Res.* **101** (A1) 179 (1996)
32. Lui A T Y *J. Geophys. Res.* **101** (A6) 13067 (1996)
33. Petrukovich A A et al. *J. Geophys. Res.* **103** (A1) 47 (1998)
34. Baumjohann W et al. *Adv. Space Res.* **25** 1663 (2000)
35. Petrukovich A A et al. *J. Geophys. Res.* **114** A09203 (2009)
36. Angelopoulos V et al. *Science* **321** 931 (2008)
37. Sergeev V A et al. *J. Geophys. Res.* **98** (A10) 17345 (1993)
38. Asano Y et al. *Geophys. Res. Lett.* **32** L03108 (2005)
39. Nakamura R et al. *Space Sci. Rev.* **122** 29 (2006)
40. Runov A et al. *Ann. Geophys.* **24** 247 (2006)
41. Artemyev A V et al. *Ann. Geophys.* **26** 2749 (2008)
42. Speiser T W *J. Geophys. Res.* **70** 4219 (1965)
43. Büchner J, Zelenyi L M *J. Geophys. Res.* **94** (A9) 11821 (1989)
44. Kropotkin A P, Domrin V I *J. Geophys. Res.* **101** (A9) 19893 (1996)
45. Zelenyi L M et al. *Nonlin. Proces. Geophys.* **7** 127 (2000)
46. Zelenyi L M et al. *Nonlin. Proces. Geophys.* **11** 579 (2004)
47. Ashour-Abdalla M, Büchner J, Zelenyi L M *J. Geophys. Res.* **96** (A2) 1601 (1991)
48. Burkhardt G R et al. *J. Geophys. Res.* **97** (A9) 13799 (1992)
49. Schindler K *Physics of Space Plasma Activity* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2007)
50. Zelenyi L et al. *J. Atm. Solar-Ter. Phys.* **70** 325 (2008)
51. Zelenyi L M, Artemyev A V, Petrukovich A A *Geophys. Res. Lett.* **37** L06105 (2010)
52. Petrukovich A A et al. *J. Geophys. Res.* **112** A10213 (2007)
53. Zelenyi L M et al. *Ann. Geophys.* **27** 861 (2009)
54. Christon S P et al. *J. Geophys. Res.* **94** 13409 (1989)

55. Щербина-Самойлова И С (Ред.) *Итоги науки и техники. Астрономия* Т. 32 (М.: ВИНТИ, 1987)
56. Hoshino M *J. Geophys. Res.* **110** A10215 (2005)
57. Pritchett P L *J. Geophys. Res.* **111** A10212 (2006)
58. Zelenyi L M, Lominadze J G, Taktakishvili A L *J. Geophys. Res.* **95** 3883 (1990)
59. Тактакишвили А Л и др. *Космические исслед.* **36** 282 (1998) [Taktakishvili A L et al. *Cosmic Res.* **36** 265 (1998)]
60. Galeev A A, Kuznetsova M M, Zelenyi L M *Space Sci. Rev.* **44** 1 (1986)
61. Drake J F et al. *Nature* **443** 553 (2006)
62. Зелёный Л М, Милованов А В *УФН* **174** 809 (2004) [Zelenyi L M, Milovanov A V *Phys. Usp.* **47** 749 (2004)]
63. Zelenyi L M et al. *Phys. Lett. A* **372** 6284 (2008)
64. Artemyev A V et al. *Nonlin. Proces. Geophys.* **16** 631 (2009)
65. Zelenyi L M, Taktakishvili A L *Plasma Phys. Control. Fusion* **30** 663 (1988)
66. Пелла Р *Физика плазмы* **9** 204 (1983)

PACS numbers: 52.30.Cv, 52.35.Vd, 96.60.Q–
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201009h.0982

Динамика токовых слоёв как основа вспышечных явлений в замагниченной плазме

А.Г. Франк

1. Введение

Сергей Иванович Сыроватский был замечательным физиком, который внёс выдающийся вклад в развитие магнитной гидродинамики, физики космических лучей, астрофизики, физики Солнца. Широко известен классический обзор С.И. Сыроватского по магнитной гидродинамике [1], опубликованный в *УФН* в 1957 г. В конце 1950-х и в 1960-е годы С.И. Сыроватский в тесном сотрудничестве с В.Л. Гинзбургом активно работал над проблемами астрофизики космических лучей. Монография В.Л. Гинзбурга и С.И. Сыроватского *Происхождение космических лучей* [2], опубликованная в 1963 г., выдержала несколько изданий в нашей стране и за рубежом и в настоящее время продолжает активно цитироваться.

В начале 1960-х годов внимание Сергея Ивановича привлекли процессы, происходящие на Солнце, в особенности генерация значительного количества ускоренных частиц во время солнечных вспышек. К этому периоду на основе наблюдательных данных были сформулированы представления о том, что резервуаром колоссальной энергии, которая высвобождается во время вспышек на Солнце, является энергия магнитного поля, связанная с электрическими токами в солнечной короне. В связи с этим С.И. Сыроватский в пионерской работе 1966 г. "Динамическая диссипация магнитного поля и ускорение частиц" [3] рассмотрел общую нестационарную задачу о течениях сжимаемой плазмы в неоднородном двумерном магнитном поле с нулевой линией. В результате был получен фундаментальный вывод о том, что течения высокопроводящей плазмы в таком поле приводят к значительной концентрации магнитной энергии и

развитию токового слоя, разделяющего магнитные поля противоположных направлений [3, 4]. Высвобождение магнитной энергии, сосредоточенной в окрестности токового слоя, возможно в случае быстрого разрушения слоя, что приводит к генерации сильных электрических полей, ускоряющих заряженные частицы. Согласно концепции С.И. Сыроватского, кумуляция магнитной энергии и образование токового слоя соответствуют предвспышечной ситуации. Собственно вспышка происходит при разрушении слоя, когда благодаря процессам магнитного пересоединения накопленная энергия преобразуется в тепловую и кинетическую энергию плазмы, потоки высокоэнергичных частиц и излучений различных диапазонов электромагнитного спектра.

Таким образом, С.И. Сыроватский выдвинул идею о том, что во время вспышек реализуется "кумулятивный" механизм ускорения, когда ускоряются все частицы, независимо от их свойств, в некоторой выделенной сравнительно малой области плазмы, т.е. ускорение является пространственно неоднородным. Кумулятивный механизм существенно отличается от статистических механизмов ускорения, для которых характерно ускорение небольшой части частиц, отличающихся от остальных частиц какими-либо параметрами, например начальной энергией, массой или зарядом. При этом С.И. Сыроватский подчёркивал, что "процесс быстрой диссипации магнитного поля, который сопровождается появлением частиц большой энергии", носит весьма общий характер и может проявляться не только в солнечных вспышках, но во многих динамических явлениях в космической и лабораторной плазме [3].

Первые эксперименты по изучению динамики плазмы в двумерных (2D) магнитных полях с нулевыми линиями были поставлены в начале 70-х годов XX в. в США, Японии и в СССР, в лаборатории ускорителей Физического института им. П.Н. Лебедева (ФИАН). Несмотря на то что эти исследования развивались независимо, во многих отношениях они были довольно близки между собой и, как выяснилось впоследствии, все эксперименты были инициированы теоретическими работами С.И. Сыроватского 1966–1971 гг.

Одно из основных научных направлений лаборатории ускорителей ФИАН в этот период состояло в разработке физических принципов новых плазменных методов ускорения заряженных частиц, и поэтому идеи С.И. Сыроватского вызвали особенный интерес. В результате, по инициативе С.И. Сыроватского и заведующего лабораторией М.С. Рабиновича было решено создать сравнительно небольшую экспериментальную установку и исследовать возможности кумулятивного ускорения. Трудно описать энтузиазм, с которым Сергей Иванович практически ежедневно участвовал в обсуждениях основных принципов, параметров и конструкции установки. Отметим, что экспериментальные подходы, которые были предложены на начальном этапе исследований, выдержали проверку временем и легли в основу создания всех последующих установок семейства "токовый слой" (ТС).

2. Возможна ли кумуляция магнитной энергии в лабораторных условиях?

Эксперименты, поставленные в ФИАНе, были ориентированы на исследования в возможно более широком диапазоне начальных условий, и с этой целью в уста-

А.Г. Франк. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, РФ. E-mail: annfrank@fpl.gpi.ru