

К 100-летию СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ СЕРГЕЯ ИВАНОВИЧА СЫРОВАТСКОГО

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Токовые слои в плазме — от теории к эксперименту*

А.Г. Франк

В настоящем обзоре представлены основные этапы экспериментальных исследований динамики и эволюции токовых слоёв, которые создавались в плазме в сильных неоднородных магнитных полях. Эти исследования были инициированы работами Сергея Ивановича Сыроватского, внесшего выдающийся вклад в создание МГД-теории токовых слоёв. Эксперименты развивались в тесном взаимодействии с теорией и под влиянием теоретических идей и представлений. Установлено, что в плазме высокой проводимости формирование токового слоя приводит к концентрации магнитной энергии, а при взрывном разрушении слоя происходит преобразование магнитной энергии в энергию плазмы и ускоренных электронов. Показано, что триггером разрыва слоя во многих случаях служит быстрый локальный рост температуры плазмы и нарушение поперечного равновесия в пределах токового слоя. Доказана возможность развития токовых слоёв в трёхмерных магнитных конфигурациях, и определён диапазон таких конфигураций. Установлено, что токи обратного направления играют важную роль в ограничении длительности потоков плазмы, которые ускоряются в токовых слоях.

Ключевые слова: токовый слой, магнитное пересоединение, солнечные вспышки, МГД-теория, лабораторные эксперименты, динамика плазмы, 3D магнитные конфигурации

PACS numbers: 52.35.Vd, 52.40.Kh, **94.05.** – aDOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.03.039938>

Содержание

1. Введение (875).
 2. Теоретические представления об образовании токового слоя в окрестности нулевой линии магнитного поля (876).
 3. Начало экспериментальных исследований. Нейтральный токовый слой (877).
 4. Стабильность протяжённых токовых слоёв (879).
 5. Импульсная фаза магнитного пересоединения и ускорение электронов (881).
 6. Температура электронов и ионов в токовом слое и плазменная турбулентность (883).
 7. Лабораторные эксперименты и солнечные вспышки (885).
 8. Токовые слои в трёхмерных магнитных конфигурациях (886).
 9. Динамика плазмы в токовых слоях (889).
 10. Возбуждение токов обратного направления и их роль в динамике плазмы (890).
 11. Заключение (892).
- Список литературы (893).

1. Введение

Изучение формирования и эволюции токовых слоёв в плазме было в значительной степени стимулировано выяснением физической природы "вспышечных" явлений в космической плазме, для которых характерно быстрое превращение энергии магнитного поля в тепловую и кинетическую энергию плазмы и в потоки высокоэнергичных заряженных частиц. Наиболее известные и хорошо изученные явления такого рода — это вспышки в короне Солнца, грандиозные явления с выделением энергии до $\approx 10^{33}$ эрг, длительностью порядка $\approx 10^2 - 10^3$ с и генерацией ускоренных частиц с энергиями, превышающими 100 МэВ.

В результате многочисленных многолетних наблюдений солнечных вспышек было установлено, что вспышки обычно возникают в активных областях Солнца с сильными неоднородными магнитными полями и сложной магнитной структурой, в том числе в областях, где изменяется полярность магнитного поля и магнитное поле обращается в нуль [1, 2]. Резервуар колоссальной энергии, которая высвобождается во время вспышек, — это энергия магнитного поля, связанная с электрическими токами, протекающими в солнечной короне.

А.Г. Франк
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: annfrank@fpl.gpi.ru

Статья поступила 30 июня 2025 г.

* Обзор написан на основе доклада, представленного на Научной сессии Отделения физических наук Российской академии наук 5 марта 2025 г. (см. УФН 195 (8) 793 (2025))

Данные астрофизических наблюдений инициировали теоретические исследования. Были предложены стационарные модели течений плазмы в окрестности нулевых линий магнитного поля, в которых рассматривалось преобразование магнитной энергии в тепловую энергию плазмы [3–5]. Однако стационарные модели не позволяли удовлетворительно интерпретировать всю совокупность явлений, наблюдавшихся во время солнечных вспышек, в особенности процесс генерации высокоэнергетических заряженных частиц.

С.И. Сыроватским была поставлена общая двумерная задача о нестационарных течениях плазмы высокой проводимости, возникающих из исходного равновесного состояния, в неоднородном магнитном поле с нулевой линией [6, 7]. Данная задача рассматривалась в приближении сильного магнитного поля, в рамках уравнений магнитной гидродинамики. При этом нестационарная динамика плазмы, которая приводит к накоплению избыточной магнитной энергии в окрестности нулевой линии, обсуждалась в тесной связи с возможностью появления условий для генерации сильных электрических полей и эффективного ускорения заряженных частиц.

2. Теоретические представления об образовании токового слоя в окрестности нулевой линии магнитного поля

Процесс развития токового слоя в окрестности нулевой линии магнитного поля подробно рассматривался в работах [6, 7]. В начальный момент времени покоящаяся плазма с постоянной плотностью и давлением находится в двумерном магнитном поле с нулевой линией. Силовые линии магнитного поля лежат в плоскости (x, y) , и нулевая линия совмещена с осью z . В окрестности простейшей нулевой линии первого порядка (рис. 1) напряжённость поля \mathbf{B} растёт линейно с расстоянием \mathbf{r} от нулевой линии:

$$\mathbf{B} = \{B_x; B_y; B_z\} = \{-hy; -hx; 0\}, \quad |\mathbf{B}| = h|\mathbf{r}|, \quad (1)$$

здесь h — градиент магнитного поля в плоскости (x, y) . Плотность плазмы ρ и давление p постоянны, скорости \mathbf{v} и плотность электрического тока \mathbf{j} равны нулю:

$$\mathbf{v} = 0, \quad \mathbf{j} = 0, \quad \rho = \text{const}, \quad p = \text{const}. \quad (2)$$

Как следует из точного решения, полученного в линейном приближении [6, 7], возмущение начального состояния, которое возникло вдали от нулевой линии, затем распространяется по плазме в виде магнитозвуковой волны с локальной скоростью, близкой к альвеновской:

$$|v_A| = \frac{h|\mathbf{r}|}{(4\pi N_i M_i)^{1/2}}. \quad (3)$$

Здесь N_i и M_i — концентрация и масса ионов плазмы. По мере приближения волны к нулевой линии скорость её распространения (3) уменьшается, тогда как амплитуды всех переносимых волной возмущений: магнитного поля, плотности тока, скорости и плотности плазмы — возрастают. Таким образом, на определённом этапе волна становится нелинейной.

Движения вещества за фронтом волны являются двумерными, и в двух противоположных квадрантах пло-

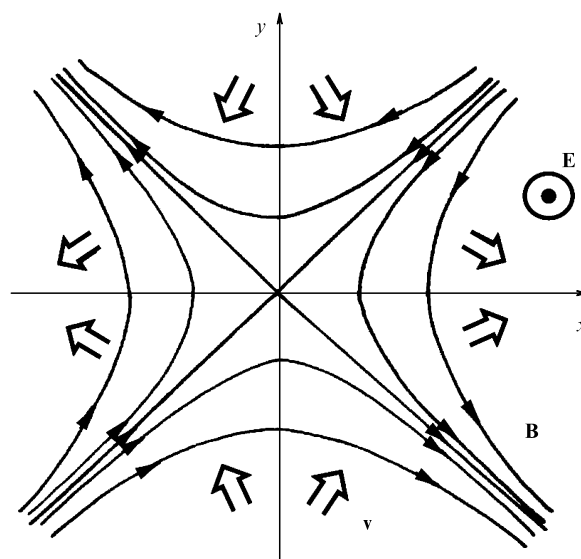


Рис. 1. Двумерное магнитное поле с нулевой X-линией; скорости плазмы показаны двойными стрелками.

скости (x, y) течения плазмы направлены от периферии к нулевой линии, а в двух других квадрантах — от нулевой линии к периферии (см. рис. 1). В условиях вмороженности магнитного поля в вещество движения плазмы из областей сильного магнитного поля в области слабого поля должны приводить к усилению магнитного поля вблизи нулевой линии, т.е. имеют кумулятивный характер. В результате магнитные силовые линии должны концентрироваться вблизи нулевой линии, которая является "stagnation point".

Дивергентный характер течений плазмы (см. рис. 1) приводит к тому, что силовые линии противоположных направлений вытягиваются вблизи плоскости $(y = 0)$, и усиление магнитного поля может сопровождаться уменьшением плотности плазмы. При этом могут возникнуть благоприятные условия для генерации индукционных электрических полей и ускорения заряженных частиц [6].

Точное решение данной задачи в линейном приближении справедливо, строго говоря, только на значительном расстоянии от нулевой линии. Однако это решение демонстрирует основные тенденции изменения всех величин при течениях плазмы в магнитном поле с нулевой линией.

На основании точного решения, полученного в линейном приближении, и ряда физических соображений С.И. Сыроватский предложил качественную картину деформации магнитного поля, которая возникает при течениях плазмы с вмороженным магнитным полем в окрестности нулевой линии магнитного поля (рис. 2) [6]. Такая структура магнитного поля фактически соответствует концентрации магнитной энергии в окрестности нулевой линии и формированию токового слоя. В случае быстрого разрушения слоя может появиться возможность трансформации магнитной энергии в энергию плазмы и ускоренных частиц.

Формирование токового слоя при течениях плазмы в окрестности нулевой линии магнитного поля было обосновано в последующих работах С.И. Сыроватского с коллегами [8–12], в которых было показано, что ток на нелинейной стадии принимает форму тонкого слоя, разделяющего равные по величине и противоположно на-

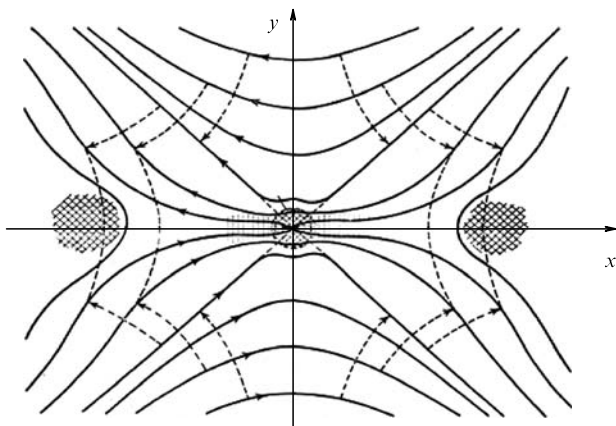


Рис. 2. Картина деформации магнитного поля в окрестности нулевой линии, основанная на свойствах вмерзновенности и непрерывности магнитных силовых линий [6].

правленные магнитные поля. Были получены точные нелинейные автомодельные МГД-решения, соответствующие процессу типа магнитного коллапса, с обращением в бесконечность градиентов магнитного поля, плотности плазмы и образованием за конечное время токового слоя [8, 9]. Разрежение плазмы вблизи поверхности токового слоя было продемонстрировано в работах [11–13].

В работе [10] в приближении сильного магнитного поля было установлено, что в условиях вмерзновенности магнитного поля в плазму появление электрического поля, направленного вдоль нулевой линии, с неизбежностью приводит к возникновению нейтрального токового слоя. Заметим, что нормальная компонента в нейтральном токовом слое отсутствует, $B_y \approx 0$. Были получены аналитические выражения для структуры магнитного поля нейтрального токового слоя, и показано, что в токовом слое могут присутствовать токи как прямого, так и обратного направления (рис. 3). Для токового слоя без обратных токов были получены простые соотношения между градиентом магнитного поля h , полным током в слое J и полушириной слоя b , а также зависимость тангенциальной компоненты магнитного поля B_x вблизи поверхности слоя от расстояния $|x|$ до нулевой линии [10]:

$$hb^2 = \frac{4J}{c}, \quad (4)$$

$$B_x \approx hb \left(1 - \frac{x^2}{b^2}\right)^{1/2}. \quad (5)$$

Эти соотношения в дальнейшем использовались для оценки параметров токовых слоёв, которые формировались в экспериментах.

Следует отметить, что концепция образования токового слоя при течениях плазмы в магнитном поле с нулевой линией не была общепризнанной в 1960–1970-е гг. Весьма популярной, особенно среди зарубежных физиков, была стационарная модель Петчека с четырьмя медленными ударными волнами [5]. При этом весьма остро стоял вопрос: какая же структура формируется в окрестности нулевых линий — токовый слой или течение Петчека? С.И. Сыроватский доказывал, что при заданных

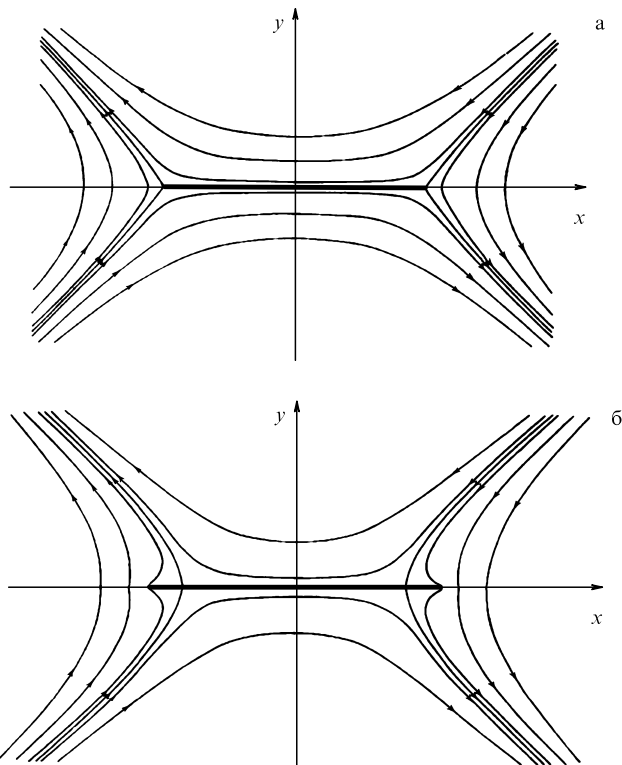


Рис. 3. Токовые слои, развивающиеся в окрестности нулевой линии магнитного поля (показаны жирными горизонтальными линиями); тонкие кривые — магнитные силовые линии. (а) Токовый слой с током одного направления; (б) токовый слой с обратными токами у боковых концов слоя [10].

граничных условиях течения плазмы, возникающие в магнитном поле с нулевой линией, имеют нестационарный характер и неизбежно должны приводить к образованию токового слоя [12].

Одно из различий между токовым слоем и течением Петчека — структура магнитного поля и электрического тока в центральной области, т.е. в окрестности нулевой линии. В токовом слое плотность тока в указанной области максимальна, в отличие от локального минимума в модели Петчека. Это означает, что данную дилемму можно было бы разрешить, если подробно изучить структуру магнитных полей, которые формируются в результате течений плазмы в магнитном поле с нулевой линией. Такие исследования можно осуществить, например, с помощью лабораторных экспериментов.

3. Начало экспериментальных исследований. Нейтральный токовый слой

На основе идей, предложенных С.И. Сыроватским [6, 7], в лаборатории ускорителей ФИАН были начаты эксперименты с целью апробации выводов теории и выяснения возможностей преобразования энергии магнитного поля в энергию высокоэнергичных заряженных частиц. Отметим, что в 1970-х годах эксперименты по изучению процессов в окрестности нулевых линий магнитного поля были начаты практически одновременно в США [14], в Японии [15] и в СССР в ФИАНе [16].

Принципиальная схема экспериментальной установки, разработанной в ФИАНе (рис. 4), включала три раз-

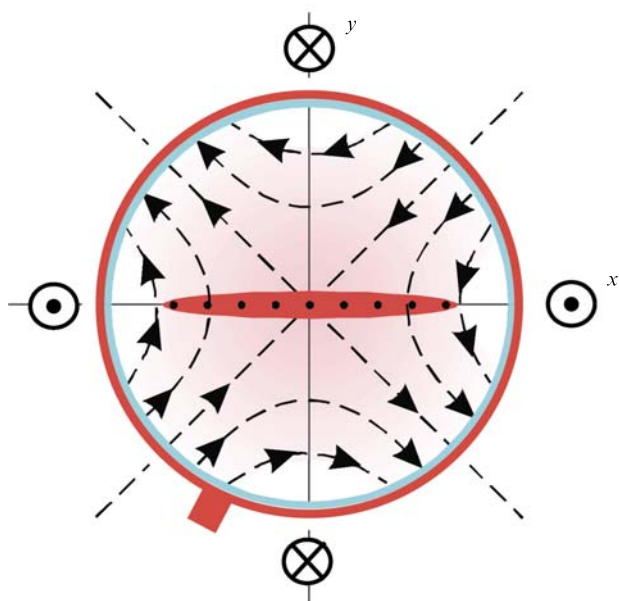


Рис. 4. Установка "Токовый слой" (ФИАН) (поперечное сечение). 2D магнитное поле с силовыми линиями в плоскости (x, y) и нулевой линией на оси z создавалось токами в четырёх прямых проводниках, расположенных параллельно оси вакуумной камеры. Формирование токового слоя происходило при возбуждении в плазме электрического тока J_z параллельно нулевой линии.

личные системы, которые работали независимо, что позволяло изменять условия эксперимента в достаточно широких пределах [17, 18]. С помощью прямых проводников с токами, расположенными вдоль образующей поверхности цилиндрической кварцевой вакуумной камеры (диаметром 6 см, длиной 60 см), создавалось квазистационарное 2D магнитное поле с силовыми линиями в плоскости (x, y) , нулевой линией на оси z и градиентом $h = (0,5-2)$ кГс см $^{-1}$:

$$\mathbf{B}^0 = \{B_x^0; B_y^0; B_z^0\} = h\{-y; -x; 0\}. \quad (1')$$

В этом поле создавалась начальная плазма. Затем при подаче импульсного напряжения на промежуток между двумя электродами, введёнными в вакуумную камеру с торцов на расстоянии 40 см друг от друга, в плазме возбуждался электрический ток параллельно нулевой линии с амплитудой $J_z \leq 20$ кА, что в конечном итоге должно было приводить к развитию токового слоя.

Первые эксперименты, проведённые в относительно редкой плазме с концентрацией электронов $N_e^0 \approx 10^{12}-10^{13}$ см $^{-3}$, выявили кардинальную проблему на пути создания в лабораторных условиях токового слоя, в окрестности которого может накапливаться значительный запас магнитной энергии. Возбуждение электрического тока приводило к развитию плазменных неустойчивостей и резкому уменьшению проводимости, которая становилась аномально низкой, $\sigma \approx (2-4) \times 10^{12}$ с $^{-1}$, т.е. была значительно ниже кулоновской проводимости, и имела "турбулентный" характер [16, 17]. В результате на этом этапе не удалось выполнить условие вмороженности магнитного поля в плазму, необходимое для концентрации магнитной энергии при формировании токового слоя.

Вмороженность магнитного поля в вещество обычно характеризуется с помощью безразмерного параметра —

магнитного числа Рейнольдса

$$\text{Re}_m = \frac{4\pi\sigma lv}{c^2}. \quad (6)$$

Здесь v — скорость движения вещества, l — характерный размер и σ — проводимость плазмы. Если $\text{Re}_m \gg 1$, то при перемещениях вещества из одних областей в другие происходит и перенос магнитного поля. В случае космических объектов, благодаря их гигантским масштабам, условие вмороженности выполняется практически при любой проводимости, тогда как в лабораторных условиях значение проводимости плазмы имеет критическое значение.

Можно было предполагать, что увеличение плотности начальной плазмы приведёт к увеличению проводимости [18]. Как было установлено в ряде экспериментов [19–21], с увеличением концентрации электронов N_e турбулентная проводимость возрастает пропорционально $(N_e)^{1/2}$. С другой стороны, увеличение плотности плазмы и, соответственно, частоты кулоновских столкновений могло бы привести к подавлению плазменных неустойчивостей.

Для создания в неоднородном магнитном поле (1') достаточно плотной начальной плазмы была разработана специальная система в виде высоковольтного тэтраэдра с сильной предварительной ионизацией [18]. Вакуумная камера заполнялась нейтральным газом, Не или Аг, в котором осуществлялся пробой, что позволяло получать плазму с плотностью $N_e^0 \gg 3 \times 10^{14}$ см $^{-3}$, а также варьировать массовый состав плазмы.

Действительно, увеличение плотности начальной плазмы привело к существенному увеличению средней проводимости, которая составила $\sigma \approx 2 \times 10^{14}$ с $^{-1}$. В результате удалось обеспечить выполнение условия вмороженности магнитного поля в плазму в течение интервала времени $\approx 1,5$ мкс, что превышало время развития токового слоя.

Увеличение плотности начальной плазмы привело также к увеличению характерного времени развития токового слоя, что позволило проследить за его формированием. Процесс формирования токового слоя и его характеристики были исследованы на основе измерения магнитных полей, которые создавались электрическим током, протекающим в плазме (рис. 5) [22].

На рисунке 5а представлены пространственные распределения тангенциальной компоненты магнитного поля $B_x(y)$ в последовательные моменты времени. Момент $t = 0,2$ мкс соответствует стадии распространения магнитозвуковой волны, когда возмущения магнитного поля, возникшие у боковых границ плазмы при $t = 0$, ещё не достигли нулевой линии ($y = 0$). При $t \approx 0,3$ мкс, когда волна подошла к нулевой линии, начиналось формирование токового слоя. В интервале $t \approx 0,3-0,5$ мкс в окрестности нулевой линии быстро увеличивалась B_x -компонента магнитного поля, а также производная $\partial B_x / \partial y$, что свидетельствовало об увеличении плотности тока плазмы j_z , которая при $t = 0,5$ мкс достигала величины ~ 10 кА см $^{-2}$. Одновременно происходило уменьшение размера области $2\Delta y$, где сосредоточен ток плазмы, т.е. происходило сжатие данной области до значения $2\Delta y \approx 0,8$ см. При этом B_x -компонента магнитного поля, создававшаяся токами плазмы, превышала у поверхности слоя B_x -компоненту начального вакуумного магнитного поля, $B_x^0 = h\Delta y$, примерно в 5 раз (рис. 5а).

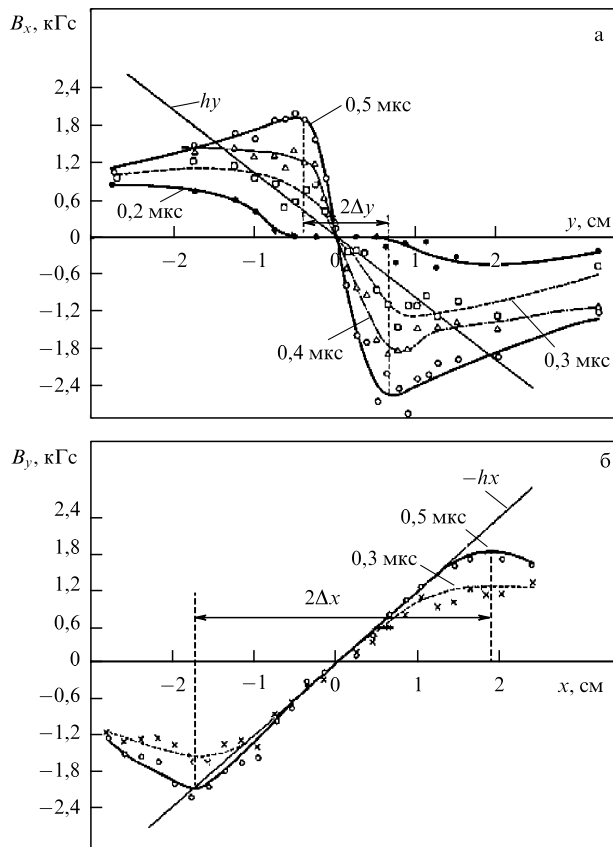


Рис. 5. Пространственные распределения двух компонент магнитного поля, возникавшего при возбуждении в плазме тока J_z , в последовательные моменты времени. (а) $B_x(y)$, (б) $B_y(x)$. Условия эксперимента: $h = 1,2 \text{ кГс см}^{-1}$, гелий, $p = 10^{-2} \text{ Торр}$, $J_z^{\max} \approx 14 \text{ кА}$.

На рисунке 5б показаны пространственные распределения нормальной компоненты магнитного поля $B_y(x)$ в моменты времени $t \approx 0,3$ и $0,5 \text{ мкс}$ [22]. Из сравнения этих кривых видно, что размер области $2\Delta x$, в которой сосредоточен ток плазмы, со временем увеличивался и при $t = 0,5 \text{ мкс}$ достигал размера $2\Delta x \approx 3,6 \text{ см}$.

Таким образом, в течение конечного интервала времени распределение тока плазмы в плоскости (x, y) принимало форму слоя с отношением ширины к толщине $\Delta x / \Delta y \approx 4,5$, и, что особенно важно, в результате формирования токового слоя происходило значительное увеличение плотности магнитной энергии в окрестности нулевой линии.

Необходимо особенно подчеркнуть, что в эксперименте [22] был получен нейтральный токовый слой с нормальной компонентой магнитного поля, которая практически равна нулю. Отсюда следует, что магнитные силовые линии были вытянуты вдоль поверхности токового слоя, разделявшего противоположно направленные магнитные поля (см. [10] и раздел 2). Действительно, как можно видеть из рис. 5б, в пределах ширины слоя нормальная B_y -компонента магнитного поля, создававшаяся током плазмы, была равна по величине и направлена противоположно по отношению к нормальной компоненте вакуумного магнитного поля, $B_y^0 = hx$. В результате реальное, т.е. суммарное, значение нормальной компоненты B_y^{Σ} было практически равно нулю:

$$B_y^{\Sigma} = B_y^0 + B_y = hx + B_y \approx 0. \quad (7)$$

Основные параметры полученного в эксперименте токового слоя находились в удовлетворительном согласии (с точностью порядка 10 %) с теоретическими соотношениями (4) и (5), которые характерны для бесконечно тонкого нейтрального токового слоя [10].

На основании магнитных измерений было также установлено, что плотность тока максимальна в центральной области слоя, т.е. в окрестности нулевой линии, и плавно уменьшается по направлению к боковым краям слоя. Это указывало, что в окрестности нулевой линии магнитного поля действительно происходило развитие токового слоя, а не течения Петчека. Формирование нейтрального токового слоя в эксперименте стало одним из важных аргументов для обоснования концепции токовых слоёв. Впоследствии формирование токовых слоёв было подтверждено в других экспериментах [23], а также получило обоснование в численных расчётах [24].

4. Стабильность протяжённых токовых слоёв

Согласно концепции С.И. Сыроватского, исследование всплывающих процессов в плазме на основе динамики токовых слоёв подразумевает два основных этапа: во-первых, получение токового слоя, обладающего значительным запасом магнитной энергии, и, во-вторых, осуществление разрыва слоя с преобразованием "избыточной" магнитной энергии в энергию плазмы и ускоренных частиц [6, 7, 12]. Первый этап был реализован экспериментально, когда в плазме достаточно высокой проводимости был сформирован нейтральный токовый слой и было получено значительное увеличение магнитного поля у поверхности слоя по сравнению с начальным магнитным полем (рис. 5а, б) [22].

Можно было ожидать, что в случае быстрого "пересоединения" магнитных силовых линий через слой, т.е. при макроскопическом разрыве токового слоя, избыточная магнитная энергия будет трансформироваться в кинетическую энергию плазмы и потоки ускоренных частиц. Согласно существовавшим представлениям, наиболее вероятной причиной разрыва слоя считалась неустойчивость типа tearing-моды [25, 26]. В результате развития такой неустойчивости токовый слой распадается на отдельные токовые нити, при этом происходит пересоединение магнитных силовых линий через слой. Критерием развития tearing-моды является достаточная вытянутость токового слоя:

$$\frac{\Delta x}{\Delta y} > 2\pi, \quad (8)$$

где $2\Delta x$ — ширина слоя, $2\Delta y$ — толщина, или меньший поперечный размер слоя.

Для получения токовых слоёв больших размеров и изучения возможностей разрыва токового слоя и ускорения заряженных частиц была разработана и создана установка "Токовый слой" следующего поколения, ТС-3 [27, 28]. Как и предыдущие установки [17, 18, 29], установка ТС-3 включала три независимые системы: систему создания 2D квазистационарного магнитного поля с нулевой линией, систему создания начальной плазмы в данном поле и систему возбуждения электрического тока. При этом установка ТС-3 отличалась большими размерами, более мощной энергетикой, увеличенным временем существования токового слоя, а также была оснащена дополнительными методами диагностики плазмы.

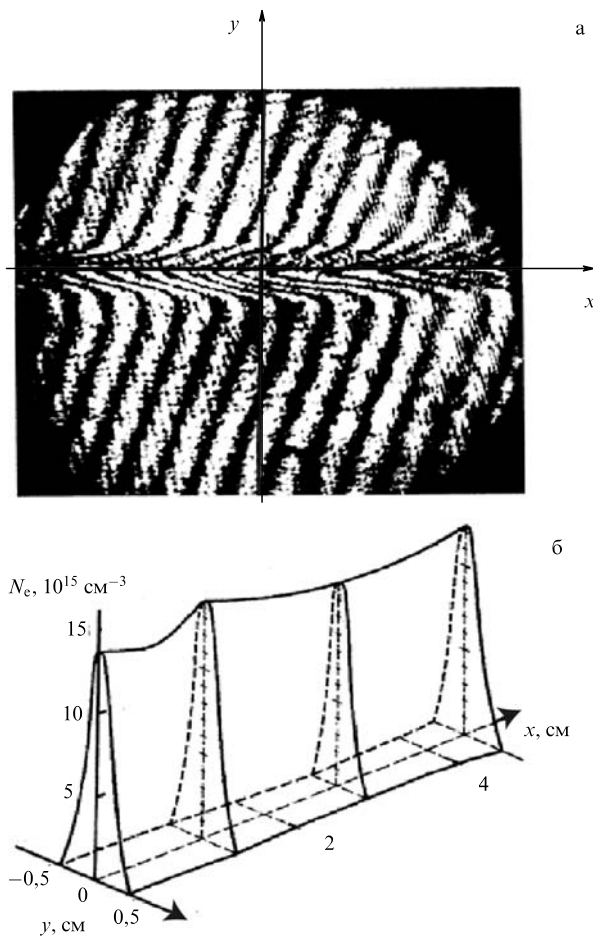


Рис. 6. (а) Голографическая интерферограмма плазмы токового слоя, зарегистрированная в установке ТС-3. (б) Двумерное распределение концентрации электронов $N_e(x, y)$, полученное в результате обработки этой интерферограммы. Условия эксперимента: $h = 0,6$ кГс см $^{-1}$, гелий, $p = 4 \times 10^{-2}$ Торр; $J_z^{\max} \approx 40$ кА, $t \approx 1,1$ мкс.

Увеличение размеров установки и, главное, увеличение полного тока J_z , протекающего в плазме, должны были, согласно соотношениям (4), (5), обеспечить заметное увеличение как ширины токового слоя $2\Delta x$, так и запаса магнитной энергии в окрестности слоя. Предполагалось, что толщина слоя $2\Delta y$ не будет претерпевать значительных изменений по сравнению с предыдущей серией экспериментов, а это позволит с запасом выполнить условие (8). Действительно, как было установлено с помощью магнитных измерений, в установке ТС-3 можно было формировать токовые слои, ширина которых более чем на порядок величины превышала толщину [27, 28], что обеспечивало выполнение условия (8).

Было обнаружено, что формирование токового слоя сопровождалось эффективным сжатием плазмы в пределах плоского протяжённого плазменного слоя, так что в результате концентрация электронов N_e в слое в ≈ 5 –10 раз превышала концентрацию как начальной плазмы, так и плазмы, окружавшей токовый слой [30, 31]. На рисунках 6а, б приведены типичная интерферограмма плазмы, полученная методом голографической интерферометрии [32], и соответствующее 2D распределение концентрации электронов в плоскости (x, y) . Рисунки 6а, б наглядно демонстрируют, что распределение плотности плазмы было практически однородным вдоль ширины

плазменного слоя, при этом ширина слоя значительно превышала его толщину.

Структура плазменного слоя, и в особенности резкий градиент концентрации в поперечном к слою y -направлении, указывают, что газокINETическое давление плазмы, сосредоточенной в слое, уравнивалось магнитным давлением вне слоя:

$$N_e^{\max} \left(T_e + \frac{T_i}{Z_i} \right) = \frac{(B_x^Z)^2}{8\pi}. \quad (9)$$

Здесь N_e^{\max} — максимальная концентрация электронов, T_e и T_i — температуры электронов и ионов в средней плоскости токового слоя, Z_i — эффективный заряд иона, B_x^Z — тангенциальная компонента магнитного поля у поверхности слоя. Из соотношения (9) следует, что в типичных условиях эффективная температура плазмы в слое составляла $(T_e + T_i/Z_i) \approx (40-60)$ эВ [27, 28].

В результате экспериментов с использованием установки ТС-3 было обнаружено, что протяжённый токовый слой существовал в стабильном состоянии, без заметных изменений его структуры и параметров, в течение длительного интервала времени, по крайней мере, на порядок величины превышающего характерное время развития tearing-неустойчивости [25, 26]. Это означало, что в проведённых экспериментах разрыв протяжённого токового слоя осуществить не удалось. Вместе с тем, как подчеркивал С.И. Сыроватский, высокая стабильность токовых слоёв имеет важное значение для астрофизических приложений, поскольку обеспечивает возможность накопления значительного запаса магнитной энергии, которая затем может высвобождаться во время вспышки [33].

Таким образом, в связи со стабильностью протяжённых токовых слоёв, формировавшихся в лабораторных условиях, возникла проблема с осуществлением разрыва слоя. Можно было предполагать, что существенную роль в стабилизации разрыва играла сравнительно редкая периферийная плазма, окружавшая токовый слой, и, как только начинался разрыв, он "залечивался" из-за втекания в разрыв периферийной плазмы [12, 34, 35]. В ряде теоретических работ было показано, что разрыву токового слоя могли бы препятствовать такие факторы, как конечная проводимость периферийной плазмы [36], а также течения плазмы вдоль поверхности токового слоя [37, 38].

Динамика периферийной плазмы в окрестности токовых слоёв была исследована экспериментально методом фазовой локализации с использованием микроволнового излучения с длинами волн 8 мм и 2 мм [29]. Измерялись скорости как втекания периферийной плазмы в токовый слой, так и вытекания плазмы из слоя, в зависимости от начальных условий, при которых происходило формирование слоя. Было установлено, что скорости периферийной плазмы возрастали при увеличении градиента начального магнитного поля h , увеличении амплитуды протекавшего в слое тока J_z и уменьшении плотности начальной плазмы. На основе полученных данных были выбраны такие начальные условия, которые обеспечивали наиболее высокие скорости течений периферийной плазмы в окрестности токового слоя. Действительно, в этих условиях, после сравнительно длительной стадии стабильного существования токового слоя, спонтанно возникала быстрая перестройка структуры магнитного

поля, приводящая затем к макроскопическому разрыву слоя [27, 28, 39]. Таким образом, был получен достаточно воспроизводимый разрыв токового слоя, что позволило исследовать его основные особенности в последующих экспериментах [40].

5. Импульсная фаза магнитного пересоединения и ускорение электронов

Разрыв токового слоя происходил весьма драматично и приводил к кардинальному изменению всех параметров, которые были характерны для предыдущей стабильной стадии эволюции (рис. 7–9). Многие из проявлений разрыва токового слоя аналогичны процессам, происходящим во время импульсной фазы солнечных вспышек, а также в других вспыхивающих явлениях.

Импульсная фаза магнитного пересоединения возникала, как правило, в центральной области токового слоя, где плотность тока была максимальной. При этом качественно изменялась структура магнитного поля: резко уменьшалась тангенциальная компонента при одновременном увеличении нормальной к поверхности слоя компоненты [27, 28, 39–42]. Следовательно, существенно увеличивался магнитный поток, пересекающий среднюю плоскость слоя ($y = 0$), т.е. возрастала скорость пересоединения противоположно направленных силовых линий магнитного поля через токовый слой, который ранее служил границей раздела этих полей (рис. 7б), $t \approx 1,2–1,3$ мкс [42, 43]. В то же время в центральной об-

ласти слоя возникал локальный минимум плотности электрического тока. Затем область усиленного магнитного пересоединения и пониженной плотности тока распространялась от середины слоя к его обоим боковым краям (рис. 7в) со скоростью $v_x > 10^7$ см s^{-1} , почти на порядок величины превышающей альвеновскую скорость, характерную для стабильного слоя [43]. В результате электрический ток, ранее сконцентрированный в слое, выбрасывался за его пределы, т.е. наблюдался процесс быстрого разрушения токового слоя.

Одновременно с импульсной фазой магнитного пересоединения происходило разрушение плазменного слоя, что можно видеть по быстрым изменениям двумерных распределений плотности плазмы, представленных на рис. 8 [40, 44]. Распределения в виде линий равной плотности плазмы $N_e(x, y) = \text{const}$ в последовательные моменты времени были зарегистрированы за один импульс работы экспериментальной установки ТС-3 методом кинематографической интерферометрии [45–47]. Первый кадр на рис. 8 ($t = 1,40$ мкс) соответствовал стабильной стадии эволюции, когда распределение плотности плазмы вдоль ширины слоя было практически однородным. На втором кадре ($t = 1,46$ мкс) видно появление взрывообразного расширения в середине плазменного слоя. Следующие три кадра ($t = 1,52, 1,58, 1,64$ мкс) демонстрируют быстрое уменьшение как плотности плазмы, так и общего числа электронов в слое. Отсюда следует, что на этой стадии возникали потоки плазмы, которые выбрасывали плазму за пределы слоя.

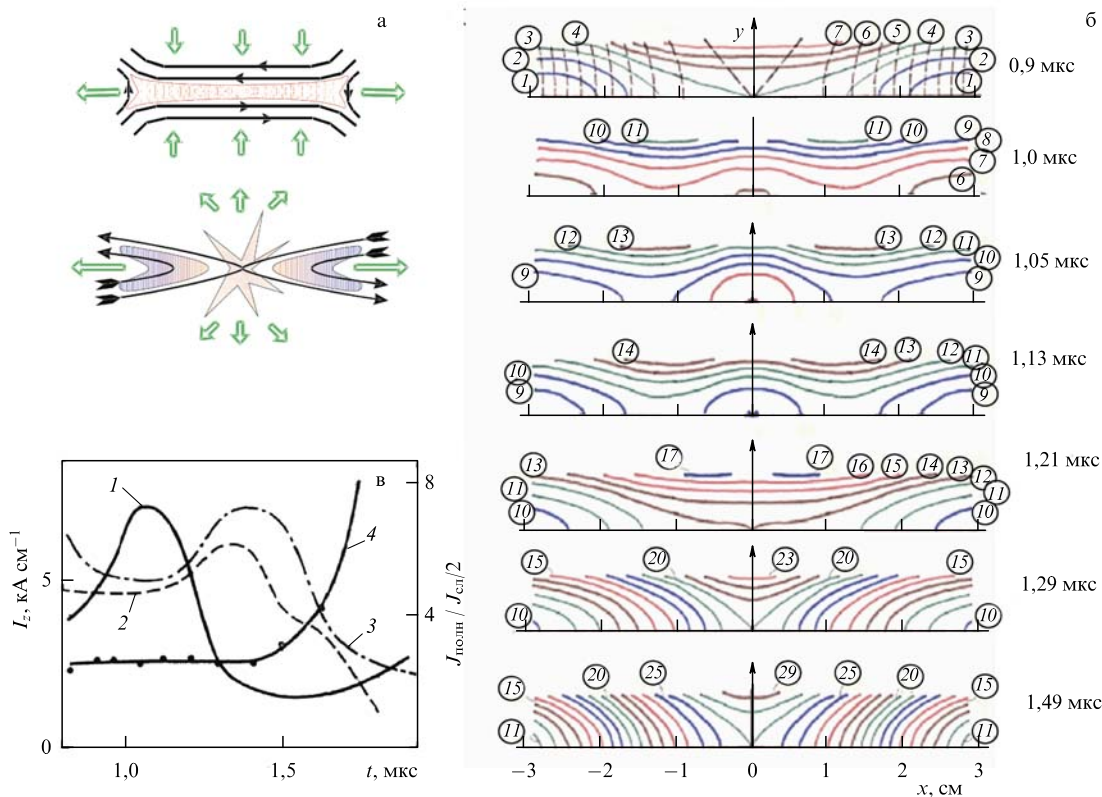


Рис. 7. (а) Схема стабильного токового слоя и взрывного разрушения слоя. (б) Структура магнитных силовых линий токового слоя в последовательные моменты времени (показана половина сечения слоя). Нумерация силовых линий — сквозная для всех моментов времени, интервал между линиями 250 Гс см. Штриховые кривые — силовые линии двумерного вакуумного магнитного поля (1). (в) Зависимость от времени линейной плотности тока в различных участках по ширине токового слоя: 1 — $x = 0–0,5$ см; 2 — $x = 1–1,7$ см; 3 — $x = 2,2–2,9$ см; 4 — отношение полного тока плазмы к суммарному току в половине токового слоя. Условия эксперимента: $h = 0,6$ кГс см $^{-1}$, гелий, $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр; $J_z^{\text{max}} \approx 40$ кА.

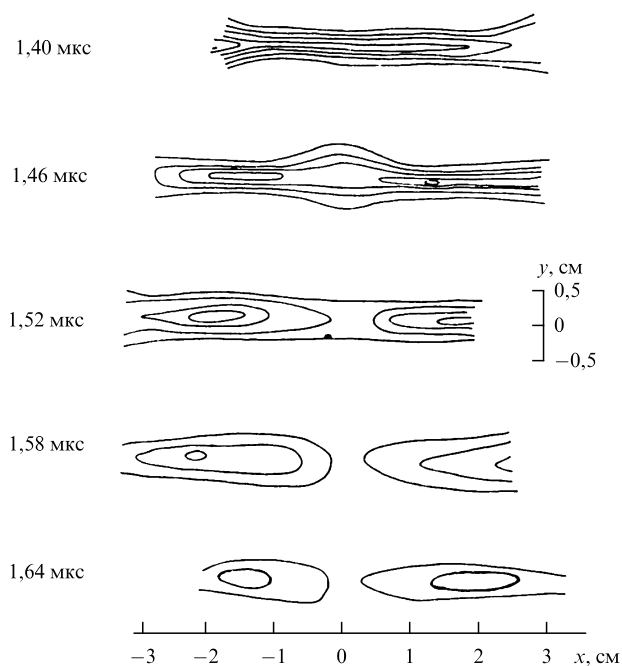


Рис. 8. Пространственные распределения концентрации электронов $N_e(x, y)$ в виде линий равной концентрации в последовательные моменты времени на стадии взрывного разрушения токового слоя. Распределения получены при обработке 5-кадровой серии голографических интерферограмм, зарегистрированных методом киноголографии. Соседним контурным линиям соответствует изменение плотности электронов на величину $\Delta N_e = 1,25 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Условия эксперимента: $h = 2,0 \text{ кГс см}^{-1}$, аргон, $p \approx 10^{-2} \text{ Торр}$; $J_z^{\text{max}} \approx 30 \text{ кА}$.

В результате изучения динамики быстрых изменений магнитных полей и концентрации электронов было установлено, что существует пространственно-временная корреляция между изменениями структуры магнитных полей во время импульсной фазы магнитного пересоединения, с одной стороны, и разрушением плазменного слоя, с другой стороны [40, 44, 47]. Отсюда следует, что оба этих процесса представляют собой различные проявления взрывного разрушения токового слоя.

Быстрые изменения магнитных полей во время импульсной фазы магнитного пересоединения должны были неизбежно приводить к возбуждению индукционных электрических полей. Согласно проведенным оценкам, напряженность индукционных полей составляла $E^{\text{ind}} > 300\text{--}400 \text{ В см}^{-1}$, что, как правило, превышало внешнее начальное электрическое поле, которое использовалось для формирования токового слоя [39, 40, 43]. Естественно было предполагать, что возбуждение индукционных электрических полей в токовом слое во время импульсной фазы магнитного пересоединения должно сопровождаться ускорением заряженных частиц. Действительно, появление ускоренных электронов с энергиями, достигавшими $\approx 10 \text{ кэВ}$, было обнаружено в эксперименте [48]. С помощью многоканального рентгеновского датчика [49] был также получен энергетический спектр ускоренных электронов. Анализ показал, что спектр электронов немасвелловский и значительно обогащен частицами с энергиями, превышавшими $5\text{--}10 \text{ кэВ}$ [48]. В пределах точности измерений полученный спектр ускоренных электронов можно было удовлетворительно аппроксимировать либо крутым степенным спектром с показателем $\gamma = -6\text{--}7$, либо экспоненциальным спектром, близким к

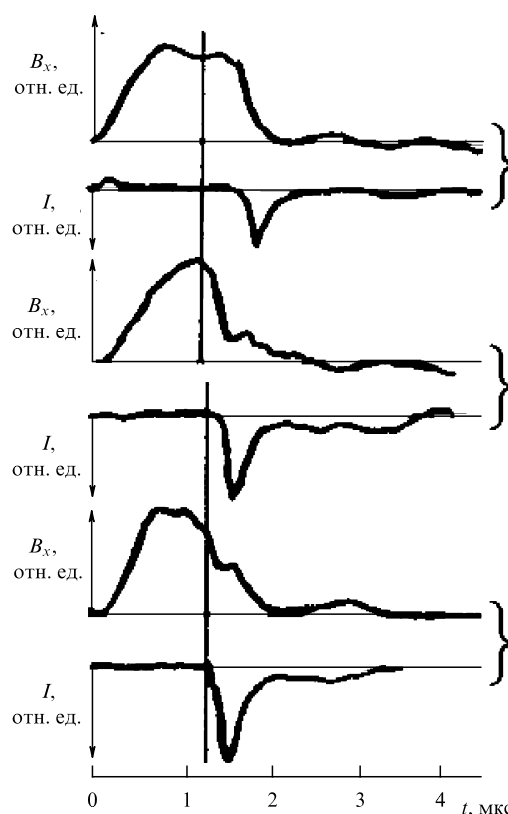


Рис. 9. Зависимости от времени тангенциальной B_x -компоненты магнитного поля в центральной области токового слоя и сигнала детектора рентгеновского излучения I , свидетельствующего о генерации ускоренных электронов. Показаны 3 различных импульса работы установки ТС-3. Условия эксперимента: $h = 2,6 \text{ кГс см}^{-1}$, аргон, $p = 10^{-2} \text{ Торр}$; $J_z^{\text{max}} \approx 30 \text{ кА}$.

теоретически рассчитанному спектру частиц, ускоренных в окрестности нулевой линии магнитного поля [50].

Была установлена четкая корреляция во времени между импульсной фазой магнитного пересоединения и появлением ускоренных электронов, которые регистрировались тогда и только тогда, когда происходила быстрая перестройка структуры магнитного поля токового слоя [48, 51]. В тех режимах, когда слой существовал стабильно, а также в течение интервалов времени до начала импульсной фазы магнитного пересоединения ускоренные электроны отсутствовали.

Одновременные измерения тангенциальной компоненты магнитного поля B_x и сигнала детектора рентгеновского излучения, которые соответствовали трем различным импульсам работы установки ТС-3, приведены на рис. 9. В различных случаях быстрая фаза магнитного пересоединения начиналась в разные моменты времени и синхронно появлялись всплески рентгеновского излучения [51]. Такая корреляция означала, что разрушение токового слоя является необходимым условием для генерации быстрых электронов, т.е. для преобразования части магнитной энергии в энергию ускоренных частиц. При этом наиболее быстрые электроны, с энергиями $\approx 12 \text{ кэВ}$, возникали в самом начале импульсной фазы пересоединения [51], что указывает на качественную аналогию ускорения электронов при разрыве слоя, сформированного в лабораторных условиях, с особенностями ускорения частиц во время солнечных вспышек [33, 52].

6. Температура электронов и ионов в токовом слое и плазменная турбулентность

Один из наиболее сложных вопросов состоял в выявлении физических факторов, вызывающих прекращение сравнительно длительной метастабильной стадии эволюции токового слоя и переход к импульсной фазе магнитного пересоединения, т.е. к разрыву токового слоя. В качестве возможных причин, которые могут вызывать разрушение токового слоя, в работах С.И. Сыроватского [33, 53] рассматривались неустойчивость тиринг-моды, резкое локальное уменьшение проводимости из-за развития плазменной турбулентности и тепловая неустойчивость, обусловленная нарушением теплового баланса в токовом слое.

Экспериментальные исследования структуры магнитного поля в пределах токового слоя позволили установить, что импульсная фаза магнитного пересоединения начинала развиваться в центральной области слоя, где плотность тока была максимальной и где во многих случаях существовала структура типа магнитного острова, или нулевой линии О-типа, (см., например, рис.7б, $t \approx 1,0 - 1,2$ мкс [43]). Эти данные указывали, что разрушение токового слоя, по всей видимости, не было связано с развитием неустойчивости типа тиринг-моды [40].

Анализ структуры магнитных полей, электрических токов и концентрации электронов в токовых слоях показал, что эти параметры оставались практически неизменными в течение всей метастабильной стадии эволюции слоя, вплоть до начала импульсной фазы пересоединения. Особенно следует подчеркнуть, что в центральной области слоя средняя токовая скорость электронов оставалась постоянной на уровне $u_e \approx (2 - 3) \times 10^6$ см с⁻¹ как перед началом разрушения слоя, так и в процессе его разрыва [40, 44, 47]. Практически постоянное значение токовой скорости указывало, что, по всей вероятности, токовые неустойчивости не могли вызывать увеличение аномального сопротивления плазмы и, следовательно, не могли инициировать импульсную фазу магнитного пересоединения.

Вместе с тем целый ряд экспериментальных фактов указывал, что ещё в течение стабильной стадии эволюции токового слоя происходило постепенное увеличение температуры плазмы, сосредоточенной в пределах слоя. Появление излучения в спектральных линиях двух- и трёхзарядных ионов примесей, постепенный рост интенсивностей таких линий и "выгорание" спектральных линий рабочего газа — всё это свидетельствовало об увеличении со временем как температуры электронов T_e , так и эффективного заряда ионов Z_i [44, 47]. Наблюдалось также постепенное увеличение температуры ионов T_i [54], причём в каждый момент времени ионная температура превышала температуру электронов [47]:

$$T_i > T_e. \quad (10)$$

Характерно, что "выгорание" спектральных линий рабочего газа происходило преимущественно в средней плоскости слоя, причём в наибольшей степени — в центре слоя [55, 56], т.е. в тех областях, где плотность тока была максимальной.

В процессе формирования и эволюции токового слоя наблюдалось последовательное возбуждение спектральных линий ионов различной кратности ионизации, и чем выше была степень ионизации иона, тем позже появля-

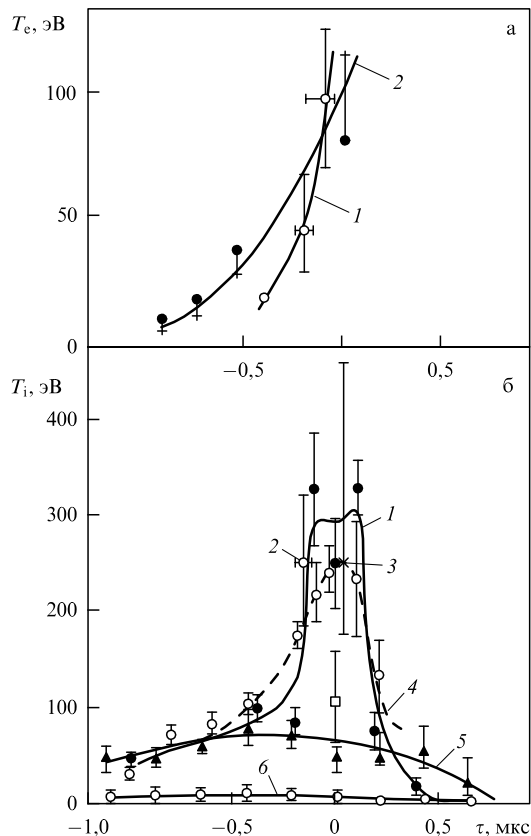


Рис. 10. Изменения во времени температуры электронов T_e (а) и температуры ионов T_i (б) в центральной области токового слоя перед началом его разрушения при $\tau \approx 0$. Кривая 1 (рис. а) получена на основе оценок T_e по времени ионизации ионов кислорода OIV, OV, OVI [57]; кривая 2 — на основе эволюции во времени спектральных линий ионов кислорода OII–OVI в результате решения уравнений ионизационной кинетики [59]. Температура ионов (рис. б) определялась на основе полуширин профилей различных спектральных линий: CIV 581,2 нм (1), NV 462,0 нм (2), OVI 381,1 нм (3), HeII 468,6 нм (4), CIII 464,7 нм (5), HeI 667,8 нм (6). Условия эксперимента: $h = 0,6$ кГс см⁻¹, гелий, $p \approx 5 \times 10^{-2}$ Торр; $j_z^{\max} \approx 45$ кА.

лось излучение соответствующей спектральной линии [57]. Особый интерес представляли кратковременные вспышки излучения в спектральных линиях многозарядных ионов углерода, азота и кислорода, которые были обнаружены в плазме токового слоя [57, 58]. Появление излучения в спектральных линиях, обладающих потенциалами возбуждения от 90 до 130 эВ, свидетельствовало о резком возрастании температуры электронов на определённом этапе эволюции токового слоя. В результате анализа зависимостей от времени интенсивностей спектральных линий ионов кислорода, от OII до OVI, была рассчитана температура электронов в токовом слое и выявлены её характерные особенности [57, 59]. Как видно из рис. 10а, в течение стабильной стадии эволюции слоя электронная температура увеличивалась сравнительно медленно, в интервале от ≈ 10 до ≈ 50 эВ, а затем происходил стремительный рост T_e до значения ≈ 100 эВ [57, 59].

Ещё более высоких значений достигала максимальная температура ионов непосредственно перед началом импульсной фазы магнитного пересоединения (рис. 10б) [58]. В течение метастабильной стадии температура ионов T_i постепенно увеличивалась от 45 эВ до 80 эВ, а

затем происходил резкий подъём температуры до $T_i \approx 300$ эВ. Максимальные значения температур ионов и электронов достигались практически одновременно и непосредственно перед началом разрушения токового слоя.

Эти результаты, а также проведённые оценки позволили сделать вывод, что интенсивный нагрев плазмы происходил в относительно небольшой по объёму области внутри токового слоя, или в "горячей точке" [58, 60]. Появление внутри токового слоя горячей точки естественно сопоставить с образованием в центральной области слоя магнитного острова, т.е. конфигурации с замкнутыми силовыми линиями (см., например, рис. 7б, $t \approx 1,05 - 1,13$ мкс). Можно предполагать, что дальнейшее сжатие плазмы в пределах магнитного острова приводило к локальному увеличению плотности тепловой энергии, в особенности при учёте вероятного уменьшения теплопроводности плазмы [60].

Возбуждение неравновесных электрических полей в плотной нагретой плазме токового слоя было зарегистрировано методами спектроскопии, при сопоставлении профилей двух различных спектральных линий одного и того же многозарядного иона [57, 58, 61]. Линии подбирались таким образом, чтобы уширение одной из них было обусловлено преимущественно доплер-эффектом, что позволяло определять температуру ионов, тогда как другая линия была чувствительна и к доплер-эффекту, и к штарк-эффекту. В качестве примера на рис. 11а приведены профили двух спектральных линий четырёхзарядного иона азота NV [57]. Сопоставление профилей таких пар линий, зарегистрированных экспериментально, и соответствующие расчёты позволили доказать появление в плазме токового слоя аномальных электрических полей, а также проследить за изменениями их интенсивности на последовательных стадиях эволюции слоя (рис. 11б) [61]. В результате было установлено, что в течение метастабильной стадии эволюции токового слоя среднеквадратичная напряжённость аномальных электрических полей составляла $\langle E \rangle \approx 50$ кВ см⁻¹, а уровень турбулентности, т.е. отношение энергии аномальных электрических полей к тепловой энергии плазмы,

$$\eta = \frac{\langle E \rangle^2}{8\pi N_e (T_e + T_i/Z_i)}, \quad (11)$$

составил $\eta \approx 10^{-3}$. К концу метастабильной стадии, практически одновременно с резким ростом температур электронов и ионов, наблюдалось увеличение напряжённости электрических полей до значения $\langle E \rangle \approx 100$ кВ см⁻¹. Однако уровень турбулентности при этом не увеличивался и оставался на прежнем уровне, т.е. $\eta \approx 10^{-3}$.

Отсюда следует, что как постоянный уровень турбулентности, так и постоянная величина токовой скорости электронов не могли приводить к резкому уменьшению проводимости плазмы перед разрывом токового слоя. Эти результаты показывают, что непосредственная причина, которая вызывала макроскопическое разрушение слоя, не была, по всей вероятности, связана с локальным уменьшением проводимости [40, 60, 62]. Однако вслед за разрывом токового слоя проводимость плазмы в центральной области слоя уменьшалась примерно на порядок величины (рис. 12), т.е. в данном случае падение проводимости появлялось как вторичный эффект [60].

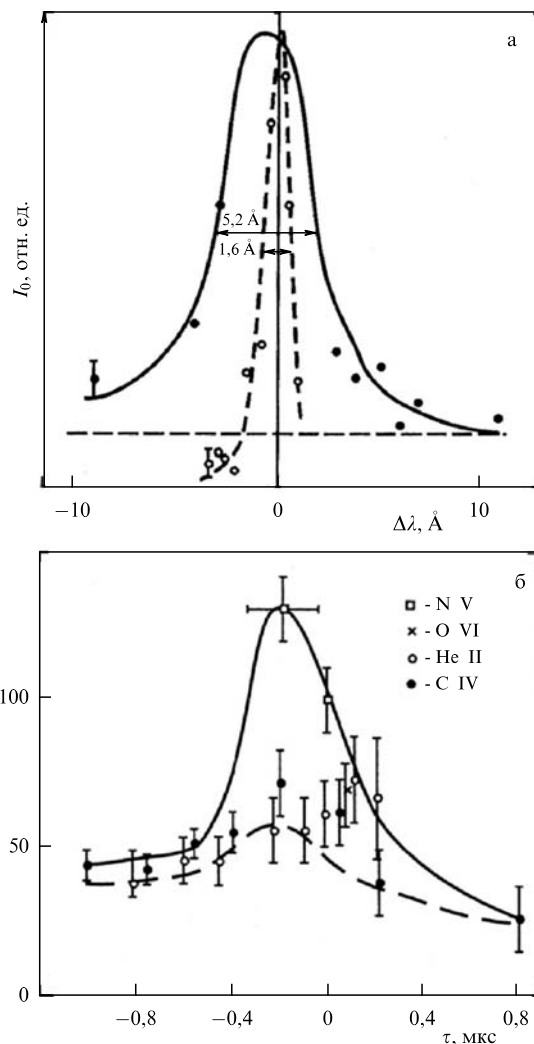


Рис. 11. (а) Профили двух спектральных линий иона азота: NV 462,0 нм — штриховая линия; NV 494,5 нм — сплошная линия, $t = 1,7$ мкс. (б) Среднеквадратичная напряжённость аномальных электрических полей в плазме токового слоя в зависимости от времени [61]. Условия эксперимента: $h = 0,6$ кГс см⁻¹; гелий, $p \approx 5 \times 10^{-2}$ Торр; $J_z^{\max} \approx 45$ кА.

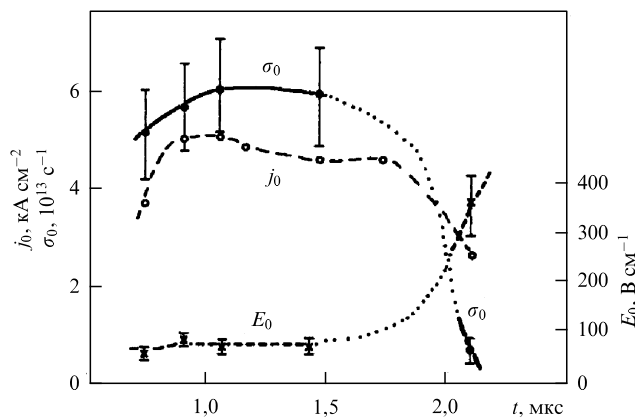


Рис. 12. Зависимости от времени электрического поля E_0 , плотности тока j_0 и проводимости плазмы σ_0 в окрестности нулевой линии магнитного поля.

Вместе с тем тепловые процессы, связанные с импульсным локальным нагревом плазмы, представляются наиболее вероятной причиной прекращения метастабильной стадии эволюции слоя и начала импульсной фазы магнитного пересоединения. Базируясь на экспериментальных фактах, можно предположить следующую последовательность явлений [58, 60]. В центральной области слоя возникал локальный максимум электрического тока и система замкнутых магнитных силовых линий, т.е. магнитный остров, где происходил сначала медленный нагрев плазмы, а затем — чрезвычайно быстрый нагрев, обусловленный, по всей вероятности, сжатием вещества. Рост газокинетического давления плазмы приводил к нарушению поперечного равновесия токового слоя (9), т.е. к своеобразному тепловому микровзрыву, который сопровождался расширением плазмы со звуковой скоростью. Этот процесс инициировал увеличение скорости пересоединения противоположно направленных магнитных полей через токовый слой и перераспределение электрического тока в слое. В результате изменения топологии магнитного поля область усиленного пересоединения и пониженной плотности тока быстро расширялась вдоль поверхности слоя, от центра к краям, что в конечном итоге приводило к макроскопическому разрушению токового слоя.

Необходимо отметить, что в применении к токовым слоям в атмосфере Солнца С.И. Сыроватский рассматривал возможность нарушения теплового баланса после достижения температурой некоторого критического значения, когда нагрев плазмы уже не может быть скомпенсирован потерями на излучение [63]. Несмотря на различную природу потерь энергии в условиях лабораторного эксперимента и в солнечной атмосфере, тепловые процессы, по всей вероятности, играют определяющую роль в переходе от метастабильной стадии эволюции токового слоя к стадии его быстрого разрушения.

7. Лабораторные эксперименты и солнечные вспышки

Таким образом, концепция С.И. Сыроватского о токовых слоях как основе вспышечных явлений в плазме получила экспериментальное подтверждение. В лабораторных условиях удалось воспроизвести основные черты вспышечного процесса, а именно: накопление магнитной энергии в течение сравнительно длительного интервала времени при формировании метастабильного токового слоя и затем быстрое высвобождение накопленной энергии при разрыве слоя. Разрыв токового слоя проявлялся в резком изменении топологии магнитного поля, перераспределении электрического тока, разрушении однородного слоя плазмы, генерации плазменных потоков, возбуждении индукционных электрических полей и ускорении заряженных частиц. Аналогия со вспышками на Солнце была, в частности, отражена в названии статьи С.И. Сыроватского "Солнечные вспышки в лаборатории" [64].

Количественное сопоставление условий в космическом пространстве и в лабораторных экспериментах естественно проводить на основе характерных безразмерных параметров, которые позволяют оценить относительную роль различных физических факторов в конкретном явлении [65].

Ввиду колоссального различия пространственных масштабов в космосе и в лабораторных установках вос-

произведение космических явлений в лабораторных условиях возможно только в рамках ограниченного моделирования, когда в обоих случаях соответствующий безразмерный параметр больше (или меньше) единицы [66–69]. При этом абсолютные значения соответствующего параметра могут существенно различаться, в том числе на несколько порядков величины.

Полная система безразмерных параметров, которые характеризуют магнитогидродинамические процессы в двумерных магнитных полях с нулевыми линиями, была рассмотрена С.И. Сыроватским в работах [33, 35], где были также приведены оценки и сравнение безразмерных параметров для короны Солнца и для лабораторного эксперимента.

Для анализа магнитогидродинамических течений плазмы конечной проводимости, без учёта других диссипативных процессов, обычно используются следующие безразмерные параметры:

$$\beta = \frac{8\pi p}{B^2}, \quad \varepsilon = \frac{v}{v_A} = \frac{\delta B}{B} \approx \frac{cE}{Bv_A}, \quad \text{Re}_m = \frac{lv_A}{v_m}, \quad \tau = \frac{t}{t_A}. \quad (12)$$

Здесь β — отношение газокинетического давления к магнитному давлению; ε — параметр нелинейности, т.е. относительная величина возмущения магнитного поля, или отношение скорости вещества к альвеновской скорости v_A (3); Re_m — магнитное число Рейнольдса (6), которое характеризует замороженность магнитного поля в плазму; τ — соотношение между длительностью процесса t и альвеновским временем $t_A = (4\pi N_i M_i)^{1/2} / h$.

Особый характер течений плазмы в неоднородных магнитных полях, содержащих нулевые линии, требует изменения безразмерных параметров (12), поскольку они теряют смысл вблизи нулевых линий, где значения B и v_A стремятся к нулю. При общем анализе задачи о течениях плазмы в окрестности нулевых линий магнитного поля [35] С.И. Сыроватским были введены два специальных безразмерных параметра L и S , которые впоследствии получили название "числа Сыроватского":

$$L = \varepsilon \text{Re}_m, \quad S = \frac{2\varepsilon}{\beta}. \quad (13)$$

Числа Сыроватского определяют характер течений плазмы в неоднородных магнитных полях, содержащих нулевые линии, и возможность формирования токовых слоёв, которые обладают значительным запасом магнитной энергии [70, 71]. Параметр L характеризует относительное увеличение градиента магнитного поля в результате формирования токового слоя, а параметр S определяет роль направленных скоростей течений плазмы по сравнению со скоростью звука.

В таблице приведены значения безразмерных параметров, характеризующих физические условия в активных областях солнечной короны [52, 72] и в лабораторных экспериментах [27, 28, 40]. Как видно из таблицы, безразмерные параметры, характеризующие типичные условия в солнечной короне и в лабораторных экспериментах, удовлетворяют следующим сильным неравенствам:

$$\beta \ll 1, \quad \varepsilon \ll 1, \quad \text{Re}_m \gg 1, \quad \tau \gg 1, \quad L \gg 1. \quad (14)$$

Однако для Солнца число $S \leq 1$, тогда как в лабораторных условиях обычно $S > 1$.

Таблица. Безразмерные параметры, характеризующие физические условия в активных областях солнечной короны в лабораторном эксперименте

Параметры	Солнечная корона	ТС-3
β	4×10^{-4}	$(0,4-6) \times 10^{-3}$
ε	$(0,4-2) \times 10^{-4}$	0,1
Re_m	6×10^{13}	30–120
τ	6×10^4	15–3
L	$(0,24-2) \times 10^{10}$	3–12
S	0,2–1	$(0,33-5) \times 10^2$

Отсюда можно сделать вывод, что в рамках ограниченного моделирования эксперименты, которые проводились на установках "Токовый слой", удовлетворительно воспроизводили физические условия, характерные для предвспышечной ситуации на Солнце, с точки зрения возможностей накопления магнитной энергии. По всей вероятности, эксперименты должны также правильно воспроизводить основные черты вспышечных процессов.

8. Токовые слои в трёхмерных магнитных конфигурациях

Двумерные неоднородные магнитные поля с нулевыми линиями (1) представляют собой определённую идеализацию более общих трёхмерных магнитных конфигураций. В реальных условиях, как в космических объектах, так и в установках для удержания и нагрева плазмы, магнитные поля обычно содержат все три компонента, т.е. являются трёхмерными (3D). Поэтому изучение возможностей формирования токовых слоёв в 3D магнитных конфигурациях и анализ структурных особенностей токовых слоёв, которые могут развиваться в таких конфигурациях, имеет принципиальное значение.

Значительный интерес представляет обобщение на 3D магнитные конфигурации тех результатов по формированию и эволюции токовых слоёв, которые были получены в 2D полях с нулевыми линиями. В качестве трёхмерных аналогов нулевых линий обычно рассматриваются особые, или предельные, силовые линии, принадлежащие одновременно нескольким независимым магнитным потокам [3, 73], а также замкнутые силовые линии [74, 75]. В результате возмущений начального равновесного состояния замагниченной плазмы в окрестности таких линий возможно появление сильных электрических токов [76].

Наиболее наглядный пример магнитной конфигурации с особой линией X-типа — это суперпозиция двумерного поля с нулевой линией (1) и продольной компоненты B_z^0 , которая направлена вдоль нулевой линии, сравнительно медленно изменяется в данном направлении и однородна в плоскости (x, y) :

$$\mathbf{B} = \{B_x; B_y; B_z\} = \{hy; hx; B_z^0\}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial B_z^0}{\partial z} \ll h. \quad (16)$$

Формирование токовых слоёв в магнитных конфигурациях (15), (16) было обосновано С.И. Сыроватским в работах [35, 76], в которых было также показано, что присутствие продольной компоненты приводит к эффективному увеличению газокINETического давления.

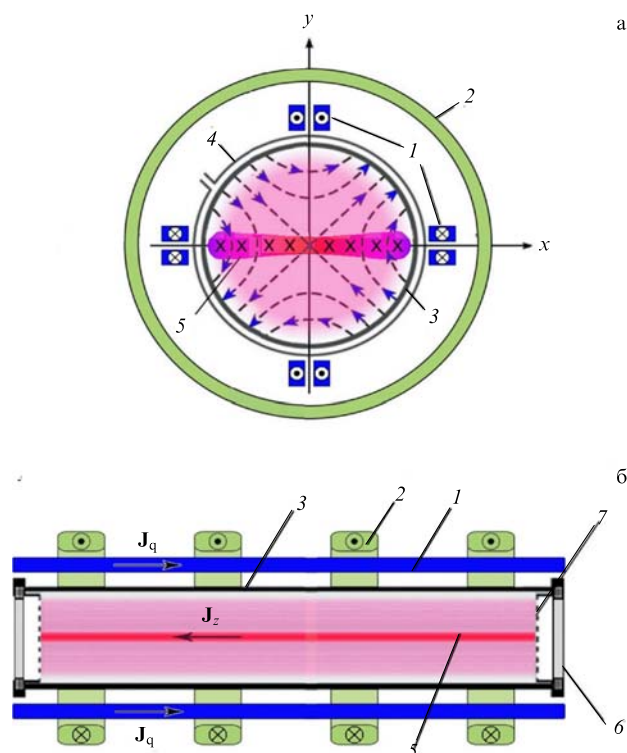


Рис. 13. Схема экспериментальной установки ТС-3D (ИОФ РАН): (а) поперечное сечение установки; (б) продольное сечение установки. 1 — прямые проводники с токами для возбуждения 2D (поперечного) магнитного поля с нулевой линией $\mathbf{B} = h\{y; x; 0\}$, силовые линии 2D поля показаны на рис. 1а штриховыми линиями со стрелками; 2 — катушки для возбуждения аксиально-симметричных магнитных полей; 3 — вакуумная камера $\varnothing = 18$ см, $l = 100$ см; 4 — витки тэта-разряда; 5 — токовый слой; 6 — кварцевые окна; 7 — сетчатые электроды.

В ряде теоретических работ на основе автомодельных решений уравнений магнитной гидродинамики был получен вывод о развитии токовых слоёв в трёхмерных неоднородных магнитных полях в окрестности изолированных нулевых точек [77–80].

Для изучения возможностей формирования токовых слоёв в различных трёхмерных магнитных конфигурациях в Институте общей физики РАН была разработана и создана установка ТС-3D (рис. 13) [81–83]. 3D магнитные конфигурации с топологическими особенностями, такими как нулевые точки и особые линии, создаются в установке ТС-3D путём суперпозиции двух магнитных полей с различными типами симметрии, трансляционной и аксиальной [81]. Напряжённости каждого из полей, а также структура аксиального магнитного поля могут изменяться независимо друг от друга, что обеспечивает как разнообразие 3D конфигураций (с одной или несколькими нулевыми точками, с особыми линиями и т.п.), так и плавный переход от одной конфигурации к другой. В выбранной 3D магнитной конфигурации создаётся начальная плазма, и затем возбуждается электрический ток, который инициирует течения плазмы и может приводить к формированию токового слоя.

При создании магнитных конфигураций (15), (16) градиент поперечного поля составлял $h \leq 1$ кГс см $^{-1}$, продольная компонента $B_z^0 \leq 8$ кГс. Кварцевая вакуумная камера диаметром 18 см и длиной 100 см заполнялась одним из благородных газов (He, Ar, Kr), в котором создавалась начальная плазма. Затем в плазме возбуж-

дался электрический ток с амплитудой $J_z^0 \cong 40 - 50$ кА и полупериодом $T/2 \cong 6$ мкс.

Эксперименты по изучению возможностей развития токовых слоёв в окрестности нулевых точек подтвердили формирование токовых слоёв в широком диапазоне 3D магнитных конфигураций с изолированными нулевыми точками [82–86]. При этом было установлено, что токовые слои образуются и вдали от нулевых точек, в областях с сильными магнитными полями, а также в 3D неоднородных магнитных полях без нулевых точек [83, 85, 86]. Во всех случаях необходимым условием для формирования токового слоя было наличие в 3D магнитной конфигурации особой линии X-типа (15).

Вообще говоря, 3D магнитная конфигурация с особой X-линией — более общий случай по сравнению как с 2D магнитными полями с нулевыми линиями, так и с 3D полями, содержащими нулевые точки. В 3D конфигурациях с изолированными нулевыми точками особая X-линия может присутствовать и в области нулевого магнитного поля, и вдали от этой области. Поэтому 3D конфигурацию с практически однородной продольной компонентой B_z^0 (15), (16) можно рассматривать как один из элементов более сложной 3D магнитной конфигурации, компоненты которой изменяются в пространстве.

В 3D конфигурации (15) магнитное поле \mathbf{B} нигде не обращается в нуль, при этом на X-линии обе поперечные компоненты магнитного поля, B_x и B_y , равны нулю, как и в 2D конфигурации (1). Отсюда следует, что при изучении возможностей формирования токовых слоёв в 3D конфигурациях с X-линиями (15), (16) необходимо прежде всего выяснить, какое влияние оказывает продольная компонента B_z^0 собственно на возможность развития токового слоя, а также какие изменения происходят с токовыми слоями, если они образуются в 3D магнитном поле в присутствии продольной компоненты.

На основании ряда экспериментов, проведённых с помощью установки ТС-3D, было установлено, что токовые слои могут развиваться в 3D конфигурациях с достаточно сильной продольной компонентой магнитного поля, направленной вдоль X-линии [85–90], как предсказывалось в работах [35, 76]. Поперечные размеры формируемых токовых слоёв, ширина $2\Delta x$ и толщина $2\Delta y$, могут различаться между собой в 5–10 раз, и в этом отношении токовые слои в 3D магнитных конфигурациях весьма близки к токовым слоям, которые развивались в 2D полях с нулевой линией [91, 92].

Был определён диапазон 3D магнитных конфигураций, в которых могут быть сформированы токовые слои, в частности, максимальное значение продольной компоненты B_z^0 при заданной величине поперечного градиента h . При этом было установлено, что отношение B_z^0/h не должно превышать некоторой критической величины, которая в экспериментах, проводившихся на установке ТС-3D, составила ≈ 15 см [86, 89, 92]. Таким образом, формирование токовых слоёв возможно в достаточно широком, но ограниченном диапазоне 3D магнитных конфигураций с X-линией, и наиболее существенный параметр, определяющий возможность образования токового слоя, — величина градиента поперечного магнитного поля h [86, 92].

При сравнении токовых слоёв, которые формировались в 3D магнитных конфигурациях с X-линией (15), (16), были обнаружены значительные различия в распределениях тока и плазмы поперёк слоя при изменении напряжённости продольной компоненты B_z^0 . С увеличением B_z^0 наблюдалось уменьшение максимальной плотности тока

в средней плоскости слоя и увеличение толщины слоя $2\Delta y$ (рис. 14) [93]. Аналогичные изменения происходили и с распределениями плотности плазмы: с ростом B_z^0 уменьшалась максимальная концентрация электронов и увеличивалась толщина плазменного слоя, тогда как полное число электронов, приходящееся на 1 см ширины слоя, практически не изменялось [88, 90, 94]. Эти результаты показали, что увеличение продольной компоненты B_z^0 в исходной 3D магнитной конфигурации с X-линией (15), (16) приводит к уменьшению степени сжатия электрического тока и плазмы в пределах слоя. Данный эффект указывал на возможное увеличение в слое продольной компоненты магнитного поля [87, 90].

Действительно, на основе непосредственных магнитных измерений было обнаружено усиление продольной компоненты магнитного поля в пределах слоя по сравнению со значением этой компоненты вне слоя (рис. 15) [95]. Превышение продольной компоненты в токовом слое над исходным уровнем B_z^0 составляло, в зависимости от условий, величину $\delta B_z \cong (0,9 - 1,2)$ кГс, причём направление δB_z во всех случаях совпадало с направлением B_z^0 исходной магнитной конфигурации.

Как было установлено в работе [95], на стадии формирования токового слоя возмущения продольной компоненты магнитного поля, возникшие на периферии, переносятся течениями плазмы в окрестность X-линии, по мере приближения к которой амплитуда возмущений возрастает. В результате в пределах формируемого слоя происходит усиление продольной компоненты по сравнению с начальным уровнем B_z^0 . Этот эффект свидетельствует, в частности, о вмороженности магнитного поля в плазму. Отметим также, что усиление продольной компоненты происходило в пределах всей ширины токового слоя, как в окрестности X-линии, так и на значительном от неё расстоянии [95].

В отличие от соотношения (9), условие поперечного равновесия плазмы в токовом слое, с учётом дополнительного продольного магнитного поля δB_z , должно быть записано следующим образом:

$$8\pi N_e^{\max} \left(T_e + \frac{T_i}{Z_i} \right) + (\delta B_z)^2 = (B_x^z)^2. \quad (17)$$

При этом давление суммарного магнитного поля вне слоя, $(B_x^z)^2/8\pi$, должно уравновешивать сумму газокинетического давления плазмы, $N_e^{\max}(T_e + T_i/Z_i)$, и дополнительного магнитного давления $(\delta B_z)^2/8\pi$. Отсюда видно, что усиление продольной компоненты магнитного поля в токовом слое должно приводить (при прочих равных условиях) к уменьшению максимальной концентрации электронов N_e^{\max} .

Очевидно, что усиление продольной компоненты магнитного поля в токовом слое, формировавшемся в 3D конфигурации с X-линией, обеспечивается благодаря электрическим токам, протекающим в поперечной плоскости по отношению к основному току в слое. Это приводит к значительному усложнению структуры токов в слое, которая становится трёхмерной и значительно отличается от плоского "ленточного" тока, характерного для токовых слоёв, формировавшихся в 2D магнитных полях с нулевой линией [96].

Влияние продольной компоненты магнитного поля B_z^0 проявлялось также в изменениях конфигурации токовых слоёв, которые в ряде случаев становились изогнутыми и асимметричными (рис. 16) [97–100]. При этом периферийные (боковые) области токовых слоёв отклонялись от средней плоскости слоя в противоположные

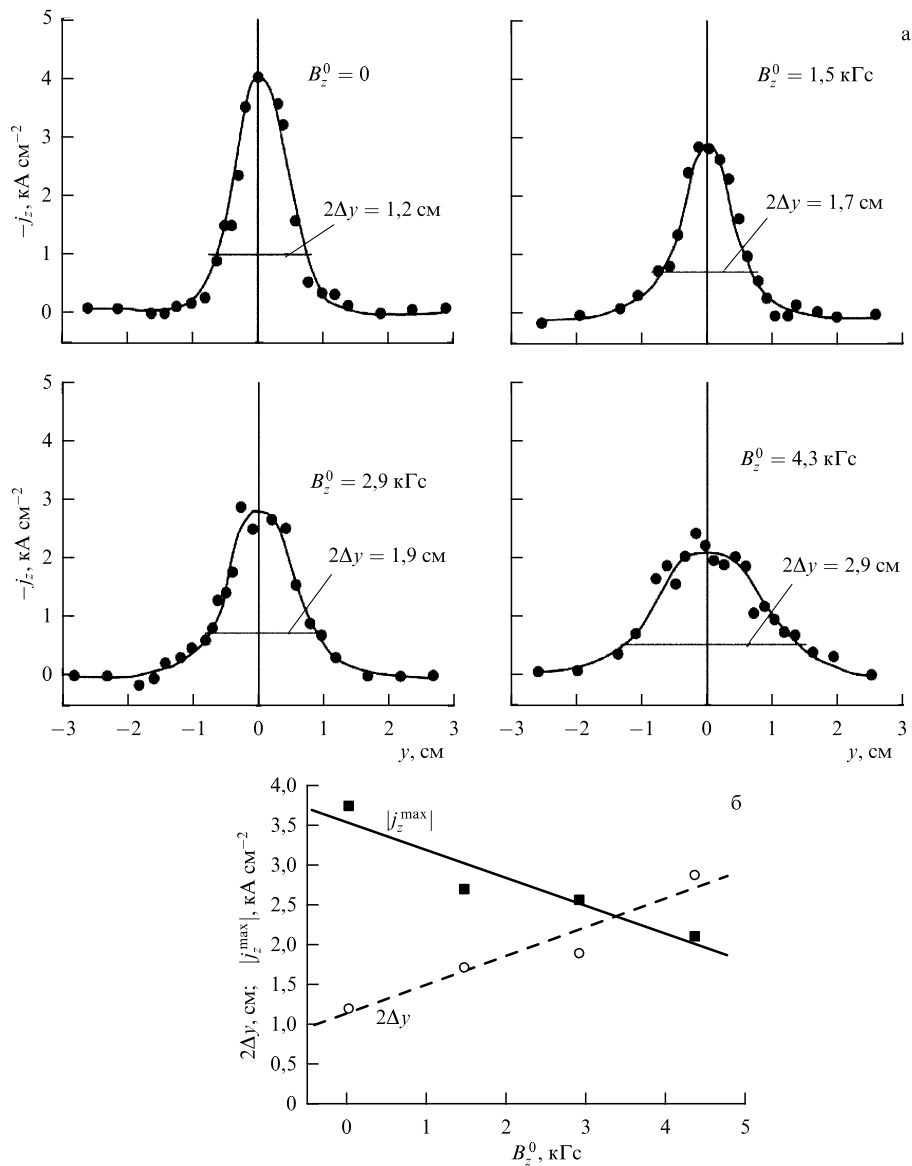


Рис. 14. (а) Распределения плотности тока $j_z(y)$ по толщине токового слоя при различной напряжённости продольного поля $B_z^0 = 0; 1,5 \text{ кГс}; 2,9 \text{ кГс}; 4,3 \text{ кГс}$; (б) зависимости максимальной плотности тока j_z^{\max} и толщины токового слоя $2\Delta y$ по уровню $0,25 j_z^{\max}$ от напряжённости продольного поля B_z^0 . Условия эксперимента: $h = 0,5 \text{ кГс см}^{-1}$, аргон, $p = 28 \text{ мТорр}$, $J_z^{\max} \approx 50 \text{ кА}$.

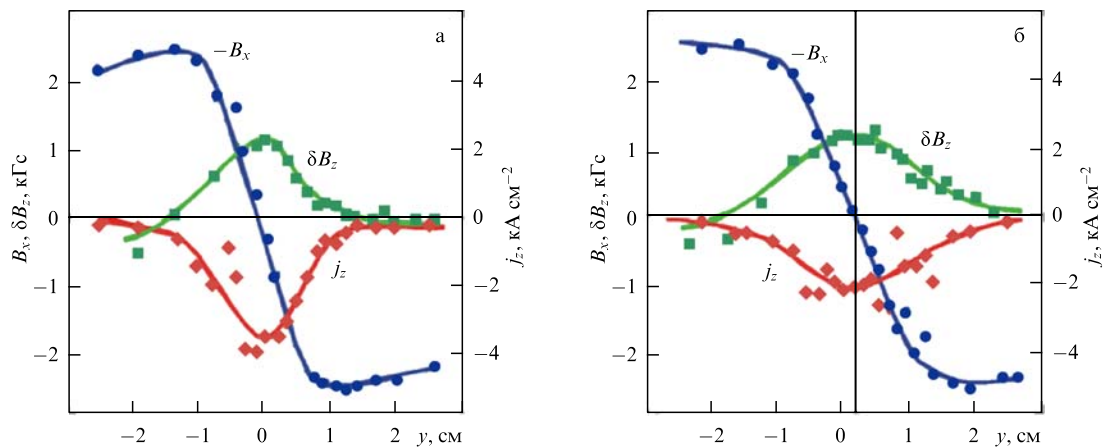


Рис. 15. Распределения по толщине токового слоя: тангенциальной компоненты магнитного поля B_x , плотности тока j_z и возмущения продольной компоненты δB_z при двух значениях начального продольного поля: $B_z^0 = 1,5 \text{ кГс}$ (а) и $4,3 \text{ кГс}$ (б). Условия эксперимента: $h = 0,5 \text{ кГс см}^{-1}$, аргон, $p = 28 \text{ мТорр}$, $J_z^{\max} \approx 50 \text{ кА}$.

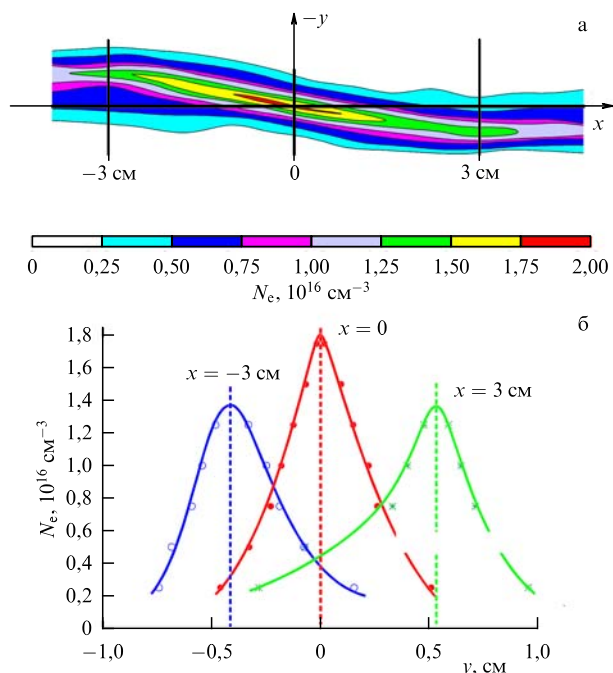


Рис. 16. (а) Пространственное распределение концентрации электронов $N_e(x, y)$ в виде линий равной концентрации в токовом слое, сформированном в 3D магнитном поле (15), в присутствии однородной продольной компоненты $B_z^0 \approx 3,0$ кГс. (б) Распределения концентрации электронов по толщине слоя плазмы $N_e(y)$ при трёх различных положениях вдоль ширины слоя: $x = 3$ см; 0; -3 см.

стороны, и данные отклонения были максимальными на ранней стадии эволюции слоя. Как было установлено, такая асимметрия возникала в результате возбуждения в слое токов Холла и появления дополнительных динамических эффектов при взаимодействии токов Холла с продольной компонентой магнитного поля B_z^0 [100–104].

Таким образом, экспериментальные исследования подтвердили возможность развития токовых слоёв в различных 3D магнитных конфигурациях, однако как пространственная форма слоя, так и структура электрических токов становятся при этом значительно более сложными, чем в случае 2D магнитных полей с нулевой линией [92].

9. Динамика плазмы в токовых слоях

Одно из наиболее важных свойств токовых слоёв состоит в том, что они представляют собой динамические объекты с интенсивными течениями плазмы. Уже в первых стационарных моделях [3–5] присутствовали потоки плазмы, которые протекали через токовый слой, причём поток, втекавший в слой, был равен вытекавшему потоку и полностью компенсировался этим потоком. Нестационарные течения сжимаемой плазмы при формировании токовых слоёв в окрестности особых линий магнитного поля имеют значительно более сложный характер (см., например, [6–13, 35, 76]).

В экспериментах, проводившихся на установках "Токовый слой", наблюдались плазменные потоки, возникавшие в различные моменты времени и в различных условиях, причём во многих случаях кинетическая энергия потоков превышала тепловую энергию плазмы, сосредоточенной в токовом слое [29, 40, 54, 60, 105–108]. Значительный интерес представляет изучение физических факторов, под действием которых в токовых слоях

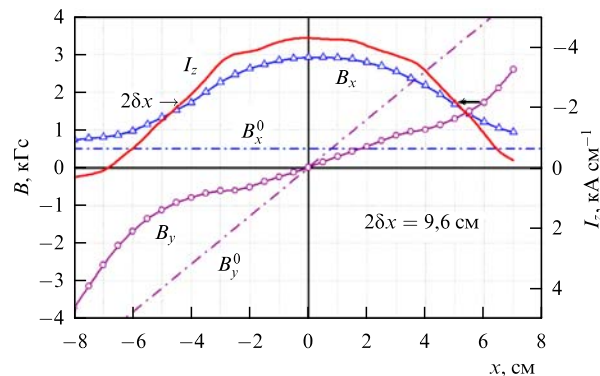


Рис. 17. Распределения вдоль ширины токового слоя тангенциальной $B_x(x)$, нормальной $B_y(x)$ компонент магнитного поля токового слоя и линейной плотности тока в слое $I_z(x)$. Соответствующие компоненты вакуумного магнитного поля: $B_x^0(x) = \text{const}$, $B_y^0(x) = hx$. Условия эксперимента: $h = 0,57$ кГс см^{-1} , аргон, $p = 28$ мТорр, $J_z^{\text{max}} \approx 70$ кА; $t \approx 1,9$ мкс.

происходит ускорение плазмы и которые оказывают влияние на дальнейшую эволюцию и параметры плазменных потоков. С этой целью в работах [109–114] был проведён анализ электродинамических сил, возникавших в токовых слоях на различных стадиях их эволюции. Структура электродинамических сил определялась на основе пространственных распределений токов и магнитных полей в токовых слоях, формировавшихся преимущественно в 2D магнитных конфигурациях (1) с нулевой линией.

Как отмечалось выше, формирование токового слоя приводит к изменению исходной магнитной конфигурации: происходит существенное усиление тангенциальной компоненты магнитного поля B_x и уменьшение нормальной компоненты B_y по сравнению со значениями данных компонент в исходном вакуумном магнитном поле. Отметим, что реально действующее магнитное поле \mathbf{B} в окрестности токового слоя — это сумма квазистационарного поля (1) и магнитного поля, которое создавалось токами плазмы. На рисунке 17 показаны распределения вдоль ширины токового слоя тангенциальной и нормальной компонент суммарного магнитного поля, $B_x(x)$ и $B_y(x)$, компонент B_x^0 и B_y^0 начального поля (1), а также линейной плотности тока в слое $I_z(x)$ (см. ниже). Нормальная компонента $B_y(x)$ отлична от нуля и имеет то же направление, что и нормальная компонента исходного магнитного поля B_y^0 .

Как известно, ускорение плазмы может происходить под действием градиента газокINETического давления и электродинамических сил (сил Ампера):

$$M_i N_i \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}]. \quad (18)$$

Здесь p — газокINETическое давление плазмы, $(1/c)[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]$ — плотность сил Ампера.

Действующие в y -направлении силы Ампера вызывают сжатие тока и плазмы и приводят к образованию токового слоя, тогда как давление плазмы препятствует сжатию. В результате после стадии формирования токового слоя устанавливается равновесие между силами Ампера и градиентом давления сравнительно плотной нагретой плазмы, сконцентрированной в слое (см. также соотношение (9)).

В x -направлении, т.е. вдоль поверхности токового слоя, градиент давления обычно пренебрежимо мал, и

динамика плазмы определяется в основном силами Ампера. В 2D магнитном поле токового слоя плотность сил Ампера вдоль поверхности слоя зависит от величин и направлений как плотности тока j_z , так и нормальной компоненты магнитного поля B_y :

$$f_x(x, y, t) = -\frac{1}{c} j_z(x, y, t) B_y(x, y, t). \quad (19)$$

Отсюда следует, что на плазму, сосредоточенную в пределах толщины токового слоя $2\Delta y$, в x -направлении действует сила Ампера:

$$F_x(x, t) = \int f_x(x, y, t) dy = -\frac{1}{c} I_z(x, t) B_y(x, t). \quad (20)$$

Здесь $I_z(x, t) = \int j_z(x, y, t) dy$ — линейная плотность тока в слое при $|y| \leq \Delta y$. Заметим, что в пределах области интегрирования $2\Delta y$ нормальная компонента B_y изменялась незначительно (подробнее см. [110]).

Распределения вдоль поверхности сформированного токового слоя сил Ампера $F_x(x)$, а также линейной плотности тока $I_z(x)$ и нормальной компоненты $B_y(x)$ приведены на рис. 18а. Силы Ампера F_x направлены в противоположные стороны в двух частях токового слоя, при $x > 0$ и $x < 0$, а именно, от середины слоя к его обоим боковым краям. При этом абсолютные значения сил Ампера увеличиваются по мере удаления вдоль оси x от середины слоя к периферии на большей части ширины слоя [110].

Естественно ожидать, что, в соответствии со структурой сил F_x , ускорение плазмы должно происходить в виде двух разнонаправленных потоков, которые двигаются вдоль ширины токового слоя, от середины слоя к его боковым краям, при этом скорости потоков должны возрастать с увеличением расстояния от середины слоя.

Ускоренные потоки плазмы, возникавшие в токовых слоях, были обнаружены и исследовались методами спектроскопии [105–108, 111, 113]. На рисунке 18б приведена типичная зависимость от времени энергии направленных потоков плазмы $W_x(t)$, откуда видно, что между началом формирования токового слоя и появлением направленных движений плазмы вдоль поверхности слоя имелаась довольно большая задержка (≈ 2 мкс). В интервале $t \approx 2–4,3$ мкс происходило быстрое увеличение энергии плазменных потоков, и эта энергия значительно превышала тепловую энергию плазмы. К моменту $t \approx 4$ мкс средняя энергия направленного движения плазмы достигала величины $W_x \approx 400$ эВ, тогда как температура ионов в центральной области слоя не превышала $T_i \leq 100$ эВ. Затем, после достижения максимума, энергия потоков стремительно уменьшалась, т.е. потоки плазмы, которые ускорялись в токовых слоях, существовали в течение ограниченного интервала времени.

10. Возбуждение токов обратного направления и их роль в динамике плазмы

При исследовании структуры магнитного поля в окрестности токового слоя, сформированного в 2D магнитном поле с нулевой линией, С.И.Сыроватским было показано, что в общем случае в слое могут существовать не только токи, текущие в направлении внешнего электрического поля E_z , но и возникающие у боковых концов слоя токи обратного направления (рис. 36) [10]. В предельном случае обратные токи могли бы полностью компенсировать основной ток, так что суммарный ток в слое был бы равен нулю, но в таком случае плотность обратного тока значительно превышала бы плотность

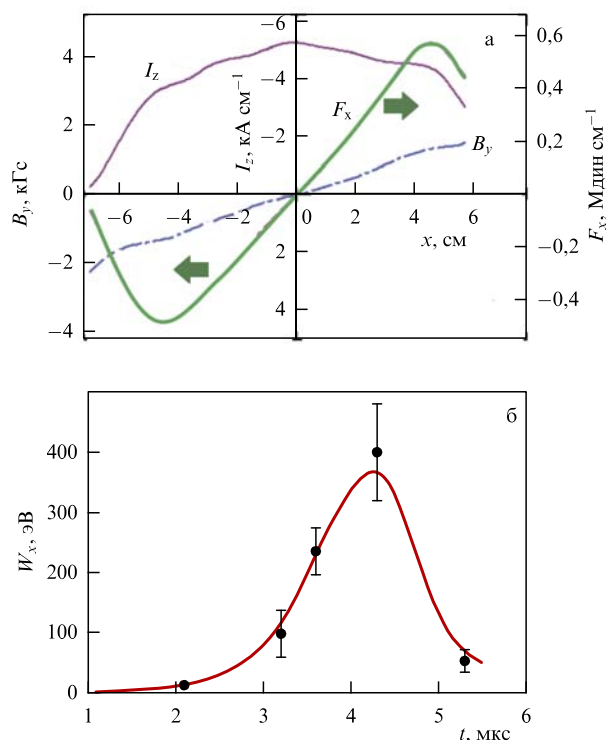


Рис. 18. (а) Распределения вдоль ширины токового слоя линейной плотности тока $I_z(x)$, нормальной компоненты магнитного поля токового слоя $B_y(x)$ и сил Ампера $F_x(x)$. Стрелки показывают направления сил Ампера. Условия эксперимента: $h = 0,63$ кГс см $^{-1}$, аргон, $p = 28$ мТорр, $J_z^{\max} \approx 45$ кА; $t \approx 1,7$ мкс. (б) Зависимость от времени энергии движения ускоренных потоков плазмы вдоль поверхности токового слоя $W_x(t)$.

прямого тока в центральной области слоя. В работе [10] рассматривалась ситуация, когда нормальная к поверхности слоя компонента магнитного поля отсутствовала ($B_y = 0$), магнитные силовые линии противоположных направлений не пересекали бесконечно тонкий токовый слой, а были вытянуты вдоль его поверхности, т.е. слой был "нейтральным".

Насколько нам известно, экспериментально обратные токи были впервые зарегистрированы на установке ТС-3Д [110, 111]. При исследовании распределений линейного тока $I_z(x, t)$ вдоль ширины токового слоя было обнаружено, что на поздних стадиях эволюции у боковых концов слоя возникали токи обратного направления по отношению к основному току в центральной части слоя (рис. 19) [110]. При этом токи обратного направления относительно малы, и со временем величины обратных токов несколько возрастали, а области вдоль оси x , в которых они сосредоточены, постепенно расширялись по направлению от боковых краев к середине слоя. Было установлено, что обратные токи могут возникать в широком диапазоне условий, в том числе при развитии токовых слоёв в плазме с ионами различной массы, однако момент появления обратных токов и их величины различались [115, 116].

На поздних стадиях эволюции, наряду с появлением токов обратного направления, происходили значительные изменения поперечной структуры токового слоя, главным образом в периферийных областях. Это проявлялось как в "утолщении" слоя, т.е. в увеличении его меньшего поперечного размера, так и в более быстром уменьшении максимальной плотности тока на перифе-

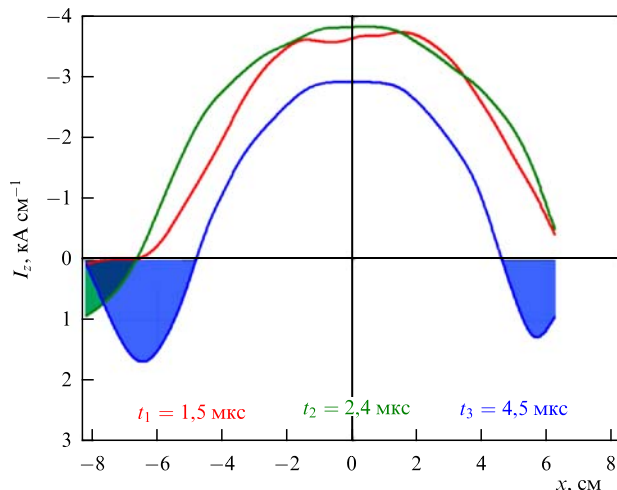


Рис. 19. Распределения вдоль ширины токового слоя линейной плотности тока $I_z(x)$ в последовательные моменты времени: $t_1 = 1,5$ мкс; $t_2 = 2,4$ мкс; $t_3 = 4,5$ мкс. Условия эксперимента: см. подпись к рис. 17а.

рии по сравнению с центральной областью. Такие изменения практически совпадали по времени с появлением у боковых концов слоя токов обратного направления [110, 111, 115, 116].

Естественно предположить, что появление обратных токов связано с динамическими процессами в токовых слоях, а именно, с распространением в слое быстрых потоков плазмы. Действительно, движение потоков плазмы вдоль поверхности токового слоя со скоростями v_x в поперечном магнитном поле B_y должно приводить к возбуждению индукционных электрических полей $E'_z(x)$:

$$E'_z(x) = \frac{1}{c} (v_x(x) B_y(x)). \quad (21)$$

Направление индукционных полей E'_z противоположно по отношению к исходному электрическому полю E_z^0 , которое возбуждало ток J_z и приводило к формированию токового слоя. Из соотношения (21) следует, что локальная величина $E'_z(x)$ зависит как от скорости плазмы $v_x(x)$, так и от напряженности нормальной компоненты $B_y(x)$. В центральной области слоя скорости плазмы малы, но по мере движения плазмы от середины слоя к боковым краям скорости увеличиваются. Нормальная компонента B_y также мала в центре и значительно возрастает у боковых краёв слоя, при ($x \gg 0$). Отсюда следует, что возникающие при движении потоков плазмы электрические поля $E'_z(x)$ должны быть существенно неоднородными в пределах токового слоя и, главное, должны резко увеличиваться у боковых краёв слоя.

Таким образом, движение ускоренных потоков плазмы со сверхтепловыми скоростями v_x в поперечном магнитном поле токового слоя B_y должно приводить к генерации индукционных электрических полей E'_z , величина которых максимальна у боковых концов слоя и может здесь превышать исходное электрическое поле, вызывавшее формирование токового слоя.

Под действием индукционных полей $E'_z(x)$ в токовом слое возбуждаются электрические токи j'_z противоположного направления по отношению к основному току в слое j_z . Суперпозиция основного и обратного токов приводит к уменьшению основного тока в пределах всего слоя, однако в силу неоднородности v_x и B_y проявления этого

эффекта различны в разных областях. В центральной области слоя электрические поля E'_z и, следовательно, обратные токи j'_z малы, основной ток максимален и роль обратных токов незначительна. Напротив, вблизи боковых краёв, где напряженность E'_z существенно увеличивалась, обратные токи j'_z должны вносить определяющий вклад в суммарный ток, в особенности с учётом уменьшения основного тока на периферии слоя. Действительно, как следует из экспериментальных результатов, обратный ток появляется, прежде всего, на самом краю токового слоя.

При этом момент появления обратных токов определялся интервалом времени, которое необходимо для ускорения плазмы и прихода плазменных потоков в области сильных магнитных полей. Для плазмы с более тяжёлыми ионами данное время возрастает, так что обратные токи возникали позже.

Вместе с тем более быстрое уменьшение тока в периферийных областях слоя по сравнению с центральной областью токового слоя также, по всей вероятности, вызывалось появлением токов обратного направления. Однако вдали от боковых концов слоя и скорости плазмы, и нормальная компонента магнитного поля значительно меньше, чем у боковых концов слоя. В результате возникавшие здесь обратные токи были меньшей величины, чем на краях слоя, непосредственно не наблюдались, но приводили к эффекту более быстрого уменьшения плотности основного тока, чем в центре. В свою очередь, уменьшение плотности тока и, как следствие, уменьшение тангенциальной компоненты магнитного поля в поздние моменты времени вызывало уменьшение сил, которые ранее приводили к сжатию тока и плазмы в пределы слоя. В результате происходило "утолщение" токового слоя.

Таким образом, генерация токов обратного направления проявлялась как в явном, так и в неявном виде. В первом случае непосредственно регистрировались обратные токи, а во втором случае происходило более быстрое уменьшение плотности основного тока и утолщение периферийных областей слоя.

Возбуждение токов обратного направления должно приводить к изменению структуры электродинамических сил и, как следствие, может оказывать существенное влияние на динамику плазменных потоков. В результате изменения направления тока $I_z(x)$ у боковых краёв слоя, согласно соотношению (20), возникали силы Ампера, направленные от периферии к середине слоя, т.е. навстречу силам в центральной области, [116, 117]. Несмотря на то что обратные токи относительно малы, силы Ампера на краях слоя оказались по абсолютной величине соизмеримы или даже превосходили те силы в центральной области слоя, которые ускоряли плазму в направлении от середины слоя к его боковым краям (рис. 20) [118].

Возникшие на краях слоя электродинамические силы (силы торможения) начинали препятствовать дальнейшему движению потоков плазмы и должны были приводить к заметному замедлению движения плазменных потоков либо даже к прекращению движения этих потоков. С таким эффектом, по всей вероятности, связан характер изменения со временем энергии потоков плазмы W_x , когда после стадии роста и достижения некоторого максимального значения энергия W_x довольно быстро уменьшалась (рис. 18б).

Необходимо подчеркнуть, что во всех исследованных режимах эволюция энергии плазменных потоков имела сходный характер [107, 108, 119, 120]. Рост энергии на-

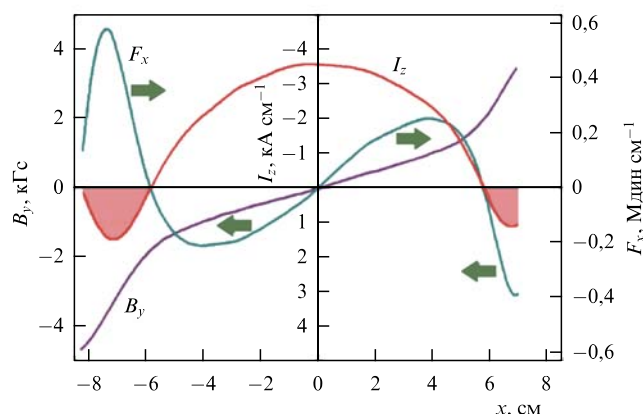


Рис. 20. Распределения вдоль ширины токового слоя линейной плотности тока $I_z(x)$, нормальной компоненты магнитного поля токового слоя $B_y(x)$ и сил Ампера $F_x(x)$. Стрелки показывают направления сил Ампера. $t = 4,5$ мкс. Условия эксперимента: см. подпись к рис. 17а.

правленного движения плазмы W_x начинался с определённой задержкой после формирования токового слоя, величина W_x быстро увеличивалась и достигала максимального значения, в несколько раз превышающего тепловую энергию плазмы. Затем энергия направленного движения плазмы стремительно уменьшалась. Моменты времени, когда начиналось ускорение плазмы и достигалась максимальная энергия, а также величина максимальной энергии зависели от конкретных условий, в которых происходило формирование токового слоя.

Энергия направленного движения плазмы приобреталась за счёт работы сил Ампера на длине ускорения. В работе [117] был проведён подробный анализ работы разнонаправленных сил Ампера вдоль поверхности токового слоя, которые должны были вызывать как ускорение, так и торможение плазменных потоков. В результате была установлена пространственно-временная корреляция между работой сил Ампера, с одной стороны, и эволюцией энергии ускоренных потоков плазмы W_x , с другой стороны, для различных токовых слоёв, сформировавшихся в плазме с ионами He, Ag и Kг [116, 117].

Таким образом, возбуждение в токовых слоях обратных токов и появление обусловленных этими токами сил торможения значительной величины позволяет объяснить характер изменения со временем энергии потоков плазмы W_x , когда после стадии роста и достижения некоторого максимального значения энергия довольно быстро уменьшалась.

Отсюда следует, что обратные токи, возникшие в токовом слое благодаря движению потоков плазмы, затем вызывают торможение либо даже прекращение движения таких потоков. Заметим, что данный эффект представляет собой проявление общего правила Э.Х. Ленца, согласно которому "индукционный ток всегда имеет такое направление, что он ослабляет действие причины, возбуждающей этот ток".

В общем случае торможение плазменных потоков, обусловленное генерацией токов обратного направления, должно проявляться при внедрении быстрых потоков плазмы в области с сильным поперечным магнитным полем. По-видимому, подобные явления могут иметь место в магнитосфере Земли, когда быстрые потоки плазмы входят в область сильного (дипольного) магнитного поля. Спутниковые наблюдения показывают, что высокоскоростные потоки плазмы, которые распространяются из хвостовой области магнитосферы по направ-

лению к Земле, состоят из отдельных плазменных струй с масштабами в несколько тысяч км и длительностью 5–10 с (Bursty Bulk Flows — BBFs) (см., например, [121–124]). Из статистического анализа скоростей плазменных потоков следует, что потоки тормозятся по мере приближения к Земле, при проникновении в область сильного магнитного поля земного диполя [125].

С помощью многоспутниковых миссий, измерявших магнитные поля в пространственно разнесённых точках в магнитосферном токовом слое, также были обнаружены токи обратного направления, которые должны воздействовать на динамику потоков плазмы (см., например, [126, 127]). На основании таких данных можно предполагать, что одной из причин замедления и разрушения высокоскоростных потоков плазмы, распространяющихся в магнитосфере по направлению к Земле, может быть возбуждение токов обратного направления. Это указывает на единство фундаментальных физических процессов, происходящих в хвостовой области магнитосферы Земли и в лабораторных экспериментах, что отмечалось в целом ряде работ [102, 103, 128–131].

11. Заключение

Настоящий обзор посвящён 100-летию со дня рождения Сергея Ивановича Сыроватского, выдающегося физика-теоретика, которому принадлежат фундаментальные результаты в различных областях физики. Это магнитная гидродинамика [132], астрофизика космических лучей, которой посвящены многие совместные работы С.И. Сыроватского и В.Л. Гинзбурга, в том числе обзоры [133, 134] и монография [135], физика Солнца [136], физика плазмы.

Процессы, происходящие на Солнце, и в особенности физика солнечных вспышек и других вспышечных явлений в плазме, привлекли внимание Сергея Ивановича в 1960-х гг. Уже в первых работах, посвящённых проблемам солнечной активности и ускорению заряженных частиц в нестационарной плазме [6, 7], С.И. Сыроватский показал, что течения плазмы с замороженным магнитным полем в окрестности нулевых линий магнитного поля должны приводить к концентрации магнитной энергии и электрического тока, который принимает форму токового слоя. Собственно вспышка может возникать при быстром разрушении (разрыве) слоя, когда накопленная магнитная энергия трансформируется в кинетическую и тепловую энергию плазмы, в потоки ускоренных частиц и излучений.

На основе этих идей в лаборатории ускорителей ФИАН были начаты экспериментальные исследования,



Сергей Иванович Сыроватский и Виталий Лазаревич Гинзбург.



Сергей Иванович Сыроватский и Анна Глебовна Франк.

которые проводились в непосредственном контакте и под влиянием теоретических идей и представлений. Результаты экспериментов подтвердили предсказания теории: при достаточно высокой проводимости плазмы впервые в лабораторных условиях был сформирован нейтральный токовый слой, а в последующей серии экспериментов был реализован разрыв токового слоя, сопровождавшийся генерацией ускоренных частиц. Таким образом, концепция С.И. Сыроватского о токовых слоях как основе вспышечных явлений в плазме получила убедительное экспериментальное подтверждение.

Как следует из материала данного обзора, в настоящее время многие идеи С.И. Сыроватского по-прежнему актуальны и подтверждаются экспериментально. Один из ярких примеров — это возможность появления токов обратного направления в токовых слоях, что было впервые показано в теоретической работе С.И. Сыроватского [10]. Затем обратные токи были обнаружены в лабораторных токовых слоях [110, 111, 115] и сравнительно недавно — на основе спутниковых наблюдений в магнитосфере Земли [126, 127]. Как выяснилось, обратные токи играют важную роль в динамике потоков плазмы, которые ускоряются в токовых слоях [117].

Следует также отметить, что работы С.И. Сыроватского по МГД теории токовых слоёв явились в значительной степени отправной точкой для современного развития теории тонких токовых слоёв в бесстолкновительной плазме (см. [137, 138] и цитированную там литературу).

Необходимо подчеркнуть, что изучение токовых слоёв в рамках лабораторных экспериментов представляет собой важную часть общей проблемы преобразования магнитной энергии в другие виды энергии. В последнее время значительно расширился фронт лабораторных исследований, посвящённых динамике токовых слоёв и процессам магнитного пересоединения (см. [139] и цитированную там литературу). При этом наряду с изучением фундаментальных физических проблем значительное внимание уделяется вопросам лабораторного моделирования явлений, происходящих в космическом пространстве (см., например, [128–131, 140, 141]).

Ключевым моментом формирования токовых слоёв, обладающих значительным запасом магнитной энергии, является обеспечение условия вмерзновенности магнитного поля в плазму при ограниченных масштабах лабораторных установок, и, главное, в условиях развития плазменных неустойчивостей при возбуждении электрического тока, что вызывает переход плазмы в турбулентный режим с аномально низкой проводимостью. Как показали наши эксперименты, проводившиеся в двумерных магнитных конфигурациях с нулевыми линиями [18, 22], удовлетворительное решение данной проблемы может быть получено при соответствующем выборе начальных условий, в которых происходит формирование токовых слоёв.

Эти условия должны быть определены в первую очередь при изучении возможностей реализации вспышечных процессов в токовых слоях, формируемых в 3D магнитных конфигурациях, что в настоящее время является актуальной и приоритетной задачей экспериментальных исследований в Отделе физики плазмы ИОФ РАН.

Список литературы

1. Giovanelli R G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **108** 163 (1948)
2. Dungey J W *Philos. Mag.* **44** 725 (1953)
3. Sweet P A *Nuovo Cimento Suppl.* **8** (Suppl. 2) 188 (1958)
4. Parker E N *Astrophys. J. Suppl.* **8** 177 (1963)



Гордоновская конференция "Магнитное пересоединение в космической и лабораторной плазме" (20–24 июня 1977 года, Вулфборо, Нью-Гэмпшир, США).

Первый ряд (сидят): 4-й слева — С.И. Сыроватский, 7-я слева — А.Г. Франк.

5. Petschek H E, in *The Physics of Solar Flares. Proc. of the AAS-NASA Symp. 28–30 October, 1963, Greenbelt, MD* (Ed. W N Hess) (Washington, DC: National Aeronautics and Space Administration, Science and Technical Information Division, 1964) p. 425
6. Сыроватский С И *Астрон. журн.* **43** 340 (1966); Syrovatskii S I *Sov. Astron.* **10** 270 (1966)
7. Сыроватский С И *ЖЭТФ* **50** 1133 (1966); Syrovatskii S I *Sov. Phys. JETP* **23** 754 (1966)
8. Имшенник В С, Сыроватский С И *ЖЭТФ* **52** 990 (1967); Imshennik V S, Syrovatskii S I *Sov. Phys. JETP* **25** 656 (1967)
9. Сыроватский С И *ЖЭТФ* **54** 1422 (1968); Syrovatskii S I *Sov. Phys. JETP* **27** 763 (1968)
10. Сыроватский С И *ЖЭТФ* **60** 1727 (1971); Syrovatskii S I *Sov. Phys. JETP* **33** 933 (1971)
11. Герлах Н И, Сыроватский С И, в сб. *Нейтральные токовые слои в плазме* (Труды ФИАН, Т. 74, Под ред. Н Г Басова) (М.: Наука, 1974) с. 73; Пер. на англ. яз.: Gerlach N I, Syrovatskii S I, in *Neutral Current Sheets in Plasmas* (Proc. (Trudy) of the P.N. Lebedev Phys. Inst., Vol. 74, Ed. N G Basov) (New York: Consultants Bureau, 1976) p. 73, https://doi.org/10.1007/978-1-4615-8564-0_3
12. Сыроватский С И, в сб. *Нейтральные токовые слои в плазме* (Труды ФИАН, Т. 74, Под ред. Н Г Басова) (М.: Наука, 1974) с. 3; Пер. на англ. яз.: Syrovatskii S I, in *Neutral Current Sheets in Plasmas* (Proc. (Trudy) of the P.N. Lebedev Phys. Inst., Vol. 74, Ed. N G Basov) (New York: Consultants Bureau, 1976) p. 1, https://doi.org/10.1007/978-1-4615-8564-0_1
13. Сомов В В, Сыроватский С И, в сб. *Нейтральные токовые слои в плазме* (Труды ФИАН, Т. 74, Под ред. Н Г Басова) (М.: Наука, 1974) с. 14; Пер. на англ. яз.: Somov V V, Syrovatskii S I, in *Neutral Current Sheets in Plasmas* (Proc. (Trudy) of the P.N. Lebedev Phys. Inst., Vol. 74, Ed. N G Basov) (New York: Consultants Bureau, 1976) p. 13, https://doi.org/10.1007/978-1-4615-8564-0_2
14. Bratenahl A, Yeates C M *Phys. Fluids* **13** 2696 (1970)
15. Ohhyabu N, Kawashima N *J. Phys. Soc. Jpn.* **33** 496 (1972)
16. Syrovatskii S I, Frank A G, Khodzhaev A Z, in *Proc. of the 4th European Conf. on Controlled Fusion, Rome, 1970*, p. 66
17. Сыроватский С И, Франк А Г, Ходжаев А З *ЖТФ* **43** 912 (1973); Syrovatskii S I, Frank A G, Khodzhaev A Z *Sov. Phys. Tech. Phys.* **18** 580 (1973)
18. Франк А Г, в сб. *Нейтральные токовые слои в плазме* (Труды ФИАН, Т. 74, Под ред. Н Г Басова) (М.: Наука, 1974) с. 108; Пер. на англ. яз.: Frank A G, in *Neutral Current Sheets in Plasmas* (Proc. (Trudy) of the P.N. Lebedev Phys. Inst., Vol. 74, Ed. N G Basov) (New York: Consultants Bureau, 1976) p. 107, https://doi.org/10.1007/978-1-4615-8564-0_5
19. Демидов Б А, Елагин Н И, Фанченко С Д *ДАН СССР* **174** 327 (1967); Demidov B A, Elagin N I, Fanchenko S D *Sov. Phys. Dokl.* **12** 467 (1967)
20. Hamberger S M, Friedman M *Phys. Rev. Lett.* **21** 674 (1968)
21. Friedman M, Hamberger S M *Solar Phys.* **8** 104 (1969)
22. Сыроватский С И, Франк А Г, Ходжаев А З *Письма в ЖЭТФ* **15** 138 (1972); Syrovatskii S I, Frank A G, Khodzhaev A Z *JETP Lett.* **15** 94 (1972)
23. Stenzel R L, Gekelman W J. *Geophys. Res.* **86** 649 (1981)
24. Biskamp D *Phys. Fluids* **29** 1520 (1986)
25. Furth H P, Killen J, Rosenbluth M N *Phys. Fluids* **6** 459 (1963)
26. Laval G, Pellat R, Vuillemin M, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Proc. of a Conf., September 6–10, 1965* Vol. 2 (Vienna: Intern. Atomic Energy Agency, 1966) p. 259
27. Кирий Н П, Марков В С, Сыроватский С И, Франк А Г, Ходжаев А З, в сб. *Вспышечные процессы в плазме* (Труды ФИАН, Т. 110, Под ред. В Л Гинзбурга) (М.: Наука, 1979) с. 121
28. Богданов С Ю и др. *Известия АН СССР, Сер. физ.* **44** 2469 (1980)
29. Богданов С Ю и др. *Физика плазмы* **1** 133 (1975); Bogdanov S Yu et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **1** 73 (1975)
30. Дрейден Г В и др. *Письма в ЖТФ* **1** 141 (1975); Dreiden G V et al. *Sov. Tech. Phys. Lett.* **1** 68 (1975)
31. Дрейден Г В и др. *Физика плазмы* **3** 45 (1977); Dreiden G V et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **3** 26 (1977)
32. Островский Ю И, Бутусов М М, Островская Г В *Голографическая интерферометрия* (М.: Наука, 1977); Пер. на англ. яз.: Ostrovsky Yu I, Butusov M M, Ostrovskaya G V *Interferometry by Holography* (Springer Series in Optical Sciences, Vol. 20) (Berlin: Springer-Verlag, 1980) <https://doi.org/10.1007/978-3-540-39008-4>
33. Сыроватский С И *Известия АН СССР, Сер. физ.* **43** 695 (1979); Syrovatskii S I *Bull. USSR Acad. Sci. Phys. Ser.* **43** (4) 17 (1980)
34. Сыроватский С И *Известия АН СССР, Сер. физ.* **39** 359 (1975); Syrovatskii S I *Bull. USSR Acad. Sci. Phys. Ser.* **39** (2) 96 (1975)
35. Сыроватский С И, в сб. *Вспышечные процессы в плазме* (Труды ФИАН, Т. 110, Под ред. В Л Гинзбурга) (М.: Наука, 1979) с. 5
36. Буланов С В, Сасоров П В, Сыроватский С И *Письма в ЖЭТФ* **26** 729 (1977); Bulanov S V, Sasorov P V, Syrovatskii S I *JETP Lett.* **26** 565 (1977)
37. Буланов С В, Сасоров П В *Письма в ЖЭТФ* **27** 554 (1978); Bulanov S V, Sasorov P V *JETP Lett.* **27** 521 (1978)
38. Буланов С В, Сакаи Дж, Сыроватский С И *Письма в ЖЭТФ* **28** 193 (1978); Bulanov S V, Sakai J I, Syrovatskii S I *JETP Lett.* **28** 177 (1978)
39. Кирий Н П и др. *Физика плазмы* **3** 538 (1977); Kirii N P et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **3** 303 (1977)
40. Франк А Г, в сб. *Вопросы физики плазмы и плазменной электроники* (Труды ФИАН, Т. 160, Под ред. Л М Коврижных) (М.: Наука, 1985) с. 93; Пер. на англ. яз.: Frank A G, in *Plasma Physics and Plasma Electronics* (Ed. L M Kovrizhnykh) (Commack, NY: Nova Science Publ., 1989) p. 131
41. Bogdanov S Yu et al. *J. Phys. Colloq.* **40** C7-221 (1979)
42. Bogdanov S Yu, Frank A G, Markov V S, in *Proc. of the XV Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, ICPIG-15, Minsk, 1981* Pt. 1 (Minsk, 1981) p. 0504
43. Богданов С Ю, Марков В С, Франк А Г *Письма в ЖЭТФ* **35** 232 (1982); Bogdanov S Yu, Markov V S, Frank A G *JETP Lett.* **35** 290 (1982)
44. Bogdanov S Yu et al. *Phys. Scr.* **30** 282 (1984)
45. Дрейден Г В и др. *Физика плазмы* **4** 14 (1978); Dreiden G V et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **4** 6 (1978)
46. Дрейден Г В и др. *ЖТФ* **51** 1850 (1981); Dreiden G V et al. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **26** 1072 (1981)
47. Богданов С Ю и др. *Физика плазмы* **18** 1269 (1992); Bogdanov S Yu et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **18** 659 (1992)
48. Алтынцева А Т и др. *Физика плазмы* **4** 18 (1978); Altynitseva A T et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **4** 8 (1978)
49. Алтынцева А Т, Красов В И *ЖТФ* **47** (1) 44 (1977); Altynitseva A T, Krasov V I *Sov. Phys. Tech. Phys.* **22** 25 (1977)
50. Буланов С В, Сасоров П В *Астрон. журн.* **52** 763 (1975); Bulanov S V, Sasorov P V *Sov. Astron.* **19** 464 (1976)
51. Богданов С Ю, Марков В С, Франк А Г *Письма в ЖЭТФ* **51** 563 (1990); Bogdanov S Yu, Markov V S, Frank A G *JETP Lett.* **51** 638 (1990)
52. Svestka Z *Solar Flares* (Geophysics and Astrophysics Monographs, Vol. 8) (Dordrecht: D. Reidel, 1976) <https://doi.org/10.1007/978-94-010-1459-5>
53. Сыроватский С И *Вестник АН СССР* (10) 33 (1977)
54. Франк А Г et al., in *Proc. XVII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, ICPIG-17, Budapest, 8–12 July 1985* Vol. 1 (Eds J S Bakos, Z Sörlei) (Budapest: Koezponti Fizikai Kutató Intezet, 1985) p. 102
55. Frank A G et al., in *Analytical Methods for Optical Tomography* (Proc. SPIE, Vol. 1843, Ed. G G Levin) (Bellingham, WA: SPIE, 1991) p. 19
56. Великанова Л Г и др. *Физика плазмы* **18** 1545 (1992); Velikanova L G et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **18** 803 (1992)
57. Кирий Н П, Марков В С, Франк А Г *Письма в ЖЭТФ* **48** 419 (1988); Kirii N P, Markov V S, Frank A G *JETP Lett.* **48** 459 (1988)
58. Кирий Н П, Марков В С, Франк А Г *Письма в ЖЭТФ* **56** 82 (1992); Kirii N P, Markov V S, Frank A G *JETP Lett.* **56** 82 (1992)
59. Бейгман И Л и др. *Журн. прикладной спектроскопии* **54** 1021 (1991); Beigman I L et al. *J. Appl. Spectrosc.* **54** 761 (1991)
60. Богданов С Ю, Кирий Н П, Франк А Г, в сб. *Магнитное пересечение в двумерных и трехмерных конфигурациях* (Труды ИОФАН, Т. 51, Под ред. Л М Коврижных) (М.: Наука, 1996) с. 3
61. Frank A G et al. *Contrib. Plasma Phys.* **36** 667 (1996)
62. Богданов С Ю и др. *Физика плазмы* **18** 1283 (1992); Bogdanov S Yu et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **18** 667 (1992)
63. Сыроватский С И *Письма в Астрон. журн.* **2** 35 (1976); Syrovatskii S I *Sov. Astron. Lett.* **2** 13 (1976)
64. Сыроватский С И *Природа* (2) 143 (1978)
65. Седов Л И *Методы подобия и размерности в механике* (М.: Наука, 1967); Пер. на англ. яз.: Sedov L I *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics* (Moscow: Mir Publ., 1982)
66. Alfvén H, Fälthammar C-G *Cosmical Electrodynamics* (Oxford: Oxford University Press, 1963); Пер. на русск. яз.: Альвен Г, Фельтхаммар К Г *Космическая электродинамика* (М.: Мир, 1967)
67. Schindler K, in *The Magnetosphere: Magnetospheric Physics. Proc. of a Symp., Washington, DC, 3–13 September 1968* (Eds D J Williams, G D Mead) (Washington, DC: American Geophysical Union, 1969); Пер. на русск. яз.: Шиндлер К, в сб. *Физика магнитосферы* (Под ред. Д Вильямса, Дж Миды) (М.: Мир, 1972) с. 69
68. Баранов В Б *Космические исследования* **7** 109 (1969); Baranov V B *Cosmic Res.* **7** 98 (1969)
69. Подгорный И М, Сагдеев Р З *УФН* **98** 409 (1969); Podgornyi I M, Sagdeev R Z *Sov. Phys. Usp.* **12** 445 (1970)
70. Bulanov S V, Dogiel V A, Frank A G *Phys. Scr.* **29** 66 (1984)
71. Буланов С В, Догель В А, Франк А Г *Письма в Астрон. журн.* **10** 149 (1984); Bulanov S V, Dogiel V A, Frank A G *Sov. Astron. Lett.* **10** 59 (1984)
72. Sturrock P A (Ed.) *Solar Flares: A Monograph from Skylab Solar Workshop II, Boulder, 1976–1977* (Boulder, CO: Colorado Associated Univ. Press, 1980)

73. Сыроватский С И *Вестник АН СССР* (3) 31 (1973)
74. Сыроватский С И *Известия АН СССР, Сер. физ.* **41** 1782 (1977)
75. Кадомцев Б Б *УФН* **151** 3 (1987); Kadomtsev B B *Rep. Prog. Phys.* **50** 115 (1987)
76. Syrovatskii S I *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **19** 163 (1981)
77. Rosenau P *Phys. Fluids* **22** 849 (1979)
78. Буланов С В, Олшанецкий М А *Физика плазмы* **11** 727 (1985); Bulanov S V, Olshansetskii M A *Sov. J. Plasma Phys.* **11** 425 (1985)
79. Lau Y-T, Finn J M *Astrophys. J.* **350** 672 (1990)
80. Green J M *Phys. Fluids B* **5** 2355 (1993)
81. Буланов С В, Франк А Г *Физика плазмы* **18** 1535 (1992); Bulanov S V, Frank A G *Sov. J. Plasma Phys.* **18** 795 (1992)
82. Богданов С Ю и др. *Письма в ЖЭТФ* **59** 510 (1994); Bogdanov S Yu et al. *JETP Lett.* **59** 537 (1994)
83. Франк А Г, Богданов С Ю, Бурилина В Б *Известия РАН. Сер. физ.* **59** (8) 41 (1995); Frank A G, Bogdanov S Yu, Buriлина V B *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **59** 1331 (1995)
84. Bogdanov S Yu, Frank A G, Kyrie N P, in *Advances in Solar Physics: Proc. of the Seventh European Meeting on Solar Physics, Catania, Italy, 11–15 May 1993* (Lecture Notes in Physics, Vol. 432, Eds G Belvedere, M Rodonò, G M Simnett) (Berlin: Springer-Verlag, 1994) p. 231
85. Frank A G *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** A687 (1999)
86. Frank A G, Bogdanov S Yu *Earth Planets Space* **53** 531 (2001)
87. Богданов С Ю и др. *Письма в ЖЭТФ* **71** 78 (2000); Bogdanov S Yu et al. *JETP Lett.* **71** 53 (2000)
88. Богданов С Ю и др. *Физика плазмы* **28** 594 (2002); Bogdanov S Yu et al. *Plasma Phys. Rep.* **28** 549 (2002)
89. Frank A G et al., in *Plasmas in the Laboratory and in the Universe: New Insights and New Challenges* (AIP Conf. Proc., Vol. 703, Eds G Bertin, D Farina, R Pozzoli) (Melville, NY: AIP, 2004) p. 431
90. Frank A G et al. *Phys. Plasmas* **12** 052316 (2005)
91. Франк А Г *УФН* **180** 982 (2010); Frank A G *Phys. Usp.* **53** 941 (2010)
92. Frank A G *Plasma Phys. Rep.* **48** 574 (2022)
93. Богданов С Ю и др. *Физика плазмы* **33** 483 (2007); Bogdanov S Yu et al. *Plasma Phys. Rep.* **33** 435 (2007)
94. Богданов С Ю и др. *Физика плазмы* **32** 1121 (2006); Bogdanov S Yu et al. *Plasma Phys. Rep.* **32** 1034 (2006)
95. Frank A, Bugrov S, Markov V *Phys. Lett. A* **373** 1460 (2009)
96. Франк А Г, Сатунин С Н *Физика плазмы* **44** 144 (2018); Frank A G, Satunin S N *Plasma Phys. Rep.* **44** 190 (2018)
97. Frank A G et al. *Phys. Lett. A* **348** 318 (2006)
98. Богданов С Ю и др. *Физика плазмы* **33** 1014 (2007); Bogdanov S Yu et al. *Plasma Phys. Rep.* **33** 930 (2007)
99. Островская Г В, Франк А Г *Физика плазмы* **40** 24 (2014); Ostrovskaya G V, Frank A G *Plasma Phys. Rep.* **40** 21 (2014)
100. Франк А Г, Сатунин С Н *Письма в ЖЭТФ* **100** 83 (2014); Frank A G, Satunin S N *JETP Lett.* **100** 75 (2014)
101. Frank A G, Bugrov S G, Markov V S *Phys. Plasmas* **15** 092102 (2008)
102. Франк А Г и др. *Космические исследования* **55** 48 (2017); Frank A G et al. *Cosmic Res.* **55** 46 (2017)
103. Юшков Е В и др. *Физика плазмы* **44** 983 (2018); Yushkov E V et al. *Plasma Phys. Rep.* **44** 1126 (2018)
104. Франк А Г, Сатунин С Н *Краткие сообщения по физике ФИАН* **47** (2) 28 (2020); Frank A G, Satunin S N *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **47** (2) 54 (2020)
105. Франк А Г и др., в кн. *Оптические свойства низкотемпературной плазмы* (Энциклопедия низкотемпературной плазмы, Сер. Б, т. 3–2, Ч. 1, Отв. ред. В Н Очкин) (М.: Янус-К, 2008) с. 335
106. Кирий Н П, Марков В С, Франк А Г *Физика плазмы* **36** 387 (2010); Kyrie N P, Markov V S, Frank A G *Plasma Phys. Rep.* **36** 357 (2010)
107. Кирий Н П, Марков В С, Франк А Г *Письма в ЖЭТФ* **95** 17 (2012); Kyrie N P, Markov V S, Frank A G *JETP Lett.* **95** 14 (2012)
108. Кирий Н П, Франк А Г *Физика плазмы* **38** 1042 (2012); Kyrie N P, Frank A G *Plasma Phys. Rep.* **38** 960 (2012)
109. Bogdanov S Yu, Frank A G, Markov V S, in *Proc. XVII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, ICPIG-17, Budapest, 8–12 July 1985* Vol. 1 (Eds J S Bakos, Z Sörlei) (Budapest: Koezponti Fizikai Kutató Intézet, 1985) p. 67
110. Франк А Г, Сатунин С Н *Физика плазмы* **37** 889 (2011); Frank A G, Satunin S N *Plasma Phys. Rep.* **37** 829 (2011)
111. Frank A G, Kyrie N P, Satunin S N *Phys. Plasmas* **18** 111209 (2011)
112. Frank A G, in *Proc. European Conf. on Plasma Astrophysics* (EAS Publ. Ser., Vol. 58, Eds C Stehlé, C Joblin, L d'Hendecourt) (Geneva: European Astronomical Society, 2012) p. 57
113. Франк А Г, Кирий Н П *Успехи прикладной физики* **3** 454 (2015); Пер. на англ. яз.: Frank A G, Kyrie N P *Plasma Phys. Rep.* **43** 696 (2017)
114. Франк А Г и др. *Физика плазмы* **44** 483 (2018); Frank A G et al. *Plasma Phys. Rep.* **44** 551 (2018)
115. Франк А Г, Сатунин С Н *Письма в ЖЭТФ* **112** 667 (2020); Frank A G, Satunin S N *JETP Lett.* **112** 623 (2020)
116. Frank A et al. *Universe* **7** (11) 400 (2021)
117. Франк А Г, Сатунин С Н *Физика плазмы* **48** 12 (2022); Frank A G, Satunin S N *Plasma Phys. Rep.* **48** 10 (2022)
118. Frank A G, Savinov S A *Symmetry* **16** (1) 103 (2024)
119. Кирий Н П, Франк А Г, Васильков Д Г *Физика плазмы* **45** 313 (2019); Kyrie N P, Frank A G, Vasilkov D G *Plasma Phys. Rep.* **45** 325 (2019)
120. Kyrie N P, Savinov S A *Plasma Phys. Rep.* **47** 611 (2021)
121. Baumjohann W, Paschmann G, Luehr H J. *Geophys. Res.* **95** 3801 (1990)
122. Angelopoulos V et al. *J. Geophys. Res.* **97** 4027 (1992)
123. Shiokawa K, Baumjohann W, Haerendel G *Geophys. Res. Lett.* **24** 1179 (1997)
124. Birn J et al. *J. Geophys. Res.* **104** 19895 (1999)
125. Liu J et al. *J. Geophys. Res.* **119** 909 (2014)
126. Lu S et al. *J. Geophys. Res.* **121** 4269 (2016)
127. Frank A G et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **65** 095006 (2023)
128. Artemyev A V et al. *J. Geophys. Res.* **118** 2789 (2013)
129. Zelenyi L M et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **58** 054002 (2016)
130. Франк А Г, Артемьев А В, Зелёный Л М *ЖЭТФ* **150** 807 (2016); Frank A G, Artemyev A V, Zelenyi L M *J. Exp. Theor. Phys.* **123** 699 (2016)
131. Франк А Г и др. *Астрон. журн.* **101** 366 (2024); Frank A G et al. *Astron. Rep.* **68** 406 (2024)
132. Сыроватский С И *УФН* **62** 247 (1957)
133. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *УФН* **71** 411 (1960); Ginzburg V L, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **3** 504 (1961)
134. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *УФН* **88** 485 (1966); Ginzburg V L, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **9** 223 (1966)
135. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *Происхождение космических лучей* (М.: Изд-во АН СССР, 1963); Пер. на англ. яз.: Ginzburg V L, Syrovatskii S I *The Origin of Cosmic Rays* (Oxford: Pergamon Press, 1964)
136. Сомов Б В, Сыроватский С И *УФН* **120** 217 (1976); Somov B V, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **19** 813 (1976)
137. Зелёный Л М и др. *УФН* **186** 1153 (2016); Zelenyi L M et al. *Phys. Usp.* **59** 1057 (2016)
138. Зелёный Л М и др. *УФН* **195** 807 (2025); Zelenyi L M et al. *Phys. Usp.* **68** (8) (2025)
139. Yamada M, Kurlsrud R, Ji H *Rev. Mod. Phys.* **82** 603 (2010)
140. Коепке М Е *Rev. Geophys.* **46** RG3001 (2008)
141. Zweibel E G, Yamada M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **47** 291 (2009)

Current sheets in plasma: from theory to experiment

A.G. Frank. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation
E-mail: annfrank@fpl.gpi.ru

The main stages of experimental studies of the dynamics and evolution of current sheets created in plasma in strong nonuniform magnetic fields are reviewed. These studies were initiated by Sergei Ivanovich Syrovatskii, who made an outstanding contribution to the creation of the MHD theory of current sheets. The experiments were developed guided by the theory and under the influence of theoretical ideas and concepts. It was found that, in high-conductivity plasma, the formation of a current sheet leads to a concentration of magnetic energy, while during explosive destruction of the sheet, the magnetic energy is converted into the energy of plasma and accelerated electrons. It is shown that in many cases the rupture of the sheet is triggered by a rapid local increase in the plasma temperature and a violation of the transverse equilibrium within the current sheet. It has been proven that current sheets can develop in 3D magnetic configurations, and the range of such configurations has been determined. Reverse currents are found to play an important role in limiting the duration of plasma flows accelerated in current sheets.

Keywords: current sheets, magnetic reconnection, solar flares, MHD theory, laboratory experiments, plasma dynamics, 3D magnetic configurations

PACS numbers: 52.35.Vd, 52.40.Kh, **94.05.** – a

Bibliography — 141 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (8) 875–895 (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.03.039938>

Received 30 June 2025

Physics–Uspekhi **68** (8) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.03.039938>