

К 100-ЛЕТИЮ
М.С. РАБИНОВИЧА

УДК 533.9

М.С. РАБИНОВИЧ И РАЗВИТИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ТОКОВЫМ СЛОЯМ

© 2019 г. А. Г. Франк*

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 24.04.2019 г.

После доработки 20.05.2019 г.

Принята к публикации 20.05.2019 г.

Эксперименты по изучению формирования, эволюции и динамики токовых слоев и процессов магнитного пересоединения в плазме были инициированы заведующим лабораторией физики плазмы М.С. Рабиновичем. Представлены основные вехи этих исследований, вплоть до настоящего времени.

DOI: 10.1134/S0367292119110052

Матвеем Самсоновичу Рабиновичу, который в течение многих лет возглавлял лабораторию ускорителей ФИАН, принадлежит основополагающая роль в постановке проблем и развитии исследований по целому ряду направлений физики плазмы, в том числе по динамике токовых слоев и магнитному пересоединению в высокопроводящей плазме. Интерес к этим вопросам был обусловлен тем, что в 60–70-е гг. одним из основных научных направлений лаборатории ускорителей была разработка физических принципов новых плазменных методов ускорения заряженных частиц [1].

В этот период в теоретическом отделе ФИАН С.И. Сыроватский работал над выяснением физического механизма вспышек на Солнце, во время которых во многих случаях наблюдалось ускорение заряженных частиц, протонов и электронов, до энергий $\sim 10^8$ эВ и выше. С.И. Сыроватский предложил идею кумулятивного механизма ускорения, при котором происходит сравнительно медленная концентрация энергии магнитного поля в отдельных областях солнечной атмосферы, а затем быстрая трансформация энергии в другие виды, в том числе — в энергию потоков ускоренных частиц [2, 3]. Кумулятивный механизм ускорения пространственно неоднороден: магнитная энергия концентрируется в окрестности нулевых (или особых) линий магнитного поля, где формируется токовый слой, разделяющий магнитные поля противоположных направлений. Образование токового слоя соответствует стадии предвспышечного накопления магнитной энергии, а собственно вспышка — это высвобождение энергии при быстром разруше-

нии слоя в результате процессов магнитного пересоединения [4].

М.С. Рабинович по достоинству оценил красоту идей Сыроватского и выступил инициатором постановки специального эксперимента для апробации возможностей кумулятивного механизма ускорения. При этом Матвеем Самсонович принимал самое активное участие в обсуждении основных принципов, параметров и конструктивных особенностей новой установки, а также методов диагностики.

Было решено, что экспериментальная установка должна базироваться на трех независимых системах, что давало возможность варьировать условия эксперимента в достаточно широких пределах [5]. Во-первых, это двумерное (2D) магнитное поле с силовыми линиями в плоскости (x, y) и нулевой линией на оси z : $\mathbf{B} = -h\{y; x; 0\}$, рис. 1а. Во-вторых, это система создания в магнитном поле начальной плазмы. Наконец, это система возбуждения в плазме электрического тока J_z параллельно нулевой линии. На первых порах в качестве основной диагностики планировалось использовать магнитные зонды для определения структуры магнитного поля в плазме.

1. ФОРМИРОВАНИЕ ТОКОВОГО СЛОЯ

При возбуждении тока J_z возникают 2D-течения плазмы в магнитном поле, см. рис. 1а. Предполагалось, что течения плазмы с “вмороженным” магнитным полем должны приводить к концентрации магнитной энергии и формированию токового слоя. Однако первые эксперименты дали отрицательный результат: при возбужде-

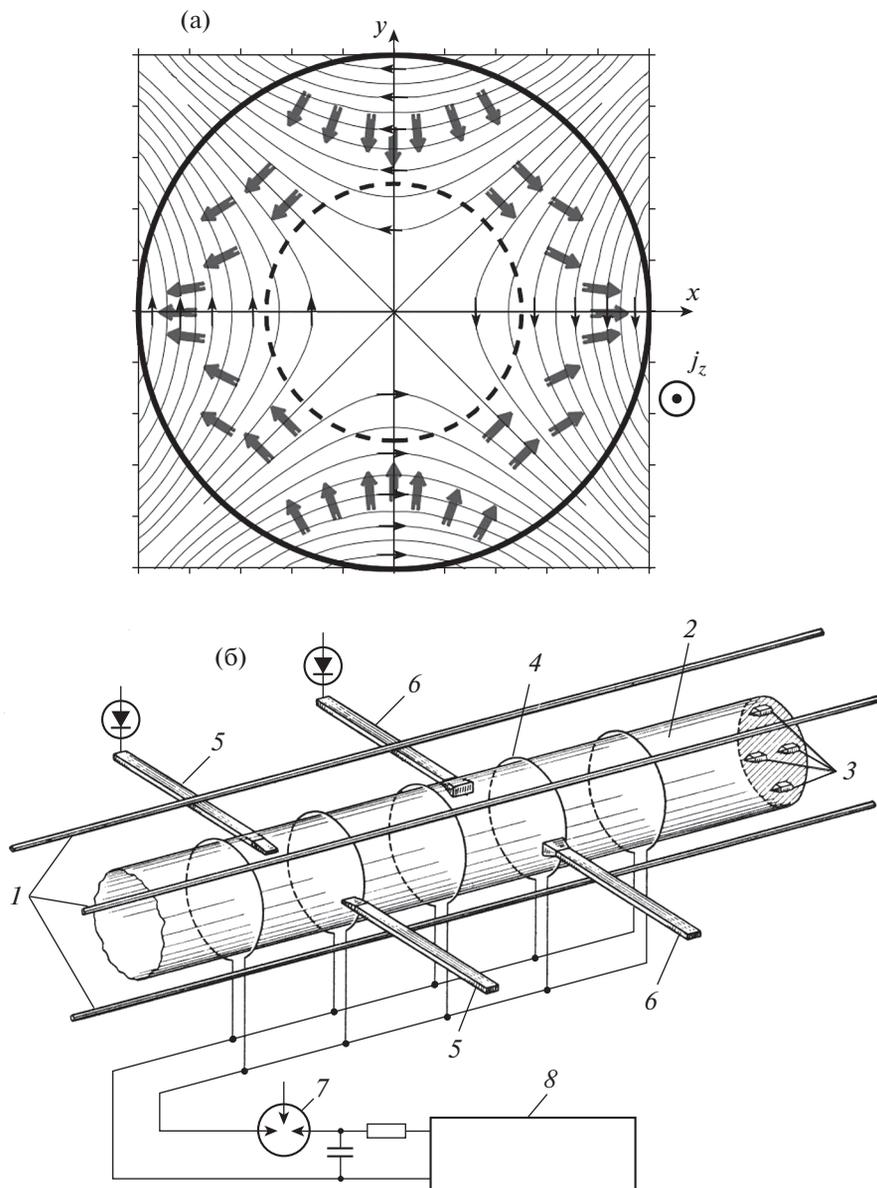


Рис. 1. а) – Структура двумерного магнитного поля с нулевой линией при $x = 0$, $y = 0$. Тонкие линии со стрелками – магнитные силовые линии. Двойными короткими стрелками показаны направления движения плазмы за фронтом сходящейся магнитоакустической волны, передний фронт волны показан штриховой окружностью. б) – система создания плазмы в двумерном магнитном поле с нулевой линией с помощью индукционного тэта-разряда с сильной предварительной ионизацией. 1 – прямые проводники, создающие магнитное поле с нулевой линией; 2 – вакуумная камера; 3 – искровые инжекторы; 4 – витки тэта-разряда; 5, 6 – СВЧ-антенны для определения параметров плазмы методом фазовой локации на длинах волн $\lambda = 8$ мм и 2 мм; 7 – высоковольтный разрядник; 8 – высоковольтный выпрямитель.

нии электрического тока проводимость плазмы резко уменьшалась из-за развития неустойчивостей и была в десятки раз ниже кулоновской проводимости [5]. При этом невозможно было выполнить условие вмороженности магнитного поля в вещество, которое является ключевым для первоначального накопления магнитной энергии с последующей трансформацией в энергию ускоренных частиц. Таким образом, на этом этапе не удалось реализовать кумуляцию магнитной энер-

гии в лабораторном эксперименте, в отличие от космических объектов, где условие вмороженности выполняется при любой проводимости благодаря гигантским пространственным масштабам. Это был один из наиболее критических моментов, когда решался вопрос о прекращении или продолжении экспериментальных исследований.

Принципиальным шагом, позволившим решить проблему вмороженности магнитного поля, явилась идея увеличения проводимости за счет

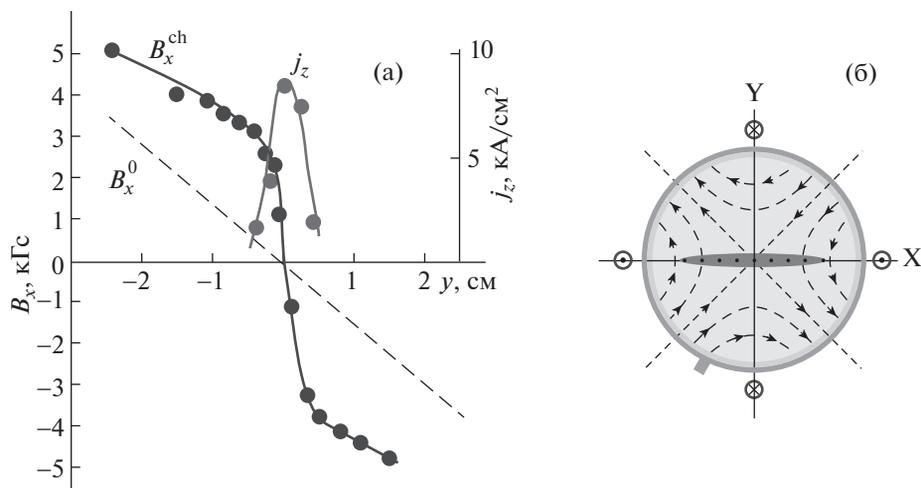


Рис. 2. а) – Усиление магнитного поля и концентрация магнитной энергии в окрестности нулевой линии в результате формирования токового слоя. B_x^{sh} – тангенциальная к поверхности слоя компонента магнитного поля, B_x^0 – та же компонента до образования токового слоя, j_z – плотность тока в слое; показаны распределения этих величин в направлении нормали к поверхности слоя, т.е. вдоль оси y . б) – поперечное сечение экспериментальной установки: показана вакуумная камера, проводники, создающие магнитное поле с нулевой линией на оси z , силовые линии магнитного поля и токовый слой при $y \approx 0$.

существенного увеличения концентрации плазмы. Была разработана оригинальная система создания плазмы в сильно неоднородном магнитном поле с радиальным градиентом вплоть до $h \approx 3$ кГс/см. С этой целью использовался пробой нейтрального газа, заполнявшего вакуумную камеру, с помощью высоковольтного индукционного Θ -разряда с сильной предварительной ионизацией, которая осуществлялась четырьмя искровыми инжекторами плазмы, как показано на рис. 16 [6]. Этот метод позволил получить плазму с концентрацией электронов $N_e \approx 3 \times 10^{14}$ см⁻³ и сравнительно равномерным радиальным распределением, что привело к увеличению проводимости до величины $\sigma \approx 2 \times 10^{14}$ с⁻¹ и обеспечило вмерзновенность магнитного поля в плазму в течение интервалов времени порядка нескольких мкс.

В результате удалось получить плоский “нейтральный” токовый слой, который служил границей раздела магнитных полей противоположных направлений с силовыми линиями, вытянутыми вдоль средней плоскости слоя [7]. Тангенциальная компонента магнитного поля B_x^{sh} и ее градиент увеличены в ≈ 6 раз у поверхности слоя по сравнению с исходным вакуумным полем B_x^0 (штриховая линия), рис. 2а. Другими словами, в эксперименте было реализовано значительное увеличение плотности магнитной энергии в окрестности нулевой линии, или кумуляция магнитной энергии.

Вслед за получением нейтрального токового слоя были поставлены эксперименты по изучению динамики плазмы в процессе формирования и эволюции слоя, что потребовало существенного расширения методов диагностики плазмы. Так, на основе метода фазовой локации плазмы в СВЧ-диапазоне длин волн ($\lambda = 8.2$ и 2.3 мм, рис. 2б) были обнаружены 2D-течения периферийной плазмы в плоскости (x, y) , перпендикулярной направлению тока в слое [8]. Было установлено, что плазма, как и ток, имеет тенденцию сжиматься в слой, и скорость сжатия периферийной плазмы достигала величины $v_y \approx 2 \times 10^6$ см/с. Одновременно со сжатием в слой наблюдались выбросы плазмы из боковых концов слоя вдоль его поверхности в x -направлении, причем эти скорости достигали величин $v_x \leq 10^7$ см/с, превышая в несколько раз скорости сжатия. По предложению М.С. Рабиновича, который стал главным редактором только что созданного журнала “Физика плазмы”, результаты этих исследований были опубликованы в 1-м номере 1-го тома журнала за 1975 год [8].

В этот же период по инициативе М.С. Рабиновича началось наше многолетнее сотрудничество с Физико-техническим институтом им. А.Ф. Иоффе по применению метода двухэкспозиционной голографической интерферометрии для диагностики плазмы токовых слоев. Уже первые результаты этих исследований позволили “увидеть” плазму, сжатую в слой, т.е. получить наглядное представление о 2D-распределении концентрации электронов в слое $N_e(x, y)$ [9, 10]. На рис. 3

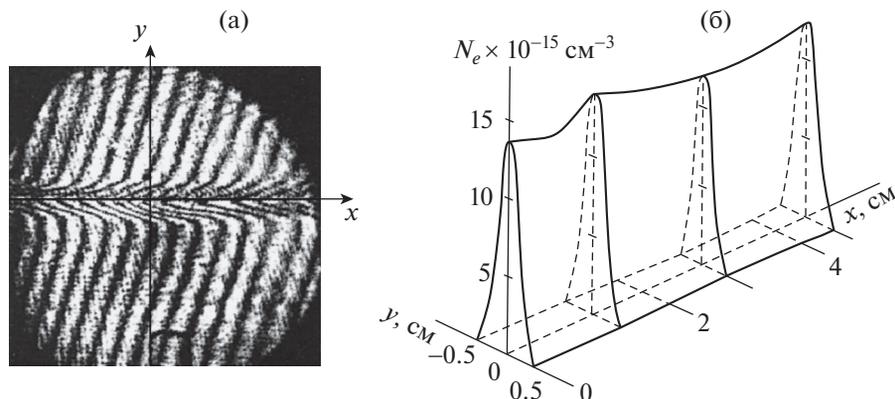


Рис. 3. а) – Интерферограмма плазмы токового слоя, зарегистрированная методом двухэкспозиционной голографической интерферометрии. Не, $p = 4 \times 10^{-2}$ Торр; $h = 0.6$ кГс/см; $J_z^{\max} \approx 40$ кА; $t = 1.0$ мкс. б) – 2D-распределение концентрации электронов в токовом слое $N_e(x, y)$, полученное на основе обработки интерферограммы.

представлена типичная интерферограмма плазмы токового слоя, а также 2D-распределение концентрации электронов, $N_e(x, y)$, полученное при обработке интерферограммы. Видно, что плазменный слой вытянут вдоль оси x и сжат в y -направлении, причем степень вытянутости слоя $\Delta x/\Delta y > 10$. Максимальная концентрация плазмы в средней плоскости слоя достигала $N_e^{\max} \geq 10^{16}$ см $^{-3}$, и эта концентрация более чем на порядок величины превышала концентрацию начальной плазмы, $N_e^{\max}/N_e^0 \geq 10$.

2. РАЗРЫВ ТОКОВОГО СЛОЯ

После того как были получены доказательства возможности кумуляции магнитной энергии в плазме при формировании токового слоя, на первый план выдвинулась проблема быстрого разрушения, или разрыва токового слоя, и освобождения магнитной энергии. Лишь в этом случае можно было ожидать генерации импульсных электрических полей и ускорения заряженных частиц. Наиболее вероятной причиной разрыва слоя в то время считалась тиринг-неустойчивость [11]. Однако наши эксперименты обнаружили, что токовый слой в течение всего времени наблюдения существовал в стабильном состоянии, без заметных изменений структуры и параметров, и это время, по крайней мере, на порядок величины превышало характерное время развития тиринг-неустойчивости [10, 12]. Таким образом, высокая стабильность токового слоя препятствовала его разрыву и, как следствие, процессам ускорения. Вместе с тем, длительное устойчивое существование токовых слоев имеет чрезвычайно важное значение для астрофизических приложений, обеспечивая возможность накопления зна-

чительного запаса магнитной энергии в течение продолжительных временных периодов [13].

Обнаружение стабильности токового слоя стимулировало появление теоретических работ, в которых активно обсуждались как возможные причины стабилизации тиринг-неустойчивости [13–16], так и другие факторы, которые могли бы привести к разрыву токового слоя. Наряду с тиринг-неустойчивостью рассматривались тепловая неустойчивость токового слоя [17], а также развитие мелкомасштабных токовых неустойчивостей, приводящих к аномально низкой проводимости плазмы в отдельных участках слоя. На основе гипотезы о роли окружающей слой плазмы в стабилизации разрыва [13], а также полученных экспериментальных результатов по динамике плазмы [8, 10] удалось найти такой диапазон начальных условий, при которых в слое спонтанно возникала и развивалась быстрая перестройка структуры магнитного поля, приводившая затем к катастрофическому разрушению слоя [12].

Разрыв токового слоя происходит весьма драматично и проявляется в целом ряде явлений: в резком изменении топологии магнитного поля, разрушении однородного плазменного слоя, генерации потоков плазмы, импульсном нагреве электронов и ионов, возбуждении турбулентных электрических полей, ускорении заряженных частиц. Схема метастабильного токового слоя и его последующего разрыва показана на рис. 4а.

На рис. 4б представлена магнитная структура токового слоя в последовательные моменты времени, полученная на основе одновременных измерений магнитных полей в пространственно разнесенных точках [18]. Показана верхняя половина сечения токового слоя, картина симметрична относительно плоскости $y = 0$. Как видно из рис. 4б, в течение 1.2 мкс после начала формиро-

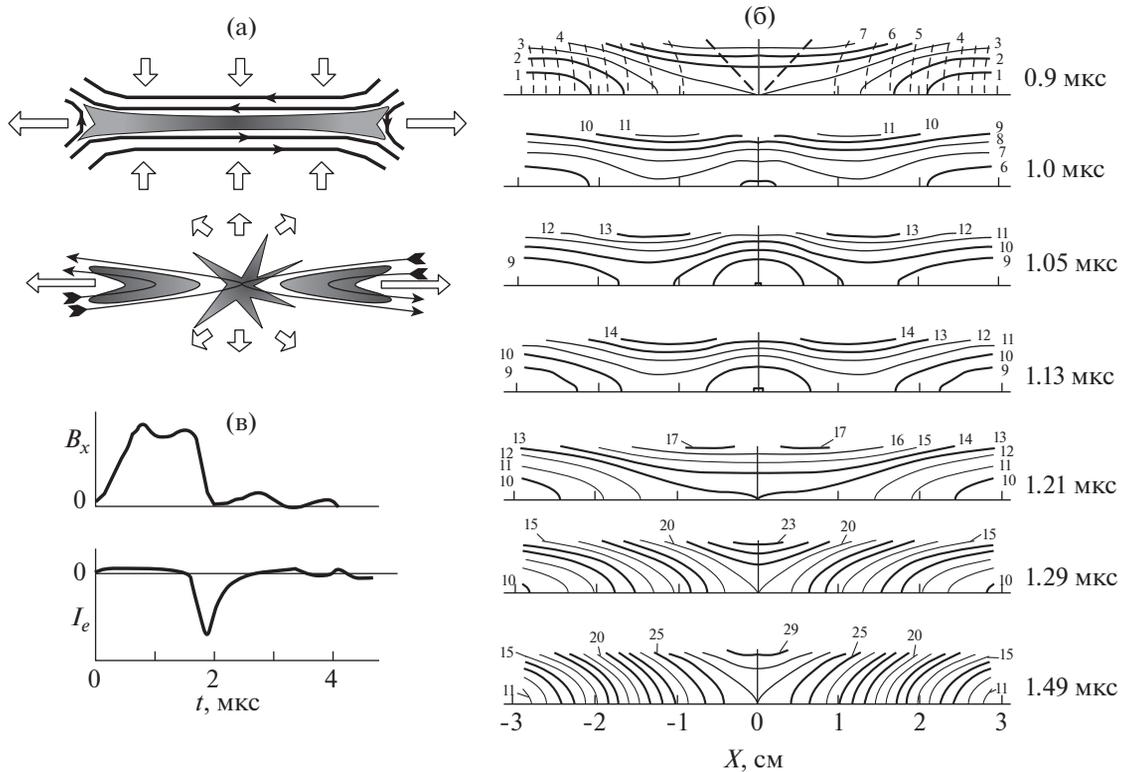


Рис. 4. а) – Схема метастабильного токового слоя и последующего разрыва слоя. б) – магнитная структура токового слоя в последовательные моменты времени, полученная за один импульс работы экспериментальной установки на основе одновременных измерений системой магнитных зондов. Показана половина поперечного сечения слоя. Штриховые кривые – силовые линии начального магнитного поля. Интервал между соседними силовыми линиями $\delta A = 250$ Гс · см; нумерация силовых линий – сквозная для всех моментов времени. $h = 0.6$ кГс/см; He, $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр; $J_z^{\max} \approx 45$ кА. в) – осциллограммы тангенциальной компоненты магнитного поля в центральной области токового слоя и сигнала рентгеновского датчика, который регистрировал появление ускоренных электронов с энергией ≥ 10 кэВ.

вания слоя структура магнитного поля изменяется сравнительно медленно: в центральной области слоя X -линия постепенно трансформируется в O -линию, затем опять в X -линию. При этом в каждый из приведенных моментов времени тангенциальная компонента магнитного поля B_x значительно превосходит нормальную компоненту B_y . Однако в интервале 1.21–1.29 мкс внезапно резко возрастает B_y -компонента, магнитный поток, пересекающий токовый слой, увеличивается примерно в 3 раза, происходит быстрая перестройка структуры магнитного поля, т.е. начинается импульсная фаза магнитного пересоединения, которая затем приводит к разрыву токового слоя.

Быстрые изменения магнитного поля приводят к генерации индукционных электрических полей ($\partial B/\partial t \rightarrow E^{ind}$), ускоряющих заряженные частицы. Согласно оценкам, при разрыве токового слоя напряженность индукционного электрического поля составляла 300–400 В/см, т.е. превы-

шала максимальную напряженность внешнего электрического поля, которое использовалось для формирования слоя. С помощью датчиков рентгеновского излучения были зарегистрированы ускоренные электроны с энергиями $W_e \geq 10$ кэВ [19, 20]. Существенно подчеркнуть, что появление ускоренных электронов регистрировалось тогда и только тогда, когда происходила быстрая перестройка магнитного поля слоя [20], см. рис. 4в.

Для изучения недостаточно воспроизводимых быстрых процессов, связанных с разрушением слоя, были разработаны методы диагностики плазмы, которые обеспечивали получение максимально возможного объема информации за один импульс работы экспериментальной установки. Эти методы включали набор магнитных зондов, регистрировавших изменения во времени различных компонент магнитного поля в пространственно разнесенных точках [18]; многоканальные датчики рентгеновского излучения для определения энергетического спектра ускоренных

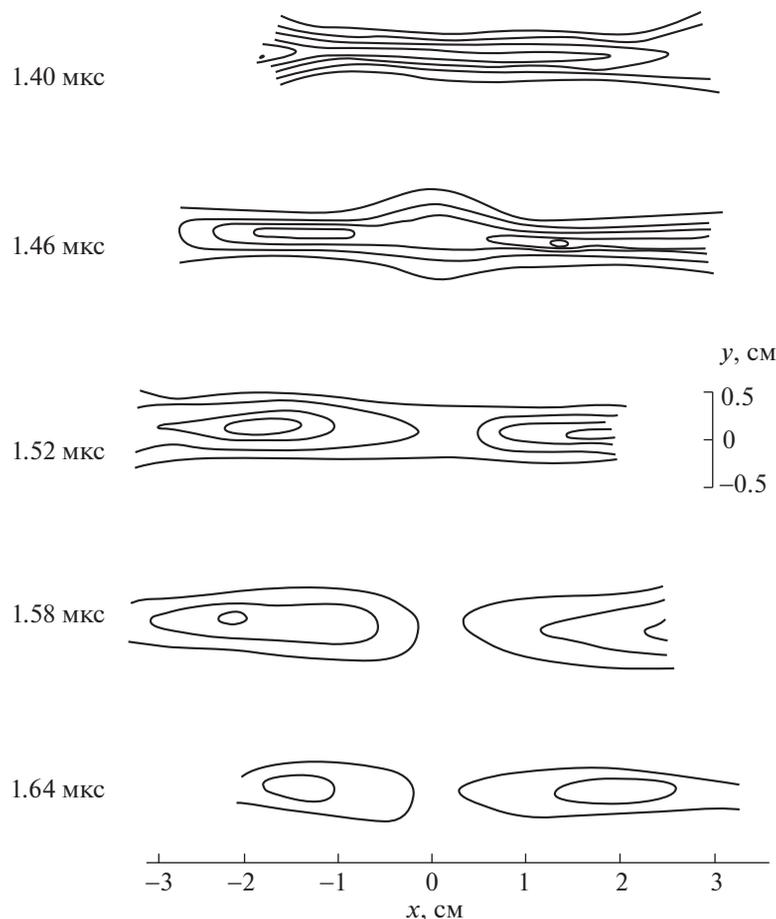


Рис. 5. Эволюция 2D-распределений концентрации электронов на стадии взрывного разрушения токового слоя в виде линий равной концентрации, $N_e(x, y) = \text{const}$. Распределения концентрации получены за один импульс работы экспериментальной установки методом кинофотографии с оптической линией задержки, с интервалом между кадрами 60 нс. Изменение концентрации электронов между соседними линиями составляет $\delta N_e = 1.25 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. $h = 2 \text{ кГс/см}$; аргон, $p = 10^{-2} \text{ Торр}$; $J_z^{\text{max}} \approx 35 \text{ кА}$.

электронов [19, 20]; кинофотографическую установку с оптической линией задержки [21]. Методом кинофотографии были получены серии пятикадровых интерферограмм, которые регистрировали изменения пространственных распределений концентрации электронов на стадиях формирования и разрушения слоя [22].

На рис. 5 представлена эволюция 2D-распределений плотности плазмы в виде линий равной концентрации, $N_e(x, y) = \text{const}$, отражающая процесс разрушения плазменного слоя [23]. Первый кадр соответствует заключительному этапу метастабильного существования слоя с практически однородным распределением концентрации электронов вдоль его ширины. Второй кадр зафиксировал взрывообразное расширение плазмы в середине слоя, сопровождавшееся уменьшением ее концентрации. Последующие три кадра свидетельствуют о прогрессирующем уменьше-

нии как плотности, так и полного числа электронов в слое, что указывает на появление плазменных потоков, выбрасывавших вещество за пределы слоя.

Таким образом, в лабораторных условиях удалось воспроизвести основные черты вспышечных процессов, аналогичных вспышкам на Солнце, а именно, накопление магнитной энергии при формировании метастабильного токового слоя и затем быстрое высвобождение энергии при разрыве слоя, с преобразованием в тепловую и кинетическую энергию плазмы и потоки ускоренных частиц [24].

Анализ физических механизмов, приводящих к разрыву слоя, позволил сделать вывод, что в большинстве случаев разрыв происходит в результате сверхбыстрого локального увеличения температуры электронов и ионов [25, 26]. Было зарегистрировано также возбуждение аномаль-

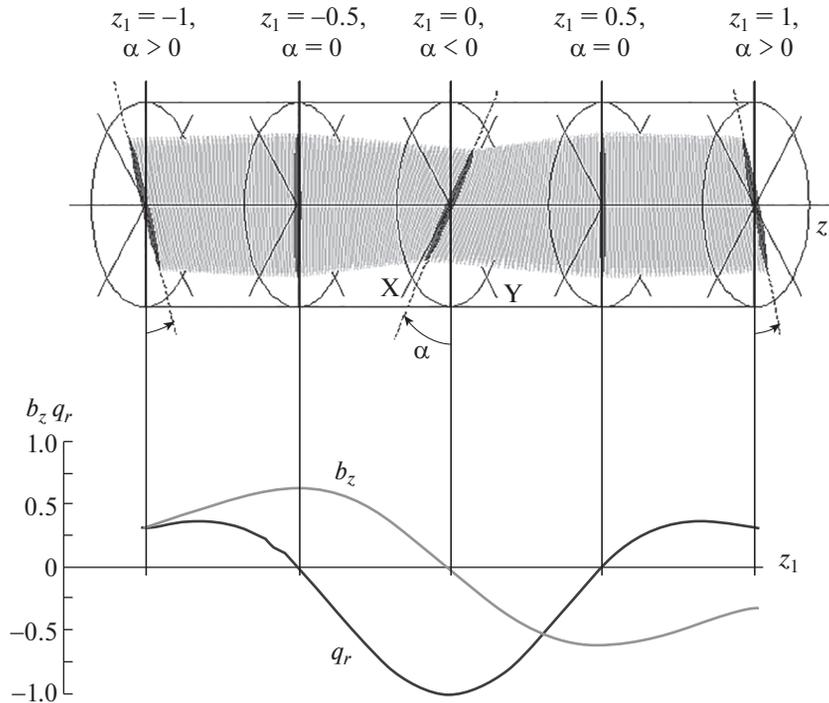


Рис. 6. Структура токового слоя, сформированного в 3D магнитном поле с нулевой точкой, которое образовано путем суперпозиции двух полей: (а) 2D магнитного поля с нулевой линией при $x = 0, y = 0$ и (б) 3D магнитного поля с нулевой точкой при $x = 0, y = 0, z_1 = 0$, созданного двумя катушками с токами одинаковой величины и противоположных направлений, расположенных при $z_1 = \pm 0.5$. В окрестности нулевой точки магнитное поле $\mathbf{B} = \{(h + h_r)x; -(h - h_r)y; -2h_r z\}$, где h – градиент 2D-поля (а), h_r – радиальный градиент 3D-поля (б). $b_z = B_z(0, 0, z)/B_z^{\max}$; $q_r = h_r(0, 0, z)/h_r^{\max}$; α – угол, который составляет плоскость токового слоя относительно его ориентации в 2D магнитном поле.

ных электрических полей в плазме [26–28], которые, по-видимому, являются не причиной, а следствием разрушения токового слоя.

Для количественного сопоставления лабораторных экспериментов с процессами в активных областях солнечной короны необходимо использовать безразмерные параметры [29]. На основе сравнения ряда МГД-параметров удалось показать, что в рамках ограниченного моделирования [30, 31] эксперименты по эволюции токовых слоев в 2D магнитных конфигурациях с нулевыми линиями удовлетворительно воспроизводят условия, характерные для предвысшей ситуации на Солнце [32–34].

Полученные в данном цикле исследований экспериментальные результаты по формированию токовых слоев, их разрыву и ускорению частиц получили высокую оценку со стороны М.С. Рабиновича. Существенное значение для дальнейшего развития этого направления имели внимание и поддержка Матвея Самсоновича, а также тот позитивный импульс, который с самого начала М.С. Рабинович сообщил нашим исследованиям.

3. ОТ ДВУМЕРНЫХ К ТРЕХМЕРНЫМ МАГНИТНЫМ КОНФИГУРАЦИЯМ

В природе, как и в установках с лабораторной плазмой (например, токамаки) магнитные конфигурации являются, как правило, 3D, т.е. содержат все три компоненты магнитного поля. В связи с этим возникает естественный вопрос: возможно ли обобщение результатов, полученных в 2D магнитных полях с нулевой линией, на 3D магнитные конфигурации. Другими словами, возможны ли кумуляция магнитной энергии в плазме и формирование токовых слоев в 3D магнитных конфигурациях, и в каких именно? В этом аспекте особое внимание теоретиков привлекало изучение динамики плазмы в 3D магнитных полях с изолированными нулевыми точками, которые в определенном смысле могут рассматриваться как 3D-аналог нулевых линий 2D-полей [35–38].

Динамика плазмы при возбуждении тока в 3D магнитных конфигурациях изучалась в Отделе физики плазмы ИОФ РАН, на установке нового поколения ТС-3D, в которой 3D-конфигурации создавались путем суперпозиции двух магнитных полей с различными типами симметрии [39]. На-

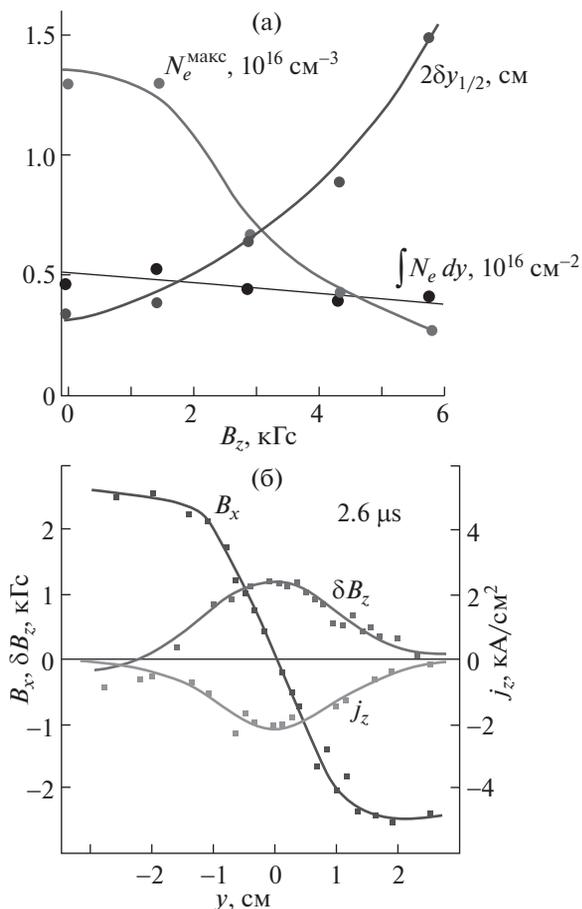


Рис. 7. а) — Зависимости от напряженности продольной компоненты магнитного поля B_z^0 максимальной концентрации электронов в слое $N_e^{\text{макс}}$, толщины слоя плазмы $2\delta y_{1/2}$ (по уровню $N_e^{\text{макс}}/2$) и суммарного числа электронов, приходящихся на 1 см ширины слоя. б) — Распределения по толщине токового слоя (вдоль оси y) тангенциальной компоненты магнитного поля B_x , плотности тока j_z и захваченной в слое продольной компоненты магнитного поля δB_z .

пряженности обоих полей можно изменять независимо, что позволяет создавать 3D магнитные конфигурации разных типов: с нулевой точкой, без нулевой точки, с однородной и неоднородной продольной компонентой, с различными соотношениями продольного и поперечного полей.

В результате проведенных экспериментов было установлено, что токовые слои действительно формируются в широком диапазоне 3D магнитных конфигураций с нулевыми точками [40]. При этом угловая ориентация слоя в плоскости (x, y) отличалась от ориентации слоя, который развивался в 2D конфигурации, и определялась структурой поперечного магнитного поля в окрестности нулевой точки. Было также установлено, что

токовые слои формируются не только в окрестности нулевых точек, но и вдали от них, в областях с сильной продольной компонентой магнитного поля B_z , рис. 6, а также в 3D магнитных конфигурациях без нулевых точек [41–44].

Помимо изменения ориентации токового слоя в 3D магнитных конфигурациях, в присутствии продольной компоненты магнитного поля уменьшалась степень сжатия в слой как плазмы, так и тока [45–47]. В результате по мере увеличения продольной компоненты B_z прослеживается тенденция перехода к динамике несжимаемой плазмы, рис. 7а [45]. Непосредственные измерения показали, что этот эффект обусловлен усилением в пределах слоя продольной компоненты магнитного поля на величину δB_z , рис. 7б [48]. Избыточное магнитное поле δB_z в пределах слоя возникало и поддерживалось за счет токов плазмы, которые протекали в плоскости (x, y) перпендикулярной основному току в слое J_z , т.е. токи в слое становятся трехмерными [49].

4. ТОКИ ХОЛЛА И ГЕНЕРАЦИЯ НАПРАВЛЕННЫХ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ

Значительное усложнение структуры токов и магнитных полей может происходить и в токовом слое, который формируется в 2D магнитной конфигурации, в условиях, когда происходит генерация токов Холла, обусловленных движением электронов относительно инерционных и малоподвижных ионов [50]. На рис. 8а показаны распределения по толщине слоя основного тока в слое $j_z(y)$ и токов Холла $j_x(y)$ в последовательные моменты времени, откуда видно, что величина токов Холла j_x может быть соизмерима с величиной основного тока j_z [49]. В пределах токового слоя в плоскости (x, y) токи Холла образуют четыре замкнутых токовых контура, которые создают продольное магнитное поле B_z квадрупольного типа, рис. 8б, причем токи Холла противоположных направлений полностью компенсируют друг друга [51].

Возбуждение токов Холла в токовом слое, развивающемся в 3D магнитной конфигурации в присутствии продольной компоненты магнитного поля B_z^0 , приводит к деформациям слоя плазмы, который становится асимметричным и изогнутым, при этом изменение направления B_z^0 приводит к изменению наклона слоя относительно средней плоскости $y = 0$, рис. 9а [52]. Боковые концы токового слоя также отклоняются от плоскости $y = 0$ в противоположные стороны при двух противоположных направлениях компоненты B_z^0 . Зависимость от времени отклонений концов токового слоя показана на рис. 9б [53]. Со временем

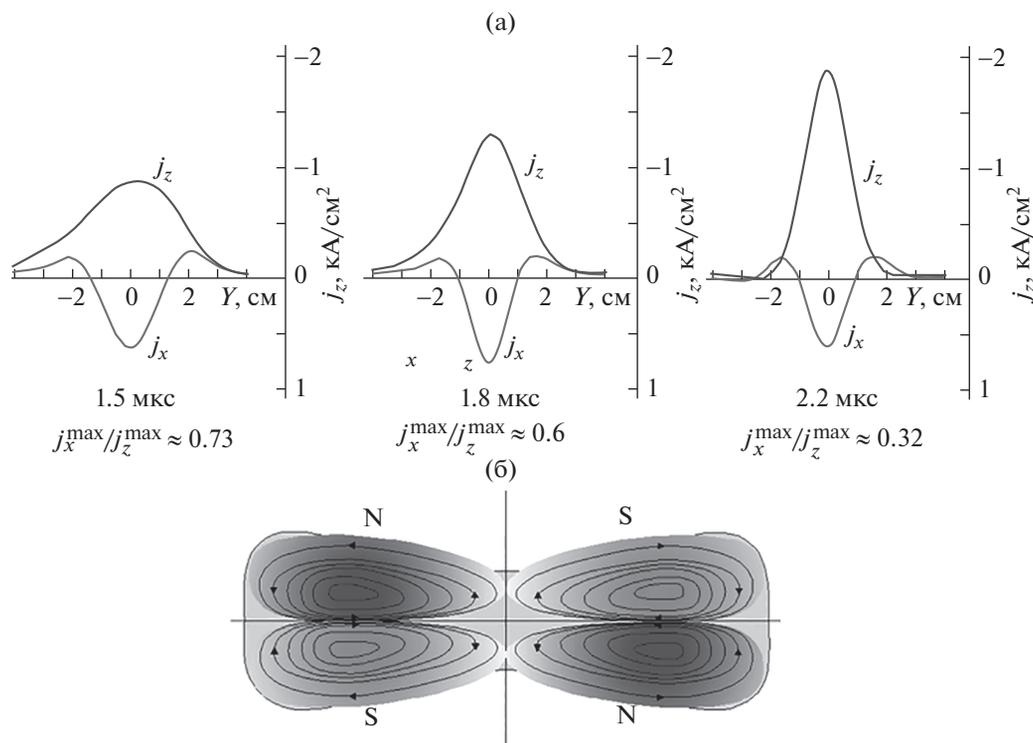


Рис. 8. а) – Распределения по толщине токового слоя плотности основного тока $j_z(y)$ и токов Холла $j_x(y)$ при $x = -5$ см в последовательные моменты времени (1.5; 1.8; 2.2 мкс). Аг, $p \approx 28$ мТорр; $h = 0.5$ кГс/см; $B_z = 0$; $J_z^{\max} = 45$ кА. б) – структура токов Холла в поперечном сечении токового слоя. В плоскости (x, y) токи Холла формируют четыре замкнутых токовых контура, которые создают в токовом слое продольное магнитное поле B_z квадрупольного типа. В двух диагональных квадрантах поперечного сечения слоя B_z -компонента направлена вверх, на наблюдателя (N), в двух других квадрантах – от наблюдателя вниз (S).

величины отклонений уменьшаются, что свидетельствует о затухании токов Холла, которые существуют в слое в течение ограниченного интервала времени, и этот интервал возрастает с увеличением массы ионов [53, 54].

Динамические свойства токовых слоев ярко проявляются в генерации плазменных потоков, скорости которых могут значительно превышать как тепловую скорость ионов, так и характерную альфвеновскую скорость [55–57]. Наибольшие направленные скорости плазма приобретает вдоль поверхности токового слоя, в x -направлении, рис. 10, что определяется магнитной структурой слоя [56, 58]. При этом энергия потоков плазмы резко (почти квадратично) возрастает с увеличением протекающего в слое суммарного тока J_z [59]. Такая зависимость обусловлена как увеличением сил Ампера, ускоряющих плазму, так и увеличением размеров той области, в которой, собственно, происходит процесс ускорения [59].

5. О СОПОСТАВЛЕНИИ ХАРАКТЕРИСТИК ТОКОВЫХ СЛОЕВ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ И В ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Полученные в лабораторных экспериментах достаточно подробные данные об основных свойствах токовых слоев позволили проводить сравнение лабораторных токовых слоев с протяженным токовым слоем хвостовой области магнитосферы Земли, который активно исследуется различными спутниковыми миссиями (Geotail, Interball, Cluster, THEMIS и др.). Несмотря на колоссальные различия в размерах, параметрах плазмы, величинах магнитных полей, токов и др. (7–16 порядков величины), можно обнаружить фундаментальное сходство между магнитосферными и лабораторными токовыми слоями [60]. Это демонстрирует, например, сравнение данных, полученных квартетом спутников Cluster-2 в 2003 г., при минимальном расстоянии между спутниками порядка 200 км, с результатами экспериментов на установке ТС-3D [61].

Отметим, прежде всего, что одинаковый характер зависимостей тангенциальной компонен-

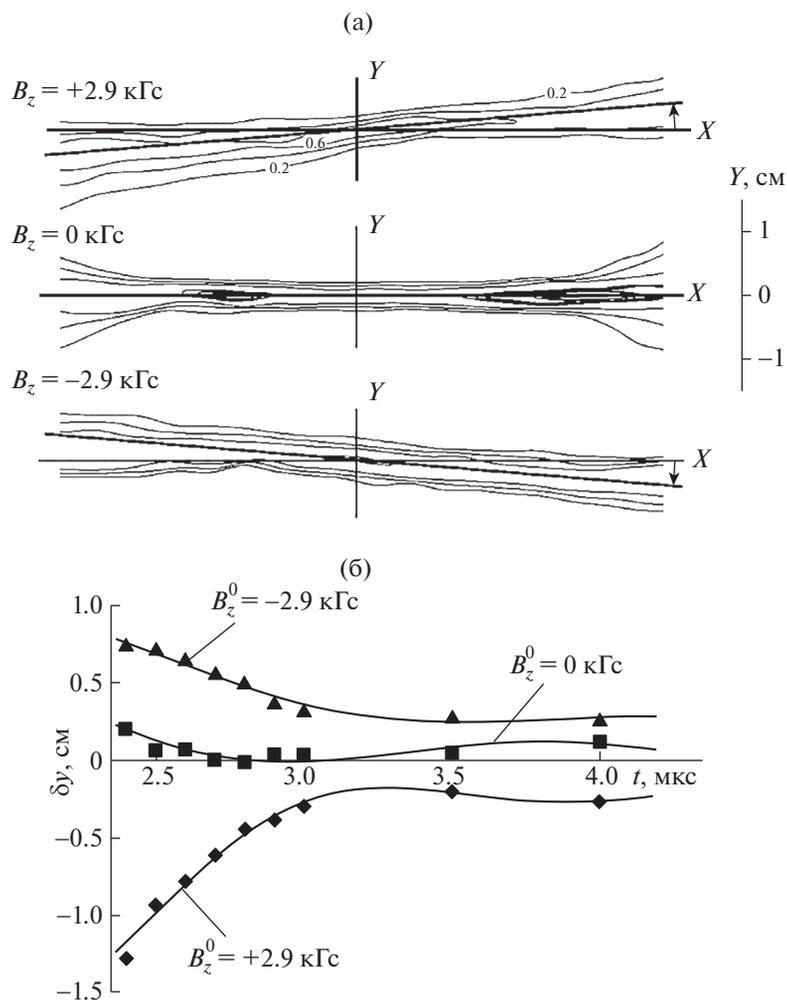


Рис. 9. а) – Структура плазмы токовых слоев, сформированных в 3D магнитных конфигурациях с X -линией демонстрирует изменение ориентации слоя плазмы в плоскости (x, y) при изменении направления продольной компоненты магнитного поля B_z . 2D-распределения концентрации электронов в виде линий равной плотности, $N_e(x, y) = \text{const}$, изменение концентрации между соседними линиями $\delta N_e = 2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Кг, $p \approx 36$ мТорр; $h = 0.57$ кГс/см; $J_z^{\text{max}} = 45$ кА; $t \approx 3$ мкс; $B_z = +2.9, 0, -2.9$ кГс. б) – смещение максимума плотности тока δy от средней плоскости токового слоя ($y = 0$) при $x = -5$ см, в зависимости от времени, при $B_z^0 = +2.9, 0, -2.9$ кГс. Кг, $p \approx 36$ мТорр; $h = 0.57$ кГс/см; $J_z^{\text{max}} = 45$ кА.

ты магнитного поля $B_x(y)$ и плотности тока $j_z(y)$, рис. 2, свидетельствует о том, что токовые слои возникают и в магнитосфере, и в лабораторных условиях. И в тех, и в других токовых слоях присутствует нормальная к поверхности слоя компонента магнитного поля B_y значительно меньшей величины, чем тангенциальная компонента B_x . Основной ток в токовых слоях сосредоточен в области, поперечный размер которой может быть меньше, чем инерционная длина и/или лармовский радиус ионов. Как правило, максимум температуры электронов совпадает с максимумом плотности тока j_z , а температура ионов в токовых слоях в 3–7 раз превышает температуру электронов. Как в лабораторном эксперименте,

так и в магнитосфере обнаружено усиление продольной компоненты магнитного поля B_z по сравнению с фоновым уровнем, см. рис. 7б. Наконец, и в лабораторных условиях, и в магнитосфере обнаружена генерация токов Холла, которые создают продольное магнитное поле B_z квадрупольного типа, см. рис. 8б.

Сопоставление безразмерных параметров показало, что они имеют достаточно близкие значения, подробнее см. [61]. Это открывает возможности количественного моделирования процессов, происходящих в магнитосфере, на основе лабораторных экспериментов. Так, изучение динамических явлений и внутренней структуры токовых слоев в лабораторных экспериментах

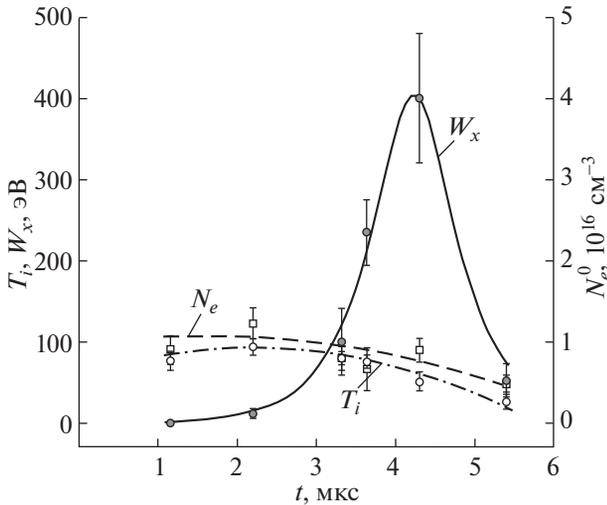


Рис. 10. Эволюция во времени температуры ионов T_i , концентрации электронов N_e^0 в центральной области токового слоя и энергии потоков плазмы W_x в x -направлении. He, $p \approx 320$ мТорр; $h = 0.5$ кГс/см; $B_z = 0$; $J_z^{\max} = 45$ кА.

позволяют понять и воспроизвести многие процессы, а также открывает перспективы для эффективного использования полученных результатов при анализе явлений в космосе. Например, при изменении массового состава плазмы можно создавать токовые слои различных масштабов, в том числе тонкие субионные токовые слои с высокой плотностью электрического тока и существенным вкладом эффекта Холла [62, 63].

Таким образом, результаты лабораторных экспериментов помогают понять природу нестационарных космических явлений, которые оказывают существенное влияние на состояние межпланетного пространства, на атмосферу Земли, планет и, в конечном счете, на “космическую погоду”. Отсюда следует, что эксперименты по динамике токовых слоев и магнитному пересоединению можно рассматривать как одно из перспективных направлений “лабораторной астрофизики”.

В заключение хотелось бы вспомнить некоторые высказывания М.С. Рабиновича, характеризующие его отношение к науке. Он часто говорил, что каждому открытию или просто научному достижению сужден лишь “краткий миг торжества” между периодом “этого не может быть никогда” и периодом “это очевидно и тривиально”. В процессе работы мы имели возможность неоднократно убедиться в справедливости этого утверждения. Вместе с тем, Матвей Самсонович всегда подчеркивал, что для людей, вовлеченных в исследования, необходимо стремиться и очень важно “найти свое счастье в науке”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Батанов Г.М. // История науки и техники. 2009. № 4. С. 45.
2. Сыроватский С.И. // Астрон. ж. 1966. Т. 43. С. 340.
3. Сыроватский С.И. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. С. 1133.
4. Syrovatskii S.I. // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1981. V. 19. P. 163.
5. Сыроватский С.И., Франк А.Г., Ходжаев А.З. // ЖТФ. 1973. Т. 43. С. 912.
6. Франк А.Г. // Труды ФИАН. 1974. Т. 74. С. 108.
7. Сыроватский С.И., Франк А.Г., Ходжаев А.З. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 138.
8. Богданов С.Ю., Токаревская Н.П., Франк А.Г., Ходжаев А.З. // Физика плазмы. 1975. Т. 1. С. 133.
9. Дрейден Г.В., Зайдель А.Н., Марков В.С., Мирзабеков А.М., Островская Г.В., Островский Ю.И., Токаревская Н.П., Франк А.Г., Ходжаев А.З., Шедова Е.Н. // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. С. 141.
10. Дрейден Г.В., Кирий Н.П., Марков В.С., Мирзабеков А.М., Островская Г.В., Франк А.Г., Ходжаев А.З., Шедова Е.Н. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 45.
11. Furth H.P., Killeen M., Rosenbluth M.N. // Phys. Fluids. 1963. V. 6. P. 459.
12. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г., Ходжаев А.З. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 538.
13. Сыроватский С.И. В сб. Нейтральные токовые слои в плазме. Труды ФИАН. Т. 74 / Под ред. Н.Г. Басова. М.: Наука, 1974. С. 3.
14. Буланов С.В., Сасоров П.В. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 746.
15. Буланов С.В., Сасоров П.В. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. С. 554.
16. Буланов С.В., Сакаи Дж.-И., Сыроватский С.И. // Физика плазмы. 1979. Т. 5. С. 280.
17. Сыроватский С.И. // Письма в Астрон. журн. 1976. Т. 2. С. 35.
18. Богданов С.Ю., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 232.
19. Алтынцев А.Т., Красов В.И., Марков В.С., Петров М.В., Франк А.Г., Ходжаев А.З. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 18.
20. Богданов С.Ю., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. С. 563.
21. Дрейден Г.В., Марков В.С., Островская Г.В., Островский Ю.И., Петров М.В., Филиппов В.Н., Франк А.Г., Ходжаев А.З. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 14.
22. Дрейден Г.В., Комиссарова И.И., Марков В.С., Островская Г.В., Островский Ю.И., Филиппов В.Н., Франк А.Г., Ходжаев А.З., Шедова Е.Н. // ЖТФ. 1981. Т. 51. С. 1850.
23. Bogdanov S.Yu., Dreiden G.V., Frank A.G., Kyrie N.P., Khodzhaev A.Z., Komissarova I.I., Markov V.S., Ostrovskaya G.V., Ostrovsky Yu.I., Philippov V.N., Savchenko M.M., Shedova E.N. // Physica Scripta. 1984. V. 30. P. 282.
24. Франк А.Г. // Тр. ФИАН. 1985. Т. 160. С. 93.
25. Бейгман И.Л., Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Франк А.Г. // Журн. прикл. спектроскопии. 1991. Т. 54. С. 1021.

26. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 56. С. 82.
27. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 419.
28. Frank A.G., Gavrilenko V.P., Ispolatov Ya.O. Kyrie N.P., Oks E. // Contrib. Plasma Phys. 1996. V. 36. P. 667.
29. Сыроватский С.И. // Тр. ФИАН. 1979. Т. 110. С. 5.
30. Шиндлер К. В кн.: Физика магнитосферы / Под ред. Д. Вильямса и Дж. Мида. М.: Мир, 1972. С. 69.
31. Подгорный И.М., Сагдеев Р.З. // УФН 1969. Т. 98. С. 409.
32. Vulanov S.V., Dogiel V.A., Frank A.G. // Physica Scripta. 1984. V. 29. P. 66.
33. Буланов С.В., Догель В.А., Франк А.Г. // Письма в АЖ. 1984. Т. 10. С. 149.
34. Буланов С.В., Догель В.А., Франк А.Г. // Вестник АН СССР. 1984. № 9. С. 57.
35. Rosenau P. // Phys. Fluids. 1979. V. 22. P. 849.
36. Буланов С.В., Ольшанецкий М.А. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. С. 727.
37. Law Y. T., Finn J.M. // Astrophys. J. 1990. V. 350. P. 672.
38. Green G. // Phys. Fluids B. 1993. V. 5. P. 2355.
39. Буланов С.В., Франк А.Г. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 1535.
40. Богданов С.Ю., Бурилина В.Б., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. С. 510.
41. Франк А.Г., Богданов С.Ю., Бурилина В.Б. // Изв. АН: Сер. Физ. 1995. Т. 59. № 8. С. 41.
42. Frank A.G. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1999. V. 41. P. A687.
43. Богданов С.Ю., Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71. С. 72.
44. Франк А.Г. // УФН. 2010. Т. 180. С. 982.
45. Frank A.G., Bogdanov S.Y., Markov V.S., Ostrovskaya G.V., Dreiden G.V. // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 052316.
46. Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Марков В.С., Островская Г.В., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 1121.
47. Богданов С.Ю., Бугров С.Г., Грицына В.П., Зверев О.В., Карпов Г.В., Марков В.С., Репин Д.В., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 483.
48. Frank A.G., Bugrov S.G., Markov V.S. // Phys. Lett. A. 2009. V. 373 (16). P. 1460.
49. Франк А.Г., Сатунин С.Н. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 144.
50. Кингсен А.С., Чукбар К.В., Яньков В.В. Вопросы теории плазмы. Вып. 16 / Под ред. Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоатомиздат, 1987. С. 209.
51. Frank A.G., Bugrov S.G., Markov V.S. // Phys. Plasmas. 2008. V. 15 (9). P. 092102.
52. Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Dreiden G.V., Markov V.S., Ostrovskaya G.V. // Phys. Lett. A. 2006. V. 348. P. 318.
53. Франк А.Г., Сатунин С.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100. С. 83.
54. Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Марков В.С., Островская Г.В., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 1014.
55. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 387.
56. Frank A.G., Kyrie N.P., Satunin S.N. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 111209.
57. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. С. 14.
58. Франк А.Г., Сатунин С.Н. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 889.
59. Франк А.Г., Кирий Н.П., Марков В.С., Воронова Е.В. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 483.
60. Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Frank A.G., Nakamura R., Zelenyi L.M. // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 2789.
61. Франк А.Г., Артемьев А.В., Зеленый Л.М. // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. С. 807.
62. Франк А.Г., Островская Г.В., Юшков Е.В., Артемьев А.В., Сатунин С.Н. // Космические исследования. 2017. Т. 55. С. 48.
63. Юшков Е.В., Франк А.Г., Артемьев А.В., Петрукович А.А., Накамура Р. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 1126.