

ТОКИ ОБРАТНОГО НАПРАВЛЕНИЯ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ И ТОРМОЖЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

© 2022 г. А. Г. Франк^{а,*}, С. Н. Сатунин^а

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

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

Поступила в редакцию 21.05.2021 г.

После доработки 20.07.2021 г.

Принята к публикации 20.07.2021 г.

На основе анализа структуры электродинамических сил в токовых слоях впервые установлена роль токов обратного направления в торможении ранее ускоренных потоков плазмы. Изучение эволюции разнонаправленных сил, которые приводят к ускорению плазмы и ее торможению, позволило впервые объяснить наблюдавшийся во многих экспериментах характер изменения со временем энергии сверхтепловых потоков плазмы в токовых слоях, когда после достижения максимального значения энергии происходило ее быстрое уменьшение. Можно предполагать, что генерация токов обратного направления играет роль и в торможении высокоскоростных плазменных потоков, распространяющихся из хвостовой области магнитосферы к Земле.

Ключевые слова: токовый слой, обратные токи, ускорение плазмы, торможение плазменных потоков

DOI: 10.31857/S036729212201005X

1. Формирование токовых слоев, концентрация избыточной магнитной энергии и последующее ее преобразование в процессах магнитного пересоединения интенсивно исследуются в течение последних десятилетий [1–3]. Интерес к токовым слоям обусловлен тем, что они лежат в основе разнообразных явлений вспышечного типа, таких, как вспышки на Солнце и звездах, суббури в магнитосферах Земли и планет, неустойчивости срыва в плазме токамаков и др. [1–5]. Токовые слои представляют собой пространственно выделенные области замагниченной плазмы, которые служат границей раздела магнитных полей различающихся (или противоположных) направлений. Эффективная трансформация магнитной энергии в другие виды происходит в токовых слоях благодаря высокой плотности электрического тока, сосредоточенного в пределах сравнительно малых областей пространства. В метастабильных токовых слоях основными каналами энерговыделения являются эволюционный нагрев плазмы и генерация сверхтепловых плазменных потоков, т.е. преобразование магнитной энергии в тепловую и кинетическую энергию плазмы.

Фундаментальный характер проблем преобразования магнитной энергии в плазме и возможности моделирования нестационарных астрофизических явлений в лабораторных условиях инициировали изучение формирования и эволюции токовых слоев методами экспериментальной фи-

зики [6–12]. При этом детальное исследование структуры магнитных полей, токов и электродинамических сил позволяет понять особенности одного из важнейших процессов динамики токовых слоев – генерации высокоэнергичных плазменных потоков.

Особая ситуация возникает при возбуждении токов обратного направления по отношению к основному току, протекающему в слое, что должно изменять структуру электродинамических сил и, как следствие, может оказать существенное влияние на процессы ускорения плазмы. Возможность появления токов обратного направления в “нейтральных” токовых слоях была теоретически предсказана С.И. Сыроватским [13], и затем обратные токи были зарегистрированы и исследовались в экспериментах [14, 15]. В работе [16] было установлено, что токи обратного направления возникают в результате движения высокоскоростных потоков плазмы в магнитном поле токового слоя.

В настоящей работе представлены результаты исследования структуры электродинамических сил в токовых слоях при возбуждении токов обратного направления и влияния этих изменений на динамические свойства плазмы. Установлено, что у боковых краев токовых слоев возникают электродинамические силы значительной величины, которые вызывают торможение ранее ускоренных потоков плазмы. Появление сил тор-

можения позволило впервые объяснить наблюдавшийся во многих экспериментах характер изменения со временем энергии потоков плазмы, когда после достижения максимального значения энергия довольно быстро уменьшалась [17–20]. Можно предполагать, что генерация токов обратного направления и, как следствие, появление сил торможения оказывают влияние также на характеристики высокоскоростных плазменных потоков, которые распространяются из хвостовой области магнитосферы по направлению к Земле.

2. Структура токовых слоев исследовалась с помощью установки ТС-3D [21, 22], рис. 1, в которой возбуждается квазистационарное магнитное поле (1) с особой линией X-типа на оси вакуумной камеры, совмещенной с осью $0z$

$$\mathbf{B} = \{B_x^0; B_y^0; B_z^0\} = \{hy; hx; B_z^0\}. \quad (1)$$

В магнитном поле (1) создается начальная плазма с концентрацией $N_e \approx (2-5) \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, и затем возбуждается электрический ток J_z параллельно X-линии, что приводит к формированию токового слоя. Зависимость тока от времени близка к синусоидальной (амплитуда $J_z^0 \approx 30-50 \text{ кА}$, полупериод $T/2 = 6 \text{ мкс}$).

Структура магнитных полей изучалась с помощью системы магнитных зондов, которые перемещались либо вдоль поверхности токового слоя (линия AA' , $y = 0.8 \text{ см}$), либо поперек слоя, на двух расстояниях от X-линии (BB' , $x = -0.8 \text{ см}$, и CC' , $x = -5 \text{ см}$), рис. 1. В каждой точке зонды регистрировали изменения во времени трех взаимно перпендикулярных компонент магнитного поля, что позволило получить распределения магнитных полей, плотности тока $j_z(y)$, линейного тока $I_z(x) = \int j_z(x, y) dy$ и сил Ампера [14–16, 23, 24].

Тепловые и направленные скорости ионов определялись на основе доплеровских уширений профилей спектральных линий ионов аргона, Ar II 480.6 нм, Ar III 379.5 нм [19] и ионов криптона, Kr II 473.9 нм, Kr III 501.6 нм [20].

3. Формирование токового слоя в магнитном поле (1) приводит к значительному усилению тангенциальной компоненты магнитного поля B_x и ослаблению нормальной к поверхности слоя компоненты B_y , по сравнению, соответственно, с B_x^0 и B_y^0 [9, 12, 14–16], см. рис. 2, 3. Нормальная компонента $B_y \neq 0$, т.е. токовые слои не являются нейтральными, и абсолютная величина B_y растет практически линейно с расстоянием вдоль оси x от середины слоя к боковым краям, где B_y резко возрастает.

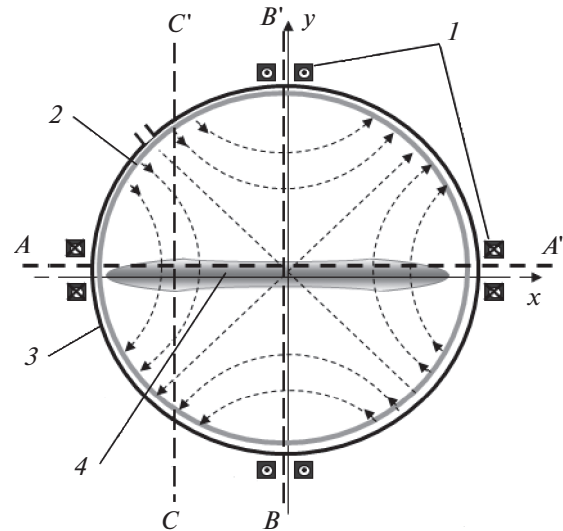


Рис. 1. Поперечное сечение установки ТС-3D: 1 – проводники с токами для возбуждения 2D магнитного поля $\mathbf{B} = \{hy; hx; 0\}$, силовые линии которого показаны штриховыми линиями со стрелками; 2 – вакуумная камера; 3 – система витков Θ -разряда; 4 – токовый слой; AA' , BB' , CC' – линии перемещения магнитных зондов.

В моменты времени, показанные на рис. 2, 3, линейный ток $I_z(x)$ имеет одно направление, заданное внешним электрическим полем, которое возбуждало ток J_z . В середине слоя ($x \approx 0$) ток $I_z(x)$ максимален и обращается в нуль у боковых концов слоя.

При возбуждении тока J_z в плазме, находящейся в магнитном поле (1), возникают электродинамические силы (силы Ампера), которые вызывают сжатие тока и плазмы к плоскости ($y = 0$), в результате в y -направлении устанавливается равновесие между силами Ампера и градиентом давления плазмы. В то же время, вдоль поверхности токового слоя силы Ампера направлены от центра к обоим боковым краям слоя, см. рис. 2, 3.

4. Основное уравнение движения плазмы в приближении магнитной гидродинамики записывается следующим образом:

$$M_i N_i \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}]. \quad (2)$$

Здесь M_i , N_i и \mathbf{v} – масса, концентрация и скорость ионов плазмы, p – давление плазмы, $\mathbf{f} = [\mathbf{j} \times \mathbf{B}]/c$ – плотность сил Ампера. В токовых слоях в большинстве случаев градиент давления плазмы в x -направлении пренебрежимо мал [25, 26], и ускорение происходит под действием сил Ампера. При развитии слоя в 2D магнитном поле, при $B_z^0 = 0$, плотность сил Ампера f_x зависит от плот-

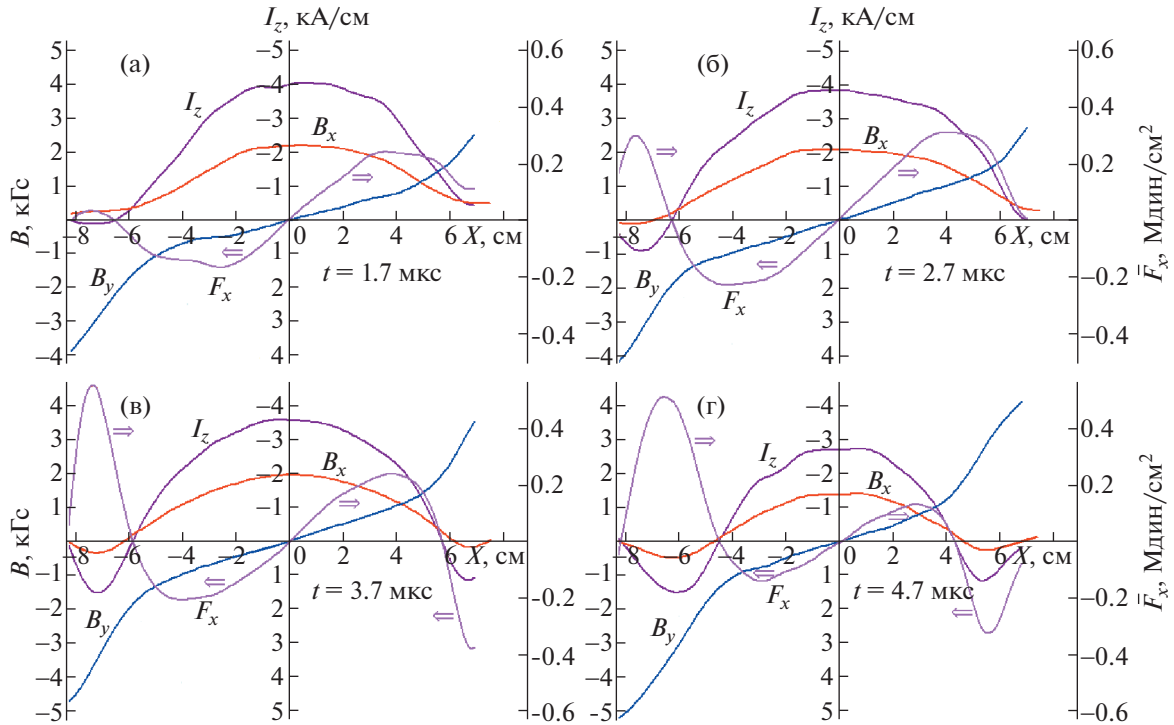


Рис. 2. Распределения тангенциальной $B_x(x)$ и нормальной $B_y(x)$ компонент магнитного поля токового слоя, линейного тока $I_z(x)$ и сил Ампера $F_x(x)$ в области $|y| \leq 0.8$ см, в последовательные моменты времени, при формировании токового слоя в Аг. Направления $F_x(x)$ показаны двойными стрелками. Условия эксперимента: Аг, $p = 28$ мТорр; $B_z = 0$; $h = 0.63$ кГс/см, $J_z^{\max} = 45$ кА.

ности тока j_z и величины нормальной компоненты B_y :

$$f_x(x, y, t) = -\frac{1}{c} j_z(x, y, t) B_y(x, y, t). \quad (3)$$

В настоящей работе были использованы данные о линейном токе $I_z(x)$ в окрестности средней плоскости токового слоя ($|y| \leq \Delta y = 0.8$ см), т.е.

$$I_z(x, t) = \int j_z(x, y, t) dy. \quad (4)$$

Поэтому далее мы рассматриваем силы Ампера $F_x(x, t)$, которые представляют собой интеграл по области $|y| \leq \Delta y$

$$F_x(x, t) = \int f_x(x, y, t) dy = -\frac{1}{c} I_z(x, t) B_y(x, t). \quad (5)$$

При вычислении $F_x(x, t)$ учитывалось, что B_y -компонента изменяется незначительно в пределах области интегрирования $2\Delta y$ [14].

В моменты времени, показанные на рис. 2а и 3а, силы Ампера $F_x(x)$ направлены в противоположные стороны при $x > 0$ и $x < 0$, т.е. от центральной области слоя к боковым краям (направления $F_x(x)$ показаны двойными стрелками).

5. Ускоренные потоки плазмы, которые двигались в x -направлении, были зарегистрированы в

работах [15, 17–20]. Эти потоки возникали с определенной задержкой относительно начала формирования токового слоя (подробнее см. [16]), затем энергия направленного движения плазмы возрастала и могла значительно превысить тепловую энергию. В соответствии со структурой сил Ампера $F_x(x)$ (рис. 2а, 3а) в центре слоя, при $|x| \sim 0$, скорости малы и должны возрастать у боковых краев.

При формировании токовых слоев в плазме с ионами Аг и Кг скорости потоков плазмы достигали значений $v_x \approx (2-3) \times 10^6$ см/с [19, 20], при этом измерялись скорости v_x , усредненные вдоль всей ширины токового слоя. Однако в пределах слоя скорости различаются как по направлению (при $x > 0$ и $x < 0$), так и по величине (при $|x| \sim 0$ и $|x| \gg 0$). Поэтому естественно считать, что максимальные скорости потоков у боковых краев слоя, при $|x| \gg 0$, могут в 1.5–2 раза превышать усредненные значения v_x .

6. На определенном этапе эволюции токовых слоев в распределениях линейного тока $I_z(x)$ возникают качественные изменения: у боковых краев слоя появляются токи сравнительно небольшой величины, направление которых противоположно

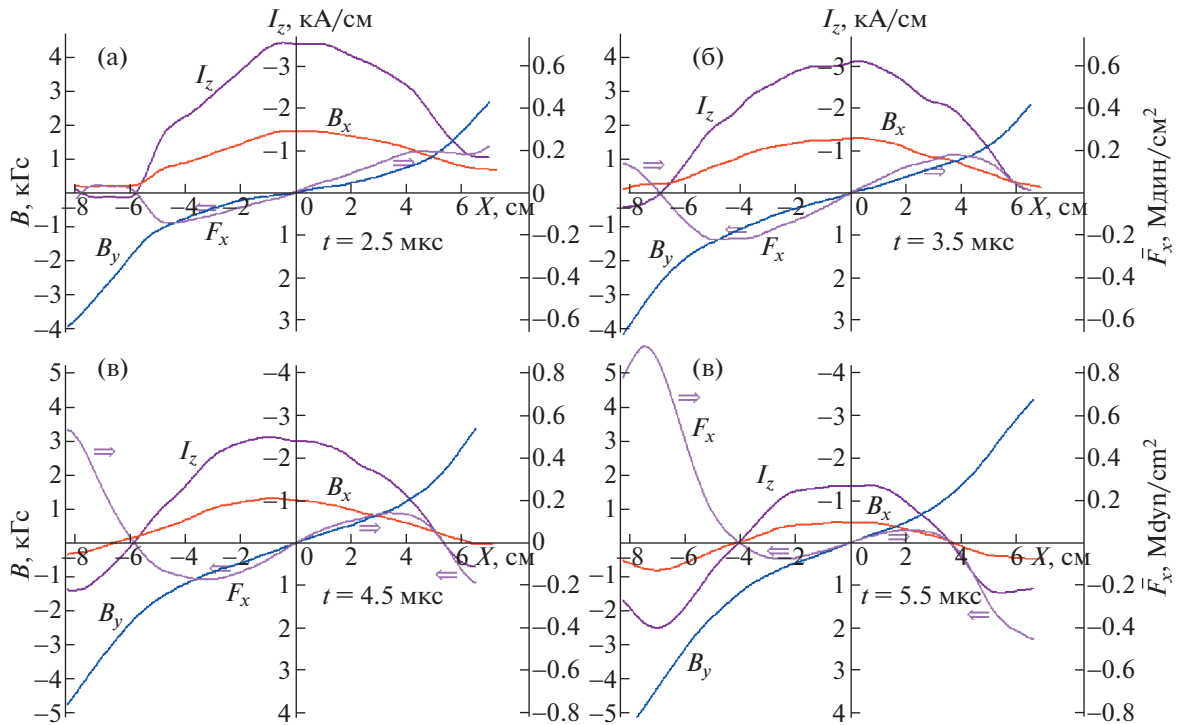


Рис. 3. Распределения тангенциальной $B_x(x)$ и нормальной $B_y(x)$ компонент магнитного поля токового слоя, линейного тока $I_z(x)$ и сил Ампера $F_x(x)$ в области $|y| \leq 0.8$ см, в последовательные моменты времени, при формировании токового слоя в Кг. Направления $F_x(x)$ показаны двойными стрелками. Условия эксперимента: Кг, $p = 36$ мТорр; $B_z = 0$; $h = 0.63$ кГс/см, $J_z^{\max} = 45$ кА.

ложно направлению тока в большей части слоя, рис. 2б, 3б. Обратные токи возникают в результате возбуждения индукционных электрических полей E'_z при движении потоков плазмы со скоростями v_x в поперечном магнитном поле B_y [16]

$$E'_z = \frac{v_x B_y}{c}. \tag{6}$$

Существенно, что индукционные поля E'_z направлены противоположно по отношению к начальному полю E_z^0 , благодаря которому происходило формирование токового слоя. Напряженность поля E'_z в различных участках слоя определяется локальными значениями скорости плазмы v_x и напряженности магнитного поля B_y . В центре слоя скорости малы и увеличиваются у краев слоя; абсолютная величина B_y компоненты также мала в середине и значительно возрастает у боковых краев, рис. 2, 3. В результате в пределах ширины токового слоя поля E'_z существенно неоднородны и достигают максимальных значений у боковых краев слоя, где они могут превосходить по абсолютной величине начальное электрическое поле E_z^0 .

Таким образом, в пределах всего токового слоя возбуждаются электрические токи, направленные противоположно основному току в слое, причем изменение направления суммарного тока происходит именно у боковых краев слоя [14–16].

Момент появления обратных токов определяется временем, которое необходимо для ускорения плазмы, и это время возрастает для плазмы с более тяжелыми ионами [16, 23] (ср. моменты времени на рис. 2 и 3).

7. Изменение направления линейного тока $I_z(x)$ должно, очевидно, приводить к появлению сил Ампера F'_x , направленных от боковых краев к середине слоя, т.е. навстречу силам в центральной области, см. (5) и рис. 2, 3. Несмотря на то, что обратные токи относительно малы, силы F'_x оказываются по абсолютной величине соизмеримыми или даже превышают силы F_x в центральной области слоя, рис. 2, 3. Это связано со значительной напряженностью B_y компоненты у боковых краев слоя. Быстрое увеличение сил F'_x можно видеть, сравнивая результаты, которые соответствуют последовательным моментам времени и представлены на рис. 2 и рис. 3.

При формировании токовых слоев в плазме с ионами как Аг (рис. 2), так и Кг (рис. 3), увеличе-

ние сил Ампера F'_x происходит подобным образом, за исключением различий во времени, поскольку в плазме с ионами Кг обратные токи и, соответственно, силы F'_x возникают позже, чем в Аг.

Очевидно, что появление у боковых краев слоя сил Ампера F'_x , направленных к центру слоя, должно оказывать значительное воздействие на динамику плазмы и может приводить к замедлению движения плазменных потоков, которые ранее ускорялись по направлению от центра к боковым краям.

8. Поскольку направленные потоки плазмы приобретают энергию за счет работы сил Ампера $F'_x(x)$ на расстоянии равном длине ускорения, то максимальное значение энергии можно оценить, вычисляя работу сил Ампера на половине ширины токового слоя, или на расстоянии $(-R_c \leq x \leq 0)$, где R_c – радиус вакуумной камеры.

В связи с появлением у боковых краев слоя сил Ампера F'_x , направленных к середине слоя, возникает вопрос, может ли работа этих сил привести к замедлению или даже к остановке плазменных потоков. Для выяснения этого вопроса зависимость от времени работы сил Ампера

$$A(t) = \int F'_x(x, t) dx, \quad (7)$$

вычислялась отдельно в областях, где сосредоточены токи прямого направления ($x^R(t) \leq x \leq 0$), работа A_D , и в областях с обратными токами ($-R \leq x \leq x^R(t)$), работа A_R , для токовых слоев, которые формировались в Аг (рис. 4а) и в Кг (рис. 5а). Здесь $x^R(t)$ – координата, где изменяются направления линейного тока $I_z(x, t)$ и силы Ампера. Зависимости от времени суммарной работы сил Ампера, $A_T = A_D + A_R$, в пределах половины ширины токового слоя, $(-R_c \leq x \leq 0)$, также приведены на рис. 4а и 5а.

На начальном этапе эволюции токовых слоев работа сил Ампера A_D , которые ускоряли плазму, значительно превосходила работу сил A_R , направленных к центру, так что $A_T \approx A_D \gg |A_R|$, рис. 4а, 5а. Это справедливо при $t \leq 2.5$ мкс для слоя в Аг плазме и при $t \leq 4.0$ мкс для слоя в Кг плазме. Однако затем ситуация кардинально менялась: абсолютная величина $|A_R|$ резко возрастала при одновременном уменьшении величины A_D , а суммарная работа A_T значительно уменьшалась и принимала отрицательное значение. Это происходило при $t \approx 3.7$ мкс для слоя в Аг плазме и при $t \approx 4.6$ мкс для слоя в плазме с ионами Кг. Таким образом, как следует из анализа работы сил Ампера, на поздних стадиях эволюции токовых слоев, в результате возбуждения токов обратного на-

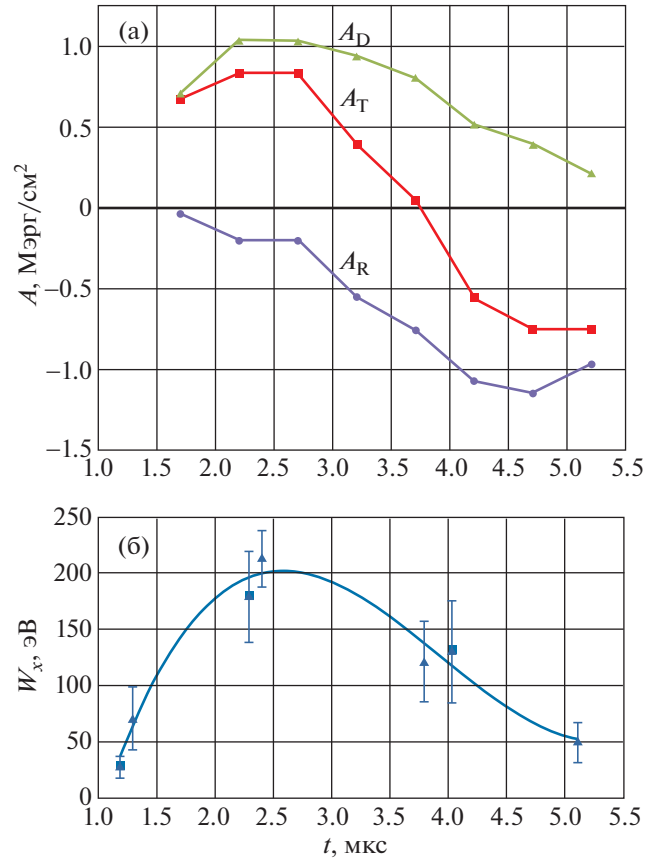


Рис. 4. Зависимость от времени работы сил Ампера $A(t) = \int F'_x(x, t) dx$ (а): A_D – в области ($x^R(t) \leq x \leq 0$) с токами прямого направления; A_R – в области ($-R \leq x \leq x^R(t)$) с обратными токами; $A_T = A_D + A_R$ – в области ($-R_c \leq x \leq 0$). Зависимость от времени энергии ускоренных потоков плазмы $W_x(t)$ [19]: треугольники – энергия ионов Аг II, квадраты – энергия ионов Аг III (б). Условия эксперимента см. рис. 2.

правления, основным динамическим процессом должно становиться замедление движения плазменных потоков.

9. В этом контексте значительный интерес представляет рассмотрение ранее полученных экспериментальных данных по изменению со временем энергии ускоренных потоков плазмы в токовых слоях, рис. 4б, 5б [19, 20]. Необходимо подчеркнуть, что во всех исследованных режимах эволюция энергии плазменных потоков имела сходный характер [17–20]. Увеличение энергии начиналось с определенной задержкой после формирования токового слоя, затем энергия потоков быстро возрастала и достигала максимального значения, которое обычно превышало тепловую энергию плазмы, после чего энергия направленного движения плазмы стремительно уменьшалась. Моменты времени, когда начина-

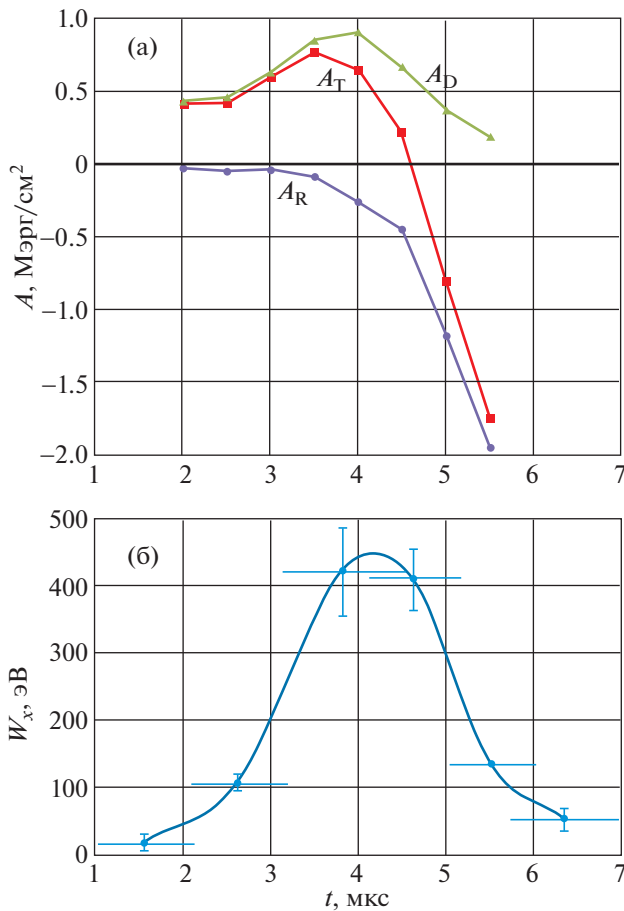


Рис. 5. Зависимость от времени работы сил Ампера $A(t) = \int F_x(x,t)dx$ (а): A_D – в области ($x^R(t) \leq x \leq 0$) с токами прямого направления; A_R – в области ($-R \leq x \leq x^R(t)$) с обратными токами; $A_T = A_D + A_R$ – в области ($-R_c \leq x \leq 0$). Зависимость от времени энергии ускоренных ионов Кг II $W_x(t)$ (б) [20]. Условия эксперимента см. рис. 3.

лось ускорение плазмы и достигалась максимальная энергия, а также величина максимальной энергии зависели от конкретных условий, в которых происходило формирование токового слоя.

Процессы ускорения плазмы вдоль поверхности токового слоя связаны с работой сил Ампера, которые направлены от середины слоя к его обоим боковым краям [14–16]. Однако быстрое уменьшение энергии плазменных потоков после достижения ими максимальной энергии, которое характерно для токовых слоев, формируемых в лабораторных условиях, ранее не интерпретировалось. Вместе с тем, это явление получает естественное объяснение при учете сил Ампера, которые возникают в областях слоя с обратными токами и должны приводить к торможению ранее ускоренных потоков плазмы. Действительно,

сопоставление работы разнонаправленных сил Ампера A_D и A_R , с одной стороны, с изменениями энергии ускоренных потоков плазмы W_x , с другой стороны, обнаруживает удовлетворительную временную корреляцию, см. рис. 4а, б (Ar) и рис. 5а, б (Kг).

Как видно из рис. 4б, энергия направленного движения ионов аргона Ar II и Ar III увеличивалась в интервале времени $t \approx 1.2–2.5$ мкс, достигала максимальной величины, $W_x \approx 200$ эВ, при $t \approx 2.5$ мкс, а затем уменьшалась, так что к моменту $t \approx 4.0$ мкс энергия составляла $W_x \approx 125$ эВ. С другой стороны, как следует из рис. 4а, на начальном этапе эволюции слоя, при $t \leq 2.5$ мкс, основную роль играла работа A_D сил Ампера, которые направлены от центра к боковым краям слоя и приводят к ускорению плазмы. В дальнейшем, при $t \approx 2.5–4.0$ мкс, значительно возрастала работа $|A_R|$ сил Ампера, которые вызывали торможение плазменных потоков.

Аналогичная ситуация наблюдается при формировании токового слоя в плазме с ионами Кг, рис. 5. Энергия направленного движения ионов Кг II увеличивалась в интервале $t \approx 2.0–4.0$ мкс, когда достигалась максимальная энергия $W_x \approx 400$ эВ, а затем в течение ≈ 1 мкс ($t \approx 4.5–5.5$ мкс) энергия W_x уменьшалась в ≈ 4 раза, рис. 5б. При этом, как видно из рис. 5а, работа A_D ускоривших плазму сил Ампера превалировала вплоть до $t \leq 4.0–4.5$ мкс, после чего существенно возрастала работа $|A_R|$ сил торможения.

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.

10. Как было показано в работах [17–20], а также можно видеть на рис. 4б и 5б, ускорение плазмы вдоль поверхности токовых слоев происходит в течение весьма ограниченного интервала времени. Так, в экспериментах на установке ТС-3Д ускоренные потоки плазмы наблюдались в течение $\approx 2.5–3$ мкс, т.е. в течение более короткого отрезка времени, чем время существования токового слоя, которое составляло ≈ 5 мкс. Отсюда следует, что процесс ускорения в токовых слоях представляет собой генерацию сверхтепловых плазменных струй конечной длины. В лабораторных условиях длина плазменных струй не превышала $\approx 5–6$ см, т.е. была меньше радиуса вакуумной камеры ($R_c = 9$ см). Таким образом, возбуждение в токовом слое токов обратного направления и, как следствие, появление сил торможения приводят к ограничению времени уско-

рения и, соответственно, длины плазменных потоков.

11. Резюмируя изложенное выше, необходимо подчеркнуть, что сверхтепловые потоки плазмы, которые ускорялись в токовых слоях, возбуждали индукционные токи обратного направления, что приводило к появлению сил Ампера, тормозивших движение плазменных потоков. Другими словами, обратные токи, возникшие в токовых слоях в результате движения ускоренных потоков плазмы, затем вызывали торможение, либо даже прекращение движения этих потоков.

Последовательность явлений, которые наблюдаются в токовых слоях, 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 эффект торможения плазменных потоков, обусловленный генерацией токов обратного направления, должен проявляться при внедрении потоков в области сильного поперечного магнитного поля, например, при движении быстрых потоков плазмы из хвостовой области магнитосферы по направлению к Земле.

Действительно, как демонстрируют непосредственные измерения, проводившиеся с помощью различных спутниковых миссий, на расстояниях от Земли порядка $(10-20) R_E$ регистрировалось торможение направленных к Земле потоков плазмы [27–30] (здесь R_E – радиус Земли). Мы полагаем, что возбуждение токов обратного направления и появление дополнительных электродинамических сил, направленных навстречу высокоскоростным потокам плазмы, может являться существенным фактором, приводящим к торможению потоков плазмы в магнитосфере Земли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Syrovatkii S.I.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1981. V. 19. P. 163.
2. *Biscamp D.* Magnetic Reconnection in Plasma. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000.
3. *Прист Э., Форбс Т.* Магнитное пересоединение. М.: Физматлит, 2005.
4. *Зеленый Л.М., Артемьев А.В., Малова Х.В., Петрукович А.А., Накамура Р.* // УФН. 2010. Т. 180. С. 973.
5. *Кадомец Б.Б.* // УФН. 1987. Т. 151. С. 3.
6. *Fälthammar C.-G.* // Space Sci. Rev. 1974. V. 15. P. 803.
7. *Koepke M.E.* // Rev. Geophys. 2008. V. 46. P. RG3001.
8. *Zweibel E.G., Yamada M.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 2009. V. 47. P. 291.
9. *Франк А.Г.* // УФН. 2010. Т. 180. С. 982.
10. *Yamada M., Kurlsrud R., Ji H.* // Rev. Modern Phys. 2010. V. 82. P. 603.
11. *Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Frank A.G., Vasko I.Y., Nakamura R., Zelenyi L.M.* // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 2789.
12. *Франк А.Г., Артемьев А.В., Зеленый Л.М.* // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. С. 807.
13. *Сыроватский С.И.* // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. С. 1727.
14. *Франк А.Г., Сатунин С.Н.* // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 889.
15. *Frank A.G., Kyrie N.P., Satunin S.N.* // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 111209.
16. *Франк А.Г., Сатунин С.Н.* // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 112. С. 667.
17. *Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. С. 17.
18. *Кирий Н.П., Франк А.Г.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 1042.
19. *Кирий Н.П., Франк А.Г., Васильков Д.Г.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 313.
20. *Кирий Н.П., Савинов С.А.* // Успехи прикладной физики. 2020. Т. 8. С. 436.
21. *Frank A.G.* // Plasma Phys. Contr. Fusion Suppl. 3A. 1999. V. 41. P. A687.
22. *Боданов С.Ю., Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71. С. 72.
23. *Frank A.G., Bugrov S.G., Markov V.S.* // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 092102.
24. *Frank A.G., Bugrov S.G., Markov V.S.* // Phys. Lett. A. 2009. V. 373. P. 1460.
25. *Островская Г.В., Франк А.Г.* // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 24.
26. *Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г., Васильков Д.Г., Воронова Е.В.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 563.
27. *Baumjohann W., Paschmann G., Luehr H.* // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. P. 3801.
28. *Angelopoulos V., Baumjohann W., Kennel C.F., Coroniti F.V., Kivelson M.G., Pellat R., Walker R.J., Luehr H., Paschmann G.* // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P. 4027.
29. *Shiokawa K., Baumjohann W., Haerendel G.* // Geophys. Res. Lett. 1997. V. 24. P. 1179.
30. *Birn J., Hesse M., Haerendel G., Baumjohann W., Shiokawa K.* // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 19, 895.