

04;07;12

## Особенности эволюции и структуры плазмы токовых слоев, формируемых в двумерных магнитных полях с нулевой линией в условиях низкой начальной ионизации газа, и их интерпретация

© Г.В. Островская,<sup>1</sup> А.Г. Франк<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: galya\_ostr@mail.ru

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,  
119991 Москва, Россия  
e-mail: annfrank@fpl.gpi.ru

(Поступило в Редакцию 5 июля 2011 г.)

Анализ экспериментальных данных, полученных нами ранее на основе метода голографической интерферометрии [1], позволяет объяснить большинство обнаруженных особенностей структуры и эволюции плазменных слоев, которые развиваются в двумерном магнитном поле с нулевой линией в плазме с низкой начальной степенью ионизации  $\approx 10^{-4}$ . Показано, что определяющую роль играют два процесса: дополнительная ионизация газа в электрическом поле и особенности динамики плазмы в расширяющемся со временем токовом слое.

### Введение

Возможность образования токового слоя при возбуждении в плазме электрического тока, направленного параллельно нулевой линии двумерного (2D) магнитного поля, была предсказана теоретически в работах С.И. Сыроватского [2–6]. В большинстве теоретических работ обычно предполагалось, что в 2D магнитном поле с нулевой линией изначально имеется высокоионизованная пространственно однородная плазма, которая вовлекается в движение в результате взаимодействия протекающего через нее тока с магнитным полем, что приводит к развитию токового слоя.

Аналогичные условия создавались в экспериментальных работах [7–14], где начальная плазма в магнитном поле создавалась путем пробоя нейтрального газа с помощью  $\theta$ -разряда с предварительной ионизацией, которая осуществлялась четырьмя искровыми инжекторами. При возбуждении в такой плазме электрического тока, направленного вдоль нулевой линии магнитного поля, действительно развивался протяженный токовой слой, вытянутый в направлении  $x$  и сжатый в направлении  $y$ . В пределах слоя сосредоточена плотная плазма, причем концентрация электронов  $N_e$  максимальна вблизи нулевой линии магнитного поля ( $x = 0, y = 0$ ). По мере удаления от нулевой линии вдоль ширины слоя (по оси  $x$ ) концентрация электронов  $N_e(x)$  уменьшалась сравнительно плавно, тогда как в поперечном направлении (по толщине слоя) профиль  $N_e(y)$  был достаточно резким.

В ряде более поздних работ [15–17], в которых токовые слои формировались в 3D магнитных полях с  $X$ -линией, эксперименты проводились в слабоионизованной плазме, которая создавалась в нейтральном газе только искровыми инжекторами, без  $\theta$ -разряда,

и соответственно степень ионизации плазмы была на несколько порядков ниже, чем при создании плазмы с помощью  $\theta$ -разряда. В этих условиях также формировались плазменные слои, однако они имели ярко выраженную двугорбую структуру, а именно продольное распределение  $N_e(x)$  имело два максимума, которые были расположены симметрично относительно  $X$ -линии. Характерно, что подобные двугорбые распределения концентрации электронов возникали как в 3D магнитных полях, т.е. в присутствии продольной компоненты магнитного поля  $B_z$ , так и при  $B_z = 0$ , т.е. в 2D магнитном поле.

Следует отметить, что основные характеристики токовых слоев, которые развивались в 2D магнитном поле с нулевой линией в редкой плазме ( $N_e < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ), образованной искровым инжектором, были ранее исследованы в работах [8,18]. Было показано, что созданный инжектором поток плазмы движется параллельно нулевой линии в поперечном неоднородном магнитном поле как единое целое с постоянной скоростью ( $V_z \cong 6 \cdot 10^6 \text{ cm s}^{-1}$ ). Плотность плазмы максимальна ( $N_e \cong 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) в районе нулевой линии, где и располагался инжектор. При этом, однако, заметная часть плазмы, возникшей в центральной области, распространялась в плоскости, перпендикулярной к нулевой линии, вдоль „щелей“ поперечного магнитного поля, т.е. вдоль магнитных силовых линий в областях, примыкающих к сепаратрисным плоскостям. В результате плазма с плотностью  $N_e \cong 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  присутствовала в непосредственной близости от стенок вакуумной камеры в районе сепаратрисных плоскостей, а границы плазмы практически совпадали с силовыми линиями 2D магнитного поля. Заметим, что в работе [18] начальное давление нейтрального газа составляло  $p \cong 2 \cdot 10^{-6}$  Торр, так что степень ионизации плазмы, созданной инжектором, была

близка к 100%, а длина свободного пробега электронов и ионов в остаточном газе существенно превышала размеры вакуумной камеры.

Возбуждение электрического тока вдоль нулевой линии магнитного поля в такой плазме приводило не только к образованию токового слоя, но и к возбуждению плазменных неустойчивостей, появлению аномально высокого сопротивления плазмы и значительному увеличению эффективной частоты столкновений электронов, которая превышала  $10^9 \text{ s}^{-1}$  [8,18].

В отличие от [18] в экспериментах, представленных в нашей работе [1], давление нейтрального газа обычно лежало в диапазоне  $p \cong (20-300) \text{ mTorr}$ , так что при создании начальной плазмы только искровыми инжекторами степень ионизации, согласно оценкам, составляла порядка  $10^{-4}$ . Вместе с тем спустя лишь  $\cong 1 \mu\text{s}$  после возбуждения тока, направленного вдоль нулевой линии, плотность плазмы в окрестности нулевой линии превышала  $N_e \cong 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , т.е. была одного порядка величины с начальной плотностью нейтрального газа [1]. Отсюда следует, что в плазме с низкой начальной степенью ионизации определяющую роль в формировании плазменных слоев играют процессы ионизации нейтрального газа, наполняющего вакуумную камеру, приводящие к стремительному росту концентрации электронов.

Отметим также, что в экспериментах [1,18] расположение искровых инжекторов относительно нулевой линии магнитного поля существенно различалось. Если в работе [18] единственный инжектор был помещен вблизи нулевой линии при  $r \Rightarrow 0$  (здесь  $r$  — радиальное расстояние до нулевой линии), то в работе [1] четыре инжектора находились на радиусе  $r \cong 7.5 \text{ cm}$  (внутренний радиус камеры  $R = 8.7 \text{ cm}$ ), а по азимуту инжекторы располагались примерно посередине между сепаратрисными плоскостями магнитного поля (см. [1], рис. 1).

Взаимодействие плазмы, созданной инжекторами, с нейтральным газом должно было приводить в экспериментах [1] к значительно более однородному распределению электронов по сечению камеры. Кроме того, ионизация газа под действием ультрафиолетового излучения, которое испускается искровыми инжекторами, также должна способствовать более однородному распределению начальной плазмы.

Начальное распределение по сечению вакуумной камеры сравнительно плотной плазмы, которая в 2D магнитном поле с нулевой линией создавалась  $\theta$ -разрядом с предварительной ионизацией искровыми инжекторами, изучалось с помощью СВЧ-измерений [19,20]. В результате было показано, что плотная плазма оторвана от стенок вакуумной камеры, а ее поперечный размер уменьшается с увеличением градиента магнитного поля.

Детальное исследование и сопоставление структуры и временной эволюции плазмы токовых слоев, развивающихся в условиях либо низкой, либо высокой начальной степени ионизации газа, в 2D магнитных полях с нулевой линией X-типа впервые было выполнено

в нашей работе [1] на основе данных голографической интерферометрии. Было установлено, что при низкой начальной степени ионизации газа формируются характерные двугорбые распределения концентрации электронов  $N_e(x)$ , наиболее ярко выраженные на ранних стадиях эволюции токовых слоев. Такие двугорбые структуры наблюдались при формировании токовых слоев во всех инертных газах (He, Ar, Kr, Xe), которые использовались в экспериментах [1] для наполнения вакуумной камеры.

В настоящей работе мы предлагаем интерпретацию обнаруженных нами ранее [1] особенностей эволюции и структуры плазмы токовых слоев, развивающихся в 2D магнитном поле с нулевой линией, в условиях низкой начальной степени ионизации нейтрального газа.

## 1. Основные результаты эксперимента и их анализ

В работе [1] токовые слои в 2D магнитных полях с нулевой линией формировались в инертных газах (He, Ar, Kr, Xe) с помощью установки TC-3D (см. [21,22]). Составляющие вектора напряженности магнитного поля с нулевой линией описываются соотношением

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

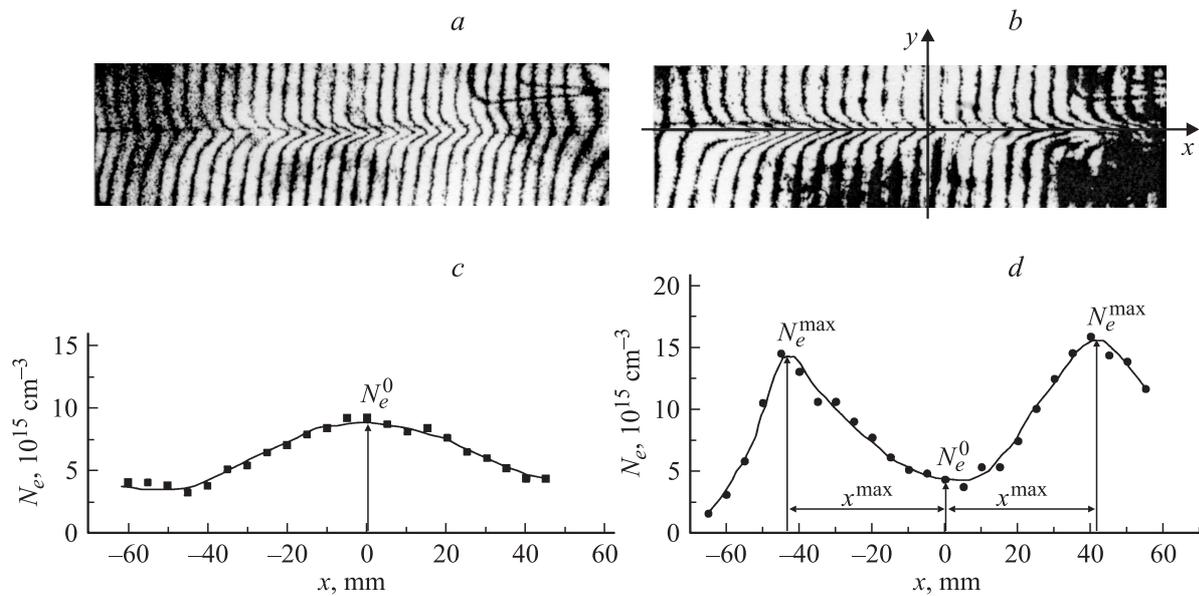
Поперечное сечение установки, структура магнитных силовых линий, а также расположение искровых инжекторов плазмы представлены в работе [1] (рис. 1).

Большинство экспериментальных данных [1] о структуре и эволюции токовых слоев были получены методом голографической интерферометрии. Голограммы регистрировались в свете импульсного рубинового лазера (длительность импульса 25 ns) при просвечивании плазменной камеры строго вдоль оси  $z$ . Поскольку ни одна из составляющих поля (1) не зависит от координаты  $z$ , параметры плазмы также можно считать независимыми от  $z$ , что позволяет по одной голографической интерферограмме получить двумерное распределение концентрации электронов  $N_e(x, y, t)$ , которое соответствует временной задержке  $t$  между моментом включения тока плазмы  $J_Z$  и импульсом лазера. Временная эволюция плазменных слоев исследовалась на основе серий голографических интерферограмм, полученных в последовательные моменты времени  $t$ . Схема голографической установки и более детальное описание методики получения и обработки голографических интерферограмм даны в [23,24].

Эксперименты [1] проводились в двух режимах.

1. С  $\theta$ -разрядом, когда высокоионизованная плазма с концентрацией электронов  $N_{e,0}(1) \approx 10^{14} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  создавалась непосредственно перед возбуждением тока  $J_Z$  с помощью  $\theta$ -разряда, которому предшествовала ионизация газа искровыми инжекторами.

2. Без  $\theta$ -разряда, когда ионизация газа осуществлялась только искровыми инжекторами, и начальная концентрация электронов была порядка  $N_{e,0}(2) \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ .



**Рис. 1.** Голографические интерферограммы плазменных слоев, формирующихся в аргоне при  $h = 0.57 \text{ kG/cm}$  в присутствии (а) и в отсутствие (b)  $\theta$ -разряда ( $t, \mu\text{s}$ : а — 3.05, b — 1.6) и распределения электронной плотности вдоль оси  $x$  (c,d), полученные в результате обработки интерферограмм (a), (b).

В качестве примера на рис. 1 приведены две интерферограммы плазменных слоев, которые формировались в присутствии (а) и в отсутствие (b)  $\theta$ -разряда при заполнении вакуумной камеры аргонem при давлении  $p \cong 28 \text{ Torr}$ . На этом же рисунке приведены продольные распределения  $N_e(x)$  (c,d), полученные при обработке этих интерферограмм. Как видно из рис. 1, a,c, в слое, образуемом в высокоионизованной плазме, предварительно созданной с помощью  $\theta$ -разряда, концентрация электронов максимальна в области нулевой линии (при  $x = 0, y = 0$ ) и плавно спадает по мере удаления от этой линии. В отсутствие же  $\theta$ -разряда (рис. 1, b,d) распределение  $N_e(x)$  имеет ярко выраженную двугорбую структуру. Боковые максимумы  $N_e^{\text{max}}$  расположены симметрично относительно нулевой линии на расстояниях  $x^{\text{max}}$  от нее. Толщина слоев, формирующихся и в присутствии  $\theta$ -разряда, и в его отсутствие, как следует из рис. 1, a,b, примерно одинакова и равна  $\approx 3\text{--}4 \text{ mm}$  в центральной части и несколько увеличивается на удаленных от нулевой линии краях слоев. Длина слоев, т.е. их размер вдоль оси  $z$ , определяется расстоянием  $L = 60 \text{ cm}$  между сетчатыми электродами, перекрывающими сечение плазменной камеры. Зная распределение электронной плотности  $N_e(x, y, t)$ , можно оценить полное количество электронов  $n_e^{\text{tot}}$ , приходящееся на 1 см длины слоя в момент времени  $t$ ,

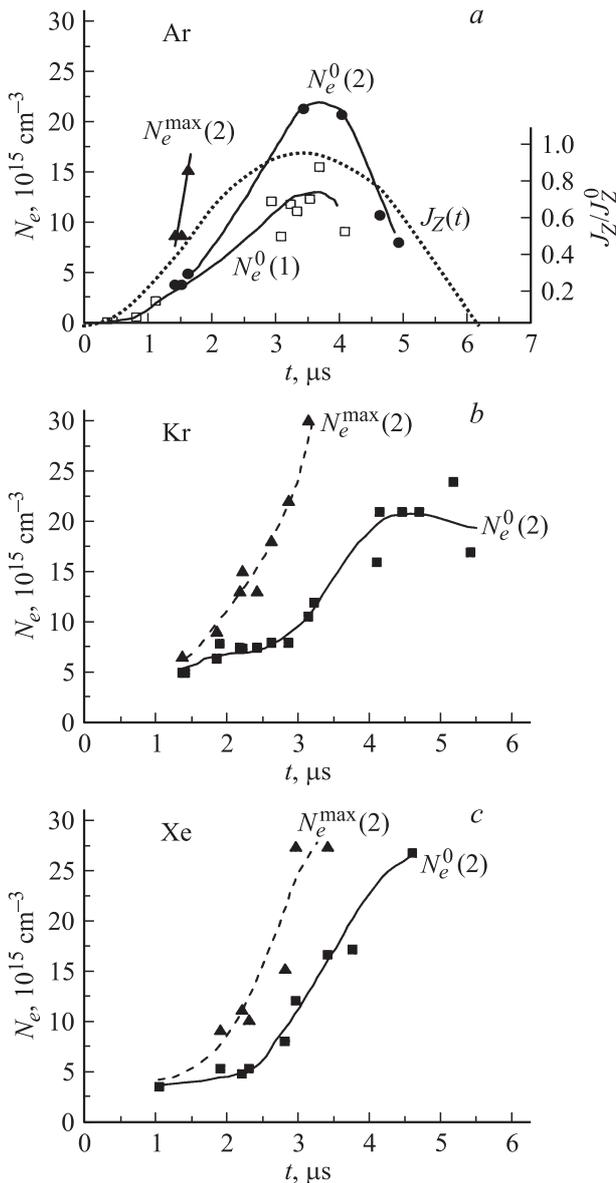
$$n_e^{\text{tot}} = \iint_S N_e(x, y) dx dy. \quad (2)$$

Интегрирование в (2) осуществляется по поперечному сечению  $S$  поля зрения голографического интерферометра.

В результате обработки интерферограмм, приведенных на рис. 1, a,b, и выполнения численного интегрирования (2) были получены значения  $n_e^{\text{tot}}$  в плазменных слоях, сформированных в Ag в присутствии и в отсутствие  $\theta$ -разряда. В первом случае  $n_e^{\text{tot}}(1) \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-1}$ , а во втором  $n_e^{\text{tot}}(2) \approx 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-1}$ . Таким образом, несмотря на существенно меньшую (на 3 порядка) степень ионизации начальной плазмы, а также на то, что интерферограмма, полученная в отсутствие  $\theta$ -разряда, соответствует более раннему моменту времени, полное число электронов  $n_e^{\text{tot}}(2)$  оказалось бóльшим, чем  $n_e^{\text{tot}}(1)$ .

Начальные значения  $n_{e,0}^{\text{tot}}$  можно оценить, исходя из предположения, что  $N_{e,0}(1)$  и  $N_{e,0}(2)$  постоянны в пределах поперечного сечения вакуумной камеры  $S = \pi R^2$ , где  $R = 8.7 \text{ cm}$  — радиус камеры. Соответственно  $n_{e,0}^{\text{tot}}(1) = N_{e,0}(1)\pi R^2$  лежит в пределах  $2.5 \cdot 10^{16} \text{--} 2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ , а  $n_{e,0}^{\text{tot}}(2) = N_{e,0}(2)\pi R^2 \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-1}$ . Таким образом, при формировании плазменного слоя в отсутствие  $\theta$ -разряда полное число электронов  $n_e^{\text{tot}}(2)$ , приходящихся на 1 см длины плазменного слоя, на 3 порядка превышает величину  $n_{e,0}^{\text{tot}}(2)$ , т.е. практически все электроны, сосредоточенные в пределах слоя, образуются в результате ионизации нейтрального газа. Вклад же слабо ионизованной плазмы, созданной искровыми инжекторами, в формирование слоя пренебрежимо мал.

В то же время в плазменном слое, формирующемся в плотной плазме, значения  $n_e^{\text{tot}}(1)$  и  $n_{e,0}^{\text{tot}}(1)$  являются величинами одного порядка, и увеличение плотности электронов от исходной  $N_{e,0}(1) \approx 10^{14} \text{--} 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  до  $N_e(1) \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  в сформированном слое в значительной степени обусловлено сжатием



**Рис. 2.** Изменение со временем электронной концентрации на оси  $N_e^0$  и в боковых максимумах  $N_e^{\max}$  в слоях, формирующихся в присутствии (1) и в отсутствие (2)  $\theta$ -разряда в Ar (a), Kr (b) и Xe (c). Условия эксперимента:  $h = 0.57 \text{ kG/cm}$ ;  $p = 28 \text{ mTorr}$ ,  $J_Z = 50 \text{ kA}$  (Ar);  $p = 36 \text{ mTorr}$ ,  $J_Z = 70 \text{ kA}$  (Kr);  $p = 44 \text{ mTorr}$ ,  $J_Z = 70 \text{ kA}$  (Xe).

в слой исходной плазмы, хотя и в этом случае процессы ионизации, в том числе и многократной, могут играть существенную роль, как было установлено в работе [25].

Рисунок 2 иллюстрирует изменение со временем электронной концентрации на оси  $N_e^0$  и в боковых максимумах  $N_e^{\max}$  в слоях, формирующихся в Ar (a), Kr (b), Xe (c). На рис. 2, a приведены зависимости от времени  $N_e^0$  в присутствии (1) и в отсутствие (2)  $\theta$ -разряда и  $N_e^{\max}(2)$  в отсутствие  $\theta$ -разряда, а также форма импульса полного тока  $J_Z(t)$ , интегрального по сечению камеры. Как видно из рис. 2, a, начиная с момен-

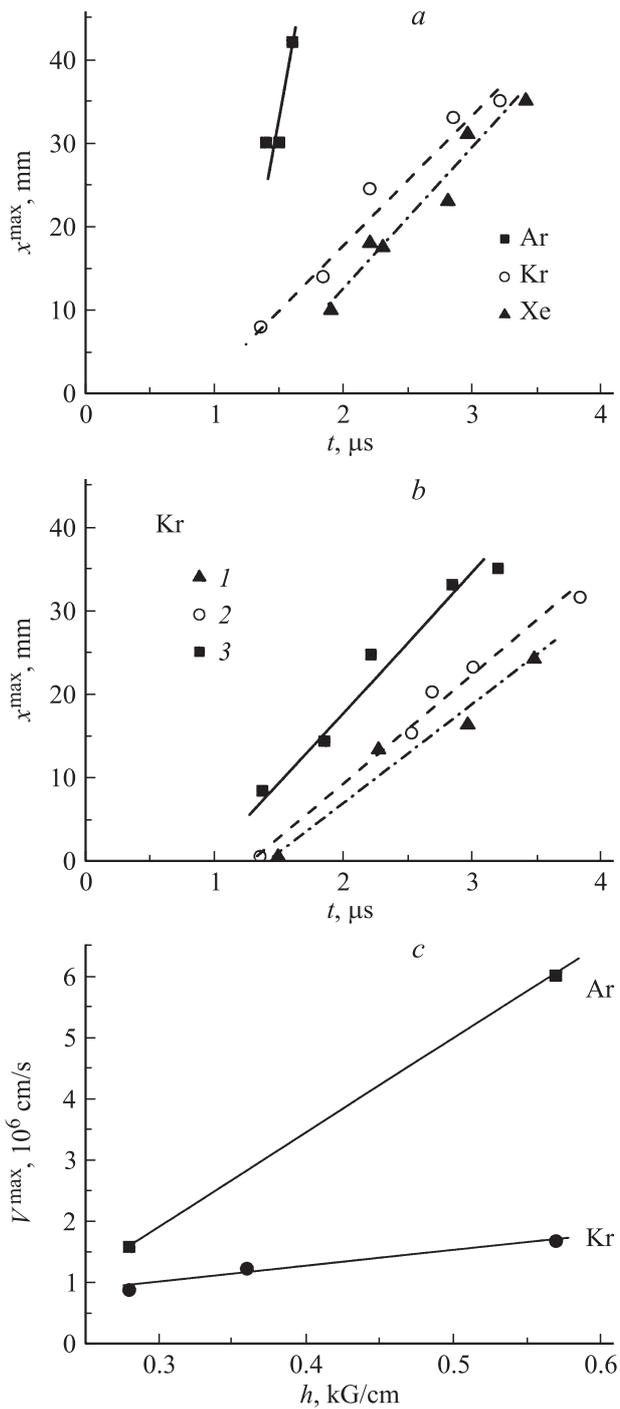
та времени  $t \approx 1.5 \mu\text{s}$ , концентрация электронов в слое, который формируется в слабо ионизованной плазме, увеличивается заметно быстрее, чем при развитии слоя в плотной плазме. В результате при  $t \geq 1.5 \mu\text{s}$  концентрация электронов  $N_e^0(1)$  в центре слоя, развивающегося в плотной плазме, оказывается меньше не только по сравнению с концентрацией в боковых максимумах  $N_e^{\max}(2)$ , но и по сравнению с концентрацией  $N_e^0(2)$  в центре слоя, развивающегося в изначально слабо ионизованной плазме.

На рис. 2, b, c представлены зависимости  $N_e^0(t)$  и  $N_e^{\max}(t)$  в слоях, формирующихся в Kr (b) и Xe (c) в отсутствие  $\theta$ -разряда. Характерно, что на ранней стадии ( $t < 1.5 \mu\text{s}$ ) максимум концентрации находится в центре слоя  $N_e^0 \approx N_e^{\max} \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , а боковые максимумы возникают примерно через  $1.5 \mu\text{s}$  после включения тока  $J_Z$ . С этого момента начинается быстрый рост  $N_e^{\max}$ , в то время как концентрация в центре  $N_e^0$  меняется слабо вплоть до момента  $t \approx 2.5\text{--}3 \mu\text{s}$ .

Рисунок 3 иллюстрирует изменение со временем положения боковых максимумов  $x^{\max}$  и влияние градиента магнитного поля (1) на скорость их перемещения. На рис. 3, a приведены зависимости  $x^{\max}(t)$ , полученные при заполнении вакуумной камеры разными инертными газами (Ar, Kr, Xe) при одинаковом градиенте магнитного поля (1), равном  $h = 0.57 \text{ kG/cm}$ . Как видно из рис. 3, a, при формировании токовых слоев во всех этих газах в отсутствие  $\theta$ -разряда боковые максимумы со временем смещаются от нулевой линии к периферии, причем чем больше масса ионов, тем медленнее происходит это смещение. В случае заполнения камеры аргоном для моментов времени, превышающих  $1.6 \mu\text{s}$ , боковые максимумы выходят из поля зрения голографического интерферометра, что делает измерение значений  $N_e^{\max}$  и  $x^{\max}$  невозможным. В более тяжелых газах (Kr, Xe) боковые максимумы видны вплоть до  $t = 3.5 \mu\text{s}$ .

На рис. 3, b приведены зависимости  $x^{\max}(t)$ , полученные при разных значениях  $h$ , при заполнении вакуумной камеры криптоном. По наклону отрезков прямых, аппроксимирующих зависимости  $x^{\max}(t)$  (рис. 3, a, b), можно определить скорость перемещения боковых максимумов, равную  $V^{\max} = dx^{\max}/dt$ . Зависимости  $V^{\max}$  от  $h$  при формировании слоев в Ar и Kr приведены на рис. 3, c. В обоих газах наблюдается рост скорости перемещения боковых максимумов при увеличении градиента поперечного магнитного поля (1).

Упомянем здесь еще одну особенность структуры токовых слоев, формирующихся в отсутствие  $\theta$ -разряда в тяжелых инертных газах Kr, Xe. Как было отмечено в [1], слои в этом случае имеют своеобразную крестообразную форму, особенно ярко выраженную на ранней стадии их эволюции (см. рис. 4, а также рис. 6 и 8 из [1]). На рис. 4, a приведена голографическая интерферограмма слоя в Kr, полученная в полосах бесконечной ширины. В этом случае ход

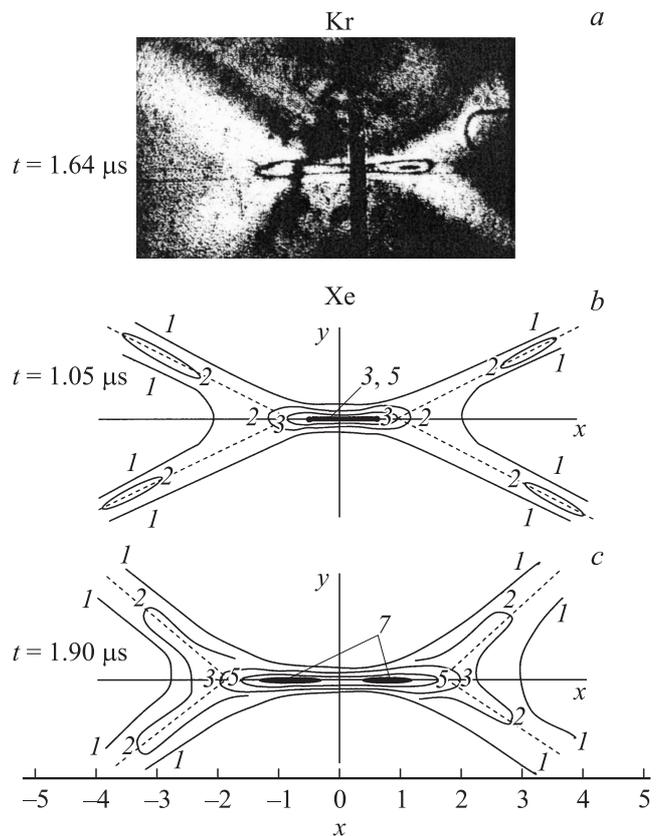


**Рис. 3.** *a* — изменение во времени положения боковых максимумов  $x^{\max}(t)$  при формировании слоев в Ar, Kr и Xe в отсутствие  $\theta$ -разряда при  $h = 0.57$  kG/cm; *b* — зависимости  $x^{\max}(t)$  при формировании слоев в Kr при разных градиентах  $h$  магнитного поля (1).  $h$ , kG/cm: 1 — 0.26; 2 — 0.36; 3 — 0.57; *c* — зависимость скорости перемещения боковых максимумов  $V^{\max}$  от  $h$  при формировании слоев в Ar и Kr. Условия эксперимента те же, что и на рис. 2.

полос на интерферограмме непосредственно соответствует пространственному распределению электронной плотности  $N_e(x, y)$ . На рис. 4, *b, c* представлены про-

странственные распределения  $N_e(x, y)$ , полученные при обработке интерферограмм плазменных слоев в Xe, для двух последовательных моментов времени. Цифры на рис. 4, *b* и *c* соответствуют величине  $N_e \cdot 10^{-15} \text{ cm}^{-3}$ . Как видно из рис. 4, от обоих концов плазменных слоев, вытянутых вдоль оси  $x$  отходят наклонные отростки, симметричные относительно обеих координатных осей. При этом плотность плазмы в этих наклонных областях существенно выше, чем между ними на оси  $x$ .

Характерно, что перечисленные выше особенности структуры (двугорбое распределение  $N_e(x)$  и раздвоенные Y-образные края) плазменных слоев, формирующихся в отсутствие  $\theta$ -разряда, наиболее ярко выражены на ранней стадии их формирования. Со временем происходит увеличение концентрации электронов в области между наклонными отростками, а сами они сближаются между собой, боковые же максимумы уходят из поля зрения голографического интерферометра. В результате на поздних стадиях эволюции плазменные слои, которые наблюдаются как в отсутствие, так и в присутствии  $\theta$ -разряда, приобретают практически одинаковую структуру с максимумом  $N_e$  вблизи нулевой линии.



**Рис. 4.** Голографическая интерферограмма плазменного слоя, формирующегося в Kr (*a*), и двумерные пространственные распределения  $N_e(x, y)$ , полученные при обработке интерферограмм в Xe (*b, c*). Условия эксперимента:  $J_z = 70$  kA,  $p = 36$  mTorr,  $h = 0.64$  kG/cm (*a*) и  $p = 44$  mTorr,  $h = 0.57$  kG/cm (*b, c*).

## 2. Обсуждение и интерпретация результатов

### 2.1. Особенности динамики формирования токовых слоев при высокой и при низкой начальной степени ионизации газа

Как следует из приведенных данных (см. также [1]), плазменные слои, которые развиваются в 2D магнитных полях с нулевыми линиями в слабоионизованной начальной плазме (т.е. в отсутствие  $\theta$ -разряда), на ранних стадиях эволюции существенно отличаются по своей пространственно-временной структуре от тех слоев, которые формируются в высокоионизованной плазме, полученной с помощью  $\theta$ -разряда.

Процесс формирования токовых слоев в плазме с высокой начальной степенью ионизации подробно исследован как теоретически [2,3,26], так и экспериментально [7,8,10–13,27–34]. Согласно теоретическим представлениям, при возбуждении тока, направленного вдоль нулевой линии магнитного поля, на боковых границах плазмы, удовлетворяющей условию

$$4\pi N_i M_i c^2 / B^2 \equiv c^2 / V_A^2 \gg 1, \quad (3)$$

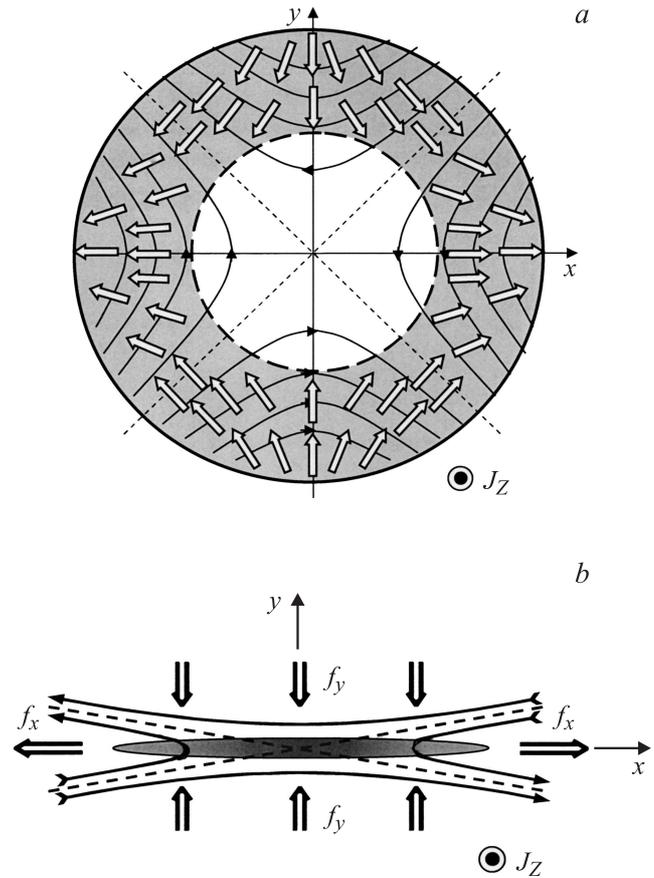
возникают возмущения исходного магнитного поля, тока и плотности плазмы, которые распространяются радиально от боковых границ к нулевой линии в виде сходящейся быстрой магнитозвуковой волны (МЗВ). Здесь  $N_i$  — концентрация ионов,  $M_i$  — масса иона,  $V_A$  — альфвеновская скорость [35]:

$$V_A = B / (4\pi\rho_0)^{1/2}, \quad (4)$$

а  $\rho_0 = N_i^0 M_i$  — плотность плазмы. Скорость МЗВ, распространяющейся в сильном магнитном поле, равна локальной альфвеновской скорости [2,3,6]. В неоднородном магнитном поле (1)  $B = |\mathbf{B}| = hr$ , так что скорость МЗВ уменьшается по мере приближения к нулевой линии. Здесь  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  — расстояние точки  $(x, y)$  от нулевой линии. Соответственно интервал времени, в течение которого МЗВ доходит от границ плазмы до нулевой линии, близок по порядку величины к характерному альфвеновскому времени

$$t_A = (4\pi\rho_0)^{1/2} / h. \quad (5)$$

По мере распространения к нулевой линии амплитуда МЗВ возрастает, волна может стать нелинейной, и нелинейная стадия, как правило, завершается развитием токового слоя. На основе магнитных измерений было установлено, что ток плазмы распределен по области фронта МЗВ шириной  $\delta r \cong 2-4$  см, и пока МЗВ не достигла нулевой линии в ее окрестности плотность тока пренебрежимо мала [8,29]. Измерения плотности плазмы, выполненной методом голографической интерферометрии подтвердили, что заметный рост концентрации электронов вблизи нулевой линии начинается с



**Рис. 5.** Последовательные стадии формирования токовых слоев в плотной, высокоионизованной плазме: *a* — стадия распространения сходящейся МЗВ, которая предшествует формированию слоя; *b* — стадия сформированного метастабильного токового слоя. Сплошными линиями показана структура силовых линий 2D магнитного поля с нулевой линией, пунктирные линии — положение сепаратрисных плоскостей, штриховая окружность — фронт цилиндрической МЗВ. Стрелками показано направление сил Ампера. Затемненные области — области, где имеется ток плазмы  $j_z$ .

задержкой во времени относительно момента возбуждения тока плазмы  $J_z$  [15,24]. В эксперименте [24] эта задержка составила  $\delta t \cong 2 \mu\text{s}$ , что согласуется с оценкой альфвеновского времени (5) для конкретных условий эксперимента [24]. Другими словами, до прихода МЗВ к нулевой линии плотность плазмы здесь практически равна начальной плотности, которая была создана  $\theta$ -разрядом, а именно  $N_e \cong 10^{14} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Это можно видеть также на рис. 2, *a*, где  $N_e^0(1) < 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  для моментов времени  $t < 1 \mu\text{s}$ .

Эта стадия, предшествующая началу формирования слоя, представлена на рис. 5, *a*. Штриховой линией изображен фронт МЗВ, а затемненная область соответствует той внешней (по отношению к нулевой линии) области плазмы, в которой уже имеется ток  $j_z$ . Белыми стрелками на рис. 5, *a* показано направление сил Ампера  $\mathbf{F} = 1/c [\mathbf{j} \times \mathbf{B}]$ , которые возникают в результате взаи-

модействия токов плазмы с 2D магнитным полем (1) и вызывают сжатие тока и плазмы в  $y$ -направлении к плоскости  $y = 0$  и расширение в  $x$ -направлении. Таким образом, уже на этой стадии проявляется тенденция к образованию слоя. По мере распространения волны возмущения всех величин за ее фронтом возрастают, и волна становится нелинейной [2,6–8,29]. После того как нелинейная МЗВ достигла нулевой линии, сжатие тока и плазмы в  $y$ -направлении и их расширение в  $x$ -направлении под действием сил Ампера происходят более интенсивно, что приводит к формированию токового слоя, который существенно изменяет структуру исходного магнитного поля (рис. 5, *b*) [12–15,17,24,27–30]. Одновременно с образованием токового слоя происходит эффективное сжатие плазмы в пределы плоского слоя, что подтверждается данными голографической интерферометрии [1,9–12]. В этом случае распределения плотности электронов вдоль ширины слоя имеют „классическую“ форму с максимумом в районе нулевой линии (см., в частности, рис. 1, *a,c*).

В высокоионизованной плазме высокой проводимости возможно формирование нейтральных токовых слоев с магнитными силовыми линиями, вытянутыми вдоль поверхности слоя, и с равной нулю нормальной компонентой  $B_y = 0$  [5,7]. Если ток в нейтральном слое всюду направлен в одну сторону, т.е. в отсутствие обратных токов [5,33], то ширина слоя равна величине  $2b$ , где

$$b = (0.4J_Z/h)^{1/2}. \quad (6)$$

В таком нейтральном токовом слое тангенциальная и нормальная компоненты магнитного поля изменяются вдоль поверхности слоя (в  $x$ -направлении) совершенно определенным образом [5,6]

$$B_x(x) = \pm h(b^2 - x^2)^{1/2}, \quad B_y = 0 \quad \text{при} \quad |x| \leq b, \quad (7a)$$

$$B_x = 0, \quad B_y(x) = \pm h(x^2 - b^2)^{1/2} \quad \text{при} \quad |x| \geq b, \quad (7b)$$

а распределение плотности поверхностного тока, приходящегося на единицу ширины слоя составляет в соответствии с (7a), (7b):

$$I_Z(x) = (c/2\pi)|B_x(x)| = (c/2\pi)h(b^2 - x^2)^{1/2}, \quad (7c)$$

т.е. ток максимален в середине слоя (вблизи нулевой линии), плавно уменьшается по мере удаления от нее вдоль оси  $x$  и равен нулю у боковых концов слоя при  $|x| \cong b$ .

Экспериментальные исследования магнитной структуры токовых слоев позволили установить, что, несмотря на значительное (в 2–4 раза) ослабление нормальной  $y$ -компоненты в токовом слое по сравнению с  $y$ -компонентой исходного магнитного поля (1), полной компенсации нормальной компоненты, как правило, не происходило, т.е. слой не был нейтральным [12–14, 27–30,33]. При этом, что существенно, нормальная компонента в слое имела то же направление, что и нормальная компонента исходного магнитного поля

(рис. 5, *b*). Заметим, что соотношения (6) и (7a) с довольно хорошей точностью выполнялись и в этом случае [7,8,27,30,33,34].

В отличие от рассмотренного выше сценария развития токового слоя в плотной плазме, процессы формирования слоев в слабо ионизованной плазме, т.е. при работе только искровых инжекторов, недостаточно изучены теоретически. Отсутствуют также опубликованные сведения об измерениях магнитных полей и распределении токов в данном режиме формирования токовых слоев. В работе [1] впервые с помощью метода голографической интерферометрии было проведено сравнительное исследование особенностей структуры и временной эволюции плазмы токовых слоев, которые развивались в двух режимах (с  $\theta$ -разрядами и без  $\theta$ -разряда), существенно различившихся по начальной степени ионизации плазмы.

Одной из особенностей формирования токового слоя в исходно слабо ионизованной плазме (без  $\theta$ -разряда) является стремительный рост электронной плотности в окрестности нулевой линии на ранних стадиях эволюции при  $t \cong 1 \mu s$ , в то время как в плотной плазме, ионизованной  $\theta$ -разрядом, появление тока и плазмы в окрестности нулевой линии происходит с задержкой во времени  $t_A \cong 1-2 \mu s$  относительно момента включения тока  $J_Z$ . Объяснить этот факт можно на основании выражения (5), согласно которому при малой начальной концентрации плазмы альфвеновское время существенно меньше, чем в плотной плазме. Так, в магнитном поле (1) с градиентом  $h \cong 0.6 \text{ kG/cm}$ , в аргоне с начальной концентрацией  $N_e^0 = N_i^0 \cong 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  имеем  $t_A \cong 2 \cdot 10^{-2} \mu s$ . Отсюда следует, что возмущения, появившиеся на границах плазмы при включении тока  $J_Z$ , очень быстро достигают района нулевой линии с задержкой во времени порядка  $t_A$ , и ток в окрестности нулевой линии должен возникать практически сразу после его возбуждения у границ плазмы. Подчеркнем, что время изменения полного тока плазмы  $J_Z$  значительно превышает величину  $t_A \cong 2 \cdot 10^{-2} \mu s$ , которая характерна для редкой плазмы, и максимального значения  $J_Z \cong 70 \text{ kA}$  ток достигает лишь к моменту  $t \cong 3 \mu s$  (рис. 2, *a*).

Определяющую роль в пространственном распределении тока плазмы на этом этапе играют два процесса: быстрая ионизация нейтрального газа в области, где протекает ток, и взаимодействие тока с магнитным полем (1), приводящее к сжатию тока в  $y$ -направлении и расширению в  $x$ -направлении, т.е. к развитию токового слоя, вытянутого вдоль оси  $x$ .

Таким образом, развитие токового слоя в плазме с низкой начальной степенью ионизации характеризуется значительно более сложной динамикой, включающей, помимо магнитогидродинамических явлений, также ионизационные процессы, которые приводят к быстрому увеличению концентрации электронов.

Действительно, уже к моменту времени  $t \approx 1.05 \mu s$  на интерферограмме (рис. 4, *b*) отчетливо виден слой

плазмы, сформированный в ксеноне. Концентрация электронов в слое ( $N_e(2) \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) превосходит исходную концентрацию ( $N_{e,0}(2) \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ) более чем на 4 порядка величины, что свидетельствует об эффективной ионизации нейтральных атомов. Отсюда видно, что в отсутствие  $\theta$ -разряда одновременно с развитием токового слоя возникает и плазменный слой, причем этот процесс происходит более стремительно, чем в плотной начальной плазме. На этой стадии ( $t \cong 1 \mu\text{s}$ ), когда полный ток плазмы составляет лишь  $J_z \cong 15 \text{ kA}$ , слой плазмы имеет вполне классический вид с максимумом  $N_e$  вблизи нулевой линии.

Неожиданный эффект, обнаруженный в работе [1], состоит в том, что уже к моменту времени  $t \cong 1.5 \mu\text{s}$  вблизи боковых концов слоя, формирующегося в редкой плазме, начинается быстрый рост концентрации электронов (рис. 2), и в результате слой плазмы приобретает двугорбую форму (рис. 4, c). Момент возникновения боковых максимумов нетрудно оценить из рис. 2, продолжив кривые  $N_e^0(2)$  и  $N_e^{\text{max}}(2)$  до их пересечения.

Известно, что наиболее быстрая ионизация нейтрального газа и стремительное увеличение плотности электронов происходят преимущественно в тех областях, где имеется более высокая концентрация начальной плазмы. По всей вероятности, плазма, которая возникла в пределах слоя на начальном этапе при  $t \cong 1 \mu\text{s}$ , эффективно ускоряется вдоль поверхности слоя от середины к его обоим боковым краям под действием силы Ампера  $f_x = -1/c(j_z B_y)$ . Подчеркнем, что при близких значениях  $f_x$  скорость потока плазмы увеличивается с уменьшением концентрации ускоряемых ионов (подробнее см. [33]). Если слой развивался в отсутствие  $\theta$ -разряда, то потоки плазмы сравнительно низкой плотности могут достаточно быстро достигать боковых концов слоя, где поперечное магнитное поле  $B_y$  резко возрастает, а ток практически отсутствует [27,28,33]. В результате потоки плазмы должны тормозиться, что может приводить к концентрации плазмы у боковых концов слоя и появлению здесь наиболее благоприятных условий для дополнительной ионизации нейтрального газа и быстрого увеличения плотности электронов. По видимому, такие процессы вызывают появление значительных неоднородностей в пространственных распределениях концентрации плазмы вдоль оси  $x$ , т.е. возникновение боковых максимумов, которые были зарегистрированы в работе [1], см. рис. 1–4.

Следует отметить, что возможность увеличения плотности плазмы в пределах развивающегося слоя (преимущественно у его боковых краев) на некотором расстоянии от нулевой линии, а не в центральной области была продемонстрирована в теоретической работе [2]. Вместе с тем в экспериментах, в которых токовые слои формировались в сравнительно однородной начальной плазме, создававшейся  $\theta$ -разрядом, подобные боковые максимумы концентрации электронов вблизи концов слоя не наблюдались. Отсюда следует, что появление боковых максимумов обусловлено, главным образом,

существенной неоднородностью степени ионизации газа, заполняющего плазменную камеру: от почти полной в пределах слоя, до ничтожно низкой за его пределами.

Со временем по мере роста полного тока плазмы  $J_z(t)$  увеличивается плотность тока в слое и довольно быстро возрастает степень ионизации газа. Одновременно происходит увеличение ширины токового слоя, т.е. концы слоя смещаются вдоль оси  $x$  по направлению от середины слоя наружу. Таким образом, рост концентрации электронов происходит как за счет ионизации газа в пределах всего токового слоя, так и благодаря накоплению плазмы у боковых краев слоя и быстрой дополнительной ионизации газа в этих областях.

Боковые максимумы перемещаются с большой скоростью  $V \approx (1-6) \cdot 10^6 \text{ cm/s}$  в зависимости от сорта газа и градиента  $h$  поперечного поля (1) (рис. 3) и за время от  $1.5 \mu\text{s}$  (в Ar) до  $3.5 \mu\text{s}$  (в Kr, Xe) выходят из поля зрения голографического интерферометра, диаметр которого составляет  $\approx 10 \text{ cm}$ . Никакой тенденции к замедлению процесса растягивания слоя за этот промежуток времени не наблюдается. Причем скорость расширения слоя, а стало быть, и его ширина растут пропорционально  $h$  (рис. 3, c). Это свидетельствует о том, что силы Ампера в пределах слоя в полной мере действуют по крайней мере вплоть до  $3.5 \mu\text{s}$ .

Напомним, что при формировании нейтрального слоя в плотной плазме расширение слоя, согласно теоретическим представлениям [5,6], прекращается после достижения ширины  $b^{\text{max}} = (0.4 J_z^{\text{max}}/h)^{1/2}$  и  $b^{\text{max}}$  убывает с ростом  $h$  (см. (6)). Однако, как отмечалось выше, токовые слои, формируемые в эксперименте, как правило, не являются нейтральными, т.е. в их пределах имеется отличная от нуля нормальная компонента магнитного поля  $B_y$  того же направления, что и нормальная компонента исходного магнитного поля (рис. 5, b). В этих условиях движение плазмы вдоль поверхности токового слоя определяется не только шириной слоя, которая уменьшается с увеличением градиента исходного магнитного поля пропорционально  $\cong h^{-1/2}$  (см. (6)), но и, главным образом, величиной сил Ампера  $f_x = j_z B_y$  и массой плазмы, вовлекаемой в движение.

Как показано в работе [27], с увеличением градиента 2D магнитного поля  $h$  возрастают как плотность тока в слое  $j_z$ , так и нормальная к слою компонента магнитного поля  $B_y$ , что должно вызывать увеличение сил Ампера  $f_x$  и более быстрое перемещение плазмы в  $x$ -направлении. Именно такие тенденции видны на рис. 3, c. Вместе с тем нельзя исключить, что двугорбые плазменные слои, формируемые в отсутствие  $\theta$ -разряда, отличаются от „классических“ не только распределением  $N_e$  вдоль ширины слоя, но и распределением плотности тока, что, в свою очередь, может вызывать как изменение структуры магнитного поля в пределах слоя, так и изменение сил Ампера  $f_x$ . Подчеркнем, что при прочих равных условиях увеличение массы ионов должно приводить к замедлению движения, что

и наблюдается при развитии токового слоя в Kг и Хе (рис. 3, а).

Таким образом, представленные соображения позволяют объяснить на качественном уровне те особенности развития плазменных слоев, которые были обнаружены в работе [1].

## 2.2. Крестообразная структура плазмы на начальной стадии развития токового слоя в Kг и Хе

Еще одной особенностью плазменных слоев, формирующихся в исходно слабоионизованной плазме, как уже отмечалось, является крестообразная структура, особенно ярко выраженная на ранних стадиях эволюции (см. рис. 4). Следует отметить, что токовые слои с раздвоенными концами были ранее получены при численном моделировании эволюции токовых слоев в магнитном поле с нулевой линией [36]. Как в большинстве теоретических работ, исходная плазма предполагалась пространственно однородной и высоко ионизованной. При этом на ранней стадии эволюции развивался „классический“ плоский слой, в котором плотность плазмы была максимальна в окрестности нулевой линии и плавно уменьшалась по мере удаления от этой линии. На более поздней стадии, когда слой был уже сформирован, вблизи его концов возникали 4 наклонных плазменных отростка, которые были интерпретированы как медленные МГД ударные волны. Эти отростки, симметричные относительно координатных осей  $x$  и  $y$ , по направлению совпадали с сепаратрисными плоскостями магнитного поля. Следует также отметить, что подобные структуры с раздвоением слоя на его концах (или структуры  $Y$ -типа) наблюдались в ряде экспериментов по магнитному пересоединению (см., например, [37]).

В отличие от теоретической работы [36] в нашем случае (см. рис. 4) крестообразная структура плазменных слоев наиболее ярко проявлялась на самых ранних стадиях их эволюции, т.е. наклонные отростки формировались одновременно, а возможно, даже раньше возникновения основного токового слоя. Действительно, при развитии слоя в Хе плазма с концентрацией  $N_e \geq 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  регистрируется на расстоянии от центра слоя  $\cong 3.4 \text{ cm}$  уже к моменту  $t \cong 1.05 \mu\text{s}$  (рис. 4, б). Характерно, что такого рода крестообразные структуры наблюдались только при формировании токовых слоев в отсутствие  $\theta$ -разряда [1], т.е. в условиях, когда высокоионизованная плазма возникла уже после возбуждения электрического тока  $J_Z$ .

Здесь следует упомянуть также цитировавшиеся ранее работы [8,18], в которых плазма создавалась искровым инжектором в магнитном поле (1) и, двигаясь вдоль нулевой линии магнитного поля со скоростью  $V_Z \cong 6 \cdot 10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ , принимала крестообразную форму. Границы плазмы практически совпадали с силовыми линиями магнитного поля (1), максимум концентрации ( $N_e \cong 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) находился в районе нулевой линии,

а в области сепаратрисных плоскостей, т.е. „щелей“ магнитного поля, от плазменного образования отходили отростки, так что концентрация электронов достигала величины  $N_e \cong 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  в непосредственной близости от стенок вакуумной камеры.

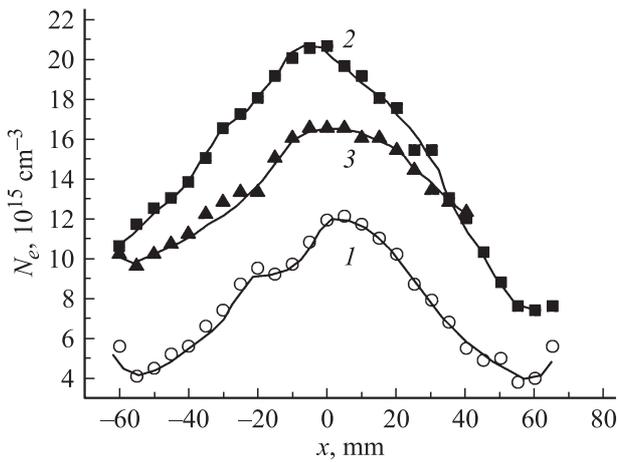
По-видимому, и в нашем случае наклонные отростки, отходящие от концов слоя, соответствуют положению сепаратрисных плоскостей 2D магнитного поля. Естественно предположить, что как только в окрестности нулевой линии появился ток, увеличилась степень ионизации и концентрация электронов, сравнительно небольшая часть этих электронов свободно выходит из центральной области вдоль силовых линий магнитного поля, примыкающих к сепаратрисным плоскостям (в области щелей). В результате именно вблизи сепаратрисных плоскостей повышается начальная концентрация электронов, создаются благоприятные условия для быстрой ионизации нейтрального газа и появления плазмы с плотностью, которая превышает порог чувствительности голографического интерферометра, равный в нашем случае  $N_e \geq 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . К этому моменту ( $\approx 1 \mu\text{s}$ ) границы этой области уже существенно отличаются от исходных за счет действия сил Ампера, приводящих к ее сжатию в поперечном и растяжению в продольном направлениях.

На рис. 4 пунктирными линиями обозначено предполагаемое положение сепаратрисных плоскостей магнитного поля токового слоя, совпадающее с осями раздвоенных концов слоя. Как видно из рис. 4, точки пересечения этих пунктирных линий лежат на оси  $x$  и удалены от нулевой линии исходного поля на расстояния, несколько превышающие  $x^{\text{max}}$ . По мере роста тока  $J_Z$  и увеличения его ширины, т.е. размера слоя вдоль оси  $x$ , смещаются также и примыкающие к концам слоя наклонные отрезки, тем самым в каждый из моментов времени „трассируя“ положение сепаратрисных плоскостей.

## 2.3. Поздние стадии эволюции слоев, формируемых в отсутствие $\theta$ -разряда

Как следует из экспериментальных данных, при формировании токовых слоев в отсутствие  $\theta$ -разряда на стадии эволюции, соответствующей 3–4  $\mu\text{s}$ , происходит ускорение роста электронной концентрации в центре слоя (см. рис. 2), а продольные распределения  $N_e(x)$  принимают пологую форму с максимумом вблизи нулевой линии (рис. 6), аналогичную слоям, развивающимся в однородной плазме, предварительно ионизованной  $\theta$ -разрядом. Ускорение роста  $N_e$  вблизи нулевой линии на поздних стадиях (3–4  $\mu\text{s}$ ) обусловлено как втеканием в слой периферийной плазмы, которая образовалась к этому времени благодаря интенсивному ультрафиолетовому излучению, исходящему из областей, где сосредоточен ток [38], так и дополнительной ионизацией газа в пределах слоя.

Из рис. 6 видно, что средняя по ширине концентрация электронов в плазменных слоях на поздней



**Рис. 6.** Продольные распределения  $N_e(x)$  на поздних стадиях эволюции токовых слоев, формируемых в Ag (1,2) и в Kr (3) в присутствии (1) и в отсутствие (2,3)  $\theta$ -разряда: 1 —  $t = 3.4$ , 2 — 4, 3 —  $5.4 \mu\text{s}$ ;  $h = 0.57 \text{ kG/cm}$ .

стадии составляет  $\bar{N}_e \approx 1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , что не только на 5 порядков превышает исходную концентрацию электронов  $N_{e,0} \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  в отсутствие  $\theta$ -разряда, но и на порядок превосходит исходную концентрацию атомов  $N_{a,0}$ , которая составляет  $\approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  в случае Ag и  $\approx 1.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  в случае Kr. Соответственно массовая плотность плазмы также возрастает примерно на порядок (если предположить, что степень ионизации газа в пределах слоя  $\approx 1$ , т.е.  $N_e \approx N_i$ ), что соответствует достаточно эффективному сжатию плазмы в слой.

Полное количество электронов  $n_e^{\text{tot}}$ , приходящихся на 1 см длины плазменного слоя, на поздних стадиях эволюции можно оценить на основе данных голографической интерферометрии с помощью выражения (2). Из интерферограмм, которые соответствуют пространственным распределениям, приведенным на рис. 6, путем численного интегрирования, были получены следующие значения:  $n_e^{\text{tot}} > 8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-1}$  (в Ag) и  $n_e^{\text{tot}} > 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-1}$  (в Kr). Эти значения более чем на 3 порядка превышают начальное количество электронов  $n_{e,0}^{\text{tot}} \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-1}$  в плазме, ионизированной только искровыми инжекторами. Они также вполне соизмеримы с исходным количеством атомов газа  $n_a = N_a \pi R^2$ , которое приходится на 1 см длины цилиндрической вакуумной камеры радиусом  $R = 8.7 \text{ cm}$ . В случае Ag ( $p = 28 \text{ mTorr}$ )  $n_a \approx 2.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ , а в случае Kr ( $p = 36 \text{ mTorr}$ )  $n_a \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ . Заметим, что приведенные выше значения  $n_e^{\text{tot}}$  заведомо занижены (примерно в 1.5 раза), поскольку интегрирование в (2) производилось в пределах голографической интерферограммы, охватывающей лишь центральную часть ( $\approx 10\text{--}12 \text{ cm}$ ) вакуумной камеры, которая в  $\approx 1.5$  раза меньше ее диаметра.

С учетом этого обстоятельства можно утверждать, что значительная часть атомов газа, исходно заполнявшего вакуумную камеру, оказывается ионизированной в процессе протекания через камеру тока  $J_Z$  и сосредото-

ченной в пределах токового слоя. Особенно отметим, что как параметры, так и структура плазменных слоев на поздних стадиях их эволюции слабо зависят от того, формируются ли слои в отсутствие или в присутствии  $\theta$ -разряда. В обоих случаях в конечном итоге развиваются протяженные плазменные слои с максимумом  $N_e$  вблизи нулевой линии.

## Заключение

Настоящая работа посвящена анализу и интерпретации результатов, полученных ранее [1], при исследовании влияния начальных параметров плазмы на структуру и динамику токовых слоев при их формировании в магнитных полях с нулевой линией. Рассмотрено развитие токовых слоев в двух существенно различающихся режимах. В первом режиме начальная ионизованная плазма с концентрацией электронов  $N_{e,0}(1) \approx 10^{14}\text{--}10^{15} \text{ cm}^{-3}$  создавалась предварительно с помощью  $\theta$ -разряда непосредственно перед возбуждением тока  $J_Z$  вдоль нулевой линии магнитного поля. Во втором режиме ионизация осуществлялась только с помощью искровых инжекторов, так что начальная концентрация электронов была на 3 порядка ниже:  $N_{e,0}(2) \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ .

Если формирование токовых слоев в первом режиме было подробно исследовано как теоретически, так и экспериментально [2–14], то особенности структуры и динамики слоев, формирующихся во втором режиме, впервые были детально исследованы в работе [1]. К числу таких особенностей относится более раннее, чем в режиме с  $\theta$ -разрядом, появление плазмы вблизи нулевой линии магнитного поля, возникновение двугорбых распределений  $N_e(x)$  по ширине слоев и возникновение слоев с крестообразной структурой, особенно ярко выраженной на ранней стадии их эволюции.

Формированию токового слоя в плазме достаточно высокой плотности обычно предшествует стадия, когда магнитозвуковая волна распространяется от боковых границ плазмы к нулевой линии, так что токовый слой развивается с некоторой задержкой относительно начала тока плазмы  $J_Z$ .

В плазме со сравнительно малой начальной концентрацией электрический ток достаточно быстро появляется в окрестности нулевой линии магнитного поля и принимает форму слоя. По-видимому, интенсивная ионизация газа, наполняющего вакуумную камеру, происходит преимущественно в тех областях, где протекает электрический ток.

Ширина токового слоя увеличивается, изменяясь со временем в соответствии с ростом полного тока  $J_Z(t)$ . При этом слой не является нейтральным, т.е. в слое присутствует нормальная компонента магнитного поля, направленная так же, как и нормальная компонента исходного поля (1). В результате взаимодействия тока плазмы с магнитным полем токового слоя возникают

силы Ампера, которые направлены от середины к обоим боковым краям слоя. Под действием сил Ампера плазма в токовом слое ускоряется, перемещаясь на края слоя, где, по всей вероятности, и концентрируется, создавая наиболее благоприятные условия для быстрой ионизации нейтрального газа и стремительного роста концентрации электронов. Это приводит к появлению значительных неоднородностей в пространственных распределениях плотности плазмы вдоль ширины токового слоя, и возникновению симметричных относительно нулевой линии боковых максимумов, которые были зарегистрированы в работе [1].

По мере роста тока плазмы  $J_z(t)$  происходит увеличение ширины токового слоя и, соответственно, перемещение областей повышенной концентрации электронов, т.е. боковых максимумов, от центра к периферии. Скорость перемещения этих максимумов возрастает с увеличением градиента 2D магнитного поля  $h$ , что обусловлено возрастанием как плотности тока, так и нормальной к слою компоненты магнитного поля, т.е. увеличением сил Ампера. Увеличение концентрации плазмы и массы ионов приводит к более медленному движению плазмы, что проявилось при развитии токового слоя в более тяжелых газах. Таким образом, ионизационные процессы в расширяющемся токовом слое позволяют объяснить на качественном уровне особенности структуры и динамики плазменных слоев, развивающихся в исходно слабо ионизированной плазме, которые были обнаружены ранее в работе [1].

Наклонные отростки, отходящие от концов слоя и придающие ему крестовидную форму, по всей видимости, соответствуют положению сепаратрисных плоскостей суммарного магнитного поля.

Характерно, что все особенности структуры и динамики токовых слоев, возникающих в отсутствие  $\theta$ -разряда, наиболее ярко выражены на ранней стадии их эволюции. На поздних стадиях параметры и структура плазменных слоев слабо зависят от начальной степени ионизации.

Работа выполнена при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 12-02-00553а и Программой фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН ОФН-15 „Физика плазмы в солнечной системе“.

## Список литературы

- [1] *Островская Г.В., Франк А.Г., Богданов С.Ю.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 7. С. 24–33.
- [2] *Сыроватский С.И.* // АЖ. 1966. Т. 43. С. 340–355.
- [3] *Сыроватский С.И.* // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. С. 1133–1147.
- [4] *Имиенник В.С., Сыроватский С.И.* // ЖЭТФ. 1967. Т. 52. С. 990–1002.
- [5] *Сыроватский С.И.* // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. С. 1727–1741.
- [6] *Syrovatskii S.I.* // Annu. Rev. Astron. Astr. 1981. Vol. 19. P. 163–229.
- [7] *Сыроватский С.И., Франк А.Г., Ходжаев А.З.* // Письма в ЖЭТФ 1972. Т. 15. С. 138–142.
- [8] *Франк А.Г.* // Тр. ФИАН. 1974. Т. 74. С. 108–166.
- [9] *Дрейден Г.В., Марков В.С., Зайдель А.Н.* и др. // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. С. 141–146.
- [10] *Дрейден Г.В., Кирий Н.П., Марков В.С.* и др. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 45–54.
- [11] *Дрейден Г.В., Марков В.С., Островская Г.В.* и др. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 14–17.
- [12] *Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Кирий Н.П.* и др. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 1269–1282.
- [13] *Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Кирий Н.П.* и др. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 1283–1295.
- [14] *Богданов С.Ю., Кирий Н.П., Франк А.Г.* // Тр. ИОФАН. 1996. Т. 51. С. 5–75.
- [15] *Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Марков В.С.* и др. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 1121–1135.
- [16] *Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Dreiden G.V.* et al. // Phys. Lett. A. 2006. Vol. 348. P. 318–325.
- [17] *Богданов С.Ю., Дрейден Г.В., Марков В.С.* и др. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 1014–1027.
- [18] *Сыроватский С.И., Франк А.Г., Ходжаев А.З.* // ЖТФ. 1973. Т. 43. С. 912–924.
- [19] *Богданов С.Ю., Токаревская Н.П., Франк А.Г., Ходжаев А.З.* // Физика плазмы. 1975. Т. 1. С. 121–161.
- [20] *Кирий Н.П., Марков В.С., Сыроватский С.И.* и др. // Тр. ФИАН. 1979. Т. 110. С. 121–161.
- [21] *Богданов С.Ю., Бурилина В.Б., Марков В.С., Франк А.Г.* // Письма в ЖЭТФ 1994. Т. 59. С. 510–514.
- [22] *Frank A.G.* // Plasma Phys. Contr. Fusion. 1999. Vol. 41. Suppl. 3A. P. A687–A697.
- [23] *Богданов С.Ю., Марков В.С., Франк А.Г.* и др. // Физика плазмы. 2002. Т. 27. С. 594–604.
- [24] *Frank A.G., Bogdanov S.Yu., Markov V.S.* et al. // Phys. Plasmas. 2005. Vol. 12. P. 052316 (1–11).
- [25] *Воронов Г.С., Кирий Н.П., Марков В.С.* и др. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 12. С. 1080–1097.
- [26] *Буланов С.В., Сыроватский С.И.* // Физика плазмы. 1980. Т. 6. С. 1205–1218.
- [27] *Богданов С.Ю., Бугров С.Г., Грицына В.П.* и др. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 483–492.
- [28] *Frank A.G., Bugrov S.G., Markov V.S.* // Phys. Plasmas. 2008. Vol. 15. P. 092102(1–10).
- [29] *Frank A., Bugrov S., Markov V.* // Phys. Lett. A. 2009. Vol. 373. P. 1460–1464.
- [30] *Франк А.Г.* // УФН. 2010. Т. 180. № 9. С. 982–988.
- [31] *Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 4. С. 387–394.
- [32] *Франк А.Г., Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Островская Г.В.* Оптика низкотемпературной плазмы. / Под ред. В.Н. Очкина. М.: Янус, 2008. С. 353–402.
- [33] *Франк А.Г., Сатунин С.Н.* // Физика плазмы. 2011. Т. 37. (10). С. 889–918; *Frank A.G., Kyrie N.P., Satunin S.N.* // Phys. Plasmas 2011. V. 18(11). P. 111209(1–9).
- [34] *Франк А.Г.* Плазменная гелиогеофизика / Под ред. Л.М. Зеленого, И.С. Веселовского. М.: Физматлит, 2008. Т. 2. С. 259–276.
- [35] *Альфвен Х.* Космическая электродинамика. М.: Иностранная литература, 1952. 309 с.
- [36] *Брушлинский К.Б., Заборов А.М., Сыроватский С.И.* // Физика плазмы. 1980. Т. 6. С. 297–311.
- [37] *Yamada M., Ji H., Hsu S.* et al. // Phys. Plasmas. 1997. Vol. 4. P. 1936.
- [38] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.