

Генерация сверхтепловых потоков плазмы в токовых слоях

Н. П. Кирий¹⁾, В. С. Марков, А. Г. Франк

Институт общей физики им. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 ноября 2011 г.

После переработки 28 ноября 2011 г.

На основе регистрации и анализа профилей спектральных линий ионов гелия He II 3203 Å и He II 4686 Å исследованы процессы ускорения и нагрева плазмы в токовых слоях, которые формировались в магнитных конфигурациях с особыми линиями X-типа. Обнаружена генерация потоков плазмы с энергиями 400–1300 эВ, что значительно превышает тепловую энергию ионов. Ускорение плазмы под действием сил Ампера является, по-видимому, пространственно неоднородным, что должно приводить к сдвиговым течениям плазмы в токовом слое.

Введение. Замечательной особенностью токовых слоев, которые развиваются в высокопроводящей замагниченной плазме, является их способность аккумулировать энергию магнитного поля с последующим преобразованием в другие виды энергии за счет процессов магнитного пересоединения. Магнитное пересоединение лежит в основе наиболее мощных проявлений солнечной активности, таких, как солнечные вспышки и корональные выбросы массы [1, 2]. С процессами пересоединения связаны также суббури в магнитосферах Земли и планет, вспышки на звездах, неустойчивости срыва в токамаках, быстрая перестройка магнитной структуры в пинчах с обращенным полем, Z- и Θ-пинчах [3, 4].

Токовые слои, которые формируются в отдельных локальных областях замагниченной плазмы с особыми линиями X-типа, разделяют магнитные поля различающихся или противоположных направлений [5, 6]. Высокая плотность электрического тока, характерная для токовых слоев, приводит к эффективной трансформации магнитной энергии в тепловую и кинетическую энергию плазмы.

Настоящая работа посвящена экспериментальным исследованиям процессов ускорения и нагрева плазмы в токовых слоях, которые развиваются в гелиевой плазме в магнитных конфигурациях с особыми линиями X-типа. Обнаружена генерация потоков плазмы, ускоренных вдоль поверхности токовых слоев до энергий 400–1300 эВ. Зарегистрированные энергии направленных движений плазмы значительно превышают тепловую энергию ионов. Ускорение плазмы под действием сил Ампера является, по-видимому, пространственно неоднородным в направлении нормали к токовому слою, что должно приводить к сдвиговым течениям плазмы.

Экспериментальная установка и методы измерений. Процессы нагрева и ускорения плазмы в токовых слоях исследовались с помощью экспериментальной установки ТС-3D, рис. 1а, б [5–7]. Квазистационарное магнитное поле с особой линией X-типа на оси z

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

создается токами, протекающими в проводниках и катушках, которые расположены снаружи кварцевой вакуумной камеры диаметром 18 см и длиной 100 см, так что X-линия совмещена с осью камеры. В описываемых экспериментах градиент магнитного поля в плоскости (x, y) составлял $h = 0.5$ кГс/см, продольное магнитное поле $B_z^0 = (0–3)$ кГс, вакуумная камера заполнялась гелием до давления 100–320 мТорр. В магнитном поле (1) с помощью вспомогательного Θ-разряда с сильной предварительной ионизацией создается начальная плазма, практически однородная в z -направлении, как и поле (1). В подготовленной плазме возбуждается ток J_z , для чего между двумя торцевыми электродами, расположенными на расстоянии $\Delta z = 60$ см друг от друга, прикладывается импульсное напряжение $U_z = 15$ кВ. Зависимость тока J_z от времени близка к синусоидальной с амплитудой 70 кА и полупериодом 6 мкс.

Формирование токового слоя обычно происходит в течение (0.5–1.5) мкс после возбуждения тока J_z . Длина слоя вдоль направления тока (вдоль оси z) равна расстоянию между электродами, ширина (большой поперечный размер) составляет $2\delta x = (8–12)$ см, а толщина (меньший поперечный размер) – $2\delta y = (1.5–3.5)$ см [8, 9]. Формирование токового слоя сопровождается сжатием плазмы в пределы слоя, так что концентрация электронов в средней плоскости слоя в несколько раз превышает как начальную концентрацию плазмы, так и концентрацию вне слоя [10, 11].

¹⁾ e-mail: kyrie@fpl.gpi.ru

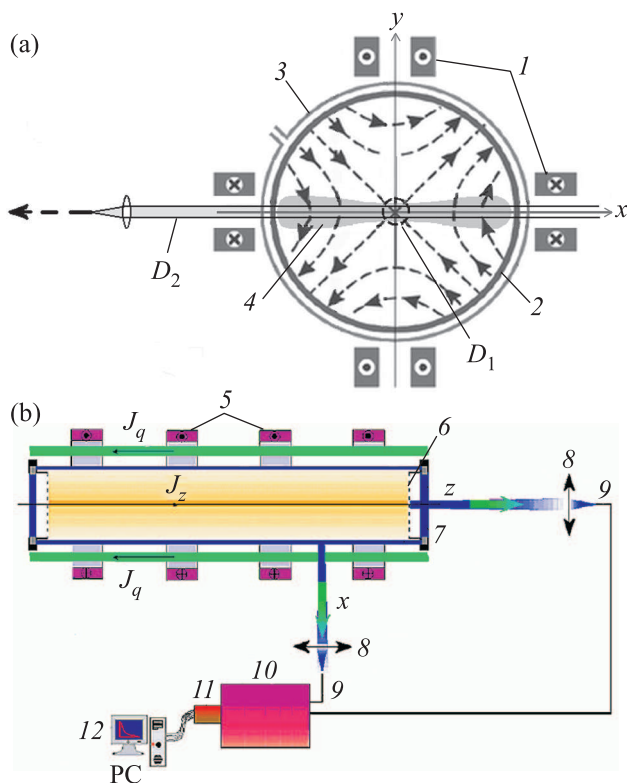


Рис. 1. Схема экспериментальной установки CS-3D (ИОФ РАН). (а) – Поперечное сечение. (б) – вид сбоку. 1 – система прямых проводников с токами для возбуждения 2D магнитного поля с силовыми линиями в плоскости (xy) и с нулевой линией на оси z , совмещенной с осью вакуумной камеры 2; 3 – витки Θ -разряда для создания начальной плазмы; 4 – токовый слой, формирующийся при возбуждении в плазме тока J_z , направленного вдоль оси z ; D_1 , D_2 – квазицилиндрические области, из которых регистрировалось излучение плазмы (из D_1 – в z -канале, из D_2 – в x -канале); 5 – катушки для возбуждения продольного магнитного поля B_z^0 ; 6 – сетчатые электроды; 7 – кварцевые окна; 8 – кварцевые линзы; 9 – кварцевые световоды; 10 – монохроматор; 11 – электронно-оптическая камера Nanogate-1UF; 12 – персональный компьютер

Параметры плазмы в токовых слоях (концентрация электронов в различных пространственных областях слоя, температура ионов, энергия направленных движений плазмы) изучались в настоящей работе на основе регистрации спектральных линий (СЛ) ионов гелия He II 3203 Å и He II 4686 Å и сравнительного анализа профилей этих линий. Уширения СЛ водородоподобных ионов гелия He II 4686 Å и He II 3203 Å обусловлены как эффектом Доплера, так и эффектом Штарка. Однако соответствующие константы уширения этих СЛ различаются между собой [12, 13], что дает возможность определять и ско-

рости движения ионов, и концентрацию электронов в слое.

Чтобы выделить направленные скорости ионов на фоне тепловых скоростей, была использована схема двухканальных спектральных измерений, рис. 1а, б. Излучение плазмы, поступавшее в направлении оси z из приосевой области камеры диаметром ~ 1.5 см, регистрировалось одновременно с излучением, поступавшим из цилиндрической области диаметром ~ 2.5 см, вытянутой в направлении оси x , т.е. вдоль ширины токового слоя. Различия в доплеровском уширении СЛ, зарегистрированных в двух направлениях, позволяют найти температуру ионов в центральной (приосевой) области слоя и усредненную вдоль луча зрения энергию потоков плазмы, которые движутся вдоль ширины токового слоя, см. также [14, 15].

Спектральные измерения проводились с использованием монохроматора МДР-3 (дифракционная решетка 1200 штрихов/мм, обратная линейная дисперсия $D = 1.3$ нм/мм) и цифровой камеры “Nanogate 1-UF”. Последняя представляет собой электронно-оптический преобразователь с усилителем яркости на основе микроканальной пластины с CCD-матрицей в качестве детектора.

Основные результаты измерений. На рис. 2 приведены профили СЛ ионов гелия He II 4686 Å и He II 3203 Å, зарегистрированные в x - и в z -направлениях через (4.3 ± 0.4) мкс после возбуждения тока плазмы J_z . Видно, что обе СЛ, наблюдавшиеся в x -направлении, уширены заметно больше, чем те же СЛ, наблюдавшиеся в z -направлении.

Анализ профилей СЛ показал, что они могут быть удовлетворительно аппроксимированы функцией Фойгта, т.е. сверткой гауссовой и лоренцевой функций [12, 13]. Гауссова форма профилей СЛ обусловлена эффектом Доплера и аппаратным уширением, а лоренцева (дисперсионная) – эффектом Штарка, который в условиях данного эксперимента преимущественно связан с ударным уширением электронами плазмы. Из уширений профилей СЛ, подобных представленным на рис. 2, методом последовательных приближений определялись средние скорости движения ионов в x - и в z -направлениях и концентрация электронов в разных областях токового слоя. Расчеты проводились с помощью специально разработанной компьютерной программы, в которой использовались также эмпирические данные об уширениях СЛ гелия за счет эффекта Штарка [16, 17].

Подчеркнем, что движение ионов в токовых слоях имеет довольно сложный характер. Ионы движутся как по направлению к приемнику излучения, так и

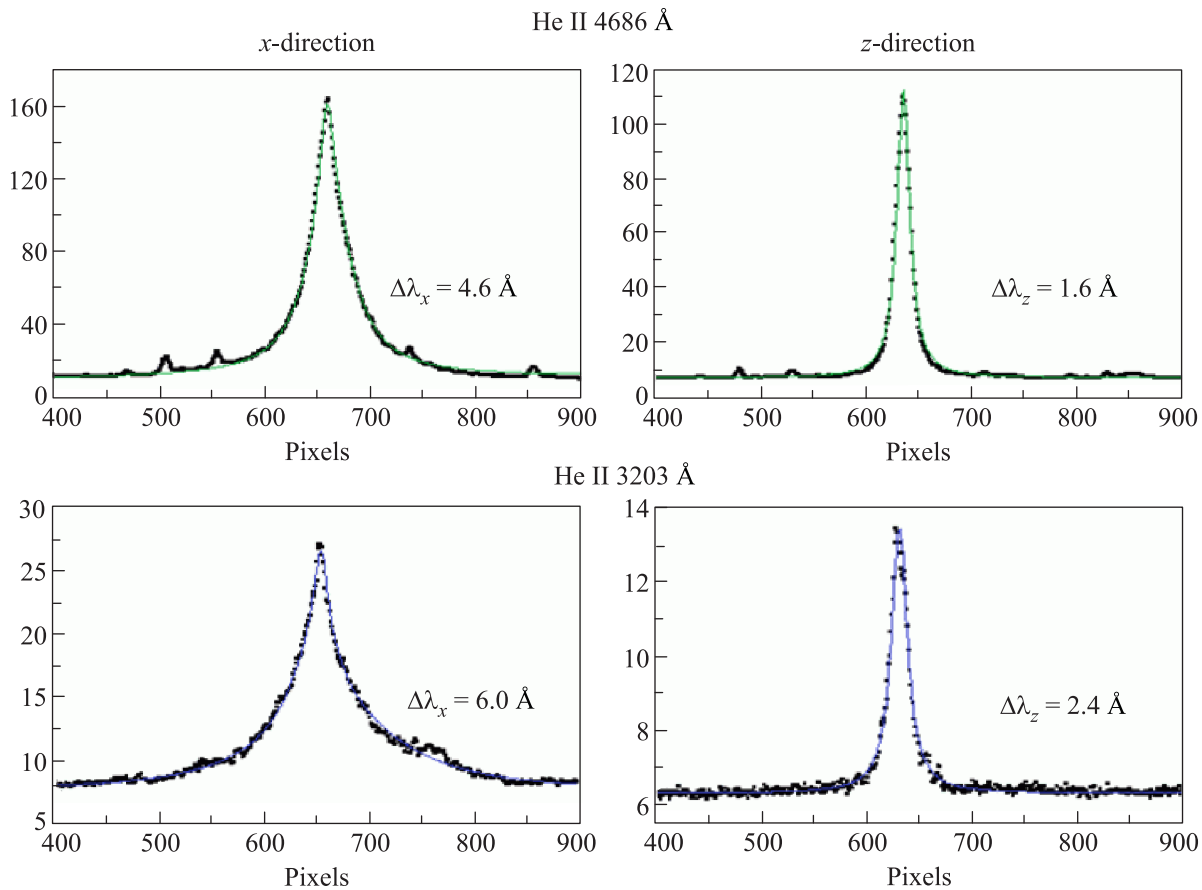


Рис. 2. Профили спектральных линий He II 4686 Å и He II 3203 Å, которые излучались плазмой токового слоя в x - и z -направлениях и регистрировались камерой Nanogate-1UF. По оси абсцисс – длина волны излучения (100 пикселей = 12.5 Å), по оси ординат – интенсивность излучения в произвольных единицах. Условия эксперимента: $h = 0.5$ кГс/см, $B_z^0 = 0$, $p = 320$ мТорр, $J_z^{\max} = 70$ кА, $t = (4.3 \pm 0.4)$ мкс

в противоположном направлении, а абсолютные значения скоростей могут изменяться в пределах области, из которой принимается излучение. В результате эффект Доплера проявляется преимущественно в дополнительном уширении СЛ [14, 15].

Как было установлено при обработке экспериментальных данных, средние скорости (и, соответственно, энергии) движения ионов гелия в x -направлении во многих случаях значительно превышают средние скорости движения ионов в z -направлении. Энергию ионов, полученную при измерениях вдоль оси z , можно интерпретировать как тепловую энергию ионов с температурой T_i в центральной области слоя. Обнаружение более высоких средних скоростей ионов в x -направлении свидетельствует о том, что, помимо теплового движения, в токовом слое возникают направленные движения плазмы вдоль ширины слоя (вдоль оси x). Усредненную энергию направленного движения ионов W_x можно оценить как разность между суммарной энергией, полученной при измерениях вдоль оси x , и тепловой энергией ионов kT_i .

В качестве примера приведем процедуру обработки профилей СЛ, представленных на рис. 2. В первом приближении можно считать, что полуширина СЛ He II 3203 Å определяется эффектом Штарка и аппаратной функцией $\Delta\lambda_a$, т.е. эффект Доплера можно не учитывать. При наблюдении в z -направлении имеем $\Delta\lambda_z = 2.4$ Å, $\Delta\lambda_a = 0.75$ Å. На основании данных работы [16] получаем концентрацию электронов в центральной области слоя: $N_e^0 \approx 1.1 \cdot 10^{16}$ см⁻³. При такой концентрации штарковское уширение СЛ He II 4686 Å согласно [17] составляет 0.6 Å, тогда как полуширина этой СЛ, измеренная в z -направлении, $\Delta\lambda_z = 1.6$ Å. Исключая штарковское уширение и аппаратную функцию, получаем уширение СЛ He II 4686 Å, обусловленное только эффектом Доплера, и температуру ионов в центре слоя: $T_i \approx 40$ эВ. В следующем приближении уже учитывается доплеровское уширение СЛ He II 3203 Å, обусловленное температурой ионов. Это приводит к некоторому уменьшению N_e^0 . Затем корректируется величина T_i и т.д. В конеч-

ном итоге получаем $N_e^0 \approx 0.9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_i \approx 50 \text{ эВ}$.

Аналогичным образом на основании профилей СЛ, зарегистрированных в x -направлении, рассчитываются усредненная вдоль ширины токового слоя концентрация электронов N_e^x и усредненная энергия направленного движения ионов W_x : $N_e^x \approx 3.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $W_x \approx 400 \text{ эВ}$.

При формировании токового слоя в 2D магнитном поле с нулевой линией ($B_z^0 = 0$, $h = 0.5 \text{ кг/см}$, $p = 320 \text{ мТорр}$, $J_z^{\text{max}} = 70 \text{ кА}$) были получены зависимости измеряемых параметров плазмы (W_x , T_i , N_e^0) от времени, представленные на рис. 3. На начальном

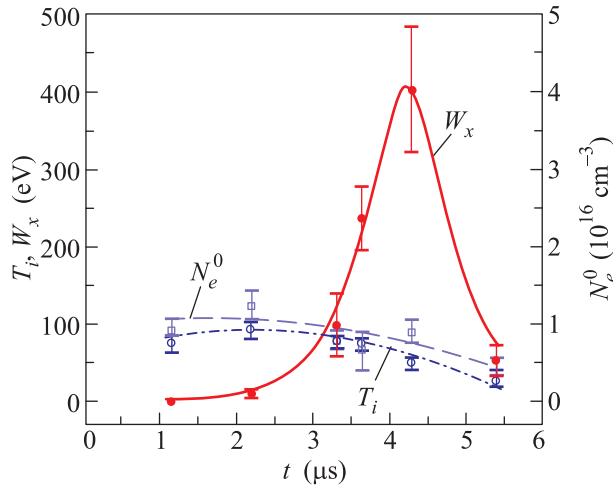


Рис. 3. Концентрация электронов N_e , температура ионов T_i в центральной области токового слоя и энергия движения плазмы в x -направлении W_x в зависимости от времени. Условия: см. подпись к рис. 2

этапе ($t = (1.2-2.4) \text{ мкс}$) концентрация электронов и температура ионов в центральной области слоя достигают значений $N_e^0 \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $T_i \approx 90 \text{ эВ}$, а энергии ионов, измеренные в x - и в z -направлениях, практически совпадают между собой и соответствуют тепловой энергии kT_i . Отсюда следует, что на данной стадии дополнительные движения плазмы вдоль оси x еще не проявляются, $W_x \approx 0$.

Начиная с момента $t \approx 3 \text{ мкс}$, происходит стремительное увеличение энергии W_x , которая при $t \approx 3.4 \text{ мкс}$ становится одного порядка величины с тепловой энергией, $W_x \approx kT_i$, а затем, при $t \approx (3.5-5) \text{ мкс}$ достигает сверхтепловых значений, $W_x \gg kT_i$. Так, при $t = 4.3 \pm 0.4 \text{ мкс}$ усредненная энергия направленного движения плазмы составляет $W_x \approx 400 \text{ эВ}$, что в ~ 8 раз превышает тепловую энергию ионов в приосевой области камеры, $kT_i \approx 50 \text{ эВ}$. К этому моменту значительно возрастает

и концентрация электронов вблизи боковых краев слоя, где $N_e^x = 3.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, тогда как в центральной области камеры концентрация, напротив, несколько уменьшается, $N_e^0 = 0.9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Ситуация кардинально изменяется, если формирование токового слоя происходит в 3D магнитной конфигурации (1) в присутствии направленной вдоль X -линии продольной компоненты магнитного поля $B_z^0 = 2.9 \text{ кГс}$. Хотя в центральной области концентрация электронов и температура ионов изменяются незначительно по сравнению с 2D-полем ($B_z^0 = 0$), движения плазмы в x -направлении полностью отсутствуют в течение всего времени существования слоя, $W_x \approx 0$. Концентрация электронов, полученная из измерений в x -направлении, $N_e^x \approx 1.1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, совпадает (в пределах точности измерений) с концентрацией в центральной области слоя, $N_e^0 = 1.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, при формировании токового слоя в 3D-конфигурации с продольным полем B_z^0 не наблюдается ни направленных движений плазмы в x -направлении, ни увеличения концентрации электронов вблизи боковых краев слоя.

При формировании токового слоя в 2D магнитных полях при меньшем начальном давлении гелия ($p = 100 \text{ мТорр}$) было обнаружено значительное увеличение энергии направленных движений плазмы. Уже к моменту $t = 3.0 \pm 0.4 \text{ мкс}$ усредненная энергия достигала значения $W_x \approx 1300 \pm 300 \text{ эВ}$, а температура ионов в середине слоя составляла $T_i \approx 50 \text{ эВ}$, как и при $p = 320 \text{ мТорр}$, см. таблицу. С уменьшением давления концентрация электронов в центре слоя уменьшалась, $N_e^0 = 0.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, тогда как у боковых краев слоя она значительно возрастала, $N_e^x \approx (1.8 \pm 0.2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В присутствии же продольной компоненты $B_z^0 = 2.9 \text{ кГс}$ как W_x , так и N_e^x существенно уменьшались, см. таблицу.

Параметры плазмы токовых слоев, сформировавшихся в магнитных полях с X -линией, в зависимости от начального давления гелия и напряженности продольной компоненты магнитного поля B_z^0 ($h = 0.5 \text{ кГс/см}$, $J_z^{\text{max}} = 70 \text{ кА}$)

	$p = 320 \text{ мТорр}$		$p = 100 \text{ мТорр}$	
B_z^0	0	2.9 кГс	0	2.9 кГс
$N_e^0, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	0.9 ± 0.1	1.3 ± 0.3	0.3 ± 0.1	0.4 ± 0.1
$N_e^x, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	3.4 ± 0.3	1.1 ± 0.2	18.0 ± 2.0	2.5 ± 0.9
$T_i, \text{ эВ}$	50 ± 5	50 ± 5	50 ± 8	40 ± 10
$W_x, \text{ эВ}$	400 ± 80	0	1300 ± 300	100 ± 40
$t, \text{ мкс}$	4.3 ± 0.4		3.0 ± 0.4	

Обсуждение результатов. Появление высокоэнергичных ионов свидетельствует о том, что в токовых слоях может происходить эффективное уско-

рение плазмы. Поскольку градиент газокинетического давления вдоль поверхности слоя обычно пренебрежимо мал [10, 11, 18], ускорение естественно связать с действующими в x -направлении силами Ампера. При развитии слоя в 2D магнитном поле ($B_z^0 = 0$) сила Ампера f_x зависит от плотности тока в слое j_z и величины нормальной к слою компоненты магнитного поля B_y :

$$f_x(x, y, t) = -(1/c)j_z(x, y, t)B_y(x, y, t). \quad (2)$$

Нормальная компонента B_y в токовом слое, как правило, имеет то же направление, что и компонента B_y^0 исходного магнитного поля (1), но меньшую величину ($B_y \approx 0.3B_y^0$), а в середине слоя (при $x = 0$) B_y изменяет знак [5, 8, 9, 19]. В результате при $x > 0$ и $x < 0$ силы Ампера f_x (2) направлены в противоположные стороны от середины слоя наружу к обоим его боковым краям [19]. Таким образом, под действием сил Ампера плазма должна ускоряться по направлению от середины слоя к периферии, приобретая дополнительную энергию по сравнению с тепловой энергией в центральной области слоя.

Как следует из приведенных выше результатов, значительное увеличение концентрации электронов N_e^x у боковых краев токового слоя наблюдается в тех и только в тех условиях, когда возникают ускоренные потоки ионов в x -направлении, см. таблицу. Поэтому естественно связать рост N_e^x с процессами взаимодействия со стенками вакуумной камеры тех энергичных плазменных потоков, которые ускорялись по направлению от середины слоя к его боковым краям.

Максимальная энергия, которую могут приобрести ионы под действием сил Ампера $f_x(x)$, определяется работой этих сил на расстоянии порядка половины ширины токового слоя ($0 \leq x \leq R_c$), где R_c – радиус вакуумной камеры:

$$\int \bar{f}_x(x)dx = N_i W_x. \quad (3)$$

Из соотношения (3) видно, что при заданном значении интеграла в левой части энергия ионов W_x возрастает с уменьшением концентрации ускоряемых ионов N_i .

Пространственно-временные характеристики сил Ампера в токовых слоях, которые развивались в различных условиях, определялись на основе магнитных измерений и анализировались в работе [19]. Пользуясь этими результатами, можно оценить максимальное значение интеграла в (3) как $[\int \bar{f}_x(x)dx]^{\max} \approx 0.5 \cdot 10^{18}$ эВ·см⁻³ для токового слоя, сформированного в гелии в 2D магнитном поле с нулевой линией и градиентом $h = 0.5$ кГс/см, при давлении

$p = 320$ мТорр и токе плазмы $J_z^{\max} = 70$ кА. Тогда из соотношения (3) следует, что энергия направленного движения может достичь величины $W_x \approx 400$ эВ лишь в случае, если концентрация ускоренных ионов не превышает $N_i \leq 1.2 \cdot 10^{15}$ см⁻³.

Как видно из Таблицы, концентрация электронов в приосевой области слоя $N_e^0 \approx 0.9 \cdot 10^{16}$ см⁻³, что согласуется с результатами измерений N_e методом голографической интерферометрии [10]. При развитии токового слоя в гелии естественно считать, что средний заряд иона лежит в диапазоне $1 \leq Z_i \leq 2$, а концентрация ионов $N_i^0 \geq 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Силы Ампера не могут ускорить такую плазму до энергии $W_x \approx 400$ эВ.

Аналогичный вывод следует из анализа данных, относящихся к токовому слою, сформированному при давлении $p \approx 100$ мТорр ($W_x \approx 1300$ эВ, $N_e^0 \approx 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³). В этом случае концентрация ионов, ускоренных под действием сил Ампера, должна быть ниже, чем $3.5 \cdot 10^{14}$ см⁻³.

Указанное противоречие можно, по-видимому, разрешить, если принять во внимание различия в распределениях концентрации электронов $N_e(y)$ и сил Ампера $f_x(y)$ в направлении, перпендикулярном поверхности токового слоя [10, 19]. Действительно, распределения $N_e(y)$ демонстрируют резкий спад по мере удаления вдоль оси y в обе стороны от средней плоскости слоя ($y = 0$), а “полутолщины” распределений $2\delta y_{0.5}$, т.е. размеры на уровне $0.5N_e^{\max}$ ($y = 0$), не превышают 1 см [20]. Вместе с тем характерные “полутолщины” распределений $f_x(y)$ при $x = 5$ см $\approx R_c/2$ составляют ~ 2 см [19]. На основании различий в распределениях $N_e(y)$ и $f_x(y)$ можно предположить, что ускорение плазмы в x -направлении под действием сил Ампера является пространственно неоднородным по y . Ускорение плазмы может быть наиболее эффективным на некотором расстоянии от средней плоскости слоя (при $|y| > 0$), где силы $f_x(y)$ еще достаточно велики, а концентрация плазмы уже существенно меньше, чем при $y = 0$ [21]. В таком случае более плотная плазма, сосредоточенная вблизи средней плоскости слоя, приобретает меньшую энергию и движения плазмы вдоль оси x становятся неоднородными в направлении нормали к поверхности слоя (ось y), т.е. имеют характер сдвиговых течений.

В пользу предложенной гипотезы свидетельствует также и то обстоятельство, что в присутствии продольной компоненты магнитного поля B_z^0 не наблюдалось ускоренных ионов, движущихся вдоль оси x . Поскольку поперечное поле B_z^0 препятствует движению плазмы в x -направлении, должно, очевидно, выполняться следующее неравенство:

$$(B_z^0)^2/8\pi > N_i M_i v_x^2/2 = N_i W_x. \quad (4)$$

В описываемых экспериментах продольная компонента магнитного поля составляла $B_z^0 = 2.9$ кГс. Отсюда можно сделать вывод о том, что концентрация ионов в потоках плазмы с энергией $W_x \approx 400$ эВ была меньше, чем $N_i \approx 5.2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, а в потоках плазмы с энергией $W_x \approx 1300$ эВ, соответственно, $N_i \leq 1.6 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$.

Выводы. Эволюция параметров плазмы в токовых слоях, которые развиваются в магнитных полях с X-линией в гелиевой плазме, исследовалась путем регистрации спектральных линий ионов гелия He II 3203 Å и He II 4686 Å и сравнительного анализа профилей этих линий.

Обнаружены быстрые потоки плазмы, которые движутся вдоль ширины (большого поперечного размера) токового слоя, с энергиями, значительно превышающими тепловую энергию ионов плазмы. Установлено, что скорости плазменных потоков со временем возрастают, а их энергии достигают 400–1300 эВ и существенно зависят от начальных условий, в которых происходило формирование токового слоя.

Определены температура ионов в центре токового слоя, а также концентрации электронов в различных пространственных областях слоя.

Показано, что генерация сверхтепловых потоков обусловлена ускорением плазмы силами Ампера [$\mathbf{j} \times \mathbf{B}$] по направлению от середины токового слоя к обоим его боковым краям. Это ускорение, по видимому, является пространственно неоднородным в направлении нормали к поверхности токового слоя, т.е. движения плазмы имеют характер сдвиговых течений.

Работа выполнена при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (проект # 09-02-00971а) и Программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН # ОФН-15 “Плазменные процессы в солнечной системе”.

1. S. I. Syrovatskii, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **19**, 163 (1981).

2. *Плазменная гелиофизика*, в 2-х томах (под ред. Л. М. Зеленого, И. С. Веселовского), М.: Физматлит, 2008.
3. Б. Б. Кадомцев, *УФН* **151**, 3 (1987).
4. Э. Прист, Т. Форбс, *Магнитное пересоединение*, М.: Физматлит, 2005. (E. R. Priest, T. Forbes, *Magnetic reconnection. MHD theory and applications*, Cambridge University Press, 2000).
5. А. Г. Франк, *УФН* **180**, 982 (2010).
6. С. Ю. Богданов, Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 72 (2000).
7. С. Ю. Богданов, В. Б. Бурилина, В. С. Марков, А. Г. Франк, *Письма в ЖЭТФ* **59**, 510 (1994).
8. С. Ю. Богданов, С. Г. Бугров, В. П. Грицына и др., *Физика плазмы* **33**, 483 (2007).
9. A. G. Frank, S. G. Bugrov, and V. S. Markov, *Phys. Plasmas* **15**, 092102 (2008).
10. С. Ю. Богданов, В. С. Марков, А. Г. Франк и др., *Физика плазмы* **27**, 594 (2002).
11. A. G. Frank, S. Yu. Bogdanov, V. S. Markov et al., *Phys. Plasmas* **12**, 052316 (2005).
12. Г. Грим, *Спектроскопия плазмы*, М.: Атомиздат, 1969.
13. Г. Грим, *Уширение спектральных линий в плазме*, М.: Мир, 1978.
14. А. Г. Франк, В. П. Гавриленко, Н. П. Кирий, Г. В. Островская, в кн.: *Оптика низкотемпературной плазмы* (под ред. В. Н. Очкина), Сер. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, М.: Янус, 2008.
15. Н. П. Кирий, В. С. Марков, А. Г. Франк, *Физика плазмы* **36**, 387 (2010).
16. U. Ackermann, K. H. Finken, and J. Musielok, *Phys. Rev. A* **31**, 2597 (1985).
17. T. L. Pittman and C. Fleurier, *Phys. Rev. A* **31**, 1291 (1986).
18. С. Ю. Богданов, Г. В. Дрейден, В. С. Марков и др., *Физика плазмы* **32**, 1127 (2006).
19. А. Г. Франк, С. Н. Сатунин, *Физика плазмы* **37**, 889 (2011).
20. Г. В. Островская, А. Г. Франк, С. Ю. Богданов, *ЖТФ* **80**(7), 24 (2010).
21. A. G. Frank, N. P. Kyrie, and S. N. Satunin, *Phys. Plasmas* **18**, 111209 (2011).