

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ НЕЙТРАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ  
ПЛАЗМЫ ТОКОВОГО СЛОЯ ПО УШИРЕНИЮ СПЕКТРАЛЬНОЙ  
ЛИНИИ ГЕЛИЯ He I 5876 Å© 2023 г. Н. П. Кирий<sup>a,\*</sup>, Д. Е. Харлачев<sup>a,\*\*</sup>, К. В. Шпаков<sup>b,\*\*\*</sup><sup>a</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия<sup>b</sup>Физический институт им П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

\*e-mail: natalya.kyrie@yandex.ru

\*\*e-mail: harlachdanila@gmail.com

\*\*\*e-mail: konstantine.shpakov@gmail.com

Поступила в редакцию 04.08.2023 г.

После доработки 09.09.2023 г.

Принята к публикации 10.09.2023 г.

Методами спектроскопии исследована динамика нейтральной компоненты плазмы токового слоя, сформированного в двумерной (2D) и трехмерной (3D) магнитных конфигурациях при разряде в гелии. Установлено, что при формировании в 2D магнитном поле в токовом слое появляются потоки быстрых сверхтепловых атомов гелия, направленных вдоль ширины токового слоя (большого из поперечных размеров слоя). Показано, что атомы гелия могут приобретать направленную энергию  $W_x$  вследствие резонансной перезарядки ускоренных ионов в плазме токового слоя. Энергия направленного движения атомов гелия достигает величины  $W_x \approx (480 \pm 120)$  эВ, что в  $\sim 20$  раз превышает температуру атомов гелия  $T_a \approx (20 \pm 2)$  эВ в те же моменты времени. При формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации быстрые атомы гелия не наблюдались.

**Ключевые слова:** плазма, токовый слой, спектроскопия, уширение спектральной линии, температура и энергия направленного движения атомов гелия, сечение резонансной перезарядки

**DOI:** 10.31857/S0367292123601194, **EDN:** FOKMZO

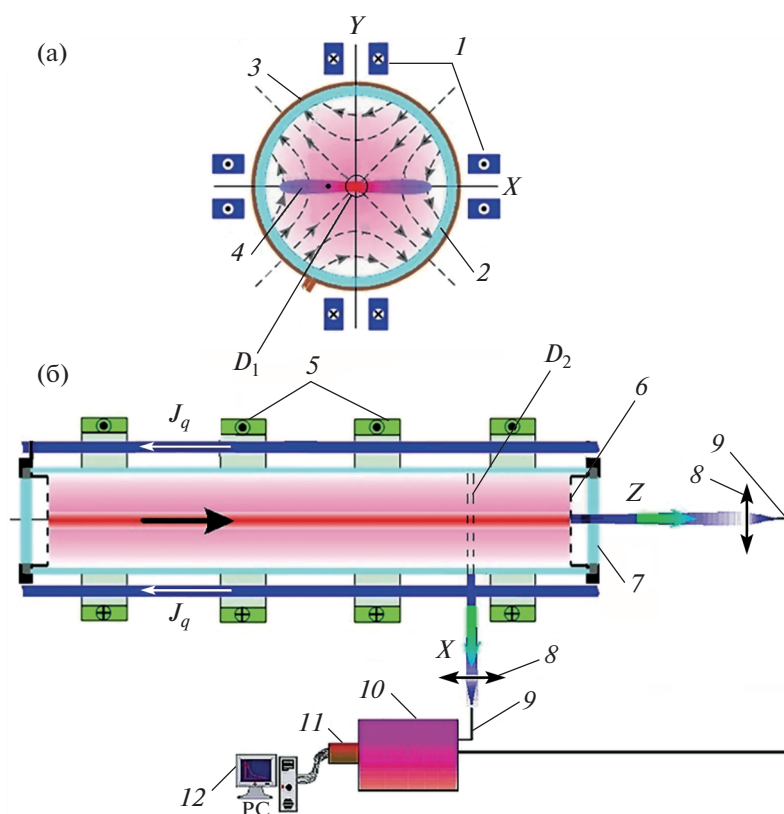
## 1. ВВЕДЕНИЕ

Лабораторное моделирование, наряду со спутниковыми наблюдениями, является важным инструментом изучения физики космической плазмы. Лабораторные эксперименты проводятся в хорошо контролируемых условиях с применением современных методов диагностики плазмы и способствуют пониманию таких явлений, как солнечные и звездные вспышки, суббури в магнитосфере Земли и других планет, неустойчивости срыва в плазме токамаков. Согласно современным представлениям, эти явления связаны с образованием в космической и лабораторной плазме токовых слоев и магнитным пересоединением в токовых слоях [1–3]. Лабораторные эксперименты по изучению физики токовых слоев и магнитного пересоединения, проводятся на протяжении нескольких десятков лет [4–13]. В процессе пересоединения магнитная энергия трансформируется, в частности, в энергию потоков плазмы, распространяющихся из области пересоединения. Такие плазменные потоки наблюдаются как в магнитосфере Земли [14–18], так и в

лабораторной плазме [19–25]. В работе [18] проведено сравнение основных характеристик плазменных джетов, генерируемых в магнитосфере и лабораторном эксперименте (ИОФ РАН), делается вывод о возможном сходстве механизмов их торможения.

В лабораторных экспериментах, которые проводятся в Институте общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, генерация быстрых потоков плазмы исследовалась в основном методами спектроскопии. Были измерены температуры и энергии направленного движения ионов гелия He II [21–23], аргона Ar II, Ar III, Ar IV [20, 23, 24] и криптона Kr II, Kr III [25]. Показано, что ускорение ионов в токовом слое происходит под действием сил Ампера.

Целью данной работы было исследование динамики атомов гелия в токовых слоях, сформированных в гелиевой плазме. Исследование проводилось методами классической спектроскопии, измерялись полуширины спектральной линии атомарного гелия He I 5876 Å в разные моменты времени. С помощью доплеровского уширения



**Рис. 1.** Схемы экспериментальной установки ТС-3D (ИОФ РАН) и спектральных измерений: поперечное сечение (а), вид сбоку (б). 1 – система прямых проводников для создания 2D магнитного поля с особой линией X-типа; 2 – вакуумная камера; 3 – витки  $\theta$ -разряда; 4 – токовый слой; 5 – катушки для возбуждения продольного магнитного поля  $B_z^0$ ; 6 – сетчатые электроды; 7 – кварцевые окна; 8 – кварцевые линзы; 9 – кварцевые световоды; 10 – монохроматор МДР-3; 11 – цифровая камера Nanogate-1UF; 12 – персональный компьютер;  $D_1, D_2$  – области плазмы токового слоя, из которых принималось излучение в  $z$ - и  $x$ -каналах.

этой линии были рассчитаны температура и энергия направленного движения атомов гелия во времени [26]. В расчетах делались поправки на штарковское уширение линии He I 5876 Å с помощью других линий нейтрального гелия: He I 4471 Å и 4922 Å с запрещенными компонентами, которые более чувствительны к Штарк-эффекту [27]. Было установлено, что атомы гелия также вовлекаются в направленное движение плазмы вдоль ширины токового слоя – наибольшего из поперечных размеров слоя, и приобретают энергию, сравнимую с энергией быстрых ионов гелия [21–23].

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ТС-3D И СХЕМА СПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 1 показана схема экспериментальной установки ТС-3D: а) – поперечное сечение, б) – вид сбоку и схема спектральных измерений [19, 21–23]. Токовые слои создавались в сильно неод-

нородных магнитных полях с особой линией X типа на оси  $z$

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

где  $B_x^0, B_y^0$  – компоненты поперечного квадрупольного магнитного поля,  $B_z^0$  – компонента продольного магнитного поля. В данных экспериментах градиент поперечного магнитного поля в плоскости  $(x, y)$  составлял  $h = 0.5$  кГс/см. Продольное магнитное поле  $B_z^0$  в экспериментах имело два возможных значения:  $B_z^0 = 0$ , в этом случае магнитная конфигурация 1 была двумерной (2D), или  $B_z^0 = 2.9$  кГс в случае трехмерной (3D) магнитной конфигурации.

X-линия магнитного поля (1) совмещалась с осью вакуумной камеры диаметром  $2R_c = 18$  см и длиной 100 см. Предварительно откачанная до  $10^{-6}$  Торр камера заполнялась гелием, начальное давление газа составляло  $p = 320$  мТорр. Началь-

ная плазма создавалась с помощью тэта-разряда с сильной предварительной ионизацией, осуществляемой четырьмя искровыми инжекторами [19]. Затем, с помощью электрического поля, приложенного вдоль оси  $z$ , в плазме возбуждался электрический ток  $J_z$ . Ток инициировал 2D-течения плазмы, которые приводили к сжатию плазмы и формированию токового слоя [2, 3]. Ток изменялся во времени по синусоидальному закону, амплитудная величина тока равнялась 45 кА, полупериод тока —  $T/2 \approx 6$  мкс.

Спектральные измерения проводились с помощью двухканальной оптической схемы, также представленной на рис. 1б. Излучение плазмы регистрировалось одновременно в двух взаимно перпендикулярных направлениях по отношению к токовому слою. В  $z$ -канале излучение плазмы собиралось из центральной квазицилиндрической области, вытянутой вдоль направления тока в слое (ось  $z$ ), что позволило повысить чувствительность спектральных измерений. В этом канале из уширений спектральной линии He I 5876 Å определялась температура атомов гелия, поскольку все направленные движения плазмы происходят преимущественно в плоскости ( $x, y$ ).

В  $x$ -канале излучение плазмы собиралось вдоль ширины слоя, большего из поперечных размеров слоя, ось  $x$ , рис. 1а. Из уширения линии гелия He I 5876 Å в этом канале определялась усредненная вдоль оси  $x$  энергия атомов гелия, подробнее см. ниже.

В каждом из каналов кварцевая линза отображала выделенную часть плазменного слоя на торец кварцевого световода, который располагался почти в фокусе кварцевой линзы. Диаметры световодов составляли 0.36 и 1 мм, длины  $\sim 10$  и 15 м, (в  $z$ - и  $x$ -каналах соответственно). Поперечное уменьшение оптической системы равнялось  $\sim 35$ – $25$ , а продольное  $\sim 1200$ – $600$  в  $z$ - и  $x$ -каналах соответственно. Пространственное разрешение  $z$ -канала составляло  $\sim 1.5$  см, а  $x$ -канала  $\sim 2.5$  см. Излучение плазмы по световодам передавалось на входную щель монохроматора МДР-3 с фокусным расстоянием объектива 600 мм и дифракционной решеткой 1200 штрихов/мм, обратная линейная дисперсия монохроматора равнялась 13 Å/мм. Профили спектральной линии He I 5876 Å регистрировались в плоскости выходной щели монохроматора с помощью программируемой цифровой камеры “Nanogate 1-UF”, которая представляет собой электронно-оптический преобразователь с усилителем яркости на основе МКП, приемником излучения служила CCD-матрица [28]. Камера позволяет регистрировать кадры с экспозицией 0.1–10 мкс, в данных экспериментах экспозиция составляла 0.8 мкс.

### 3. МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ТОКОВОГО СЛОЯ НА ОСНОВЕ УШИРЕНИЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ ГЕЛИЯ He I 5876 Å

Анализ полученных данных показал, что экспериментальные профили спектральной линии He I 5876 Å описываются функцией Фойгта — сверткой функций Гаусса и Лоренца [29, 30]. Гауссова функция в условиях настоящего эксперимента описывает суммарный вклад в уширение линии He I 5876 Å эффекта Доплера, обусловленного тепловым движением атомов гелия в плазме токового слоя, и аппаратной функции, также имеющей в условиях настоящего эксперимента гауссов профиль. Функция Лоренца описывает вклад в уширение эффекта Штарка, обусловленного электронным ударным уширением. На основе доплеровского уширения линии He I 5876 Å рассчитывались температура и энергия направленного движения атомов гелия в зависимости от времени. В расчетах делались поправки на штарковское уширение линии He I 5876 Å по известной плотности электронов в плазме токового слоя, измеренной ранее [27] с помощью других линий атомарного гелия: He I 4471 Å и He I 4922 Å с запрещенными компонентами, которые более чувствительны к штарк-эффекту.

Ниже приведена схема расчетов параметров плазмы токового слоя на основе данных об уширениях спектральной линии He I 5876 Å, зарегистрированных в двух взаимно перпендикулярных направлениях по отношению к токовому слою.

#### 3.1. Первый этап расчетов

На первом этапе из уширений линии He I 5876 Å, наблюдаемых в  $z$ -направлении, определялась температура атомов гелия в центральной области токового слоя, из которой принималось излучение плазмы в  $z$ -канале.

**3.1.1.** Для этого, во-первых, вводилась поправка на штарковское уширение спектральной линии He I 5876 Å. Например, известно, что при  $t \approx 3.2$  мкс (когда протекающий в плазме ток максимален), плотность электронов в центральной области токового слоя равна  $N_e^0 = 0.5 \times 10^{16}$  см $^{-3}$  [27]. Согласно таблицам Грима [30], при плотности электронов  $N_e = 10^{16}$  см $^{-3}$  электронная ударная полуширина линии He I 5876 Å составляет  $\Delta\lambda_{Sf} = 0.354$  Å, что приводит к штарковскому уширению линии He I 5876 Å в  $z$ -канале при  $t \approx 3.2$  мкс равному  $\Delta\lambda_{zSf} = 0.177$  Å, поскольку в условиях данного эксперимента штарковское уширение линии He I 5876 Å зависит от плотности электронов  $N_e$  линейно [29, 30].

**3.1.2.** Затем по “закону 3/2” определялось гауссово уширение спектральной линии He I 5876 Å в  $z$ -канале:

$$\Delta\lambda_{zG} = \left( \Delta\lambda_z^{3/2} - \Delta\lambda_{zSt}^{3/2} \right)^{2/3}, \quad (2)$$

где  $\Delta\lambda_z$  – уширения линии He I 5876 Å, зарегистрированные при наблюдении вдоль оси  $z$  в разные моменты эволюции токового слоя;  $\Delta\lambda_{zSt}$  – соответствующие штарковские уширения линии. Отметим, что вычисление гауссовой составляющей профиля Фойгта по “закону 3/2” приводит в условиях нашего эксперимента к ошибке менее 10%, сравнимой с экспериментальными ошибками; подробнее см. в работе [21].

**3.1.3.** Далее определялось доплеровское уширение линии He I 5876 Å, согласно правилу вычитания полуширин гауссовых контуров:

$$\Delta\lambda_{zD}^2 = \Delta\lambda_{zG}^2 - \Delta\lambda_{zApp}^2, \quad (3)$$

где  $\Delta\lambda_{zApp}$  – полуширина аппаратной функции монохроматора МДР-3 в  $z$ -канале. В  $z$ -канале полуширина аппаратной функции равнялась 0.8 Å, в  $x$ -канале – 0.6 Å.

**3.1.4.** Доплеровское уширение спектральной линии He I 5876 Å связано с температурой атомов гелия  $T_a$  известным соотношением [29, 30]:

$$\Delta\lambda_D = 2\sqrt{\ln 2} \frac{v_{Ta}}{c} \lambda_0 = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{c} \sqrt{2kT_a} \lambda_0, \quad (4)$$

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \times 10^{-7} \lambda_0 \left( \frac{T_a}{\mu} \right)^{1/2}, \quad (4a)$$

где  $\lambda_0 = 5876$  Å – длина волны спектральной линии He I 5876 Å,  $\mu = 4$  – атомный вес гелия. Откуда получаем расчетную формулу для температуры атомов гелия

$$T_a = 19.6 \times \Delta\lambda_{zD}^2 \quad (5)$$

Таким образом, на первом этапе расчетов определялась температура атомов гелия  $T_a$  в разные моменты времени в центральной области токового слоя.

### 3.2. Второй этап расчетов

На втором этапе цикл вычислений повторялся для спектральных данных, полученных в  $x$ -направлении. Оказалось, что при формировании токового слоя в 2D магнитной конфигурации полуширина линии He I 5876 Å, наблюдаемой в  $x$ -направлении, в отдельные моменты времени может быть больше, чем в  $z$ -направлении. На рис. 2 приведены профили спектральной линии He I 5876 Å, зарегистрированные одновременно в  $x$ - (а, в) и  $z$ -направлении (б, г) в момент времени  $t \approx 3.2$  мкс. Токовый слой создавался в 2D (а, б)

или 3D (в, г) магнитных конфигурациях. Видно, что в 2D магнитной конфигурации при  $t \approx 3.2$  мкс полуширина линии He I 5876 Å, наблюдаемой в  $x$ -направлении, существенно (в  $\sim 7$  раз) больше, чем в  $z$ -направлении.

Это можно объяснить тем, что в  $x$ -направлении, помимо нагрева, на атомы гелия действует дополнительный фактор, приводящий к увеличению ширины спектральной линии He I 5876 Å. Это дополнительное уширение естественно связать с направленным движением атомов гелия вдоль ширины токового слоя, т.е. вдоль оси  $x$ , по аналогии с направленным движением ионов гелия (а также ионов аргона и криптона), которые наблюдались ранее [20–25]. Тогда с помощью уширения линии He I 5876 Å, измеренного вдоль оси  $x$ , по формулам (4–5) можно определить характерную полную энергию атомов гелия, равную сумме тепловой энергии и энергии направленного движения атомов гелия:

$$W_x^{tot} = 19.6 \times \Delta\lambda_{xD}^2 \quad (6)$$

Для того, чтобы определить энергию направленного движения атомов гелия вдоль оси  $x$  нужно вычесть из полной энергии атомов  $W_x^{tot}$  тепловую энергию:

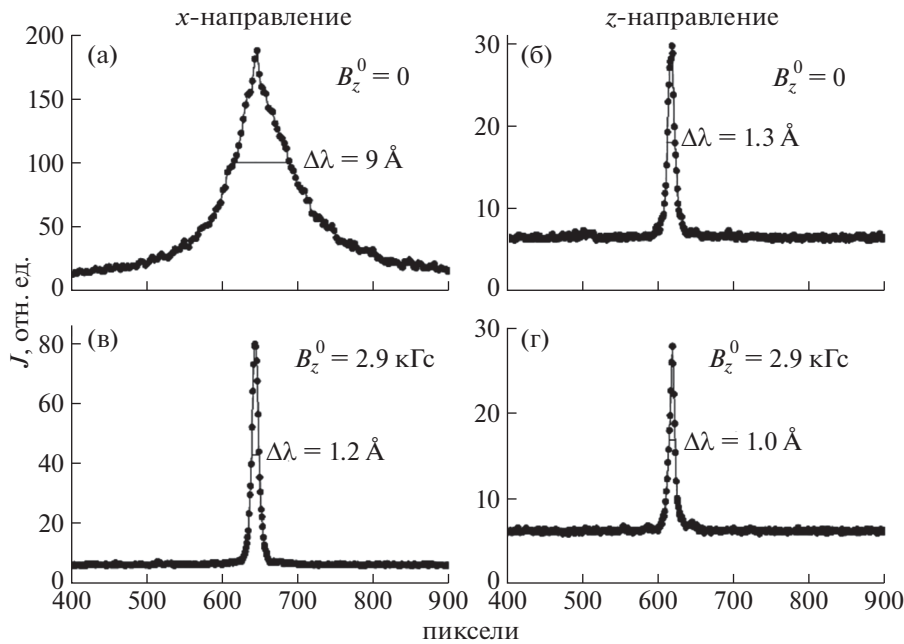
$$W_x = W_x^{tot} - T_a \quad (7)$$

Очевидно, что с помощью формулы (6), (7) можно получить лишь оценочные значения энергии направленного движения атомов гелия, поскольку формулы (4)–(6) справедливы для максвелловского распределения.

Отметим, что для данных, полученных в  $x$ -канале, также делалась поправка на штарковское уширение с помощью результатов работы [27]. При этом, если в приведенном выше примере (п. 4) плотность электронов в центральной области токового слоя в 2D магнитной конфигурации составляла  $N_e^0 = 0.5 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup> при  $t \approx 3.2$  мкс, то плотность электронов на боковых концах слоя в те же моменты времени согласно [27] была в  $\sim 30$  раз больше:  $N_e^x = 1.6 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Соответственно, штарковская составляющая уширения линии He I 5876 Å равнялась  $\Delta\lambda_{xSt} = 5.664$  Å.

## 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 и в табл. 1 и 2 представлены полуширины спектральной линии He I 5876 Å в зависимости от времени, зарегистрированные в  $x$ - и  $z$ -направлениях при формировании токовых слоев в 2D и 3D магнитных конфигурациях. Видно, что в начальный момент времени, при  $t \approx 1.2$  мкс, все уширения в пределах экспериментальных погрешностей практически одинаковы:  $\Delta\lambda_z \approx \Delta\lambda_x \approx (1.3–1.4)$  Å. Затем, при формировании токового



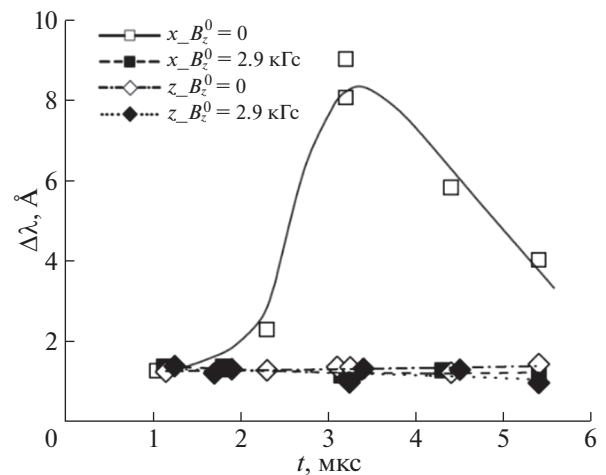
**Рис. 2.** Профили спектральной линии He I 5876 Å, зарегистрированные в  $x$  (а, в) и  $z$ -направлениях (б, г) по отношению к токовому слою, сформированному в 2D и 3D магнитных конфигурациях. 100 пикселей составляют 12.5 Å. Условия эксперимента:  $p = 320$  мТорр,  $J_z = 45$  кА,  $h = 0.5$  кГц/см,  $B_z^0 = 0/2.9$  кГц,  $t \approx 3.2$  мкс.

слоя в 2D магнитной конфигурации, полуширина линии He I 5876 Å, наблюдаемая в  $x$ -направлении, начинает расти, сначала довольно медленно и составляет  $\Delta\lambda_x \approx 2.3$  Å к моменту времени  $t \approx 2.3$  мкс. В следующие моменты времени, при  $t > 2.3$  мкс, уширение  $\Delta\lambda_x$  увеличивается значительно быстрее и достигает максимальной величины  $\Delta\lambda_x = (8.6 \pm 0.4)$  Å к моменту времени  $t \approx 3.2$  мкс. Уширение линии в  $z$ -направлении при этом практически не меняется и составляет  $\Delta\lambda_z = (1.4 \text{ Å} \pm 0.1)$  Å. Далее, при  $t > 3.2$  мкс, уширение линии He I 5876 Å, регистрируемое в  $x$ -направлении, уменьшается, а в  $z$ -направлении практически не меняется, рис. 3, табл. 1. При формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации уширения линии He I 5876 Å в обоих направлениях со временем практически не меняются,  $\Delta\lambda_z \approx \Delta\lambda_x \approx (1.2\text{--}1.4)$  Å, рис. 3, табл. 2.

С помощью изложенной выше методики (п. 3), используя полуширины спектральной линии He I 5876 Å (рис. 3, табл. 1 и 2), были определены температура и энергия направленного движения атомов гелия в зависимости от времени при формировании токового слоя в 2D и 3D магнитных конфигурациях; результаты расчетов представлены на рис. 4, а также в табл. 1 и 2. На рис. 4 показана также плотность электронов в зависимости от времени в центре токового слоя:

$N_e^0(t)$  и на боковых краях слоя:  $N_e^x(t)$ . Эти данные были получены в работе [27] на основе анализа

профилей линий нейтрального гелия He I 4471 и He I 4922 Å с запрещенными компонентами, зарегистрированными в тех же экспериментальных условиях.



**Рис. 3.** Полуширины спектральной линии He I 5876 Å в зависимости от времени, зарегистрированные в  $x$ - и  $z$ -каналах при формировании токовых слоев в 2D и 3D магнитных конфигурациях. Условия эксперимента:  $p = 320$  мТорр,  $J_z = 45$  кА,  $h = 0.5$  кГц/см,  $B_z^0 = 0/2.9$  кГц.

**Таблица 1.** Полуширины спектральной линии He I 5876 Å и параметры плазмы токового слоя, сформированного в 2D магнитной конфигурации: температура  $T_a$ , суммарная энергия  $W_x^{tot}$  и энергия направленного движения  $W_x$  атомов гелия в зависимости от времени. Условия эксперимента см. в подписи к рис. 2

$t \pm 0.4$ , мкс	$\Delta\lambda_z$ , Å	$\Delta\lambda_x$ , Å	$T_a$ , эВ	$W_x^{tot}$ , эВ	$W_x$ , эВ
1.2	$1.30 \pm 0.07$	$1.30 \pm 0.07$	$15 \pm 2$	$20 \pm 5$	$5 \pm 1$
2.3	$1.30 \pm 0.07$	$2.30 \pm 0.12$	$18 \pm 2$	$60 \pm 15$	$40 \pm 10$
3.2	$1.35 \pm 0.07$	$8.60 \pm 0.43$	$20 \pm 2$	$500 \pm 120$	$480 \pm 120$
4.4	$1.20 \pm 0.06$	$5.80 \pm 0.30$	$16 \pm 2$	$490 \pm 120$	$470 \pm 120$
5.4	$1.50 \pm 0.08$	$4.0 \pm 0.2$	$26 \pm 3$	$250 \pm 60$	$220 \pm 60$

**Таблица 2.** Полуширины спектральной линии He I 5876 Å и параметры плазмы токового слоя, сформированного в 3D магнитной конфигурации: температура  $T_a$ , суммарная энергия  $W_x^{tot}$  и энергия направленного движения  $W_x$  атомов гелия в зависимости от времени. Условия эксперимента:  $p = 320$  мТорр,  $J_z = 45$  кА,  $h = 0.5$  кГс/см,  $B_z^0 = 2.9$  кГс

$t \pm 0.4$ , мкс	$\Delta\lambda_z$ , Å	$\Delta\lambda_x$ , Å	$T_a$ , эВ	$W_x^{tot}$ , эВ	$W_x$ , эВ
1.15	$1.40 \pm 0.07$	$1.40 \pm 0.07$	$23 \pm 2$	$28 \pm 7$	$5 \pm 2$
1.8	$1.20 \pm 0.06$	$1.40 \pm 0.07$	$16 \pm 2$	$24 \pm 6$	$8 \pm 3$
2.05	$1.30 \pm 0.07$	$1.30 \pm 0.07$	$20 \pm 2$	$21 \pm 5$	0
3.2	$1.15 \pm 0.06$	$1.20 \pm 0.06$	$12 \pm 7$	$12.0 \pm 0.7$	0
4.4	$1.30 \pm 0.07$	$1.30 \pm 0.07$	$20 \pm 2$	$16 \pm 4$	0
5.4	$1.00 \pm 0.05$	$1.20 \pm 0.06$	$2.0 \pm 0.4$	$9 \pm 2$	$7 \pm 3$

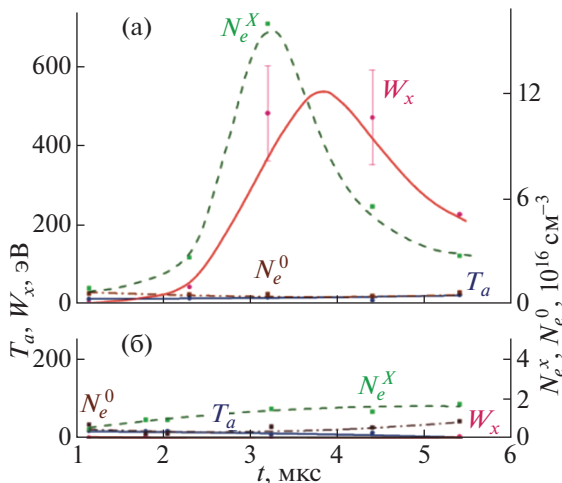
Из рис. 4а следует, что при формировании токового слоя в 2D магнитной конфигурации температура атомов гелия в центральной области то-

кового слоя в начальные моменты времени, при  $t \approx 1.2$  мкс, составляет  $T_a \approx 15$  эВ, плотность электронов –  $N_e^0 = 0.6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , а направленное движение атомов гелия практически отсутствует.

К моменту времени  $t \approx 2.3$  мкс температура атомов гелия медленно увеличивается до  $T_a \approx 18$  эВ, а энергия направленного движения – до  $W_x \approx 40$  эВ. Затем, при  $t > 2.3$  мкс, происходит стремительный рост энергии направленного движения атомов гелия до величины  $W_x = (480 \pm 120)$  эВ при  $t \approx 3.2$  мкс, что в  $\sim 20$  раз превышает тепловую энергию атомов в эти моменты времени:  $T_a = (20 \pm 2)$  эВ, табл. 1. Далее, в интервале  $t \approx (3.2–4.4)$  мкс, энергия направленного движения атомов гелия меняется мало, рис. 4а, табл. 1.

Одновременно с ростом энергии направленного движения атомов гелия при  $t > 2.3$  мкс происходит значительное увеличение плотности электронов вблизи боковых краев слоя, которая к моменту времени  $t \approx 3.2$  мкс достигает максимальной величины  $N_e^x = 1.6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  [27], тогда как в центральной области токового слоя плотность электронов, напротив, несколько уменьшается, до  $N_e^0 = 0.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  [27].

Далее, в моменты времени  $t > 4.4$  мкс, энергия направленного движения атомов гелия уменьша-



**Рис. 4** (а, б). Зависимости от времени температуры и энергии направленного движения атомов гелия в токовых слоях, сформированных в 2D (а) и 3D (б) магнитных конфигурациях. Условия эксперимента:  $p = 320$  мТорр,  $J_z = 45$  кА,  $h = 0.5$  кГс/см,  $B_z^0 = 0/2.9$  кГс.

ется, падает и плотность электронов на боковых концах слоя, у стенок вакуумной камеры.

При формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации ситуация существенно иная: направленное движение атомов гелия не наблюдается, плотность электронов на концах токового слоя практически не меняется, рис. 4б, табл. 2.

Температура атомов гелия в центре токового слоя, сформированного в 2D магнитной конфигурации, слабо меняется со временем: в ранние моменты, при  $t \approx 1.2$  мкс, температура атомов составляет  $T_a = 15 \pm 2$  эВ. К моменту времени  $t \approx 3.2$  мкс температура увеличивается до  $T_a = 20 \pm 2$  эВ, и затем уменьшается (табл. 1). При формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации температура атомов гелия практически не меняется — рис. 4б и табл. 2.

Отметим, что приведенные выше величины энергии направленного движения атомов гелия  $W_x(t)$  являются усредненными вдоль луча зрения — по оси  $x$ . Кроме того, как уже отмечалось выше, значения энергии  $W_x(t)$ , представленные на рис. 4 и в табл. 1 и 2, являются оценочными, поскольку получены с помощью формул (6), (7), которые справедливы для максвелловского распределения излучающих атомов по энергиям.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Итак, согласно полученным данным, в токовом слое, сформированном в 2D магнитной конфигурации, атомы гелия, также как и ионы гелия [21–23], по всей видимости, участвуют в ускоренном движении плазмы вдоль ширины слоя (бóльшего из поперечных размеров слоя) — ось  $x$ . Энергия направленного движения атомов гелия достигает величины:  $W_x \approx 480 \pm 120$  эВ при  $t \approx 3.2 - 4.4$  мкс, что в пределах ошибки измерений, совпадает с максимальной энергией направленного движения ионов гелия:  $W_x \approx 400 \pm 200$  эВ в тех же экспериментальных условиях [21–23]. Движение плазмы из центральной области токового слоя к его боковым краям приводит к росту плотности электронов на краях слоя до величины:  $N_e^x = 1.6 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup> [27] при  $t \approx 3.2$  мкс, которая в  $\sim 30$  раз превышает плотность электронов в центральной области слоя и начальную плотность электронов на краях слоя [27].

Как известно, ускорение ионов гелия в токовом слое происходит под действием сил Ампера [21–23], а атомы гелия могут приобретать энергию, по всей видимости, вследствие перезарядки быстрых ионов гелия на атомах гелия. Оценим эффективность процесса резонансной перезарядки в гелиевой плазме токового слоя. Сечение

перезарядки ионов гелия He II с энергией  $E \approx 400$  эВ на собственных атомах согласно [31] составляет:  $\sigma_{rez} \approx 1.24 \times 10^{-15}$  см<sup>2</sup>. Характерная плотность плазмы токового слоя равняется величине  $N_e \approx 10^{16}$  см<sup>-3</sup> [19, 21]. Предположим, что концентрация нейтралов He I в слое составляет  $\sim 10\%$  от плотности плазмы, т.е.  $N_a \approx 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Тогда характерное время перезарядки

$$\tau \approx (N_a \sigma_{rez} V_x)^{-1} \approx (10^{15} \times 1.24 \times 10^{-15} \times 1.4 \times 10^7)^{-1} \approx 0.06 \text{ мкс}, \quad (8)$$

где  $V_x$  — скорость ионов гелия с энергией  $E = 400$  эВ,  $V_x = 1.4 \times 10^7$  см/с.

Длина перезарядки

$$L = \tau V_x = 0.06 \times 10^{-6} \times 1.4 \times 10^7 \approx 0.8 \text{ см}. \quad (9)$$

Таким образом, согласно этим оценкам, характерное время перезарядки ионов гелия на собственных атомах составляет  $\tau \approx 0.06$  мкс, что в  $\sim 10^2$  раз меньше времени жизни токового слоя. Длина перезарядки:  $L \approx 0.8$  см, что в  $\sim 10$  раз меньше радиуса вакуумной камеры. Это означает, что резонансная перезарядка ионов гелия в плазме токового слоя может быть достаточно эффективной.

Предположим, что атомов гелия в слое менее 10%, но учтем, что перезарядка происходит, по всей видимости, не в центральной области токового слоя, а ближе к боковым краям, где плотность плазмы существенно больше, чем  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Тогда оценки характерного времени  $\tau$  и длины  $L$  перезарядки скорее всего по порядку величины не изменятся. Следовательно, и в этом случае можно сделать вывод об эффективности процесса резонансной перезарядки ионов гелия в плазме токового слоя.

На рис. 5 представлены для сравнения сечения ион-атомных столкновений (кривая 1) и резонансной перезарядки ионов гелия 2 в зависимости от энергии ионов [31–37]. Видно, что при энергии ионов гелия  $E \approx 400$  эВ [21, 22] сечение ион-атомных столкновений на порядок меньше сечения резонансной перезарядки ионов гелия.

Следовательно, при плотности нейтралов  $N_a \leq 10^{15}$  см<sup>-3</sup> характерные столкновительные параметры на порядок больше:  $\tau_{st} \geq 0.6$  мкс,  $L \geq R_k$ , т.е. ионы гелия практически бесстолкновительные. Эта ситуация может измениться в плотной холодной плазме вблизи стенок вакуумной камеры, где  $N_a > 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Однако при этом следует учитывать, что если наблюдается передача энергии от ионов к атомам связана со столкновениями, то это должны быть центральные удары. Частота таких соударений, как известно, очень мала, что не учитывают приведенные выше простые оценки. Все прочие соударения должны приво-

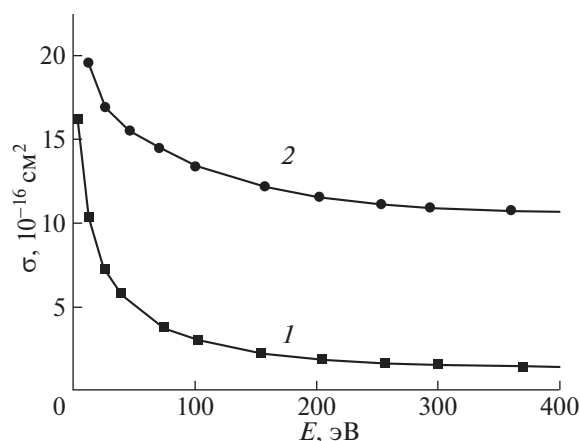


Рис. 5. Сечения ион-атомных столкновений в гелии 1 и резонансной перезарядки 2 ионов гелия в зависимости от энергии ионов.

дить к рассеянию энергии ионов, что в эксперименте не наблюдается. Таким образом, можно сделать вывод, что в условиях данного эксперимента процесс резонансной перезарядки ионов гелия эффективнее ион-атомных столкновений, вклад которых в наблюдаемую трансформацию частиц, по всей видимости, очень мал.

## 6. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

1) Измерены уширения спектральной линии атомарного гелия He I 5876 Å, излучаемой плазмой токового слоя, сформированного в 2D и 3D магнитных конфигурациях.

2) Обнаружено, что в 2D магнитной конфигурации уширения линии He I 5876 Å, наблюдаемые в  $x$ -направлении, в отдельные моменты времени значительно больше уширений той же линии в  $z$ -направлении. Так, полуширина линии He I 5876 Å в  $z$ -направлении при  $t \approx 3.2$  мкс составила  $\Delta\lambda_z = 1.3$  Å, а в  $x$ -направлении в те же моменты времени достигла максимальной величины  $\Delta\lambda_x = 9.0$  Å, т.е. была в  $\sim 7$  раз больше.

3) На основе полученных экспериментальных данных был сделан вывод о том, что в плазме токового слоя, формируемого в 2D магнитной конфигурации, генерируются потоки быстрых сверхтепловых атомов гелия, наряду с потоками энергичных ионов гелия, которые наблюдались ранее. Энергия направленного движения атомов гелия быстро увеличивается в процессе эволюции токового слоя и к моментам времени  $t \approx 3.2$ –4.4 мкс достигает величины  $W_x = 480 \pm 120$  эВ, что в  $\sim 20$  раз превосходит температуру атомов гелия в те же моменты времени,  $T_a = 20 \pm 2$  эВ.

4) Оценки показали, что появление быстрых атомов гелия в токовом слое, сформированном в

2D магнитной конфигурации, можно связать с резонансной перезарядкой обнаруженных ранее [21, 22] быстрых ионов гелия. Известно, что ионы гелия ускоряются в токовом слое под действием сил Ампера от центра слоя к его боковым краям.

5) Установлено, что при формировании токового слоя в 3D магнитной конфигурации, быстрые атомы гелия не наблюдаются, как не наблюдаются и ускоренные ионы гелия, что было показано ранее [21, 22].

Авторы благодарят В.А. Иванова за полезные обсуждения и С.Н. Сатунина за помощь в обработке данных.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Syrovatskii S.I.* // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1981. V. 19. P. 163.
2. *Кадошцев Б.Б.* // УФН 1981. Т. 151. С. 3.
3. *Прист Э., Форбс Т.* Магнитное пересоединение. — М.: Физматлит. 2005. 592 с.
4. *Франк А.Г.* // УФН 2010. Т. 180. С. 982.
5. *Yamada M., Kulsrud R., Ji H.* // Rev. Modern Phys. 2010. V. 82 (1). P. 603.
6. *Yamada M., Yoo J., Myers C.E.* // Phys. Plasmas. 2016. V. 23 (5). P. 055402(1).
7. *Yamada M.* Magnetic reconnection: a modern synthesis of theory, experiment, and observations. — Princeton University Press. Princeton Series in Astrophysics. 2022. V. 47. 312 p.
8. *Gekelman W., De Haas T., Daughton W., Van Compernelle B., Intrator T., Vincena S.* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 235101 (1).
9. *Frank A.G., Kyrie N.P., Satunin S.N.* // Phys. Plasmas. 2011. V. 18 (11). P. 111209 (1).
10. *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 (1).
11. *Zelenyi L.M., Frank A.G., Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Nakamura R.* // Plasma Phys. & Controlled Fusion 2016. V. 58. P. 054002 (1).
12. *Frank A.G., Artemyev A.V., Zelenyi L.M.* // J. Exp. Theor. Phys. 2016. V. 123. P. 699.
13. *Frank A.G., Kyrie N.P., Satunin S.N., Savinov S.A.* // Universe 2021. V. 7 (11). P. 400 (1).
14. *Nakamura R., Baumjohann W., Moukic C., Kistler L.M., Runov A., Volwerk M., Asano Y., Voros Z., Zhang T.L., Klecker B., Reme H., Balogh A.* // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31 (9). P. 9804.
15. *Juusola L., Hoilijoki S., Pfau-Kempf Y., Ganse U., Jarvinen R., Battarbee M., Kilpua E., Turc L., Palmroth M.* // Ann. Geophys. 2018. V. 36 (5). P. 1183.
16. *Hoshino M., Mukai T., Shinohara I., Saito Y., Kokubun S.* // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 337.
17. *Walia N.K., Seki K., Amano T.* // J. Geophys. Res. 2022. V. 127 (5). P. 30066.
18. *Frank A.G., Artemyev A.V., San Lu, Xiao-Jia Zhang, Kyrie N.P.* // Plasma Phys. Control. Fusion 2023. V. 65. P. 095006(1).

19. Франк А.Г., Гавриленко В.П., Кирий Н.П., Островская Г.В. // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Том III-2. М: Янус-К. 2008. С. 335.
20. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2010. Т. 36 (4). С. 387.
21. Кирий Н.П., Франк А.Г. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 1042.
22. Кирий Н.П., Марков В.С., Франк А.Г. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. С. 17.
23. Frank A.G., Kyrie N.P. // Plasma Phys. Rep. 2017. V. 43. P. 696.
24. Кирий Н.П., Франк А.Г., Васильков Д.Г. // Физика плазмы. 2019. Т. 45 (4). С. 313.
25. Kyrie N.P., Savinov S.A. // PPHR. 2021. V. 47 (6). P. 611.
26. Харлачев Д.Е., Кирий Н.П. // Сборник научных статей VI Международной научно-практической конференции "Актуальные проблемы и перспективы развития радиотехнических и инфокоммуникационных систем" Радиоинфоком-2022. Москва 2022. С. 266.
27. Кирий Н.П., Франк А.Г., Мингалеев А.Р., Мавлюдов Т.Б., Шпаков К.В., Байдин И.С. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 1035.  
<https://doi.org/10.31857/S0367292122601102>
28. [www.nanoscan.su](http://www.nanoscan.su)
29. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат. 1969.
30. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир. 1978.
31. Майоров С.А. // Краткие сообщения по физике ФИАН 2007. Т. 34 (2). С. 26.
32. Майоров С.А. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2012. Т. 39 (2). С. 31.
33. Голятина Р.И., Майоров С.А. // Прикладная физика. 2011. № 5. С. 22.
34. Королев Ю.Д. Элементарные и кинетические процессы в газоразрядной плазме. Издательство Томского политехнического университета. 2008.
35. Смирнов Б.М. Введение в физику атомных столкновений. М.: Атомиздат. 1973.
36. Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат. 1974.
37. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука. 1987.