

УДК 533.9.07

ИССЛЕДОВАНИЕ ИОНООБРАЗОВАНИЯ В УСКОРИТЕЛЕ С ЗАМКНУТЫМ ДРЕЙФОМ ЭЛЕКТРОНОВ

А. И. Морозов, А. И. Бугрова, В. А. Ермоленко, Л. А. Лейн

Оптическим методом исследованы плотность ионообразования, распределение нейтральной компоненты и функция распределения ионов в ускорителе с замкнутым дрейфом электронов.

Одним из основных процессов, определяющих работу ускорителя с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения [1], является ионизация рабочего газа.

Ранее распределение плотности ионизации в канале УЗДП исследовалось зондовыми методами [2, 3], но возникающие в плазме УЗДП при введении зонда статические возмущения ограничивают применение зондовой методики. Поэтому важна разработка бесконтактных методов измерения плотности ионизации.

Данная работа носит методический характер и посвящена определению плотности ионизации оптическим путем, а затем на этой основе расчету функции распределения ионов, их концентрации.

1. Методика и схема оптических измерений

В основу спектрального метода определения плотности ионизации положено предположение о том, что в плазме УЗДП существуют такие уровни, заселение которых происходит только электронным ударом из основного состояния, а дезактивация за счет спонтанного излучения. Такие уровни будем называть ударно возбуждаемыми (рис. 1). Интенсивность спектральной линии I_{mk} , испускаемой при переходе с уровня m на уровень k , записывается в виде

$$I_{mk} = \frac{A_{mk}}{\gamma} \frac{hc}{\lambda_{mk}} n_e n_0 \langle \sigma v_e \rangle_{0m}, \quad (1)$$

где n_0 , n_e — концентрации атомов в основном состоянии и электронов; A_{mk} , $\gamma = \sum_{i < m} A_{mi}$ — вероятность перехода с уровня m на уровень k и величина,

обратная времени жизни τ ; $\langle \sigma v_e \rangle_{0m}$ — усредненное по скоростям сечение возбуждения уровня m электронным ударом из основного состояния атома.

С другой стороны, плотность ионизации определяется выражением

$$q = n_e n_0 \langle \sigma v_e \rangle_{0\infty}, \quad (2)$$

где $\langle \sigma v_e \rangle_{0\infty}$ — усредненное по скоростям сечение ионизации атома в основном состоянии, производимое электронным ударом.

Сравнивая выражения (1) и (2), получаем, что по известному распределе-

интенсивности спектральных линий можно судить о распределении плотности рождения ионов в канале ускорителя

$$q = A \frac{\langle \sigma v_e \rangle_{0\infty}}{\langle \sigma v_e \rangle_{0m}} I_{mk} \quad (3)$$

где A — постоянная для данной линии.

Если известна функция распределения электронов (ФРЭ) в исследуемом объеме, то единственным требованием корректности определения q по (3) является критерий возбуждения уровня. Если ФРЭ неизвестна, то кроме условия на возбуждение требуется, чтобы отношение $\langle \sigma v_e \rangle_{0\infty} / \langle \sigma v_e \rangle_{0m}$ оставалось примерно постоянным в исследуемой области, а величина $\Delta\varepsilon = e\Phi_{\text{ион}} - e\Phi'$, где $\Phi_{\text{ион}}$ — потенциал ионизации, Φ' — энергетическое положение выбранного уровня, была много меньше ширины ФРЭ, причем в этом диапазоне энергий амплитуда ФРЭ менялась бы незначительно.

Таким образом, для исследования объемного распределения плотности ионизации в канале УЗДП при известной функции распределения достаточно измерить интенсивность линий на разных радиусах, испускаемых атомами рабочего вещества, в различных сечениях канала ускорителя.

С этой целью во внешнем изоляторе ускорительного канала в сечениях, отстоящих друг от друга на расстоянии 5 мм, высверливались отверстия диаметром 2.7 мм. Излучение, проходящее сквозь эти отверстия, фокусировалось на входную щель монохроматора МДР-2, на выходе из которого световой сигнал с помощью ФЭУ-26 преобразовывался в электрический, а затем регистрировался с помощью микроамперметра М-95 с чувствительностью $2 \cdot 10^{-9}$ А.

Выбранная геометрия оптической схемы измерения обеспечивала отсутствие перекрытия исследуемых областей плазмы при достаточном для регистрации сигнале. Тарировка сигнала проводилась по эталонному источнику (ленточной вольфрамовой лампе типа ТРШ), перед лентой которого устанавливалась диафрагма диаметром, равным диаметру отверстий в керамике канала. Абелизация профилей проводилась методом регуляризации [4].

Измерения проводились в следующем режиме работы ускорителя: разрядное напряжение и ток $U_p = 220$ В, $I_p = 2.4$ А, расход ксенона $\dot{m} = 2$ мг/с, $B_{\text{opt}} \approx 1.5 \cdot 10^{-2}$ Тл на модели с диаметром $\varnothing 74$ мм.

Для экспериментальных исследований была выбрана красная область спектра, где основными излучающими частицами являются атомы Хе [5]. В этой области можно подобрать ряд одиночных линий, интенсивность которых достаточна, чтобы проследить ее изменение по каналу. Были выбраны две наиболее сильные атомные линии ХеI 882 нм и ХеI 828 нм, соответствующие переходам с уровня $6p [2^1/2]_3$ ($\varepsilon_p = 9.72$ эВ) на $6s [1^1/2]_2$ ($\varepsilon_s = 8.31$ эВ) и $6p [1^1/2]_0$ ($\varepsilon_p = 9.93$ эВ) (на $6s [1^1/2]_1$ ($\varepsilon_s = 8.44$ эВ) соответственно.

Как показали оценки, эти уровни являются ударно-возбуждаемыми, заселение происходит из основного состояния электронным ударом, ступенчатым возбуждением их можно пренебречь ($n_i/n_0 \sim 10^{-5}$)

$$I_{mk} = \frac{hc}{\lambda} n_e n_0 \left\{ \langle \sigma' v_e \rangle_{0m} + \frac{n_i}{n_0} \langle \sigma v_e \rangle_{rm} \right\}.$$

2. Результаты измерений

На рис. 2 представлено изменение по радиусу нормированных профилей интенсивности атомных линий ксенона ХеI 882 нм и ХеI 828 нм в канале ускорителя.

Поскольку характер распределения интенсивности отражает поведение возбужденных атомов, можно видеть, что атомы с близкими потенциалами воз-

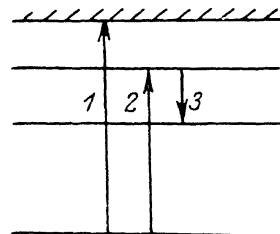


Рис. 1. Схема атомных переходов, используемых в расчете.

1 — ионизация электронным ударом из основного состояния, 2 — возбуждение уровня из основного состояния, 3 — излучательный переход.

буждения распределены по каналу одинаково. Если вблизи анода ($z=10$ мм) имеет место практически равномерное распределение возбужденных атомов, то по мере движения от анода к срезу канала происходит их перераспределение с образованием максимума возбужденных атомов вблизи внешней стенки на выходе из ускорителя ($z=5-10$ мм от среза).

Полученные распределения интенсивности атомных линий по объему канала использовались для определения распределения концентрации нейтральных атомов и плотности ионизации в канале согласно формулам (1) и (3).

При расчете брались сечения, рассчитанные по [4, 6], и экспериментально полученные функции распределения по [7].

На рис. 3 приведена усредненная по двум линиям ($\lambda=882$ и 828 нм) кон-

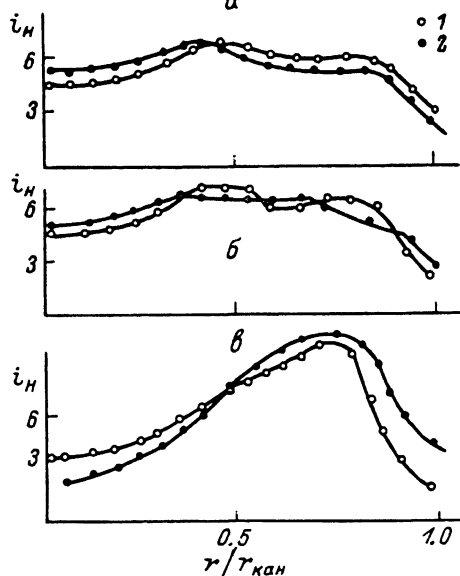


Рис. 2. Нормированные радиальные профили интенсивности линий, излучаемых атомами Хе в канале ускорителя.

1 — ХеI 823 нм, 2 — ХеI 882 нм. а — $z=35$, б — 25, в — 5 мм от среза.

центрация атомов в невозбужденном состоянии, определенная по формуле (1). Видно, что распределение нейтралов принципиально двумерно. Основное выгорание нейтралов происходит в центре канала, на выходе из ускорителя поток сносится к внутренней стенке канала.

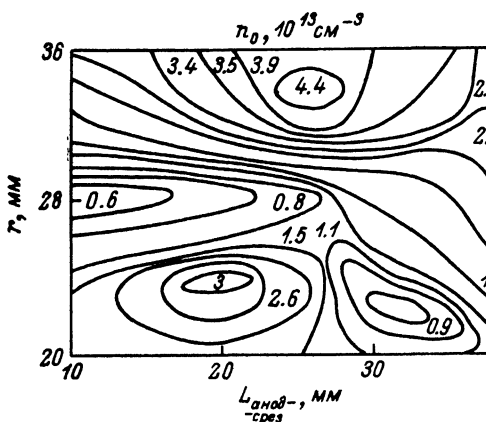


Рис. 3. Распределение атомов Хе в канале ускорителя, $\dot{m}=2$ мг/с, $U_p=220$ В, $B=1.5 \cdot 10^{-2}$ Тл.

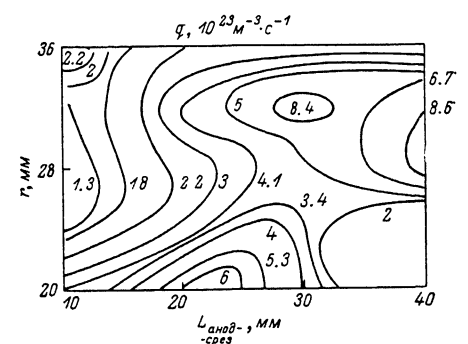


Рис. 4. Распределение плотности ионизации в канале ускорителя.

На рис. 4 приведено объемное распределение плотности ионизации, также являющееся результатом усреднения соответствующих распределений и рассчитанное по формуле (3). Видно, что в месте максимумов электрического и магнитного полей сосредоточено ядро потока на ионизацию, характеризующееся его максимальным значением. При удалении от ядра линии равных значений потока на ионизацию более разрежены и замыкаются на стенки канала.

3. Обсуждение результатов

а) В условиях УЗДП действием магнитного поля на ионы можно пренебречь, поэтому уравнение движения типичного иона имеет вид

$$M_i \frac{dv_i}{dt} = eE. \quad (4)$$

Для экспериментально определенных распределений электрического и магнитного полей с точками старта в различных областях канала на ЭВМ БЭСМ-6 рассчитывались траектории ионов. Расчет показал, что траектории ионов близки к силовым линиям электрического поля. Описанная схема позволяет выделить «сектор выхода» ионов (рис. 5), т. е. область внутри канала, в которой формируется выходящий из ускорителя поток ионов. Из этого рисунка видно, что выходной поток формируется ионами, образующимися в узком конусе внутри канала. Зная плотность ионизации, нетрудно рассчитать, что в пределах «сектора выхода» образуется 1.94 А ионного тока. Полный ионный

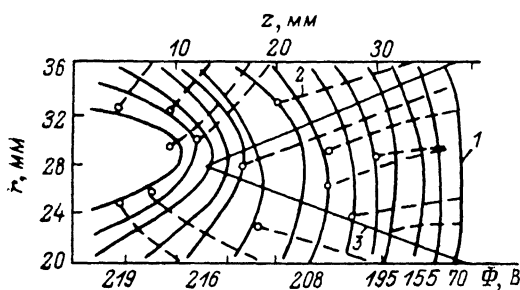


Рис. 5. Траектории ионов и «сектор выхода» ионов Хе.

$\dot{n} = 2$ мг/с. $U_p = 220$ В, $V = 1.5 \cdot 10^{-2}$ Тл. 1 — линии $\Phi = \text{const}$, 2 — траектории ионов, 3 — «сектор выхода».

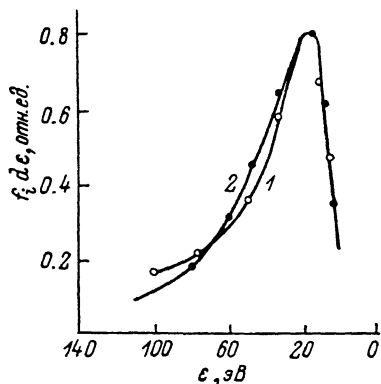


Рис. 6. Функция распределения ионов на выходе из ускорителя.

1 — расчет по формуле (6), 2 — экспериментальное определение многосеточным зондом и методом математического моделирования [8].

ток, возникающий в канале, составляет 4 А, т. е. из канала выходит только половина возникающих ионов.

Учитываем, что траектория ионов практически совпадает с силовыми линиями электрического поля, а величина скорости в каждой точке определяется из закона сохранения энергии

$$\frac{Mv^2(x)}{2} = e(\Phi^* - \Phi) \quad (5)$$

(Φ^* — потенциал точки рождения, Φ — текущий потенциал), можно определить функцию распределения ионов. Для этого просуммируем потоки ионов, приходящих в данную точку пространства

$$f_i d\varepsilon|_B = \frac{qdl}{\sqrt{\frac{2e}{M}(\Phi^* - \Phi)}} \frac{S_0}{S_1}. \quad (6)$$

Здесь dl — элемент дуги силовой линии электрического поля; $S_0 = 1$ см² в точке старта; S_1 — ширина трубки электрических силовых линий, проходящих через точку наблюдения, соответствующих ионам, родившимся в точке В.

Подсчитанная таким образом функция распределения ионов на выходе из ускорителя приведена на рис. 6. Здесь же показана функция распределения,

полученная в результате расчета и экспериментального определения методом многосеточного зонда [8]. Выделяя для каждой элементарной площадки внутри канала «сектор выхода» ионов, достигающих эту точку, можно рассчитать концентрацию ионов

$$n_i(r, Z) = \int f_i d\varepsilon = \int \frac{qdl}{V \frac{2e}{M} (\Phi^* - \Phi)} \frac{S_0}{S_1}. \quad (7)$$

Описанный метод определения концентрации заряженных частиц можно рассматривать как метод контроля результатов зондовых измерений в плазме с магнитным полем.

Литература

- [1] Бугрова А. И., Ермоленко В. А., Калихман Л. Е. ТВТ, 1979, т. 17, № 5, с. 91—92.
- [2] Бишаев А. М., Ким В. ЖТФ, 1978, т. 48, № 9, с. 1853—1857.
- [3] Зубков И. П., Кислов А. Л., Лебедев С. В., Морозов А. И. ЖТФ, 1971, т. 41, № 3, с. 526—533.
- [4] Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1974, с. 292.
- [5] Бугрова А. И., Ермоленко В. А. Тез. докл. IV Всес. конф. по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. М., 1978, с. 39—40.
- [6] Grizinski M. Phys. Rev., 1965, v. 138, N 2A, p. 336—358.
- [7] Бугрова А. И., Волкова Л. М., Ермоленко В. А. и др. ТВТ, 1981, т. 19, № 16, с. 1149—1155.
- [8] Бугрова А. И., Харчевников В. К., Якунин С. А. ТВТ, т. 19, № 5, с. 1045—1049.

Московский институт радиотехники,
электроники и автоматики

Поступило в Редакцию
22 августа 1986 г.