

УДК 533.6.08

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПЕРЕНОСА ЯДЕР КИСЛОРОДА В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА Т-10 КОРПУСКУЛЯРНО-СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

А. А. Коротков

При помощи корпускулярно-спектроскопического метода с точностью 40—50% определена величина радиального потока ядер кислорода в плазме токамака Т-10. Поток вычислялся из стационарного уравнения ионизационного баланса для ядер и водородоподобных ионов при использовании полученных экспериментально радиальных распределений их концентраций. Поток ядер кислорода существенно отличается от неоклассического и соответствует переносу ионов примеси из центра плазмы на периферию. Возможной причиной аномальности является перенос запертых ионов из-за нелинейного взаимодействия с полем винтовой неустойчивости.

### Введение

Выяснение механизма аномального переноса примесей в плазме токамака остается важной задачей в исследованиях по созданию квазистационарного токамака-реактора [1]. В последнее время выполнено значительное количество экспериментов по определению величин коэффициентов аномальной диффузии методами традиционной пассивной спектроскопии [2-4]. В этих методах исходной экспериментальной информацией является набор проинтегрированных вдоль различных линий наблюдения спектрального прибора интенсивностей свечения линий выбранного иона примеси. Величины коэффициентов аномального переноса определяются сравнением временных зависимостей или пространственных распределений интенсивностей свечения ионов, полученных в эксперименте, с расчетными. При этом в расчете либо к неоклассическому потоку добавляется аномальный диффузионный член [2-4], либо поток представляется в виде суммы диффузионного и конвективного членов [3], величины которых варьируются. Точность определения величин коэффициентов переноса подобными методами недостаточна для установления зависимостей этих коэффициентов от параметров плазмы [2]. До настоящего времени таких эмпирических зависимостей не получено.

Ограничение точности пассивных спектроскопических методов вызывается следующими факторами.

1) Отсутствие тороидальной и полоидальной симметрии в излучении периферийных ионов [5-7] затрудняет проведение абелизации и моделирование процесса переноса этих ионов, а также постановку граничных условий при моделировании процесса переноса центральных ионов [4].

2) Необходимость задания граничных условий при проведении моделирования требует знания параметров пристеночной плазмы, учета механизмов поступления примеси в разряд, что может являться самостоятельным предметом серьезного экспериментального исследования. Широко используемый в последнее время метод лазерной инжекции улучшает ситуацию, но требуется предварительное изучение энергетического и пространственного распределения вылетающих из мишени атомов [8]. По оценкам авторов работы [3], метод лазерной инжекции улучшает точность пассивной спектроскопической методики приблизительно в 2 раза.

3) Расчет интенсивности свечения линий ионов примесей требует учета большого количества элементарных процессов, влияющих на ионизационный баланс. Неопределенность в величинах сечений этих процессов может привести к значительным погрешностям в определении коэффициентов диффузии. Последнее особенно существенно для центральной зоны плазмы современных токамаков, где ионизационный баланс близок к корональному. Можно показать, что увеличение относительной погрешности определения потока происходит приблизительно в  $K$  раз по сравнению с неопределенностью скоростных коэффициентов элементарных процессов, наиболее сильно влияющих на ионизационный баланс ( $K$  — отношение характерного времени переноса иона к времени рекомбинации) [9].

Проверить влияние неопределенностей скоростных коэффициентов и других параметров плазмы на конечный результат в сложном численном расчете часто не представляется возможным из-за необходимости слишком большого машинного времени [3].

Принципиальное улучшение точности определения коэффициентов переноса может обеспечить активный корпускулярно-спектроскопический метод [10]. В этом методе исходной экспериментальной информацией является интенсивность характеристического излучения ионов примеси с зарядом ( $Z-1$ ), образующихся при перезарядке пучка атомов, инжектируемых в плазму, на ионах с зарядом  $Z$ . Интенсивность этого излучения определяется концентрацией ионов с зарядом  $Z$  и не зависит от других параметров плазмы, если энергия атомов пучка  $E \gg T_i$ . Излучение собирается из объема плазмы, определяемого пересечением пучка атомов с областью видимости спектрального прибора, что обеспечивает локальность измерений. Улучшение точности связано не только с локальностью и выделением процесса, приводящего к излучению, но и с тем, что метод позволяет измерять концентрацию ядер примесей и, следовательно, изучать их перенос [11-13]. В этом случае влияние неопределенности в скоростных коэффициентах элементарных процессов на получаемую в эксперименте величину потока является наименьшим [9].

Недавно выполнено несколько экспериментов с использованием корпускулярно-спектроскопической методики на токамаке PDX [14, 15], в которых были определены радиальные распределения концентрации ядер  $C^{6+}$ ,  $O^{8+}$ ,  $Ne^{2+}$  и усредненные по радиусу коэффициенты аномальной диффузии и скорости конвективного переноса. Однако в этих экспериментах авторы не измеряли радиальных распределений концентрации водородоподобных ионов и не могли использовать простое уравнение баланса ядер и водородоподобных ионов для определения коэффициентов переноса. Для их определения пришлось прибегать к численному расчету радиальных распределений ядер, при котором авторы столкнулись с трудностями описания граничных условий и асимметрией свечения иона  $He^+$  [14], типичными для пассивной спектроскопической методики. Поэтому принципиальные преимущества корпускулярно-спектроскопического метода реализованы не были. Несмотря на то что относительная точность измерения концентрации ядер составляла  $\sim 10\%$ , точность определения коэффициентов переноса оказалась такой же, как и в пассивных измерениях.

В настоящей работе для определения характеристик переноса ядер кислорода в плазме токамака T-10 использовано радиальное распределение концентрации ядер кислорода, полученное при помощи корпускулярно-спектроскопического метода [16], и радиальное распределение интенсивности свечения резонансной линии иона  $O^{7+}$  [17].

Поток ядер кислорода  $\Gamma_8$  определялся из решения стационарного уравнения ионизационного баланса для ядер и водородоподобных ионов

$$\Gamma_8 = \frac{1}{r} \int_0^r (n_7 I_7 - n_8 \alpha_8) n_e r dr, \quad (1)$$

где  $n_8$ ,  $n_7$ ,  $n_e$  — концентрации в плазме ионов  $O^{8+}$ ,  $O^{7+}$  и электронов;  $I_7$  — скоростной коэффициент ионизации иона  $O^{7+}$  электронным ударом;  $\alpha_8 = \alpha_8^+ + \beta_8 (n_7/n_8)$ ;  $\alpha_8^+$  — скоростной коэффициент радиационной рекомбинации ядер

кислорода;  $\beta_8$  — скоростной коэффициент перезарядки ядер кислорода на атомах рабочего газа дейтерия;  $n_D$  — концентрация атомов дейтерия в плазме.

Возможность использования простого уравнения (1) позволила в настоящей работе с хорошо контролируемой точностью (40—50 %) определить поток ядер кислорода и высказать предположение о наиболее вероятном механизме аномального переноса ионов.

## 1. Методика измерений

В эксперименте [16] измерялась интенсивность излучения резонансной линии  $L_\alpha$  (19 Å) иона  $O^{7+}$ , возникающего в результате перезарядки атомов водорода, инжектируемых в плазму, на ядрах кислорода.

Для зондирования плазмы использовался инжектор атомов с энергией 12 кэВ/а. е. м. [18]. Эквивалентная плотность тока пучка в центре плазмы составляла 3.5 мА/см<sup>2</sup>, локальность измерений вдоль малого радиуса тора 7 см, длительность инжекции 200 мкс.

Абсолютные измерения интенсивности характеристического излучения ионов примесей проводились при помощи фотоэлектронного спектрометра [19], прокалиброванного на излучении рентгеновской трубки, и полосового детектора повышенной чувствительности, специально разработанного для регистрации линии  $L_\alpha$  (19 Å)  $O^{7+}$  в активном эксперименте [26]. Фотоэлектронный спектрометр позволял регистрировать излучение в широком диапазоне энергий квантов 0.01—5 кэВ с энергетическим разрешением  $\Delta E/E = 2 \div 5\%$  в области мягкого рентгеновского излучения и чувствительностью  $\sim 10^{-6}$  импульсов на фотон. Относительное энергетическое разрешение на полувысоте аппаратной функции полосового детектора составляло 14 % при чувствительности регистрации на рабочей линии  $\sim 10^{-4}$  импульсов на фотон. Полосовой детектор и фотоэлектронный спектрометр регистрировали излучение вдоль одной и той же хорды, что позволило провести абсолютную калибровку детектора на линии 19 Å, используя излучение плазмы. Фотоэлектронный спектрометр использовался также для проверки отсутствия в полосе регистрации детектора посторонних линий.

Единственной сильной линией, попадающей в область регистрации помимо рабочей линии (19 Å), была линия 18.6 Å иона  $O^{6+}$ , соответствующая переходу  $3p \rightarrow 1s$ . Интенсивность этой линии составляла 10 % от интенсивности линии  $L_\alpha$  иона  $O^{7+}$  и не могла дать заметного вклада в активный сигнал, так как переход  $3p \rightarrow 1s$  при любом начальном распределении состояний по орбитальным моментам при перезарядке имеет существенно меньший каскадный фактор, чем  $2p \rightarrow 1s$ , а концентрация иона  $O^{7+}$  в области измерений существенно меньше концентрации ядер.

Концентрация ядер кислорода определялась из соотношения

$$n_O = eJ_A(L_\alpha)/j\sigma(L_\alpha),$$

где  $J_A(L_\alpha)$  — увеличение интенсивности свечения линии  $L_\alpha$  иона  $O^{7+}$  из единицы активного объема при инжекции в плазму пучка атомов водорода с эквивалентной плотностью тока  $j$ ;  $\sigma(L_\alpha)$  — сечение перезарядки атомов водорода на ядрах кислорода с испусканием излучения линии  $L_\alpha$ ;  $e$  — заряд электрона.

Сечение  $\sigma(L_\alpha)$  было измерено в работе [21], что позволило уточнить результаты измерений [16], при получении которых использовалось теоретическое сечение. Эквивалентная плотность тока пучка инжектора определялась по сигналу вторичной эмиссии отрицательных частиц при бомбардировке пучком металлической пластинки, расположенной на выходе из камеры токамака. При этом использовались экспериментальные значения коэффициентов вторичной эмиссии из работы [22]. Коэффициент ослабления пучка для центра плазмы определялся из сравнения сигнала вторичной эмиссии от пучка, прошедшего плазму, с сигналом без плазмы. Ослабление пучка для других точек плазмы рассчитывалось при учете резонансной перезарядки водорода на дейтонах плазмы и ионизации электронами.

Для определения радиального распределения концентрации ионов  $O^{7+}$  использовалось радиальное распределение интенсивности резонансной линии

этого иона из единицы объема  $J(L_\alpha)$ , полученное традиционным спектроскопическим методом [17]. Поскольку результаты работы [17] и измерения радиального распределения ядер кислорода относятся к разным диагностическим сечениям установки, данные [17] нормировались по выполненным в настоящей работе абсолютным измерениям интенсивности рабочей линии вдоль центральной хорды. Интенсивности излучения линии  $L_\alpha$  ( $19 \text{ \AA}$ )  $O^{7+}$  вдоль центральной хорды в разных сечениях отличались всего на 20 %, что указывало на отсутствие заметной асимметрии в распределении интенсивности этой линии в полоидальном и торoidalном направлениях.

При расчете  $n_7(r)$  использовалось корональное приближение с учетом вклада в интенсивность излучения линии процесса перезарядки ядер кислорода на атомах дейтерия, находящихся в плазме<sup>1</sup>

$$n_7 = (J(L_\alpha) - \beta_8^* n_8 n_9) / Q(L_\alpha) n_9,$$

где  $Q(L_\alpha)$  — функция возбуждения электронным ударом перехода  $2p \rightarrow 1s$  с учетом каскадов;  $\beta_8^*$  — скоростной коэффициент перезарядки ядер кислорода на атомах дейтерия с испусканием линии  $L_\alpha$  ( $19 \text{ \AA}$ )  $O^{7+}$  ( $\beta_8^* = 0.6 \beta_8$  [23]).

Так как сечение перехода  $2s \rightarrow 2p$  при электронном ударе ( $\sim 10^{-14} \text{ см}^2$ ) на несколько порядков превосходит сечение перехода  $2s \rightarrow 3p$  и сечение ионизации с уровня  $2s$  при энергии электронов  $E_e \sim T_e$  [24], то при расчете  $Q(L_\alpha)$  учитывалось также заселение уровня  $2p$  через уровень  $2s$ . Для вычисления  $Q(L_\alpha)$  использовались аппроксимационные формулы борн-кулоновских расчетов из работы [24].

## 2. Экспериментальные результаты

1. Исследование процесса переноса ядер кислорода проводилось в стационарной стадии разряда в дейтерии с параметрами:  $H_e = 16 \text{ кЭ}$ ,  $I = 230 \text{ кА}$ ,  $\bar{n}_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $q(a) \approx 2$ ,  $a = 29 \text{ см}$  ( $a$  — радиус графитовой диафрагмы). Этот разряд подробно изучался в работах [4, 17, 25]. На рис. 1 приводятся характеристики разряда, которые использовались при вычислении потока  $\Gamma_8$ .

На рис. 2 представлены результаты измерений радиальных распределений концентраций ядер и водородоподобных ионов кислорода, а на рис. 3 — результаты вычисления по формуле (1) потока ядер кислорода. Немонотонность в распределении  $n_7(r)$  на краю плазмы связана с тем, что экспериментальная величина  $J(L_\alpha)$  в области  $20 \text{ см} < r < 24 \text{ см}$  падает быстрее, чем  $Q(L_\alpha) n_9$ .

2. Относительная погрешность определения потока  $\Gamma_8$  вычислялась по формуле

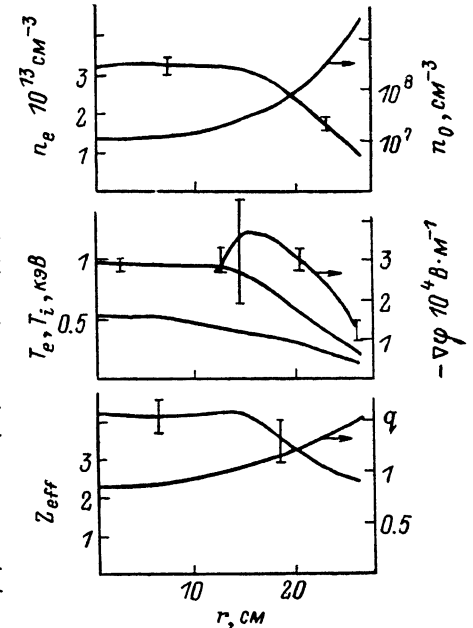


Рис. 1. Параметры разряда токамака Т-10, в котором проводились исследования процесса переноса ядер кислорода.

$$\delta(\Gamma_8) = \frac{1}{r\Gamma_8} \int_0^r \sqrt{\sum_i \left[ \frac{\partial}{\partial x_i} (\text{div } \Gamma_8) x_i \delta(x_i) \right]^2} r dr, \quad (2)$$

где  $\{x_i\}$  — величины, входящие в формулу (1) ( $n_9$ ,  $n_8$ ,  $n_7$ ,  $T_e$ ,  $T_i$ ,  $\alpha_8$ );  $\delta(x_i)$  — относительные неопределенности этих величин.

<sup>1</sup> Процесс перезарядки ядер кислорода на атомах дейтерия вносил заметный вклад в величину  $J(L_\alpha)$  только для  $r \geq 24 \text{ см}$ .

Формула (2) описывает зависимость изменения потока из-за независимых изменений параметров  $x_i$  в каждой точке радиуса плазмы. При этом знак приращения  $\text{div } \Gamma_8$  во всех точках плазмы выбирается одинаковым, что, как показали оценки, незначительно завышает  $\delta(\Gamma_8)$ .

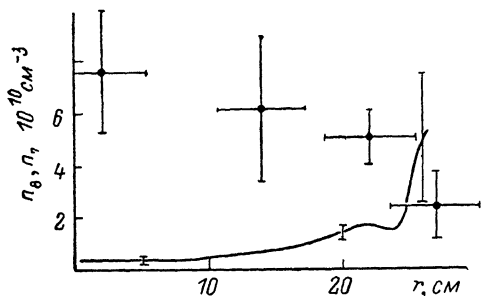
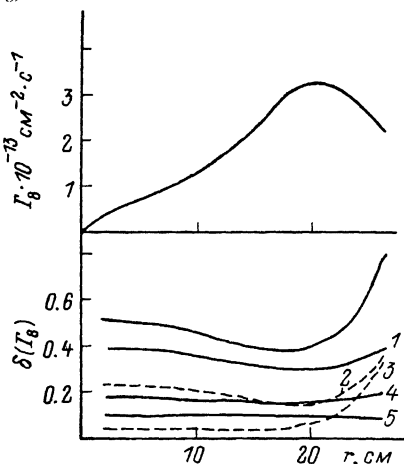


Рис. 2. Концентрация ядер кислорода, измеренная корпускулярно-спектротомическим методом (темные точки) [16], и концентрация ионов  $O^{7+}$  по данным работы [17].

Рис. 3. Поток ядер кислорода  $\Gamma_8$ , погрешность определения потока  $\delta(\Gamma_8)$  и вклад в нее неопределенностей различных параметров.

1 —  $n_7$ , 2 —  $n_8$ , 3 —  $\alpha_8$ , 4 —  $I_7$ , 5 —  $n_e$ .

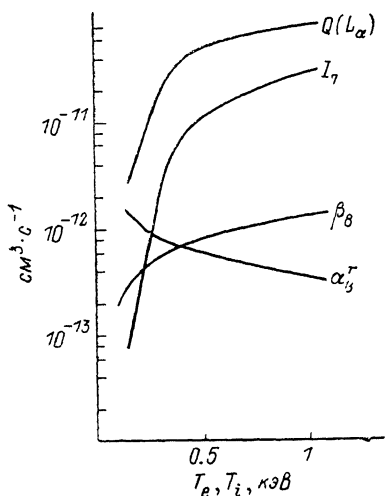


Величины  $\delta(x_i)$  находились по формуле

$$\delta(x_i) = \frac{1}{x_i} \sqrt{\sum_j \left[ \frac{\partial x_i}{\partial y_j^i} y_j^i \delta(y_j^i) \right]^2}, \quad (3)$$

где  $\{y_j^i\}$  — независимые параметры, влияющие на величину  $x_i$ .

На величину  $\delta(n_8)$  влияли статистика и контрастность активного сигнала в корпускулярно-спектротомических измерениях. Соответствующая погрешность показана на рис. 2. Кроме того, учитывались точность измерения сечения  $\sigma(L_\alpha)$  40% [21] и точность калибровки полосового детектора 15%. Погрешность измерения плотности пучка атомов водорода и ослабления пучка в плазме составляла 10%.



Величину  $\delta(n_7)$  определяли точность измерения радиального распределения интенсивности излучения линии  $L_\alpha$  (19 А)  $O^{7+}$  (~15% [4]), неопределенность в величине функции возбуждения  $Q(L_\alpha) \sim Z^{-1}$  [24], погрешность измерения  $n_e$ , указанная на рис. 1. Кроме того, для  $r \geq 24$  см значительную неопределенность

Рис. 4. Скоростные коэффициенты элементарных процессов, использованные при вычислении потока ядер кислорода.

в величину  $n_7$  вносили  $\beta_8, n_8, n_e$ . Считалось, что скоростной коэффициент перезарядки атомов дейтерия на ядрах кислорода  $\beta_8$  известен с точностью до двух раз, что соответствует разбросу результатов теоретических расчетов сечений перезарядки для энергии дейтронов  $E_D \sim T_i$  [26].

В расчетах коэффициента  $\beta_8$  в области энергий 1—10 кэВ использовались экспериментальные сечения работы [26], в области  $E_D < 1$  кэВ — результаты

расчета по модели Ландау—Зинера [27], для  $E_p > 10$  кэВ — результаты классических расчетов [28]. Радиальное распределение концентрации дейтерия в плазме определялось по потокам атомов перезарядки. При этом величина  $n_p$  считалась известной с точностью до двух раз.

Коэффициент  $I_7$  вычислялся по формуле Лотца, которая хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные по сечению ионизации иона  $O^{7+}$  электронами [29] и имеющиеся расчеты в приближении Кулона—Борна—Опенгеймера, обладающие точностью  $\sim Z^{-1}$ .

Для скоростного коэффициента радиационной рекомбинации использовались результаты усреднения по максвелловскому распределению точного квантовомеханического выражения для сечения рекомбинации на уровень  $1s$  [30]. Используемые в настоящей работе скоростные коэффициенты элементарных процессов представлены на рис. 4. Погрешность определения потока  $\Gamma_8$  с учетом всех указанных выше факторов и вклад в эту погрешность неопределенностей величин, входящих в формулу (1), представлены на рис. 3. Погрешность в величине потока определяется в основном погрешностью измерения  $n_7$ , поскольку скорость ионизации иона  $O^{7+}$  в условиях эксперимента была в несколько раз выше скорости рекомбинации иона  $O^{8+}$ . Поэтому точность определения потока (40—50 %) оказалась выше, чем точность измерения  $n_8$ . Увеличение погрешности на краю плазмы связано с ростом вклада в рекомбинацию ядер кислорода процесса перезарядки на атомах дейтерия.

### 3. Обсуждение результатов

1. Для определения механизма переноса ядер кислорода в плазме полученный в эксперименте поток сравнивался прежде всего с потоком, рассчитанным по неоклассической теории. При этом учитывалось, что разряд, в котором проводились исследования, характеризовался значительной величиной эффективного заряда плазмы  $Z_{\text{eff}} = 3 \div 4$  (рис. 1). Измерения концентрации кислорода в плазме в настоящей работе, а также измерения концентрации углерода и кислорода в работе [17] показали, что эти примеси вносили незначительный вклад в  $Z_{\text{eff}}$  ( $\approx 0.5$ ). Основная примесь осталась неидентифицированной. Поэтому неоклассические потоки вычислялись в предположении, что основной примесью являлся либо азот (легкая примесь), либо вольфрам (тяжелая примесь). При этом использовались результаты теоретической работы [31] для случая переноса малой добавки ( $n_8/n_e \approx 0.3\%$ ). Из-за значительной погрешности измерения концентрации ядер кислорода расчеты проводились как для случая максимального градиента концентрации, соответствующего наиболее крутой гладкой кривой, проведенной через экспериментальные точки, так и для  $\nabla n_8 = 0$ .

В центре плазмы все механизмы неоклассического переноса одинаково существенны. Для  $r \geq 14$  см определяющим является поток из-за продольного трения  $\Gamma_8^{PS}$ . Этим объясняется различие в величинах потока ядер кислорода на краю плазмы для случаев легкой и тяжелой основных примесей, поскольку в первом случае заметную роль играет температурная экранировка (рис. 5). В остальном потоки оказываются близкими и существенно меньшими, чем экспериментальный поток ( $\Gamma_8^{NC} < 0.1 \Gamma_8$ ).

Таким образом, поток ядер кислорода существенно аномален. Величина аномального потока  $\Gamma_8^A = \Gamma_8 - \Gamma_8^{NC}$  (рис. 6) практически не зависит от предположения о сорте основной примеси, а точность ее определения равна точности экспериментального потока. Полученный аномальный поток соответствует величине обычно приводимого в экспериментальных работах коэффициента аномальной диффузии  $D^A = -\Gamma_8^A / \nabla n_8 \geq 5 \cdot 10^8 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$

2. В настоящее время аномальный перенос тепла и частиц в токамаках связывают с существованием в плазме микронеустойчивостей, локализованных вблизи магнитных резонансных поверхностей. В квазилинейном для функции распределения частиц приближении и в случае  $n_i Z_i e |\nabla \phi| \gg |\nabla p_i|$  аномальный поток ионов можно представить в виде

$$\Gamma_i^A = D_i^A \frac{n_i Z_i e}{T_i} \nabla \phi, \quad (4)$$

где  $\nabla\varphi$  — напряженность радиального электрического поля, возникающего из-за различия в скоростях ухода из плазмы электронов и ионов. Величина этого поля была определена из скорости полоидального вращения плазмы, измеренной в работе [4] для  $r \geq 12$  см (рис. 1) ( $|\nabla\varphi| \sim 10^4$  в/м  $\gg \gg |\Delta p_s|/8en_s \sim 10^2$  в/м). Направление вращения соответствует положительному заряду шнура.

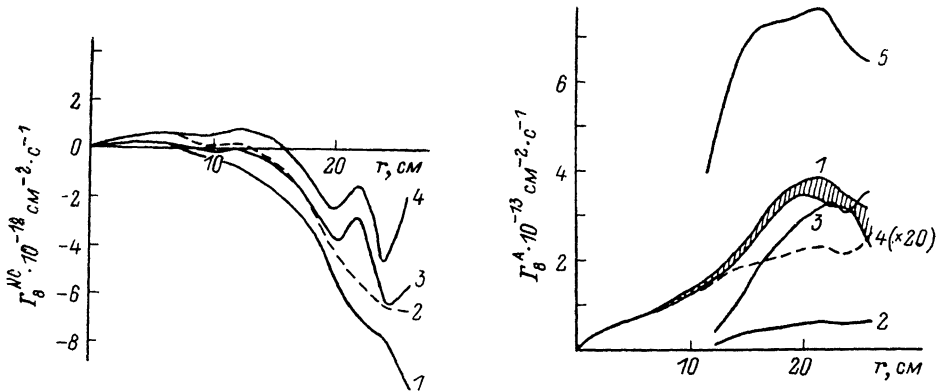
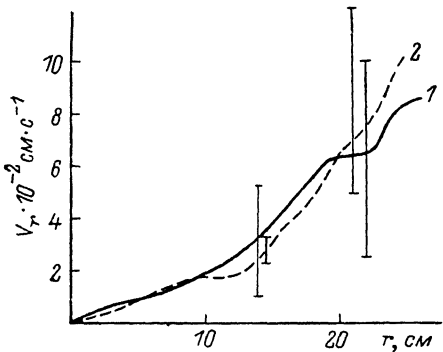


Рис. 5. Неоклассические потоки ядер кислорода.

Основная примесь: 1, 2 — вольфрам; 3, 4 — азот, 1, 3 —  $\nabla n_s$  максимальный; 2, 4 —  $\nabla n_s = 0$ .

Рис. 6. Сравнение экспериментального аномального потока ядер кислорода (1) с расчетными. Заштрихованная область соответствует неопределенности в величине  $\nabla n_s$  и-соте основной примеси.

Для сравнения с экспериментом величина аномального потока ядер кислорода вычислялась по формуле (4) при использовании теоретических асимптотических значений коэффициентов аномальной диффузии. В работе [32] получена максимальная величина коэффициента  $D_i^A$  для винтового возмущения с частотой  $\omega = V_{T_i}/qR$  и четным электрическим потенциалом, когда время корреляции взаимодействия иона с волной определяется тороидальными эффектами



$$D_i^A = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{c^2}{\omega_p^2} \frac{v_{T_i}}{qR} \varepsilon^{3/2}. \quad (5)$$

Здесь  $\omega_p$  — частота ленгмюровских колебаний электронов;  $v_{T_i}$  — тепловая скорость

Рис. 7. Радиальные скорости переноса ядер кислорода (1) и водородоподобных ионов аргона (2) [4].

ионов;  $R$  — большой радиус токамака;  $\varepsilon = r/R$ ;  $c$  — скорость света. Поток ядер кислорода, отвечающему коэффициенту диффузии (5), соответствует кривая 2 на рис. 6. Точность величины расчетного аномального потока определяется в основном точностью измерения концентрации ядер кислорода и скорости полоидального вращения плазменного шнура и составляет 50—60%. Видно, что указанный механизм аномальной диффузии не играл существенной роли в условиях эксперимента. Лучшее согласие с экспериментом получается в случае нечетного электрического потенциала волны, когда к диффузии приводит резонансное взаимодействие волны с ионами ( $\omega = k_{\parallel} v_{T_i}$ ) [33]. В этом случае

$$D_i^A = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{c^2}{\omega_p^2} \frac{v_{T_i}}{qR} \frac{S}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad (6)$$

где  $S$  — шир. Соответствующий поток представлен на рис. 6 кривой 3.

Механизм потерь ионы вдоль магнитных силовых линий из-за тиринг-неустойчивости (кривая 4) не вносил заметного вклада в процесс переноса, так как величина частоты соударений ядер кислорода с частицами плазмы была значительной. В этом случае максимальный коэффициент диффузии имеет вид [34]

$$D_i^A = \frac{v_{Ti}}{\nu_i} \left( \frac{\bar{B}}{B} \right)^2 \approx \frac{v_{Ti}}{\nu_i} \frac{\rho_e}{L_T} \approx \frac{c^2}{\omega_p^2} \frac{v_{Ti}^2}{v_{Te} q R} \frac{\nu_e}{\nu_i}. \quad (7)$$

Здесь  $\nu_i$ ,  $\nu_e$  — частоты столкновений для ионов и электронов;  $\bar{B}/B$  — относительная величина возмущения магнитного поля;  $\rho_e$  — ларморовский радиус электронов;  $L_T$  — характерный масштаб неоднородности температуры;  $v_{Te}$  — тепловая скорость электронов.

Потери запертых частиц при нелинейном взаимодействии с полем винтовой неустойчивости с частотой  $\omega \ll \omega_{bi} = v_{Ti} \sqrt{\varepsilon}/qR \approx 10^4$  Гц ( $\omega_{bi}$  — частота движения запертых ионов), рассмотренные в работе [35], приводят к наибольшему асимптотическому значению величины коэффициента диффузии

$$D_i^A \approx \frac{c^2}{\omega_p^2} \frac{v_{Ti}}{qR} \varepsilon. \quad (8)$$

Соответствующий поток представлен на рис. 6 кривой 5.

Поскольку для сравнения с экспериментом использовались асимптотические значения коэффициентов диффузии, то из рис. 6 следует, что именно последний из рассмотренных механизмов является в условиях эксперимента наиболее вероятным механизмом выноса из плазмы ионов примесей.

Для всех рассмотренных механизмов аномального переноса, кроме потерь вдоль магнитных силовых линий, радиальная скорость переноса ионов  $v_{r_i} \sim \sim Z_i/\sqrt{m_i}$ , и, следовательно, отношение скоростей радиального переноса различных ионов не должно зависеть от радиуса плазмы. На рис. 7 представлена радиальная скорость ядер кислорода и скорость водородоподобных ионов аргона, измеренная в тех же разрядах [4]. Эти скорости оказываются в соответствии с теорией близкими друг другу во всех точках плазмы.

Рассмотренные механизмы переноса объясняют положительный заряд плазмы. Однако в рамках квазилинейного для функции распределения электронов приближения остается необъяснимой получаемая в эксперименте большая величина радиального электрического поля ( $\Delta\varphi \approx (3 \div 10) \nabla p_e / en_e$ ).

## Выводы

1. Использование корпускулярно-спектроскопического метода позволяет с хорошо контролируемой точностью определять потоки и радиальные скорости ионов примесей в плазме токамака. Наиболее перспективным является исследование процесса переноса ядер легких элементов при измерении радиальных распределений ядер и водородоподобных ионов и при использовании уравнения ионизационного баланса. Точность определения потока ядер кислорода, полученная в настоящей работе (40—50 %), может быть существенно улучшена повышением точности измерения концентрации примеси в плазме, что вполне достижимо [14, 15].

2. Полученный в эксперименте поток ядер кислорода является существенно аномальным. Наиболее вероятной причиной аномальности является перенос запертых ионов из-за нелинейного взаимодействия с полем винтовой неустойчивости.

## Литература

- [1] Isler R. C. Nucl. Fusion, 1984, v. 24, N 12, p. 1599—1678.
- [2] TER group. Nucl. Fusion, 1982, v. 22, N 9, p. 1173—1189.
- [3] TER group. Nucl. Fusion, 1983, v. 23, N 5, p. 559—569.
- [4] Бугаря В. И., Васин Н. Л., Вершков В. А. и др. Физика плазмы, 1983, т. 9, № 5, с. 914—925.
- [5] Allen S. L., Moos H. W., Richards R. K. et al. Nucl. Fusion, 1981, v. 21, N 2, p. 251—255.
- [6] Brau K., Suckewer S., Wong S. K. Nucl. Fusion, 1983, v. 23, N 12, p. 1657—1668.



- [7] Razitova K. A. Plasma Phys. Controlled Fusion, 1984, v. 26, N 1, p. 37—47.
- [8] Martar E. S., Cecchi J. L., Cohen S. A. Rev. Sci. Instr., 1975, v. 46, N 9, p. 1149—1154.
- [9] Коротков А. А. Препринт ФТИ-912. Л., 1984. 40 с.
- [10] Афросимов В. В., Гордеев Ю. С., Зиновьев А. Н., Коротков А. А. Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, № 8, с. 540—543.
- [11] Афросимов В. В., Гордеев Ю. С., Зиновьев А. Н., Коротков А. А. Физика плазмы, 1979, т. 5, № 5, с. 987—995.
- [12] Keith H. Burrell. Am. Phys. Soc., 1979, v. 24, N B-8, p. 767.
- [13] Коротков А. А. Сб. докл. III Всес. совещ. по диагностике высокотемпературной плазмы. Дубна, 1983. с. 174.
- [14] Fonk R. J., Finkenthal M., Goldston R. I. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, N 10, p. 737—740.
- [15] Fonk R. J., Hulse R. A. Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, N 7, p. 530—533.
- [16] Зиновьев А. Н., Коротков А. А., Кржижановский Е. Р. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, № 9, с. 557—560.
- [17] Bugarya V. I., Vasin N. L., Gegechkori N. M. et al. 10th Europ. Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys. Moscow, 1981, v. 1, p. 71—74.
- [18] Димов Г. И., Росляков Г. В. ПТЭ, 1974, № 1, с. 29—36.
- [19] Зиновьев А. Н., Коротков А. А., Макаренко Б. Н. Тез. докл. V Всес. конф. по физике ВУФ излучения и взаимодействию излучения с веществом. Л., 1978, с. 26—28.
- [20] Зиновьев А. Н., Коротков А. А., Кржижановский Е. Р. Тез. докл. VI Всес. конф. по физике ВУФ излучения и взаимодействию излучения с веществом. М., 1982, с. 228.
- [21] Афросимов В. В., Донец Е. Д., Зиновьев А. Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, № 2, с. 70—73.
- [22] Кисляков А. И., Штеkel Я., Якубка К. ЖТФ, 1975, т. 45, № 7, с. 1545—1547.
- [23] Комаров И. В., Панов М. Н. Докл. VIII Всес. конф. по физике электронных и атомных столкновений. Л., 1981, с. 3—23.
- [24] Базылев В. А., Чибисов М. И. Препринт ИАЭ-3125. М., 1979. 41 с.
- [25] Berlizov A. B., Bugarya V. I., Vuzankin V. V. et al. 8th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research. Brussel, 1980, v. 1, p. 23—34.
- [26] Афросимов В. В., Басалаев А. А., Донец Е. Д. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 37, № 1, с. 21—24.
- [27] Salop A., Olson R. E. Phys. Rev., 1976, v. A13, N 4, p. 1312—1320.
- [28] Olson R. E., Salop A. Phys. Rev., 1977, v. A16, N 2, p. 531—541.
- [29] Crandall D. H. Phys. Scripta, 1981, v. 23, N 1, p. 153—162.
- [30] Гордеев Ю. С., Зиновьев А. Н., Петров М. П. Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 25, № 4, с. 223—227.
- [31] Hirshman S. P., Sigmar D. J. Nucl. Fusion, 1981, v. 21, N 9, p. 1079—1201.
- [32] Parail V. V., Pogutse O. P. 10th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys. Moscow, 1981, v. 2, p. 144.
- [33] Parail V. V., Pogutse O. P. 8th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research. Brussel, 1980, v. 1, p. 67—72.
- [34] Molvig K., Hirshman S. P., Rechester A. B. et al. Ibid., p. 73—82.
- [35] Parail V. V., Yushmanov P. N. 12th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys. Budapest, 1985, v. 1, p. 98—101.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
8 апреля 1987 г.