
СОДЕРЖАНИЕ

Том 48, номер 8, 2022

ТОКАМАКИ

Перспективы применения диагностики по потокам атомов для токамака с реакторными технологиями

*В. И. Афанасьев, П. Р. Гончаров, А. Д. Мельник, М. И. Миронов,
А. С. Наволоцкий, В. Г. Несеневич, М. П. Петров, С. Я. Петров,
Ф. В. Чернышев*

675

Времяпролетный атомный анализатор с двумерной электростатической фокусировкой

*В. И. Афанасьев, С. С. Козловский, А. Д. Мельник, М. И. Миронов,
А. С. Наволоцкий, В. Г. Несеневич, М. П. Петров, С. Я. Петров,
Ф. В. Чернышев*

685

Концептуальный проект диагностического инжектора пучка атомов водорода для токамака TRT

В. И. Давыденко, А. А. Иванов, Н. В. Ступишин

694

Разработка диагностической системы “активная спектроскопия” (CXRS) для установки TRT

*С. В. Серов, С. Н. Тугаринов, В. В. Серов, В. А. Крупин, И. А. Земцов,
А. В. Красильников, Н. В. Кузьмин, Г. С. Павлова, Н. Н. Науменко*

700

Диагностика электронного компонента плазмы токамака с реакторными технологиями методом томсоновского рассеяния

*Г. С. Курские, Е. Е. Мухин, А. Н. Коваль, Н. С. Жильцов, В. А. Соловей,
С. Ю. Толстяков, Е. Е. Ткаченко, А. Г. Раздобарин, А. М. Дмитриев,
А. Ф. Корнев, А. М. Макаров, А. В. Горшков, Г. М. Асадулин,
А. Б. Кукушкин, П. А. Сдвиженский, П. В. Чернаков*

711

Объединенная диагностика томсоновского рассеяния и лазерно-индуцированной флуоресценции для исследования плазмы дивертора и X-точки в токамаке с реакторными технологиями

*Е. Е. Мухин, С. Ю. Толстяков, Г. С. Курские, Н. С. Жильцов, А. Н. Коваль,
В. А. Соловей, А. В. Горбунов, А. В. Горшков, Г. М. Асадулин, А. Ф. Корнев,
А. М. Макаров, Д. Л. Богачев, Н. А. Бабинов, Д. С. Самсонов, А. Г. Раздобарин,
А. Н. Баженов, И. М. Букреев, А. М. Дмитриев, Д. И. Елец, В. А. Сениченков,
И. Б. Терещенко, Л. А. Варшавчик, И. А. Ходунов, Ан. П. Чернаков, Г. В. Марчий,
К. О. Николаенко, Н. В. Ермаков*

722

Измерения электронной плотности плазмы в рефрактометрии TRT

*В. А. Вершков, В. Г. Петров, Г. Ф. Субботин, Д. А. Шелухин,
А. Ю. Афонин, К. Ю. Афонин*

731

Рефлектометрия на установке TRT: анализ физических и инженерных возможностей

Д. А. Шелухин, Г. Ф. Субботин, В. А. Вершков, И. А. Владимиров

747

Возможности спектральной диагностики примесей и водорода в диверторной плазме TRT

*К. Ю. Вуколов, Е. Н. Андреев, А. В. Горбунов, А. С. Кукушкин,
А. А. Морозов, А. А. Пшенов*

761

УДК 553.9.07,553.9.08

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ДИАГНОСТИКИ ПО ПОТОКАМ АТОМОВ ДЛЯ ТОКАМАКА С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ

© 2022 г. В. И. Афанасьев^{a, *}, П. Р. Гончаров^{b, **}, А. Д. Мельник^a, М. И. Миронов^a,
А. С. Наволоцкий^a, В. Г. Несеневич^a, М. П. Петров^a, С. Я. Петров^a, Ф. В. Чернышев^a

^a Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

^b Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: val@npd.ioffe.ru

**e-mail: p.goncharov@spbstu.ru

Поступила в редакцию 16.02.2022 г.

После доработки 25.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Рассмотрены возможности применения диагностики по потокам атомов для исследования параметров плазмы и дополнительных методов нагрева на токамаке с реакторными технологиями. Представлены варианты размещения диагностического оборудования, включающего в себя три анализатора атомов перезарядки на различные диапазоны энергии регистрируемых потоков атомов. Показано, что в дейтерий-третиевом режиме работы установки диагностический комплекс анализаторов позволяет измерять функции распределения тепловых ионов плазмы и получать информацию об изотопном отношении основного ионного компонента плазмы. Кроме того, предлагаемая геометрия расположения анализаторов обеспечивает измерение энергетического распределения быстрых ионов, возникающих при нейтральной инжекции и введении в плазму высококачественной мощности на частоте ионно-циклотронного резонанса.

Ключевые слова: диагностика по потокам атомов, анализаторы атомов перезарядки, инжекция нейтральных пучков, TRT

DOI: 10.31857/S0367292122100031

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время начато проектирование российского компактного стационарного токамака с сильным магнитным полем, получившего название токамака с реакторными технологиями (TRT) [1]. Предполагается, что эта установка будет работать в квазистационарных режимах (≥ 100 с) с водородной, гелиевой и дейтериевой плазмой и в режимах с короткими (< 10 с) дейтерий-третиевыми разрядами, длительность которых будет ограничена радиационным разогревом тороидальных катушек [2]. В качестве основных задач TRT планируется, в частности, развитие передовых систем дополнительного нагрева и генерации тока плазмы, включая инжекторы атомов с энергией МэВ-диапазона [3] и ВЧ-антенны, работающие в частотном диапазоне ионно-циклотронного резонанса (ИЦР) [4].

Несомненно, необходимым условием успеха будущего функционирования установки TRT является развитие современного диагностического комплекса. Приоритетными в первую очередь будут диагностики, обеспечивающие детальное исследование ионного компонента плазмы: измерение функций распределения ионов изотопов

водорода теплового диапазона энергии, и получение информации о соотношении их концентраций в плазме (изотопного соотношения), а также быстрых ионов, возникающих при инжекции в плазму нагревных пучков и ВЧ-излучения. Одним из диагностических средств, способных решать эти задачи, являются анализаторы атомов перезарядки (атомные анализаторы), – приборы, позволяющие получать энергетические распределения различных ионов по потокам соответствующих атомов из плазмы. Важно отметить, что атомные анализаторы с успехом применялись на всех лидирующих мировых установках с магнитным удержанием, таких как JET [5, 6], TFTR [7–9], JT-60U [10] и др., а разрабатываемая в настоящее время в ФТИ им. А.Ф. Иоффе специализированная система на основе атомных анализаторов включена в перечень приоритетных диагностик для международного термоядерного реактора ИТЭР, обеспечивающих контроль и оптимизацию режима термоядерного горения [11, 12].

Данная работа посвящена изучению возможностей применения комплекса атомных анализаторов для исследования параметров плазмы и допол-

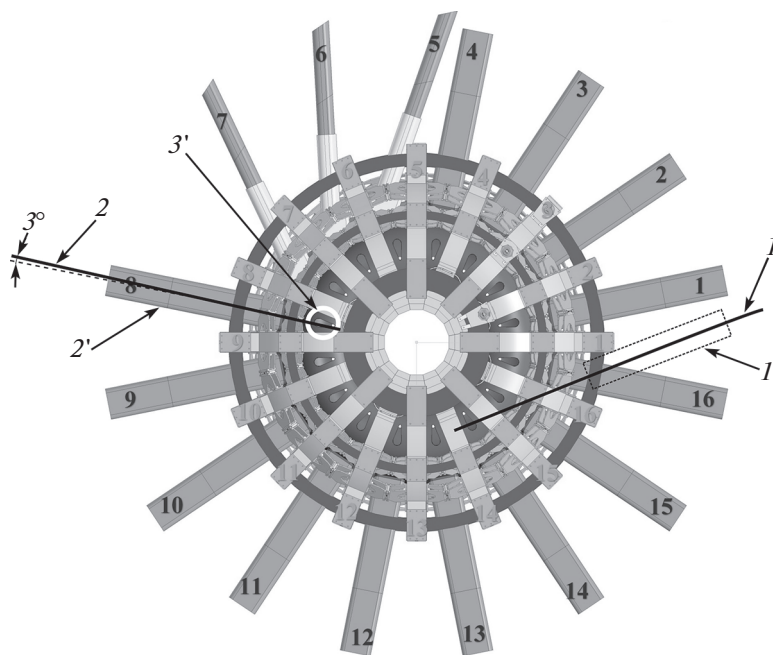


Рис. 1. Размещение анализаторов атомов перезарядки на TRT: *1* – линия наблюдения анализатора 1 (тангенциальное направление навстречу инжектированным пучкам); *1'* – положение экваториального патрубка для размещения анализатора 1 (необходимо изменение существующей конструкции); *2* – линия наблюдения анализатора 2 (перпендикулярное направление с разворотом на 3° относительно оси патрубка); *2'* – экваториальный патрубок для анализатора 2; *3* – вертикальный патрубок для анализатора 3 (условно показана проекция на плоскость рисунка; линия наблюдения анализатора 3 проходит в вертикальном направлении через центр плазмы).

нительных методов нагрева на TRT. Численное моделирование проникновения нейтральных пучков в плазму TRT и расчет функции источника быстрых дейтронов выполнены с помощью программного кода [13]. Расчеты пространственной, энергетической и угловой зависимости функции распределения скоростей дейтронов в плазме с учетом эффектов замедления и диффузии в пространстве скоростей в результате кулоновских столкновений с электронами и ионами фоновой плазмы проведены на основе метода, описанного в работе [14]. Сделаны оценки популяции быстрых ионов, возникающих при введении в плазму ВЧ-мощности на частоте ионно-циклотронного резонанса. На основе полученных результатов и данных о пространственном распределении плотностей мишеней нейтрализации проведены расчеты энергетических распределений атомов, вылетающих вдоль линий наблюдения анализаторов. Получены соответствующие скорости счета атомов перезарядки в различных диапазонах энергий при инжекции нейтральных пучков и ВЧ-мощности в плазму. Все расчеты проведены для режима работы TRT, описанного в работе [2].

2. РАЗМЕЩЕНИЕ АНАЛИЗАТОРОВ АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ НА TRT

Основными задачами диагностики по потокам атомов на TRT являются изучение функций рас-

пределения быстрых ионов, возникающих в плазме в результате пучкового и ИЦР-нагрева, а также измерение изотопного соотношения концентраций основных ионов плазмы. Исходя из этого, предлагается установить на TRT диагностический комплекс, состоящий из трех анализаторов, осуществляющих обзор плазмы в различных направлениях в соответствии с решаемыми задачами (рис. 1). Два анализатора – 1 и 2 – устанавливаются в экваториальной плоскости плазмы, а третий (анализатор 3) – вертикально.

Анализатор *1* предназначен для исследования функции распределения ионов нагреваемых пучков, замедляющихся в плазме. Важность этой задачи определяется тем, что инжекция мощных пучков атомов рассматривается как основной вариант нагрева и генерации неиндукционного тока в плазме TRT. Линия наблюдения анализатора *1* ориентирована в тангенциальном направлении с прицельным параметром, совпадающим с прицельными параметрами инжекции нагреваемых пучков, но навстречу движению пучковых частиц в плазме. Это позволяет получить наиболее полную информацию о функции распределения замедляющихся ионов, т.к. анализатор регистрирует частицы с питч-углами, близкими к питч-углам инжектированных частиц, и энергиями от тепловой (термализованные ионы) до энергии инжекции (максимальная энергия – 500 кэВ). Для технической реализации этого предложения

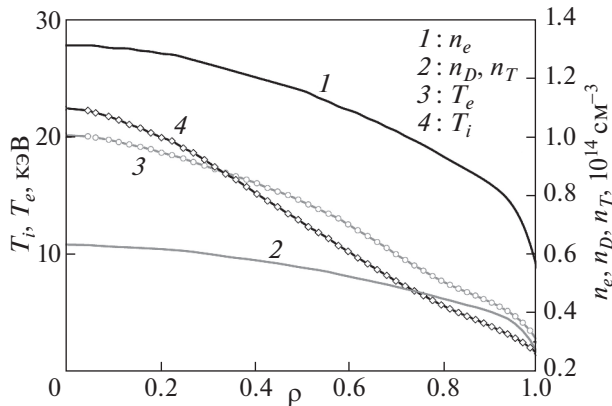


Рис. 2. Плотность и температура ионов и электронов в зависимости от нормализованного полоидального радиуса.

патрубок, соединяющий анализатор с плазменным объемом, должен быть повернут на тот же угол, что и инжекционные патрубки (для них угол поворота составляет 29° [1]), но в противоположном направлении. Важно отметить, что это потребует модификации одного из патрубков установки в рассматриваемом в настоящее время концептуальном проекте TRT.

Задачей анализатора 2 является измерение функций распределения тепловых ионов и определение изотопного соотношения. Этот прибор может быть рассчитан на диапазон более низких энергий по сравнению с первым анализатором. Линия наблюдения анализатора 2 ориентирована в перпендикулярном направлении и проходит через центр плазмы. Небольшой поворот линии наблюдения анализатора в пределах экваториального патрубка позволит уменьшить возможное влияние локально запертых ионов на измерения.

Анализатор 3 устанавливается на вертикальном патрубке установки. Его линия наблюдения ориентирована в вертикальном направлении и проходит через центр плазмы. Такое расположение напрямую связано с задачей, для решения которой предназначен прибор, – измерением функции распределения быстрых ионов, ускоренных в результате ИЦР-нагрева. Линия наблюдения анализатора направлена вдоль области резонансного слоя, где происходит поглощение мощности электромагнитной волны. Параллельная составляющая скорости ускоренных ионов здесь обращается в ноль, таким образом, вертикальная ориентация анализатора позволяет зарегистрировать максимальный поток быстрых нейтрализованных ионов. Высокоэнергичная часть распределения ионов, ускоренных ИЦР-нагревом, находится в области МэВ-энергий, что определяет энергетический диапазон анализатора 3.

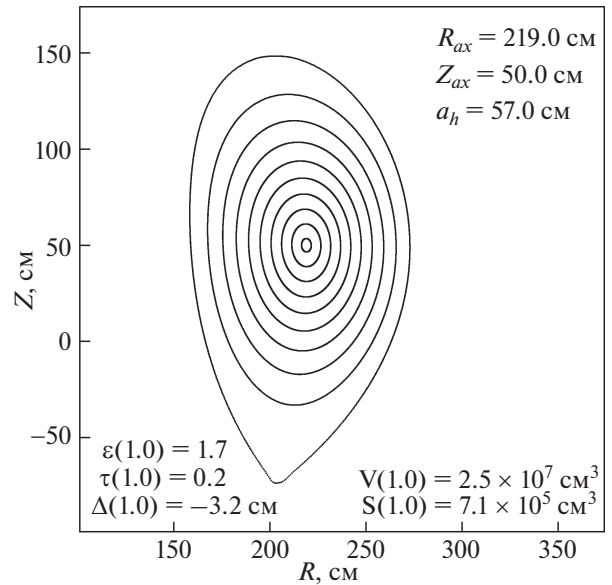


Рис. 3. Схема расположения магнитных поверхностей в полоидальном сечении TRT для основного режима разряда с дейтерий-третиевой плазмой. Приведены основные геометрические параметры плазменного шнура: вытянутость ε , треугольность τ , шафрановский сдвиг Δ , координаты положения магнитной оси R_{ax} и Z_{ax} , горизонтальный малый радиус a_h , объем и площадь поверхности плазменного шнура V и S .

3. РАБОЧИЙ РЕЖИМ TRT: ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТОВ

Основные расчеты, представленные в данной работе, проводились для базового DT-сценария TRT, который наиболее интересен с точки зрения измерения изотопного соотношения плазмы с помощью диагностики по потокам атомов. В этом сценарии плазма имеет следующие параметры: $B_0 = 8$ Тл, $I_p = 5$ МА, $\langle n_e \rangle = 1 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $n_D/n_T = 1$ [2]. Профили температуры и плотности для этого режима представлены на рис. 2. Энергия инжекции дейтериевых пучков предполагалась равной 500 кэВ при общей мощности 20 МВт. Мощность ИЦР-нагрева в стационарном разряде с дейтериевой плазмой была принята равной 5 МВт.

Форма магнитных поверхностей (рис. 3) была задана сеткой расчетных значений функции полоидального магнитного потока в формате EQDSK. Эти данные использовались для прямого и обратного преобразования потоковых координат в цилиндрические.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ

А) Функция распределения тепловых ионов

В расчетах энергетическое распределение тепловых ионов задавалось изотропной максвеллов-

ской функцией, определяемой следующей формулой:

$$f_T(E) = \frac{2\pi}{\sqrt{(\pi T_i)^3}} \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{T_i}\right), \quad (1)$$

где T_i – ионная температура плазмы.

Б) Функция распределения быстрых ионов нагревных пучков

Численное моделирование функций распределения быстрых ионов в плазме с пучковым нагревом представляет собой составную задачу, включающую в себя следующие этапы. На основе данных о магнитогидродинамическом равновесии производится построение изолиний нормализованного полоидального радиуса, что необходимо для преобразований в потоковые координаты и для вычисления пространственного распределения функции источника, то есть числа быстрых дейтронов, возникающих в единице объема плазмы в единицу времени за счет инжекции пучков быстрых нейтральных атомов дейтерия. Для вычисления углового распределения источника быстрых ионов также используются данные о геометрии инжекции пучков и о пространственной зависимости значений трех компонент вектора магнитного поля, рассчитанных по формулам (13) разд. 5.

Входными данными, необходимыми для расчетов, также являются пространственные распределения параметров плазмы, которые предполагаются постоянными на магнитных поверхностях. На рис. 2 в соответствии с режимами плазменного разряда TRT, рассмотренными в работе [2], показаны использованные при вычислениях радиальные профили плотности электронов и дейтронов (тритонов), а также радиальные профили электронной температуры и ионной температуры как функции нормализованного полоидального радиуса.

Параметры геометрии инжекции нейтральных пучков на проектируемой установке TRT соответствуют описанию систем нагрева плазмы в работе [3]. Энергия инжекции быстрых атомов дейтерия составляет 500 кэВ. Общая мощность нейтральной инжекции составляет 20 МВт.

Для расчета функций распределения надтепловых дейтронов применяется численное решение кинетического уравнения со столкновительным членом Ландау–Больцмана

$$\frac{\partial(n_D f_D)}{\partial t} = C_D + S_D - \frac{n_D f_D}{\tau_D}, \quad (2)$$

где S_D – функция источника быстрых дейтронов, τ_D – время жизни быстрых дейтронов, связанное

с потерями на перезарядку, а величина

$$C_D = \frac{v_c^3}{\tau_s v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\left(v_c^2 \frac{a(v)}{2v} \frac{\partial(n_D f_D)}{\partial v} + b(v)(n_D f_D) \right) + \frac{c(v)}{v_c} \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial(n_D f_D)}{\partial \vartheta} \right) \right) \quad (3)$$

представляет собой интеграл столкновений для случая максвелловской фоновой плазмы. В выражении (3) слагаемое, содержащее функцию $a(v)$, описывает диффузию по скоростям, а слагаемое, содержащее функцию $c(v)$, описывает рассеяние по питч-углу. Эти эффекты связаны с тензором диффузии в пространстве скоростей, а та часть выражения, которая содержит функцию $b(v)$ и описывает процесс замедления, связана с силой динамического трения. Вычисление функций $a(v)$, $b(v)$ и $c(v)$, входящих в выражение (3), описано в работе [14].

Входящие в выражение (3) параметры с размерностями скорости и времени вычисляются по формулам

$$v_c = \left(\frac{m_e}{m_D} \right)^{1/3} \left(\frac{2T_e}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$\tau_s = \left(\frac{m_D}{e\omega_{pe}} \right)^2 \frac{v_c^3}{\Lambda m_e}, \quad (5)$$

где T_e – электронная температура, m_e – масса электрона, m_D – масса дейтрона, Λ – кулоновский логарифм, а величина

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} \quad (6)$$

обозначает электронную плазменную частоту, где n_e – электронная плотность, e – элементарный заряд.

Функция распределения дейтронов $\phi = n_D(\mathbf{r}) f_D(\mathbf{v})$ [см⁻⁶ с³] рассчитывается так, как описано в работе [14] для максвелловской фоновой плазмы в сильном магнитном поле, в предположении азимутальной симметрии. В расчетах используются сферические координаты в пространстве скоростей и для удобства вводятся безразмерные переменные, а именно скорость $u = v/v_c$ и косинус питч-угла $\zeta = \cos(\vartheta)$.

Решение уравнения (2) имеет вид разложения по полиномам Лежандра

$$\phi(u, \zeta) = \sum_{n=0}^{\infty} \phi_n(u) P_n(\zeta), \quad (7)$$

который определяется характером угловой части дифференциального оператора (3).

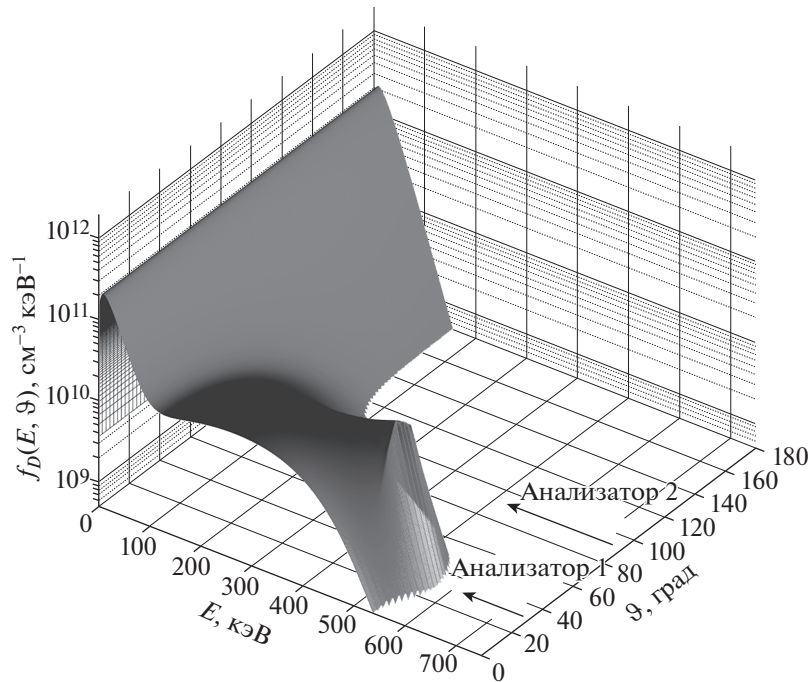


Рис. 4. Функция распределения энергии и питч-угла ионов нагревных пучков на выбранной магнитной поверхности. Стрелками показаны направления, соответствующие для данного распределения питч-углам частиц, регистрируемых анализаторами 1 и 2.

Локальная функция моноэнергетического источника быстрых дейтронов с энергией инжекции E_0 записывается как

$$S_D(u, \zeta) = \frac{S_0}{2\pi v_c^3 u^2} \delta(u - u_0) Z(\zeta), \quad (8)$$

где $\delta(u - u_0)$ – дельта-функция Дирака, $u_0 = v_0/v_c$ – безразмерная скорость инжекции, соответствующая значению E_0 , а выражение $Z(\zeta)$ представляет собой угловое распределение, нормированное на единицу. Распределение источника (8) нормировано на значение интенсивности S_0 [$\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$], т.е. на число дейтронов, образующихся в единице объема плазмы в единицу времени за счет потери электронов атомами пучков. Радиальные распределения величин S_0 и $Z(\zeta)$ рассчитываются с использованием метода [13].

На рис. 4 представлены результаты расчетов функции распределения ионов нагревных пучков на выбранной магнитной поверхности в базовом режиме работы TRT. Из рисунка видно, как по мере замедления ионов их угловое распределение расширяется и для термализованных частиц становится изотропным. Энергетическое распределение замедляющихся ионов при питч-углах, близких к углу инжекции, занимает весь диапазон энергий вплоть до энергии инжекции E_0 (при этом учитывались только потери на перезарядку). Наличие малой доли ионов с энергиями $E > E_0$ связано с передачей импульса от частиц фоновой плазмы.

В) Функция распределения быстрых ионов при ИЦР-нагреве плазмы

В экспериментах по ИЦР-нагреву используются разнообразные сценарии ввода высокочастотной мощности в плазму токамака. Подробный расчет функции распределения ускоренных ионов в большинстве случаев представляет собой сложную задачу. Однако для оценки характерных значений плотности быстрых частиц в плазме можно воспользоваться моделью Стикса, которая описывает случай ИЦР-нагрева плазмы ионами малой добавки. В рамках этой модели функция распределения ускоренных ионов $f(E)$ имеет экспоненциальную зависимость $f(E) \sim \exp(-E/T_{Stix})$, где T_{Stix} – так называемая температура Стикса. Причем в области высоких энергий, если торможение ионов происходит в основном на электронах и нет дополнительных потерь, поперечная температура T_{Stix}^\perp может быть найдена с помощью простого выражения [15]

$$T_{Stix}^\perp = \frac{P_{Stix} \tau_{se}}{2n}, \quad (9)$$

где P_{Stix} – плотность поглощенной мощности ИЦР-нагрева, усредненная по магнитной поверхности, n – плотность ионов малой добавки, а τ_{se} – время торможения ионов малой добавки на электронах. Это выражение имеет простой физический смысл. Температура Стикса пропорциональна удельной поглощаемой энергии за время

торможения ионов. Энергия вкладывается в ионы малой добавки со скоростью P_{Stix} и теряется со скоростью $2nT_{Stix}^{\perp}/\tau_{se}$. Баланс между этими двумя процессами и представлен в равенстве (9).

Выражение (9) предназначено для определения локальных значений температуры Стикса. Однако для приблизительной оценки достаточно вычислить ее характерное значение T_{ICRH} , считая, что ИЦР-мощность равномерно поглощается ионами добавки в однородной центральной зоне плазмы объемом V_{ICRH} :

$$T_{ICRH} = \frac{P_{ICRH}\tau_{se}}{2nV_{ICRH}} \quad (10)$$

Тогда полное выражение для функции распределения быстрых частиц, летящих в перпендикулярном направлении, будет выглядеть следующим образом:

$$f^{\perp}(E) = k \frac{n \exp(-E/T_{ICRH})}{T_{ICRH}}, \quad (11)$$

где введен дополнительный коэффициент k , учитывающий анизотропию функции распределения вдоль и поперек магнитного поля.

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОТОКА АТОМОВ И СКОРОСТЕЙ СЧЕТА В АНАЛИЗАТОРАХ АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Скорость нейтрализации ионов в плазме TRT определяется процессами, включающими резонансную перезарядку на фоновых атомах дейтерия (D^0) и трития (T^0), перезарядку на водородоподобных ионах примесей и гелиевой золы, а также радиационную рекомбинацию. Резонансная перезарядка является определяющей в диапазоне тепловых энергий. С увеличением скорости относительного движения частиц сечение резонансных процессов быстро падает, и в области надтепловых энергий доминирует перезарядка на водородоподобных ионах. Она является основным процессом нейтрализации ионов, ускоренных в результате ИЦР-нагрева. Радиационная рекомбинация также дает сравнимый вклад в области энергий порядка 1 МэВ и выше. В данной работе предполагалось, что основной примесью в плазме TRT для рассматриваемого режима является бериллий и, соответственно, рассчитывалась перезарядка на ионах Be^{3+} (отметим, что для режимов TRT с литиевой стенкой следует учитывать наличие в плазме водородоподобной примеси Li^{2+}). Для оценочного расчета концентрация ядер Be^{4+} в центре плазмы была принята равной 2% от электронной плотности.

Моделирование процессов нейтрализации ионов и расчеты потока выходящих атомов проводились с помощью кода DOUBLE-MS [16].

Помимо энергии частиц и сечения конкретного процесса, скорость нейтрализации определяется концентрациями ионов основной компоненты и частиц мишени, зависящими от их пространственного распределения. Относительный вклад процессов, учитываемых в проводившихся расчетах, в скорость нейтрализации ионов в плазме TRT в зависимости от малого радиуса токамака показан на рис. 5 для двух значений энергии ионов – 50 кэВ и 1 МэВ.

Образовавшиеся атомы могут покинуть плазму в том случае, если не будут вновь ионизованы на своем пути. Вероятность ионизации возрастает с увеличением расстояния, которое атом проходит до границы плазмы. Величина, пропорциональная вероятности для ионов определенной энергии, находящихся в заданной точке, быть нейтрализованными и покинуть плазму, называется функцией светимости. Она наглядно показывает, из каких областей плазмы поступают частицы, составляющие поток выходящих из плазмы атомов (рис. 6). Так, из приведенного рисунка следует, что атомы тепловых энергий (10–20 кэВ) поступают в основном из периферийной области плазмы. Если же ион с тепловой энергией нейтрализуется в центре плазмы, то с большой вероятностью на своем пути он будет вновь ионизован и не сможет покинуть плазменный объем. В итоге значимый поток атомов из центральной области наблюдается только в диапазоне высоких энергий – для TRT это энергии от 200 кэВ и выше. Однако следует иметь в виду, что из-за экспоненциального спада максвелловской функции распределения интенсивность потока атомов в области высоких энергий будет значительно ниже интенсивности потока низкоэнергичных атомов, относящихся к периферийным областям плазмы (функции светимости, приведенные на рис. 6, нормированы на единицу, поэтому не отражают относительный вклад атомов различных энергий в полный поток). Отметим, что на рис. 6 показаны функции светимости только для ионов максвелловского распределения основного компонента плазмы. Быстрые ионы, возникающие в результате дополнительного нагрева, следует учитывать отдельно. Очевидно, однако, что такие ионы могут прийти только из центральных областей плазмы, т.к. профиль поглощаемой мощности дополнительного нагрева локализован в центре. В то же время, представляя относительно малую часть всех ионов плазмы, быстрые нагревные ионы видоизменяют тепловую функцию распределения, определяемую с помощью атомных анализаторов. Это необходимо иметь в виду при расчете ионной температуры или изотопного отношения концентрации топливных ионов с использованием данных диагностики по потокам атомов. Определение степени этого влияния являлось одной из задач проводившихся расчетов.

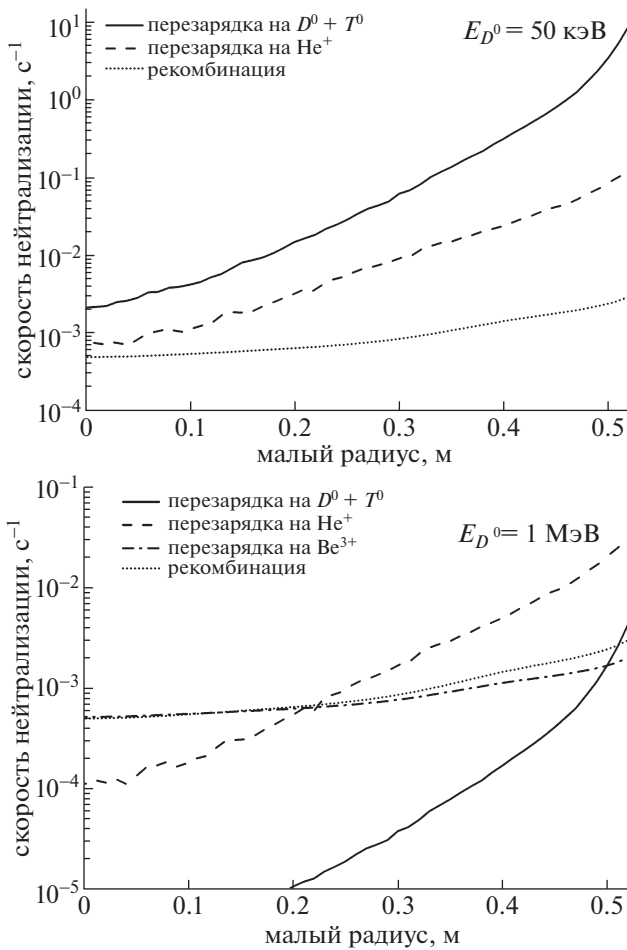


Рис. 5. Вклад различных процессов в нейтрализацию ионов в зависимости от малого радиуса токамака для энергий ионов 50 кэВ и 1 МэВ.

Для вычисления потоков атомов, регистрируемых анализаторами, использовались данные моделирования функций распределения быстрых ионов, полученные в разд. 4. Код DOUBLE-МС применялся как для расчета пространственного распределения плотности нейтрализационной мишени, состоящей из фоновых атомов D^0 и T^0 , так и для непосредственного моделирования выходящего атомного потока с учетом его ослабления в результате ионизации. Для того чтобы связать потоки атомов с величиной, измеряемой в эксперименте, рассчитывались скорости счета $N(E)$ анализаторов, определяемые как

$$N(E) = \Gamma(E)\Delta E\alpha(E)\frac{S_1 S_2}{r^2}, \quad (12)$$

где $\Gamma(E)$ – энергетическое распределение потока атомов, выходящих из плазмы; $\alpha(E)$ – эффективность регистрации атомов с энергией E ; ΔE – энергетическая ширина детекторного канала анализатора; S_1 – площадь диафрагмы, расположен-

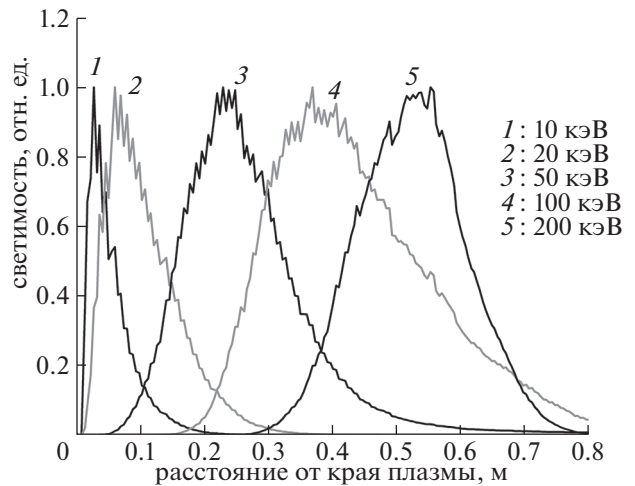


Рис. 6. Функции светимости атомов теплового диапазона энергии – вероятности рождения и выхода атомов из данной точки плазмы.

ной перед плазмой; S_2 – площадь входной диафрагмы анализатора; r – расстояние между диафрагмами S_1 и S_2 . При этом для всех трех анализаторов эффективность регистрации атомов была принята равной 30% и не зависящей от энергии, а энергетическое разрешение каналов регистрации $\Delta E/E = 5\%$, также вне зависимости от энергии. Площадь диафрагмы, расположенной перед плазмой составляла 25 см^2 , площадь входной диафрагмы анализаторов – 1 см^2 , расстояние между ними – 5 м. Приведенные параметры близки к реальным средним значениям, характерным для приборов, установленных на различных плазменных установках. Такое упрощение позволило получить оценку скоростей счета, достаточную для того, чтобы сделать выводы о возможностях применения диагностики на TRT. Далее отдельно рассмотрим результаты, полученные для анализаторов с горизонтальными и вертикальной линиями наблюдения.

А) Анализатор 1 (тангенциальное направление) и анализатор 2 (перпендикулярное направление)

Для того чтобы наиболее полно оценить влияние нагревных пучков на сигнал, регистрируемый этими анализаторами, был проведен расширенный расчет для нескольких направлений линии наблюдения, находящихся между двумя крайними положениями, ориентированными соответственно по направлению инжекции и против него. Результаты расчета приведены на рис. 7. Как видно из рисунка, анализатор, ориентированный против направления инжекции ($+29^\circ$, т.е. повернутый против часовой стрелки относительно оси радиального патрубка) может эффективно использоваться для изучения функции распре-

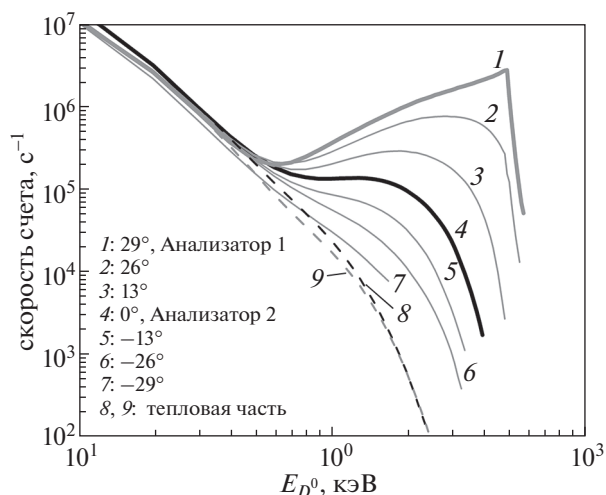


Рис. 7. Скорости счета анализаторов, линии наблюдения которых расположены в горизонтальной плоскости установки. Расчеты проведены для базового дейтерий-третиевого режима работы TRT с пучковым нагревом плазмы. Для оценки влияния нагревных пучков штриховыми линиями 8 и 9 отдельно показан вклад тепловых частиц с изотропным максвелловским распределением в полный сигнал для кривых 4 и 1 соответственно. Угол поворота линии наблюдения отсчитывается относительно направления оси радиального патрубка: поворот против часовой стрелки соответствует положительным значениям, по часовой стрелке — отрицательным.

ления замедляющихся ионов нагревных пучков, захваченных в плазме. Пик в области энергий $E \approx 500$ кэВ соответствует инжектированным частицам, последующее замедление которых в случае хорошего удержания определяется рассеянием на тепловых электронах и основных ионах плазмы. Отклонение экспериментальной кривой от расчета будет указывать на изменение условий удержания инжектированных частиц. Замедление быстрых ионов приводит к их термализации, и при энергиях ≤ 50 кэВ распределение пучковых ионов накладывается на максвелловское распределение основных ионов плазмы. Рассмотрение функций светимости, приведенных на рис. 6, показывает, что пространственная область, доступная для измерения изотопного отношения концентраций топливных ионов, при этом ограничивается приблизительно серединой малого радиуса плазмы — именно этому диапазону соответствует регистрация ионов с энергиями ≈ 50 – 60 кэВ. Отметим, что во всем диапазоне регистрируемых энергий скорость счета анализатора 1 (тангенциальное направление) превышает 10 кГц, что обеспечивает возможность проведения измерений с временным разрешением не хуже 100 мс.

При отклонении линии наблюдения от направления, противоположного направлению ин-

жекции пучков, вклад в регистрируемый сигнал от ионов нагревных пучков падает. Однако возможность выделения сигнала основных ионов, выходящих из более глубоких областей плазмы, по-прежнему остается ограниченной. Расчет показывает, что влияние нагревного пучка оказывается достаточно сильным для того, чтобы исказить функцию распределения тепловых ионов при энергиях выше 50 кэВ даже в том случае, когда линия наблюдения анализатора ориентирована по направлению инжекции (-29°). Перпендикулярная ориентация (0°), предлагаемая для анализатора 2, соответствует промежуточному случаю. Дальнейший разворот линии наблюдения не даст значительного преимущества: центральные области плазмы по-прежнему будут закрыты пучковыми частицами, а необходимость установки косога патрубка только усложнит конструкторскую задачу и ее техническое исполнение. В этих условиях установка второго анализатора, ориентированного в перпендикулярном направлении, представляется оптимальной. Небольшой разворот линии наблюдения в пределах патрубка (примерно 3°) позволит исключить специфические особенности регистрации частиц, связанные с захватом и дрейфом локально запертых ионов в гофрах магнитного поля. При этом установка двух анализаторов — с тангенциальным и перпендикулярным направлением линии наблюдения — даст возможность изучать эффекты, связанные с тороидальным вращением плазмы, а также надежно разделить вклад в сигнал тепловых и нагревных ионов.

В заключение отметим, что в области низких энергий скорости счета, приведенные на графике, составляют десятки МГц, что превышает возможности регистрирующей аппаратуры, применяемой для анализаторов потоков атомов при работе в счетном режиме. В этом случае необходимо предусмотреть установку в анализаторах дополнительных диафрагм для ограничения входящего атомного потока.

Б) Анализатор 3 (вертикальное направление)

В качестве иллюстрации на рис. 8 приведены траектории ИЦР ускоренных запертых ионов, которые в результате перезарядки могут быть зарегистрированы анализатором 3 с вертикальной линией наблюдения.

Траектории ионов получены в результате численного решения уравнения движения заряженной частицы в магнитном поле токамака, компоненты которого в цилиндрической системе координат могут быть найдены с помощью следующих выражений:

$$B_r = -\frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial Z}, \quad B_z = \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R}, \quad B_\phi = \frac{B_0 R_0}{R}, \quad (13)$$

где B_r, B_z, B_ϕ – радиальная, вертикальная и тороидальная компоненты магнитного поля; R, Z – радиальная и вертикальная координаты; B_0 – величина тороидального магнитного поля на радиусе R_0 ; ψ – функция полоидального магнитного потока.

Для расчета траекторий использовался метод Рунге–Кутты четвертого порядка. Гофрировка магнитного поля не учитывалась, так как в центральной области плазмы она не оказывает существенного влияния на траектории запертых частиц. На рис. 8 показаны проекции траекторий ионов дейтерия с энергией 1 МэВ на поперечное сечение плазмы. Траектории имеют форму банана, характерную для ИЦР-нагрева, с вершинами в точках отражения, находящимися в области резонансного слоя. Траектории представлены для трех случаев расположения координат точек отражения, отличающихся смещением (0.1, 0.3 и 0.5 м) в вертикальном направлении от магнитной оси плазмы.

Оценка функции распределения ускоренных ИЦР-ионов была проведена с использованием выражений (10) и (11). При этом были использованы следующие значения параметров: мощность ИЦР-нагрева – 5 МВт, плотность ионов малой добавки (H^+) – $5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, время торможения ионов – 1 с, объем горячей зоны – 6 м^3 , коэффициент анизотропии – 10. С учетом этих значений величина характерной температуры распределения ускоренных ионов составила 500 кэВ.

Полученная функция распределения ИЦР ускоренных ионов была использована для вычисления потока атомов и скорости счета в детекторах анализатора 3 (рис. 9). Уровень сигнала оказался весьма высоким. Загрузка детекторов анализатора достигает 10^5 счетов в секунду, что позволит проводить измерения функции распределения ионов с хорошим временным разрешением.

Следует отметить, что приведенная оценка является несколько завышенной, так как значение температуры “хвоста” ускоренных ионов было получено для идеальных условий, когда излучение полностью поглощается ионами и отсутствуют потери при их торможении. В реальных экспериментах по ИЦР-нагреву на крупных установках эта температура заметно ниже и обычно колеблется в интервале 150–300 кэВ. Если для оценки использовать такие значения температуры, то сигнал атомных анализаторов снизится примерно на порядок, до уровня 10^4 с^{-1} . Однако и в этом случае уровень сигнала будет достаточным для получения надежных результатов при измерении функции распределения ускоренных ионов во время ИЦР-нагрева плазмы в токамаке TRT.

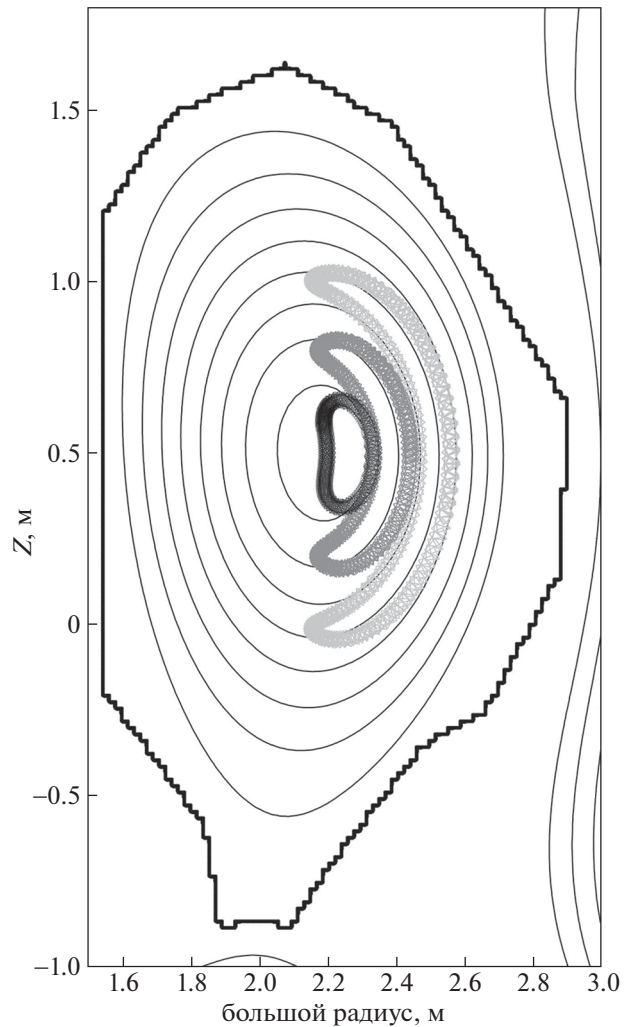


Рис. 8. Пример “банановой” траектории быстрых ионов, ускоренных ИЦР-нагревом плазмы (поперечное сечение плазмы).

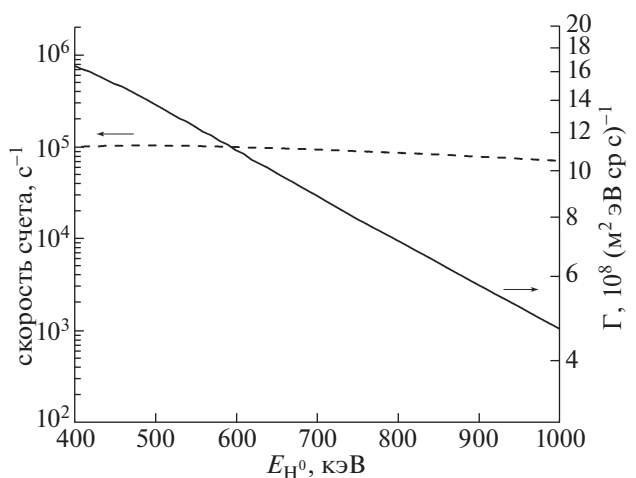


Рис. 9. Поток атомов водорода вдоль вертикальной линии наблюдения плазмы (сплошная линия) и соответствующая скорость счета в детекторах анализатора 3 (штриховая линия) в режиме работы TRT с ИЦР-нагревом плазмы.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для применения на установке TRT предложен диагностический комплекс, состоящий из трех анализаторов атомов перезарядки на различные диапазоны энергии. Каждый из анализаторов предназначен для решения своей функциональной задачи: определения изотопного состава плазмы в тепловом диапазоне энергии, измерения энергетического распределения быстрых ионов, возникающих при нейтральной инжекции и введении в плазму высокочастотной мощности на частоте ионно-циклотронного резонанса. Два анализатора могут быть размещены на патрубках, уже предусмотренных на данном этапе проектирования токамака. Для установки третьего анализатора (с линией наблюдения, ориентированной навстречу движению ионов нагретых пучков) требуется модификация одного из экваториальных патрубков.

Расчеты, выполненные для базового дейтерий-третиевого режима работы TRT с нейтральной инжекцией и режима работы с ВЧ-нагревом плазмы, показывают, что скорости счета в энергетических каналах анализаторов составят величину не менее 10 кГц. Это обеспечивает проведение измерений с хорошим энергетическим разрешением ~5% и высоким временным разрешением ~100 мс.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания № 0040-2019-0023 и частичной поддержке одного из авторов (П. Р. Г.) в рамках координированного исследовательского проекта МАГАТЭ № F13018. Расчеты произведены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (www.spbstu.ru).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красильников А.В., Коновалов С.В., Бондарчук Э.Н., Мазуль И.В., Родин И.Ю., Минеев А.Б., Кузьмин Е.Г., Кавин А.А., Карпов Д.А., Леонов В.М., Хайрутдинов Р.Р., Кукушкин А.С., Портнов Д.В., Иванов А.А., Бельченко Ю.И., Денисов Г.Г. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 970. <https://doi.org/10.31857/S0367292121110196>
2. Леонов В.М., Коновалов С.В., Жоголев В.Е., Кавин А.А., Красильников А.В., Куянов А.Ю., Лукаш В.Э., Минеев А.Б., Хайрутдинов Р.Р. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 986. <https://doi.org/10.31857/S0367292121120040>
3. Бельченко Ю.И., Бурдаков А.В., Давыденко В.И., Горбовский А.И., Емелев И.С., Иванов А.А., Санин А.Л., Сотников О.З. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 1031. <https://doi.org/10.31857/S0367292121110135>
4. Баев В.М., Гетман Д.В., Губин А.М., Субботин М.Л. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 1050. <https://doi.org/10.31857/S0367292121120015>
5. Petrov M.P., Afanasiev V.I., Corti S., Gondhalekar A., Khudoleev A.V., Korotkov A.A., Maas A.C. // *Proc. 19th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Innsbruck, 1992. V. 16C (II). P. 1031.
6. Afanasiev V.I., Gondhalekar A., Babenko P.Yu., Beaumont P., De Antonis P., Detch A.V., Kislyakov A.I., Kozlovskij S.S., Mironov M.I., Petrov M.P., Petrov S.Ya., Tschernyshev F.V., Wilson C.H., and Contributors to the EFDA-JET Workprogramme // *Rev. Sci. Instrum.* 2003. V. 74. P. 2338. <https://doi.org/10.1063/1.1542664>
7. Petrov M.P., Bell R., Budny R.V., Gorelenkov N.N., Medley S.S., White R.B., Zweben S.J. // *Phys. Plasmas*. 1999. V. 6. P. 2430. <https://doi.org/10.1063/1.873539>
8. Petrov M.P., Budny R.V., Duong H.H., Fisher R.K., Gorelenkov N.N., McChesney J.M., Mansfield D.K., Medley S.S., Parks P.B., Redi M.H., Roquemore A.L. // *Nucl. Fusion*. 1995. V. 35. P. 1437. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/35/12/I03>
9. Gorelenkov N.N., Budny R.V., Duong H.H., Fisher R.K., Medley S.S., Petrov M.P., Redi M.H. // *Nucl. Fusion*. 1997. V. 37. P. 1053. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/37/8/I02>
10. Afanassiev V.I., Kusama Y., Nemoto M., Kondoh T., Petrov S.Ya., Kozlovskij S.S., Satoh M., Morioka A., Tsukahara Y., Nishitani T., Kimura H., Hamamatsu K., Moriyama S., Saigusa M., Fujii T. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 1997. V. 39. P. 1509. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/39/10/002>
11. Afanasiev V.I., Chernyshev F.V., Kislyakov A.I., Kozlovskij S.S., Lyublin B.V., Mironov M.I., Melnik A.D., Nesenevich V.G., Petrov M.P., Petrov S.Ya. // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*. 2010. V. 621. P. 456. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.06.201>
12. Петров С.Я., Афанасьев В.И., Мельник А.Д., Миронов М.И., Наволоцкий А.С., Несеневиц В.Г., Петров М.П., Чернышев Ф.В., Кедров И.В., Кузьмин Е.Г., Люблин Б.В., Козловский С.С., Мокеев А.Н. // *ВАНТ Сер. Термоядерный синтез*. 2016. Т. 39. № 1. С. 68. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2016-1-67-80>
13. Гончаров П.Р. Свидетельство № 2015663239 от 14.12.2015 г. о государственной регистрации программы для ЭВМ “Программа для расчета функции источника быстрых частиц в плазме при инжекции нейтрального пучка”. Заявитель и правообладатель: Санкт-Петербургский политехнический ун-т Петра Великого.
14. Goncharov P.R., Kuteev V.V., Ozaki T., Sudo S. // *Phys. Plasmas*. 2010. V. 17. 112313. <https://doi.org/10.1063/1.3505482>
15. Heidbrink W.W. and Sadler G.J. // *Nucl. Fusion*. 1994. V. 34. P. 535. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/34/4/I07>
16. Миронов М.И., Чернышев Ф.В., Афанасьев В.И., Мельник А.Д., Наволоцкий А.С., Несеневиц В.Г., Петров М.П., Петров С.Я. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 29. <https://doi.org/10.31857/S0367292121010108>

УДК 553.9.07

ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ АТОМНЫЙ АНАЛИЗАТОР С ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

© 2022 г. В. И. Афанасьев^{a,*}, С. С. Козловский^{b,**}, А. Д. Мельник^a, М. И. Миронов^a,
А. С. Наволоцкий^a, В. Г. Несеневич^a, М. П. Петров^a, С. Я. Петров^a, Ф. В. Чернышев^a

^a Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

^b Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: val@npd.ioffe.ru

**e-mail: skozlovski@mail.ru

Поступила в редакцию 16.02.2022 г.

После доработки 17.04.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Представлена схема многоканального времяпролетного атомного анализатора с электростатической системой отклонения, обеспечивающей двумерную фокусировку пучка ионов в поперечном направлении. Для ионизации входящего потока атомов используется тонкая углеродная пленка толщиной 100 Å. Приведены результаты численного моделирования основных параметров анализатора – значения энергии в каналах, их энергетического разрешения и проницаемости. В качестве примера рассмотрена возможность применения атомного анализатора в дейтерий-третиевом режиме работы установки TRT для измерения энергетической функции распределения тепловых ионов плазмы и быстрых ионов нагретых пучков. Проведен анализ эффективности подавления фона радиационных излучений в системе регистрации анализатора за счет использования метода совпадений.

Ключевые слова: диагностика по потокам атомов, времяпролетный атомный анализатор, схема совпадений, инжекция нейтральных пучков, TRT

DOI: 10.31857/S0367292122100043

1. ВВЕДЕНИЕ

Атомные анализаторы, способные измерять интенсивность и энергетическое распределение потоков атомов H^0 , D^0 , T^0 и He^0 , испускаемых плазмой термоядерных установок, являются чрезвычайно эффективным инструментом получения информации об энергетических функциях распределения соответствующих ионов внутри плазмы. В этих приборах для ионизации входящего потока атомов обычно используются газовые или тонкие твердотельные мишени. При этом для энергетического и массового анализа вторичных ионов применяются различные схемы. Наибольшее распространение получили анализаторы, в которых такой анализ осуществляется с помощью магнитного и электрического полей в $E \parallel B$ конфигурации [1–3]. В частности, для термоядерного реактора ИТЭР разрабатывается комплекс, состоящий из двух анализаторов подобного типа для измерения изотопного состава плазмы [4]. Одним из неудобств таких приборов является необходимость использования довольно тяжелых магнитных систем, особенно для обеспечения работы в области МэВ-энергий. В плаз-

менных экспериментах применяются также и анализаторы, лишенные данного недостатка, в которых дисперсия по энергии вторичных ионов происходит в электростатическом поле, а разделение по массам обеспечивается времяпролетной системой с использованием схемы совпадений [5–7]. Основной проблемой времяпролетных систем является необходимость размещения стартовых детекторов вблизи вакуумного канала, соединяющего анализатор с плазмой. Это приводит к большой фоновой загрузке детекторов, вызванной нейтронным и гамма-излучением плазмы. Тем не менее в экспериментах, где выход нейтронов не ожидается таким большим как, например, в токамаке-реакторе ИТЭР, применение времяпролетных анализаторов является весьма перспективным.

В данной работе представлены результаты разработки нового времяпролетного анализатора для установки TRT [8]. Основное усовершенствование конструкции прибора состоит в использовании в качестве отклоняющей электростатической системы оригинального трехэлектродного цилиндрического конденсатора, обладающего

двумерной фокусировкой ионов в плоскости, перпендикулярной траектории движения ионов. Это позволило существенно увеличить эффективность сбора ионов в детекторную систему анализатора (проницаемость). В качестве примера рассмотрена возможность применения нового анализатора в дейтерий-третиевом режиме работы установки TRT. Приведены результаты анализа эффективности подавления радиационного фона в системе регистрации за счет использования метода совпадений и ожидаемые скорости счета в энергетических каналах прибора в разрядах с нейтральной инжекцией.

2. СХЕМА И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО АНАЛИЗАТОРА

На рис. 1 представлена схема предлагаемого времяпролетного анализатора для регистрации потока атомов в диапазоне энергий 10–520 кэВ, который рассматривается как наиболее оптимальный для измерений на установке TRT. Выбранный диапазон позволит анализировать энергетические функции распределения как тепловых ионов плазмы, так и быстрых ионов нагревных пучков (энергия 500 кэВ), которые будут использоваться для генерации тока и нагрева плазмы [9, 10].

Анализатор построен по классической схеме с ионизацией атомов в тонкой пленке и разделением вторичных ионов по энергии в электростатическом поле и по массе во времяпролетном канале. Приведенная схема анализатора содержит пять энергетических каналов. Для обеспечения измерений в полном выбранном энергетическом диапазоне предполагается использовать три различные энергетические настройки, которые устанавливаются тремя значениями напряжения, подаваемого на электростатический конденсатор:

1. $U = +5$ кВ: энергии в каналах $E_{1-5} = 10, 16, 24, 36, 52$ кэВ;

2. $U = +25$ кВ: энергии в каналах $E_{1-5} = 50, 80, 120, 180, 260$ кэВ (соответствует рис. 1);

3. $U = +50$ кВ: энергии в каналах $E_{1-5} = 100, 160, 240, 360, 520$ кэВ.

Тонкая углеродная пленка диаметром 10 мм и толщиной 100 Å расположена на входе в электростатическую диспергирующую систему (рис. 1) и обеспечивает обдирку атомов H^0, D^0, T^0 с вероятностями, приведенными в таблице 1 для всех энергетических настроек и значений энергии в каналах анализатора [11]. В таблице представлены также значения углового разброса $\sigma(\theta)$ ионов после прохождения пленки, вычисленные с помощью программы SRIM 2013 [12].

Электростатический цилиндрический конденсатор с общей длиной 400 мм состоит из трех электродов: положительного, на который подает-

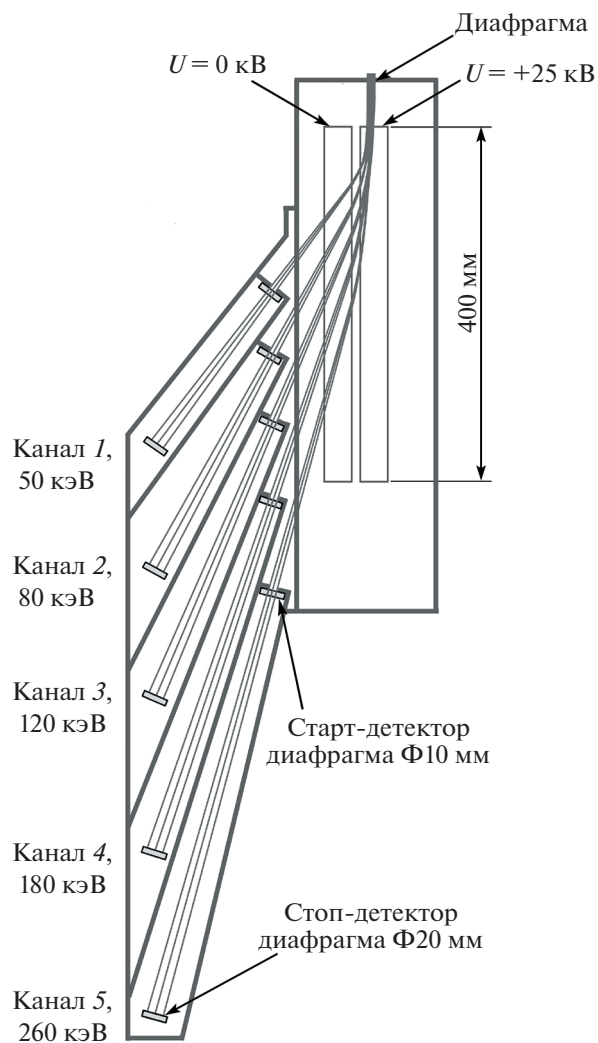


Рис. 1. Схема времяпролетного атомного анализатора (вид в плоскости дисперсии по энергии). Энергии в каналах приведены для рабочего напряжения на цилиндрическом конденсаторе +25 кВ.

ся напряжение +5 кВ, +25 кВ или +50 кВ и двух электродов с нулевым потенциалом. Конструкция электродов представлена в поперечном разрезе на рис. 2. Все электроды имеют радиус кривизны, равный 30 см. Оригинальная конструкция конденсатора обеспечивает двумерную фокусировку ионов в плоскости, перпендикулярной траектории их движения, тем самым увеличивая эффективность сбора ионов.

После отклонения в конденсаторе ионы в зависимости от их энергии распределяются по пяти времяпролетным каналам регистрации. Каждый канал содержит по два детектора ионов: стартовый детектор на входе и стоп-детектор на выходе с диаметром чувствительной зоны 10 и 20 мм соответственно (рис. 3). Такая схема позволяет по изме-

Таблица 1. Вероятность обдирки и угловой разброс атомов H⁰, D⁰, T⁰ после прохождения пленки толщиной 100 Å для трех энергетических настроек анализатора

Настройка	Энергия в канале, кэВ	Вероятность обдирки, %			Угловой разброс σ(θ), град.		
		H ⁰ –H ⁺	D ⁰ –D ⁺	T ⁰ –T ⁺	H	D	T
1	10	19	11	8	5.5	5.5	5.5
	16	26	16	12	3.9	3.9	3.9
	24	35	22	16	2.8	2.8	2.8
	36	45	29	21	2.04	2.04	2.04
	52	55	35	28	1.43	1.43	1.43
2	50	54	36	27	1.47	1.47	1.47
	80	71	47	37	0.98	0.98	0.98
	120	89	61	47	0.66	0.66	0.66
	180	94	77	60	0.42	0.42	0.42
	260	100	90	74	0.29	0.29	0.29
3	100	82	54	42	0.79	0.79	0.79
	160	93	73	57	0.49	0.49	0.49
	240	100	86	71	0.32	0.32	0.32
	360	100	98	88	0.24	0.24	0.24
	520	100	100	97	0.19	0.19	0.19

ренному времени пролета ионов определять их массу.

Пучок ионов, сформированный входной диафрагмой времяпролетного канала регистрации, проходит через тонкую углеродную пленку и вызывает эмиссию электронов. Эти электроны, ускоряясь в электрическом поле, попадают на входное окно старт-детектора, представляющего собой шевронную сборку из двух микроканальных пластин (МКП) с отверстием в центре, и инициируют стартовый сигнал (подробнее о детекторах на основе МКП см., например, [13]). Далее ионы, пролетевшие через углеродную пленку и через отверстие в сборке МКП, попадают на стоп-детектор, также изготовленный на основе шевронной сборки МКП.

В качестве иллюстрации эффекта фокусировки в электростатической системе анализатора на рис. 4 показаны результаты расчета траекторий ионов в виде пространственного распределения меток попадания ионов с энергией 260 кэВ на входное окно стоп-детектора в энергетическом канале 5 (энергетическая настройка 2, U = +25 кВ). Для сравнения на этом же рисунке показано пространственное распределение меток попадания ионов на стоп-детектор, если его расположить в прямом канале анализатора и регистрировать частицы без подачи напряжения на конденсатор (т.е. без фокусировки).

Важно отметить, что длина каждого канала регистрации выбиралась таким образом, чтобы время пролета ионов определенной массы с энергия-

ми, отвечающими выбранной энергетической настройке, было одинаковым, что позволяет унифицировать электронный блок совпадений. Выбранные длины каналов регистрации и соответствующие им времена пролета частиц от старт-детектора до стоп-детектора приведены в табл. 2.

3. РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ АНАЛИЗАТОРА

С помощью программы численного моделирования были проведены расчеты основных параметров представленного времяпролетного анализатора. При этом учитывался угловой разброс ионов после прохождения тонких пленок и траекторное движение ионов в трехмерной конфигурации электростатического поля диспергирующей системы. Для простоты предполагалось равномерное распределение ионов по энергиям в канале регистрации. Результаты траекторного анализа – энергетическое разрешение каналов регистрации и эффективность сбора ионов (проницаемость) – представлены в табл. 3.

С учетом вероятности обдирки атомов (табл. 1), проницаемости каналов (табл. 3) и эффективности регистрации ионов детекторами на основе шевронной сборки МКП (~60%), была рассчитана абсолютная эффективность регистрации атомов для всех энергетических настроек анализатора. Результаты представлены в таблице 4. Необходимо отметить, что полученные расчетные данные должны быть скорректированы в

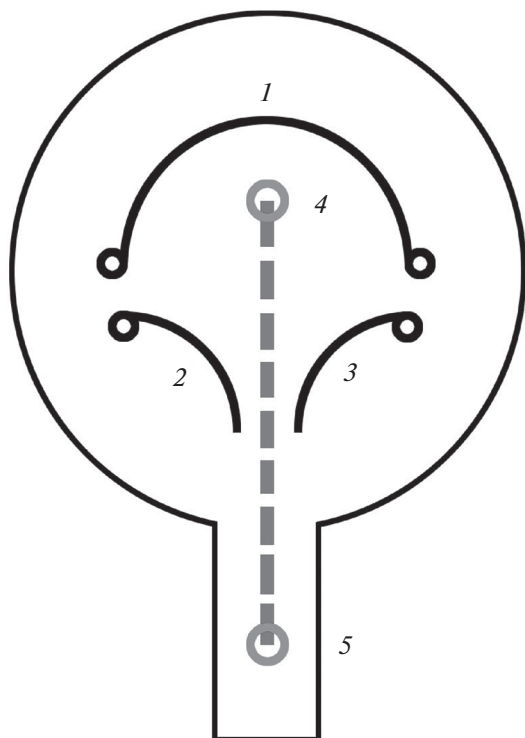


Рис. 2. Конструкция электродов цилиндрического конденсатора (вид в плоскости перпендикулярной входному пучку ионов): 1 – положительный электрод, 2 и 3 – электроды с нулевым потенциалом, 4 – вход в диспергирующую систему (место преобразования входящего потока атомов в ионы), 5 – входное окно одного из каналов регистрации. Пунктирной линией показана траектория иона.

процессе калибровки анализатора на пучках атомов водорода и дейтерия (калибровка на радиоактивном пучке трития производиться не будет).

Используя данные по энергетическому разбросу частиц (табл. 4) и длинам каналов регистрации (табл. 2), можно оценить временной интервал разброса между сигналами на старт-детекторе и стоп-детекторе. Для энергетического диапазона ΔE , который захватывает канал с энергией E , относительное время пролета ионов определяется как

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{\Delta E}{2E} \quad (1)$$

Результаты расчета разброса времен пролета σ_1 приведены в табл. 5.

Если учесть временной разброс срабатывания электроники для старт-детектора σ_2 и для стоп-детектора σ_3 и предположить, что в обоих случаях он не превышает 2 нс, то можно рассчитать необходимые интервалы совпадений для каждой из

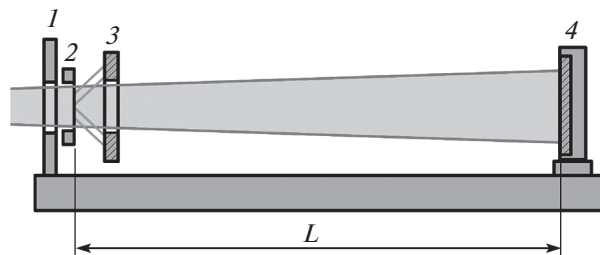


Рис. 3. Схема времяпролетного канала регистрации: 1 – входная диафрагма, 2 – тонкая углеродная пленка, 3 – старт-детектор канала на основе МКП, 4 – стоп-детектор канала на основе МКП, L – длина канала регистрации.

частиц с учетом критерия 3σ , где σ – суммарный временной разброс

$$\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2} \quad (2)$$

Результаты расчетов интервала совпадений 3σ , в который попадает, как известно, 99.7% событий [14], приведены в табл. 6 для всех энергетических настроек анализатора.

Исходя из полученных данных были выбраны следующие интервалы совпадений:

1. $U = +5$ кВ: H^+ – 30 нс, D^+ – 40 нс, T^+ – 50 нс,
2. $U = +25$ кВ: H^+ – 15 нс, D^+ – 15 нс, T^+ – 20 нс,
3. $U = +50$ кВ: H^+ – 12 нс, D^+ – 12 нс, T^+ – 15 нс.

На рис. 5 приведены временные зависимости интервалов совпадений для всех трех энергетических настроек анализатора. Из графиков видно, что эти интервалы не перекрываются и в них практически полностью укладываются кривые совпадений для соответствующих ионов. Все кривые построены с учетом среднего времени пролета, приведенного в табл. 2.

4. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПОДАВЛЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ФОНА В КАНАЛЕ РЕГИСТРАЦИИ

Работоспособность предложенной системы регистрации в условиях термоядерной плазмы определяется воздействием на детектирующую систему фонового нейтронного и гамма-излучения. Несмотря на то, что эффективность регистрации фонового излучения детекторами на основе шевронной сборки МКП относительно невелика, высокие уровни фонового излучения могут привести к перегрузке детекторов. Как известно, критическим уровнем интенсивности регистрируемых событий для таких детекторов является $\sim(1-3) \times 10^5$ событий в секунду. При превышении этого уровня коэффициент усиления детектора резко падает, что приводит к невозможности регистрации полезных событий.

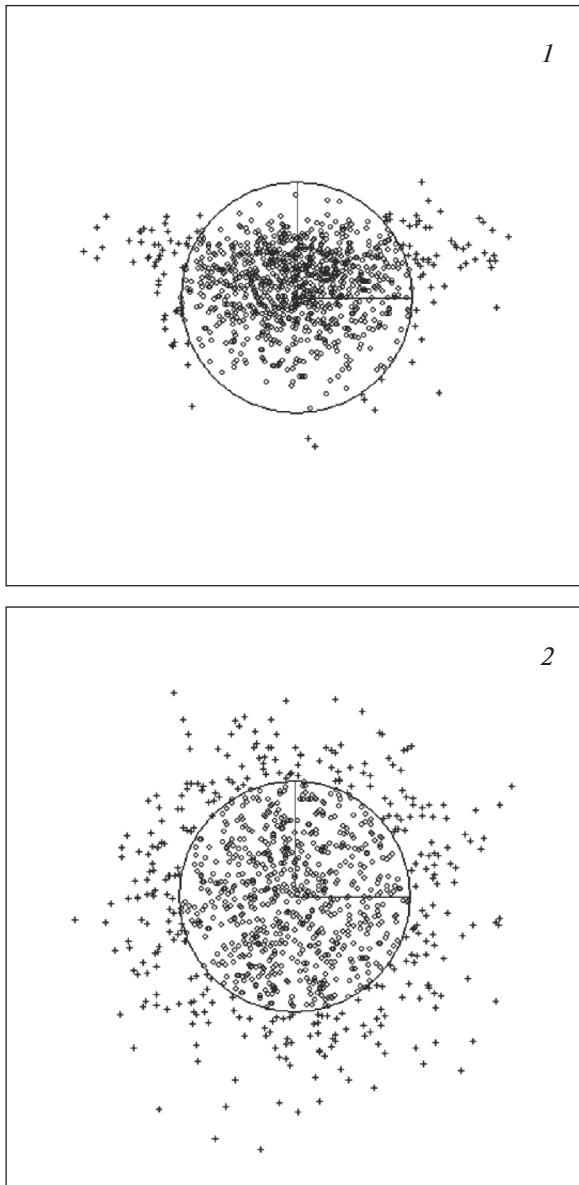


Рис. 4. Пространственное распределение меток попадания ионов с энергией 260 кэВ на входное окно стоп-детектора: 1 – в энергетический канал 5 анализатора (энергетическая настройка 2), 2 – в прямой канал анализатора без подачи напряжения на конденсатор (т.е. без электростатической фокусировки).

На рис. 6 приведены данные измерений эффективности регистрации от порога регистрации, выполненные для шевронной сборки МКП, при облучении ее потоком нейтронов и гамма квантов, генерируемых радиоактивными источниками Cf^{252} и Co^{60} . Для сравнения на этом же рисунке приведена кривая эффективности регистрации для альфа-частиц (источник Am^{241}). Для проведения наших оценок выберем порог регистрации $\sim 10^6$ электронов. Это вполне оправданно, так как

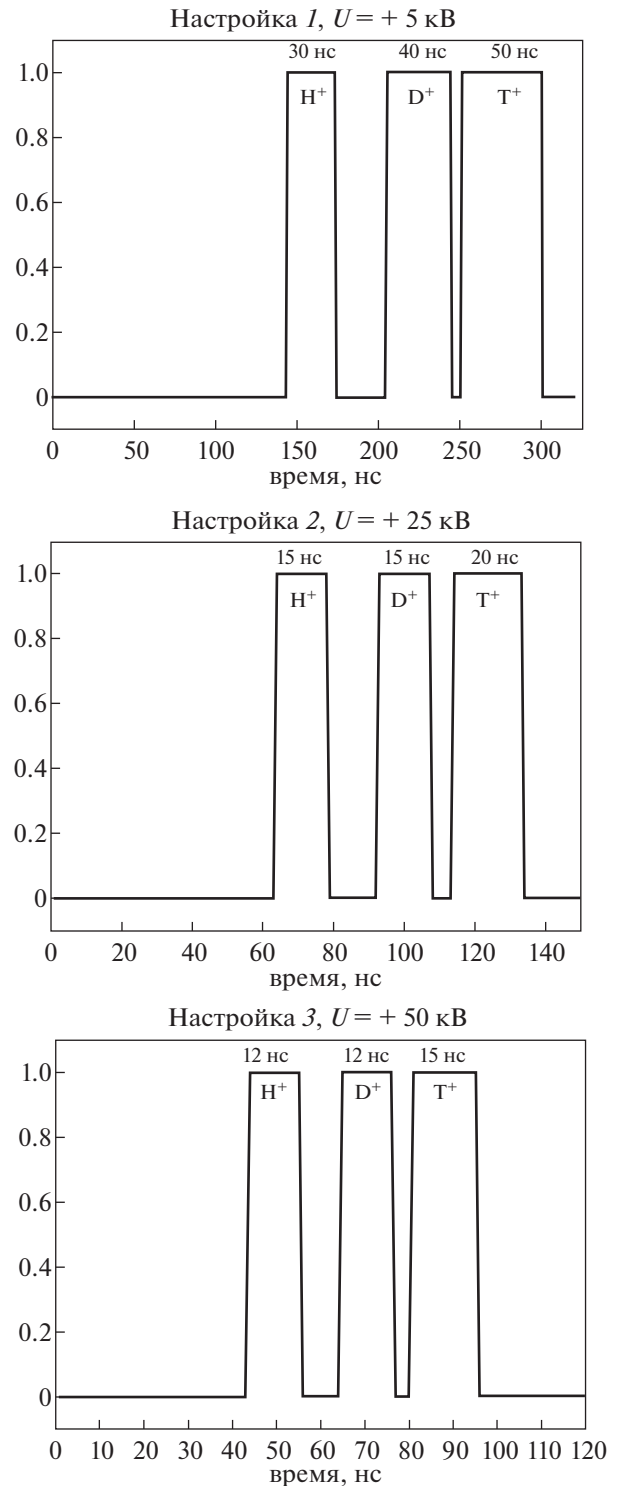


Рис. 5. Временные зависимости интервалов совпадений для трех энергетических настроек анализатора.

при таком пороге эффективность регистрации тяжелых частиц уменьшается незначительно, примерно на 5%, в то время как из-за экспоненциально спадающего спектра эффективность

Таблица 2. Длина каналов регистрации и соответствующее время пролета частиц от старт-детектора до стоп-детектора

Настройка	Энергия, кэВ	Длина канала, см	Время пролета канала, нс		
			H ⁺	D ⁺	T ⁺
1	10	21.9	158	224	274
	16	27.7	158	224	274
	24	33.9	158	224	274
	36	41.5	158	224	274
	52	49.9	158	224	274
2	50	21.9	71	100	123
	80	27.7	71	100	123
	120	33.9	71	100	123
	180	41.5	71	100	123
	260	49.9	71	100	123
3	100	21.9	50	71	87
	160	27.7	50	71	87
	240	33.9	50	71	87
	360	41.5	50	71	87
	520	49.9	50	71	87

Таблица 3. Энергетическое разрешение каналов анализатора и эффективность сбора ионов (проницаемость)

Настройка	Энергия, кэВ	ΔE , кэВ	$\Delta E/E$, %	Проницаемость канала, %		
				H ⁺	D ⁺	T ⁺
1	10	1.0	10.0	11.0	11.0	11.0
	16	1.6	10.0	6.6	6.6	6.6
	24	2.6	10.8	12.9	12.9	12.9
	36	3.3	9.1	10.2	10.2	10.2
	52	5.3	10.2	17.0	17.0	17.0
2	50	3.64	7.3	47.4	47.4	47.4
	80	5.9	7.4	54.0	54.0	54.0
	120	9.1	7.6	62.5	62.5	62.5
	180	14.3	7.9	74.0	74.0	74.0
	260	20.0	7.7	83.0	83.0	83.0
3	100	6.9	6.9	72.3	72.3	72.3
	160	10.7	6.7	89.1	89.1	89.1
	240	16.4	6.8	91.8	91.8	91.8
	360	28.0	7.8	94.2	94.2	94.2
	520	41.9	8.1	92.3	92.3	92.3

регистрации фонового излучения ε составляет величину менее $\sim 10^{-3}$. Учитывая площади предлагаемых старт-детектора $S_{\text{старт}} \sim 0.8 \text{ см}^2$ и стоп-детектора $S_{\text{стоп}} \sim 3 \text{ см}^2$, получим оценку для предельно допустимого потока фонового излучения $\Phi_{\text{пг max}} \sim 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Если ожидаемый поток фо-

нового излучения в месте установки детекторов превышает эту величину, то для сохранения работоспособности системы регистрации требуется установка дополнительной защиты.

В качестве примера оценим вклад фоновых сигналов при регистрации потоков трития с наименьшей (10 кэВ) и наибольшей (520 кэВ) энер-

Таблица 4. Абсолютная эффективность регистрации атомов

Настройка	Энергия, кэВ	ΔE , кэВ	Эффективность регистрации, %		
			H ⁺	D ⁺	T ⁺
1	10	1.0	0.75	0.44	0.32
	16	1.6	0.62	0.38	0.29
	24	2.6	1.62	1.0	0.74
	36	3.3	1.65	1.1	0.77
	52	5.3	3.4	2.1	1.7
2	50	3.64	9.2	6.1	4.6
	80	5.9	13.8	9.1	7.2
	120	9.1	20.0	13.7	10.6
	180	14.3	25.0	20.5	16.0
3	260	20.0	29.9	26.9	22.1
	100	6.9	21.3	14.1	10.9
	160	10.7	29.8	23.4	18.3
	240	16.4	33.0	28.4	23.5
	360	28.0	33.8	33.2	29.8
	520	41.9	33.2	33.2	32.2

гией в выбранном нами энергетическом диапазоне (табл. 1).

Скорость счета фоновых сигналов старт-детектора и стоп-детектора можно выразить формулами

$$n_{\phi_старт} = \Phi_{\gamma} S_{старт} \epsilon \quad (3)$$

Таблица 5. Разброс времени пролета ионов

Настройка	Энергия, кэВ	Длина канала, см	Разброс времени пролета σ_1 , нс		
			H ⁺	D ⁺	T ⁺
1	10	21.9	7.9	11.2	13.7
	16	27.7	7.9	11.2	13.7
	24	33.9	8.6	12.1	14.8
	36	41.5	7.2	10.2	12.6
	52	49.9	8.1	11.4	14.0
2	50	21.9	2.6	3.6	4.5
	80	27.7	2.6	3.7	4.5
	120	33.9	2.7	3.8	4.6
	180	41.5	2.8	4.0	4.9
	260	49.9	2.7	3.8	4.7
3	100	21.9	1.7	2.4	3.0
	160	27.7	1.7	2.4	2.9
	240	33.9	1.7	2.4	3.0
	360	41.5	1.9	2.7	3.4
	520	49.9	2.0	2.9	3.5

$$n_{\phi_стоп} = \Phi_{\gamma} S_{стоп} \epsilon \quad (4)$$

Тогда интенсивность регистрируемых схемой совпадений фоновых сигналов $n_{\phi cc}$ (в результате случайных совпадений) определится как

$$n_{\phi cc} = n_{\phi_старт} n_{\phi_стоп} \Delta t_{cc} = (\Phi_{\gamma} \epsilon)^2 S_{старт} S_{стоп} \Delta t_{cc}, \quad (5)$$

где Δt_{cc} – разрешающее время схемы совпадений.

Для выбранных нами энергий трития разрешающее время составляет величины Δt_{cc} (10 кэВ) = 50 нс и Δt_{cc} (520 кэВ) = 15 нс (см. п. 3).

При потоке фонового излучения $\Phi_{\gamma \max} = 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и эффективности регистрации фонового излучения детекторами $\epsilon = 10^{-3}$ получаем, что интенсивность регистрируемых фоновых сигналов выбранных энергий трития будет примерно равна $n_{\phi cc}$ (10 кэВ) = 1200 с^{-1} и $n_{\phi cc}$ (520 кэВ) = 360 с^{-1} .

Важно отметить, что при этом за счет применения метода совпадений подавление фонового сигнала в стоп-детекторе очень сильное. Даже в случае регистрации трития с энергией 10 кэВ эта величина составит $n_{\phi cc} / (S_{стоп} \Phi_{\gamma \max}) = 1200 / (3 \times 10^8) = 4 \times 10^{-6}$. То есть, проблемы с подавлением фона в каналах регистрации не существует, а основная проблема может заключаться в создании эффективной защиты детекторов от перегрузки фоновым излучением плазмы.

Оценки показывают, что для рассматриваемого дейтерий-третиевого режима работы TRT по-

Таблица 6. Интервалы совпадений по критерию 3σ

Настройка	Энергия, кэВ	Интервалы совпадений с учетом 3σ , в нс		
		H ⁺	D ⁺	T ⁺
1	10	25.2	34.6	42.0
	16	25.2	34.6	42.0
	24	27.1	37.3	45.3
	36	23.3	31.9	38.6
	52	25.6	35.2	42.7
2	50	11.5	13.8	15.9
	80	11.5	14.0	16.0
	120	11.7	14.2	16.3
	180	12.0	14.6	16.9
3	260	11.8	14.3	16.5
	100	9.9	11.2	12.4
	160	9.9	11.1	12.2
	240	9.9	11.2	12.3
	360	10.3	11.8	13.2
	520	10.4	12.0	13.5

токи фонового излучения в месте расположения диагностического оборудования анализатора могут значительно превышать величину $10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. В основном это связано с тем, что на установке TRT не планируется создание общей нейтронной защиты. Проектирование локальной защиты анализатора будет возможным после проведения более детальных расчетов карты нейтронных полей. В том случае, если локальная защита окажется не-

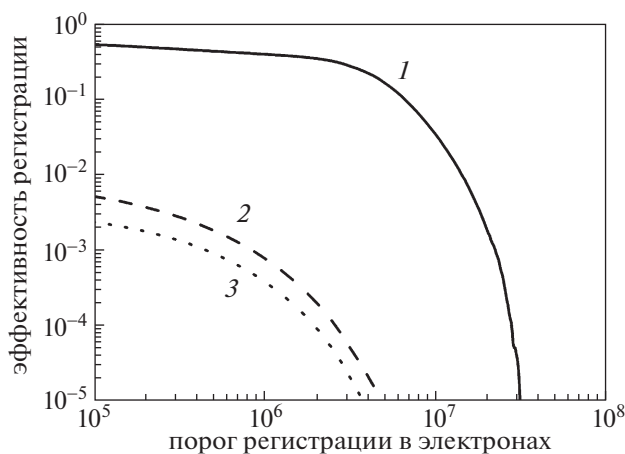


Рис. 6. Данные измерений эффективности регистрации от порога регистрации, выполненные для шевронной сборки МКП: 1 — альфа-частицы (Am^{241}), 2 — нейтроны и гамма кванты (Cf^{252}), 3 — гамма кванты (Co^{60}).

достаточно эффективной, может быть использована также дополнительная фронтальная защита, устанавливаемая перед анализатором. Кроме того, для уменьшения влияния фонового излучения анализатор может быть размещен на большем расстоянии от токамака. Анализ роли фонового излучения в измерениях — следующий шаг в разработке диагностики для TRT.

5. ОЦЕНКА ПОЛЕЗНОГО СИГНАЛА

Возможности применения комплекса атомных анализаторов на TRT подробно рассмотрены в работе [15], где представлены варианты размещения диагностического оборудования и приведены результаты моделирования потоков атомов и ожидаемых скоростей счета для базового сценария установки (50/50 дейтерий-третиевая плазма с $B_0 = 8 \text{ Тл}$, $I_p = 5 \text{ МА}$, $\langle n_e \rangle = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$, при энергии инжекции дейтериевых пучков 500 кэВ и мощности 20 МВт) [9].

В данной работе в качестве иллюстрации мы приводим результаты расчетов скорости счета атомов в энергетических каналах времяпролетного анализатора, который может быть использован в качестве одного из приборов диагностического комплекса для измерения потоков атомов дейтерия и трития. Линия наблюдения анализатора ориентирована в тангенциальном направлении (навстречу движению ионизованных атомов нагретых пучков). В этом случае с помощью прибора возможно изучение энергетических функций распределения как тепловых ионов плазмы, так и быстрых пучковых ионов.

Из рис. 7 видно, что в диапазоне энергий, соответствующем настройке 1 анализатора ($E = 10\text{--}52 \text{ кэВ}$), форма спектров определяется максвелловским распределением и не искажена присутствием пучковых частиц. Данная настройка может быть использована для изучения функции распределения ионов дейтерия и трития и получения информации об изотопном составе плазмы в периферийной области (до середины малого радиуса), откуда в основном излучается поток атомов тепловых энергий [15].

В диапазоне более высоких энергий в результате пучкового нагрева в центральной области плазмы формируется популяция быстрых дейтронов, что приводит к искажению максвелловской функции распределения основных ионов. При этом энергетические настройки 2 и 3 анализатора ($E = 50\text{--}260 \text{ кэВ}$ и $E = 100\text{--}520 \text{ кэВ}$ соответственно) оптимально подходят для изучения энергетической функции распределения тормозящихся пучковых ионов дейтерия в надтепловом диапазоне энергии. В обоих диапазонах энергии достигнутые параметры предлагаемого времяпролетного анализатора обеспечивают скорость

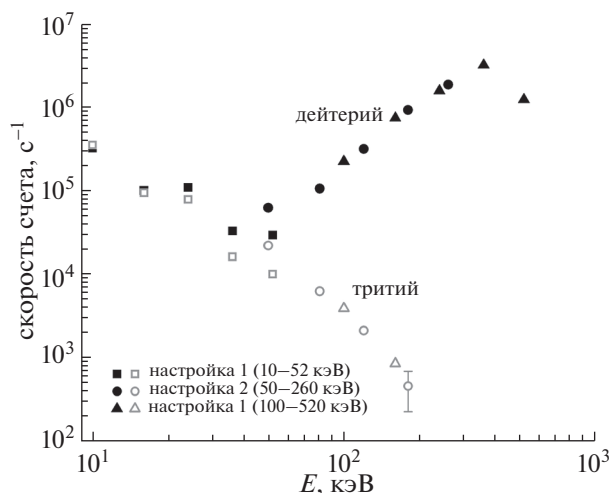


Рис. 7. Расчетные скорости счета атомов дейтерия (сплошные символы) и трития (открытые символы) в энергетических каналах времяпролетного анализатора для базового дейтерий-тритиевого режима работы установки TRT. Форма символов обозначает энергетическую настройку анализатора: квадрат – настройка 1, круг – настройка 2, треугольник – настройка 3.

счета полезного сигнала не менее 10 кГц. Кроме того, отметим, что измерения потоков трития при настройке 2 также могут быть использованы для уточнения данных по изотопному составу плазмы.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена конструкция нового многоканального времяпролетного атомного анализатора с оригинальной цилиндрической системой электростатического отклонения ионов, обеспечивающей двумерную фокусировку в плоскости, перпендикулярной траектории движения ионов. Показано, что анализатор может быть с успехом использован в экспериментах на установке TRT для измерения энергетических функций распределения как тепловых ионов плазмы, так и быстрых ионов нагретых пучков. Параметры анализатора и использование его различных энергетических настроек позволяют проводить измерения с высокой статистикой и хорошим энергетическим разрешением.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания № 0040-2019-0023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Petrov M.P., Afanasyev V.I., Chernyshev F.V., Goncharov P.R., Mironov M.I., Petrov S.Ya.* // Eur. Phys. J. H.

2021. V. 46. Article № 5.
<https://doi.org/10.1140/epjh/s13129-021-00009-6>

2. *Medley S.S., Donné A.J.H., Kaita R., Kislyakov A.I., Petrov M.P., Roquemore A.L.* // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. 011101.
<https://doi.org/10.1063/1.2823259>

3. *Afanasyev V.I., Gondhalekar A., Babenko P.Yu., Beaumont P., De Antonis P., Detch A.V., Kislyakov A.I., Kozlovskij S.S., Mironov M.I., Petrov M.P., Petrov S.Ya., Tschernyshev F.V., Wilson C.H., and Contributors to the EFDA-JET* // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74. P. 2338.
<https://doi.org/10.1063/1.1542664>

4. *Afanasyev V.I., Chernyshev F.V., Kislyakov A.I., Kozlovskij S.S., Lyublin B.V., Mironov M.I., Melnik A.D., Nesenovich V.G., Petrov M.P., Petrov S.Ya.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2010. V. 621. P. 456.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.06.201>

5. *Bracco G., Betello G., Mantovani S., Moleti A., Tilia B., Zanza V.* // Rev. Sci. Instrum. 1992. V. 63. P. 5685.
<https://doi.org/10.1063/1.1143350>

6. *Maas A.C., Andrew P., Coad P., Edwards A., Ehrenberg J., Gibson A., Günther K., Harbour P., von Hellermann M.G., Hillis D., Howman A., Jarvis O.N., Jünger J.F., König R.W.T., Lingertat J., Loughlin M.J., Morgan P.D., Orchard J., Sadler G., Stamp M.F., Wilson C.H.* // Fus. Eng. Des. 1999. V. 47. P. 247.
[https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(99\)00085-X](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(99)00085-X)

7. *Ozaki T., Bracco G., Zanza V., Moleti A., Tilia B., Sibio A., Sudo S., Nakanishi H., Kojima M., Shoji M., and G1/G2 Experimental Group* // Rev. Sci. Instrum. 2000. V. 71. P. 2698.

8. *Красильников А.В., Коновалов С.В., Бондарчук Э.Н., Мазуль И.В., Родин И.Ю., Минеев А.Б., Кузьмин Е.Г., Кавин А.А., Карпов Д.А., Леонов В.М., Хайрутдинов Р.Р., Кукушкин А.С., Портнов Д.В., Иванов А.А., Бельченко Ю.И., Денисов Г.Г.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 970.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121110196>

9. *Леонов В.М., Коновалов С.В., Жоголев В.Е., Кавин А.А., Красильников А.В., Куянов А.Ю., Лукаш В.Э., Минеев А.Б., Хайрутдинов Р.Р.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 986.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121120040>

10. *Бельченко Ю.И., Бурдаков А.В., Давыденко В.И., Горбовский А.И., Емелева И.С., Иванов А.А., Санин А.Л., Сотников О.З.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 1031.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121110135>

11. *Gonin M., Kallenbach R. and Bochsler P.* // Rev. Sci. Instrum. 1994. V. 65. P. 648.
<https://doi.org/10.1063/1.1145132>

12. *Ziegler J.F. and Biersack J.P.* // <http://www.srim.org/>.

13. *Дмитриев В.Д., Лукьянов С.М., Пенионжскевич Ю.Э., Саттаров Д.К.* // ПТЭ. 1982. № 2. С. 7.

14. *Вентцель Е.С.* Теория вероятностей. М.: Наука, 1969.

15. *Афанасьев В.И., Гончаров П.Р., Мельник А.Д., Миронов М.И., Наволоцкий А.С., Несеневич В.Г., Петров М.П., Петров С.Я.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 8. С. 675.

КОНЦЕПТУАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО ИНЖЕКТОРА ПУЧКА АТОМОВ ВОДОРОДА ДЛЯ ТОКАМАКА TRT

© 2022 г. В. И. Давыденко^{а, *}, А. А. Иванов^а, Н. В. Ступишин^а

^а Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

*e-mail: V.I.Davydenko@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 13.03.2022 г.

После доработки 12.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Представлен концептуальный проект перезарядного диагностического инжектора пучка атомов водорода для токамака TRT. Инжектор предполагается использовать для измерения параметров плазмы в токамаке методами активной спектроскопии. В ионном источнике диагностического инжектора баллистически сфокусированный ионный пучок будет формироваться прецизионной многоапертурной ионно-оптической системой с четырьмя электродами сферической формы. Плазменный эмиттер создается водородной плазмой из дугового генератора, либо из генератора с индуктивным ВЧ-разрядом, расширяющейся в объем с периферийным мультипольным магнитным полем. Эквивалентный ток инжектируемого в плазму TRT пучка атомов водорода с энергией 60 кэВ составит ~4.5 А. При угловой расходимости пучка ~7 мрад и расстоянии ~9 м от ионного источника до центра плазмы токамака диаметр диагностического пучка в зоне измерений будет иметь величину ~13 см на уровне 1/е. В течение рабочего импульса токамака TRT может быть инжектировано несколько модулированных импульсов диагностического пучка атомов водорода с длительностью ~1 с.

Ключевые слова: активная спектроскопия плазмы, диагностический инжектор пучка быстрых атомов, токамак TRT

DOI: 10.31857/S0367292122100080

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время ведется проектирование квазистационарного токамака с реакторными технологиями (TRT) [1] с высоким магнитным полем (до 8 Тл). Увеличенное магнитное поле должно обеспечить достижение термоядерных режимов плазмы токамака при достаточно малых размерах установки ($R = 2.15$ м, $a = 0.57$ м). TRT предназначен для работы в квазистационарных режимах с водородной, гелиевой и дейтериевой плазмой со средней плотностью до 2×10^{20} м⁻³ и температурой ~10 кэВ.

Для определения параметров плазмы в TRT будут использованы методы активной спектроскопии на пучках быстрых атомов. Эти методы позволяют измерять ионную температуру, скорости вращения плазмы и концентрацию примесей (диагностика CXRS – Charge eXchange Recombination Spectroscopy), флуктуации плотности плазмы (диагностика BES – Beam Emission Spectroscopy) и профиль магнитного поля тока по динамическому эффекту Штарка (диагностика MSE – Motion Stark Effect). В Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН разрабатывается концептуальный проект диагностического инжекто-

ра быстрых атомов водорода для токамака TRT. Разработка ведется с учетом опыта создания серии перезарядных диагностических инжекторов пучков быстрых атомов для современных установок с магнитным удержанием высокотемпературной плазмы [2, 3]. Наиболее подходящими в качестве прототипов инжектора для TRT являются диагностический инжектор RUDI-X для большого стелларатора W-7X [4] и диагностический инжектор ДИНА-КИ60 [5] для токамака Т-15МД. Пучки быстрых атомов водорода этих инжекторов предназначены для проведения измерений методами активной спектроскопии примесей указанного выше набора физических параметров в плазменном шнуре с радиусом 0.5–0.7 м. Инжекторы формируют сфокусированные пучки быстрых атомов водорода с энергией 60 кэВ и эквивалентным током ~2.3–2.4 А. В ионном источнике диагностического инжектора RUDI-X используется плазменный ВЧ-эмиттер, в ионном источнике инжектора ДИНА-КИ60 – плазменный эмиттер с дуговым генератором плазмы. В диагностическом инжекторе RUDI-X пучок быстрых атомов баллистически фокусируется на расстоянии 6 м, в инжекторе ДИНА-КИ60 – на расстоянии 4 м.

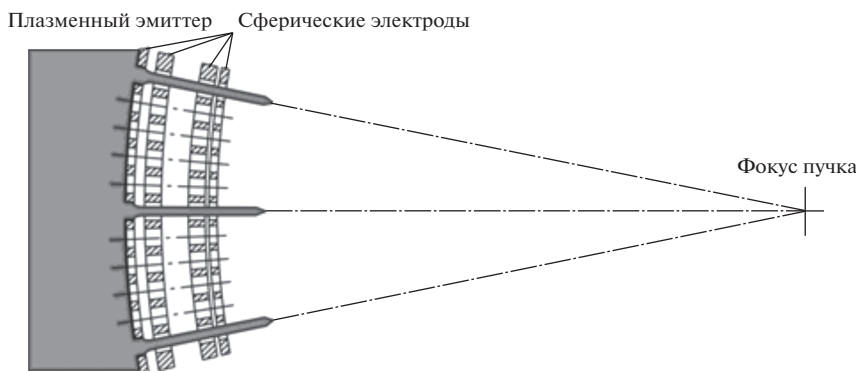


Рис. 1. Схема баллистической фокусировки пучка.

В статье рассмотрен концептуальный проект диагностического инжектора для токамака TRT, с акцентом на выполнение требований, предъявляемых диагностикой CXRS. Обсуждены особенности применения инжектора на токамаке TRT, выбраны расположение и схема инжектора, определены (только для CXRS) основные параметры диагностического пучка, рассмотрены варианты конструкции ионного источника инжектора.

1. ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ ИНЖЕКТОРЫ ИНСТИТУТА ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. БУДКЕРА СО РАН

Особенностью современных диагностических инжекторов Института ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН является использование баллистической фокусировки ионного пучка за счет сферической формы электродов многоапертурной четырехэлектродной ионно-оптической системы. Схема баллистической фокусировки пучка представлена на рис. 1. Эмиссионная плотность тока в ионно-оптической системе выбирается достаточно малой $\sim 110\text{--}130\text{ мА/см}^2$, что в несколько раз меньше эмиссионной плотности тока в ионно-оптических системах мощных инжекторов для нагрева плазмы. Плазменный эмиттер в ионных источниках диагностических инжекторов создается водородной плазмой из дугового генератора, либо из генератора с индуктивным ВЧ-разрядом, расширяющейся в объем с периферийным мультипольным магнитным полем. При сниженной эмиссионной плотности тока зазоры между электродами ионно-оптической системы, соответствующие оптимальному формированию пучка, имеют достаточно большую величину, что приводит к уменьшению аббераций в отдельных ячейках ионно-оптической системы и снижению угловой расходимости отдельных пучков $\delta\alpha$ до $8\text{--}10$ мрад. При фокусировке пучка на расстояние F профиль потока атомов в фокусе выражается как $j(r, F) = I_b \exp(-r^2/(\delta\alpha F)^2)/(\pi\delta\alpha F)^2$, где I_b – полный поток атомов в пучке.

Диагностические инжекторы Института ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН с большой длительностью импульса оборудованы элементами для получения и транспортировки пучка быстрых атомов. Для примера на рис. 2 представлена схема инжектора RUDI для токамака TEXTOR-94 [2]. Слева находится ионный источник, далее – вакуумная камера инжектора с вспомогательными системами, справа показано сечение плазмы в токамаке. Фокус диагностического пучка удален на 4 м от ионного источника и находится вблизи центра плазмы. В вакуумной камере инжектора расположены водоохлаждаемые элементы – нейтрализатор, магнитный сепаратор ионных, приемник отклоненных ионов, подвижный калориметр. Канал нейтрализатора частично заполняется газом, вытекающим из газоразрядной камеры ионного источника, дополнительный напуск осуществляется импульсным газовым клапаном. Магнитный сепаратор и приемник непerezарядившихся ионов установлены внутри вакуумного объема на специальной платформе. Двухступенчатая дифференциальная откачка вакуумного объема производится мощными крионасосами.

2. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО ИНЖЕКТОРА ДЛЯ ТОКАМАКА TRT

Плазма токамака TRT имеет достаточно высокую плотность, что приводит к заметному ослаблению диагностического пучка. В статье [6] проведено полномасштабное моделирование диагностики CXRS с учетом приведенных далее параметров диагностического пучка и ослабления пучка в плазме и показано, что диагностика будет хорошо работать на диагностическом пучке токамака TRT с энергией 60 кэВ в плазме со средней плотностью $n_e = 1 \times 10^{20}\text{ м}^{-3}$. При $n_e = 2 \times 10^{20}\text{ м}^{-3}$ измерения в центре плазмы будут возможны, но при такой плотности увеличится погрешность измерений.

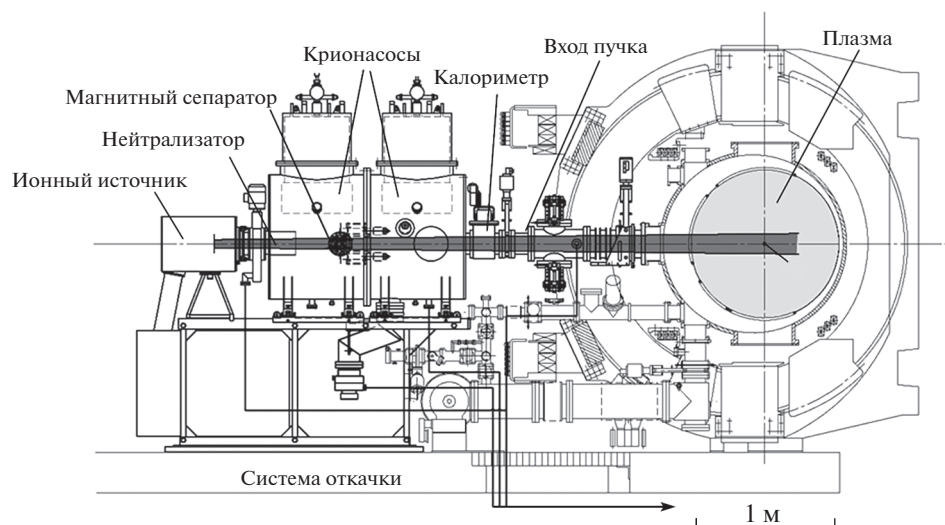


Рис. 2. Диагностический инжектор RUDI на токамаке TEXTOR-94.



Рис. 3. Схема активной спектроскопии плазмы в камере токамака TRT (вид сверху).

Токамак TRT имеет достаточно длинные патрубки, поэтому расстояние от инжектора до центра плазмы составляет около 9 м. При таком расстоянии и угловой расходимости пучка ~ 7 мрад диаметр пучка (на уровне $1/e$) в центре плазмы TRT будет равен ~ 13 см. Диаметр диагностического пучка в плазме TRT превышает диаметр пучка диагностического инжектора ДИНА-КИ60 в плазме токамака T15-МД. Увеличение диаметра пучка при сохранении потока атомов приведет к уменьшению интегральной линейной плотности диагностического пучка вдоль линии наблюдения. Для повышения линейной плотности следует увеличить поток быстрых атомов, поэтому в

диагностическом пучке TRT эквивалентный ток атомов водорода с энергией 60 кэВ увеличен до 4.5 А. Полный ток водородных ионов из ионного источника инжектора при составе пучка по току ионов $H^+ : H_2^+ : H_3^+ = 85\% : 10\% : 5\%$ будет иметь величину 12 А.

На рис. 3 показана схема активной спектроскопии плазмы в камере токамака TRT (вид сверху). Диагностический пучок атомов водорода инжектируется в плазму через экваториальный радиальный патрубок. Диагностический пучок и оптическая система сбора света расположены в экваториальной плоскости плазмы. Зона просмотра оптической системы находится между

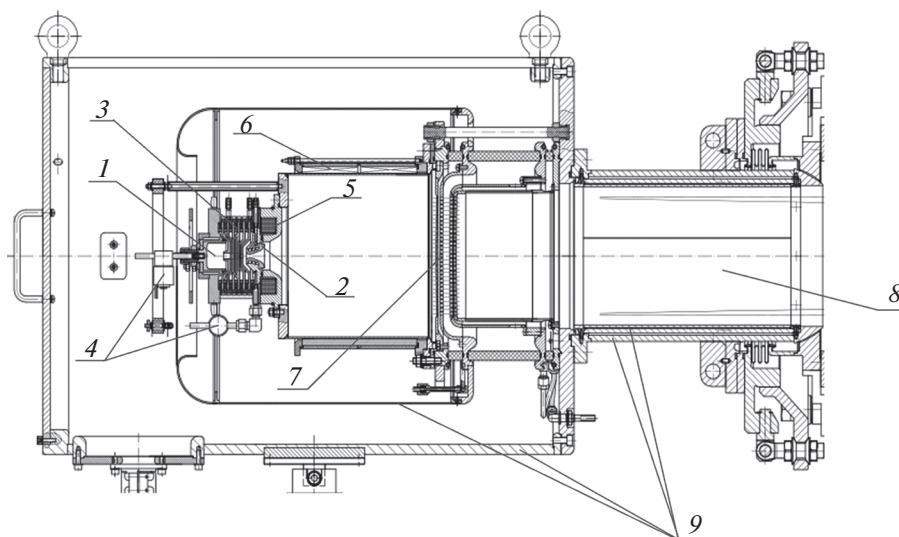


Рис. 4. Ионный источник диагностического инжектора ДИНА-КИ60. 1 – молибденовый катод, 2 – анод, 3 – разрядный канал, 4 – газовый клапан, 5 – соленоид, 6 – экспандер с периферийным магнитным полем, 7 – многоапертурная четырехэлектродная ионно-оптическая система, 8 – нейтрализатор, 9 – магнитные экраны.

входом пучка в плазму и центром плазмы. Оптическая система сбора света расположена внутри соседнего радиального экваториального патрубка. Пространственное разрешение по радиусу для выбранной схемы активной спектроскопии составляет ~1–5 см [6].

Важным вопросом является транспортировка диагностического пучка через длинный инжекционный патрубок. При прохождении интенсивного пучка быстрых атомов через длинный патрубок может произойти запираение пучка [7]. Достаточно сильное магнитное поле в области патрубка отклоняет образующиеся в результате обдирки ионы на стенку. Бомбардировка стенки патрубка быстрыми ионами приводит к выделению сорбированного газа, что увеличивает его плотность в патрубке и вызывает дальнейший рост ионизации пучка. Такой процесс является лавинообразным и критический эквивалентный ток пучка, при превышении которого происходит развитие лавины в патрубке выражается следующим образом: $I_{crit} \approx C_{eff}/(\gamma L \sigma_{01})$, где C_{eff} – эффективная газовая проводимость тракта, γ – коэффициент десорбции газа, σ_{01} – сечение обдирки быстрых атомов водорода. Для прямоугольного инжекционного патрубка TRT с внутренним сечением 60 см × 100 см и длиной 420 см при коэффициенте десорбции $\gamma \approx 3$, соответствующему тракту без специальной обработки стенок, критический эквивалентный ток пучка для адсорбированного водорода оценивается величиной ~110 А. Эта величина существенно больше потока атомов в диагностическом пучке, но, следует учесть, что на стенках патрубка могут адсорбироваться дейтерий и более тяжелые газы.

3. ВАРИАНТЫ ИОННОГО ИСТОЧНИКА ДИАГНОСТИЧЕСКОГО ИНЖЕКТОРА

Схема ионного источника диагностического инжектора ДИНА-КИ60 показана на рис. 4. Плазменный эмиттер в ионном источнике создается струей водородной плазмы из дугового генератора, расширяющейся в объем с периферийным мультипольным магнитным полем. Баллистически сфокусированный ионный пучок формируется многоапертурной четырехэлектродной ионно-оптической системой. Сформированный пучок водородных ионов имеет ток 6 А, энергию 60 кэВ, угловую расходимость 8.5 мрад, фокусное расстояние 4 м. Этот источник можно модифицировать для диагностического инжектора TRT. Для повышения тока пучка из источника эмиссионный диаметр должен быть увеличен до 18 см, что потребует увеличения диаметров плазменного эмиттера и ионно-оптической системы.

Формирование пучка будет производиться многоапертурной четырехэлектродной ионно-оптической системой с круглыми апертурами. Оптимизированный расчетный вариант отдельной ячейки ионно-оптической ячейки с квазипирсовскими фасками на плазменном электроде показан на рис. 5. При оптимальной плотности тока водородных ионов 120 мА/см² угловая расходимость отдельного пучка составляет 6.5 мрад. При использовании щелевых апертур вместо круглых отверстий можно снизить угловую расходимость в направлении вдоль щелей, поскольку aberrации вдоль щелей отсутствуют и расходимость определяется только температурой ионов плазменного эмиттера. При замене в диагностическом инжекторе RUDI круглых апертур на щелевые угловая расходимость вдоль щелей снизи-

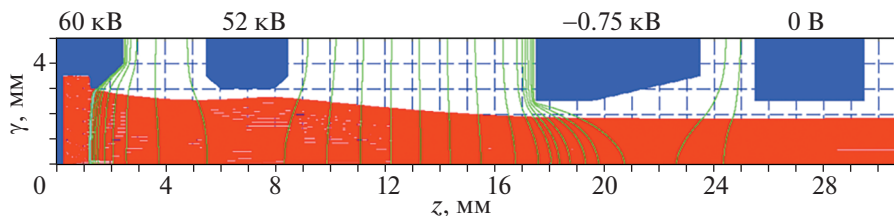


Рис. 5. Траектории ионов в оптимизированном варианте ионно-оптической системы.

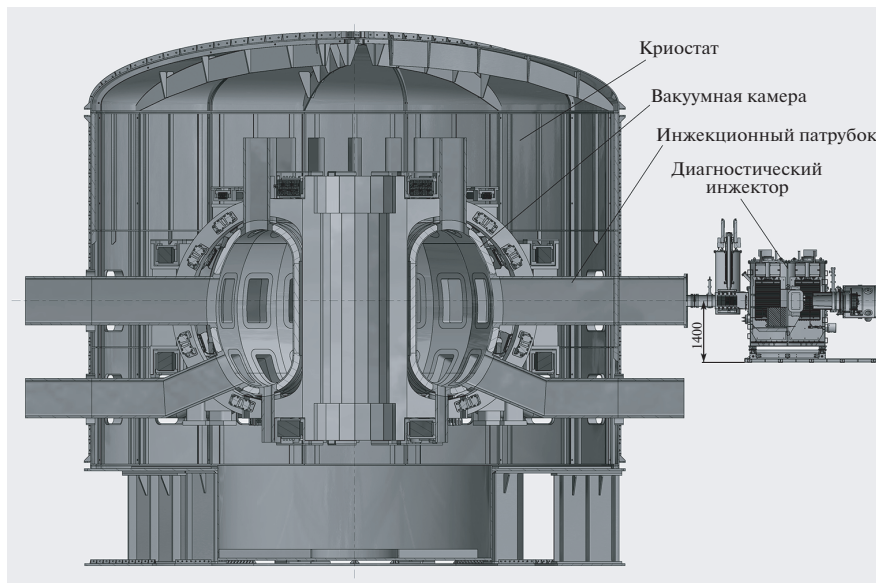


Рис. 6. Расположение диагностического инжектора на TRT.

лась на 20% [8]. Сужение диагностического пучка в направлении вдоль щелей повысит интенсивность активного сигнала из плазмы TRT.

Элементы разрядного канала дугового генератора подвергаются эрозии и примерно через год требуют замены. Для повышения ресурса плазменного эмиттера целесообразно вместо дугового генератора использовать индуктивный ВЧ-драйвер. В работе [9] представлен плазменный эмиттер с ВЧ-драйвером и расширителем. В этом эмиттере внутри эмиссионного диаметра 16 см плотность тока водородных ионов составляет 120 mA/cm^2 , содержание протонов на уровне 80%.

Суммарная длительность импульса пучка 10 с в основном ограничена ростом температуры электродов ионно-оптической системы. Электроды ионно-оптической системы не имеют каналов для интенсивного водяного охлаждения и охлаждение электродов происходит инерционным способом. Во время формирования пучка прирост температуры электродов ограничивается теплоемкостью электродов, после окончания формирования пучка, тепло с электродов передается на водоохлаждаемые держатели. Такой способ охлаждения ограничивает суммарную длительность модулированных с коэффициентом заполнения 0.5 импульса за

время импульса TRT величиной 10 с. Отметим, что такая длительность модулированного импульса пучка была экспериментально получена на диагностическом инжекторе RUDI с плазменным эмиттером на основе дугового генератора.

В дуговом генераторе плазмы анод и катод интенсивно охлаждаются водой, температура диафрагм разрядного канала ограничивается теплоемкостью и периферийным водяным охлаждением. В плазменном эмиттере на основе ВЧ-разряда антенна, стенки камеры и фарадеевский экран имеют водяное охлаждение. В настоящее время разработаны и экспериментально испытаны плазменные эмиттеры с длительностью импульса 20 с.

4. РАСПОЛОЖЕНИЕ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО ИНЖЕКТОРА НА TRT

На рис. 6 показано расположение диагностического инжектора на TRT. Диагностический инжектор присоединен к экваториальному радиальному патрубку TRT. Вид вакуумной камеры диагностического инжектора с системой откачки и элементами пучкового тракта на рисунке взят от недавно разработанного в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН 80 кэВ, 1 МВт инжектора сфокусированного пучка быстрых

Таблица 1. Основные параметры диагностического инжектора TRT

Энергия атомов	60 кэВ
Рабочий газ	Водород
Ток ионов из источника	12 А
Состав пучка по току ионов H^+ , H_2^+ , H_3^+ из ионного источника с дуговым генератором плазмы, %	85:10:5
Эквивалентный ток пучка атомов водорода с энергией 60 кэВ	4.5 А
Угловая расходимость пучка (круглые апертуры)	7 мрад
Фокусное расстояние	9 м
Диаметр пучка в центре плазмы TRT на уровне 1/е	13 см
Диаметр пучка на входе в плазму TRT на уровне 1/е	12 см
Начальный диаметр ионного пучка	18 см
Модуляция (внешняя)	5–50 Гц
Суммарная длительность импульсов пучка в импульсе TRT	до 10 с

атомов дейтерия для нагрева плазмы. Предполагается, что разработанная в дальнейшем конструкция вакуумной камеры диагностического инжектора для TRT с системой откачки и элементами пучкового тракта будет близка к соответствующей конструкции этого инжектора для нагрева плазмы.

Ионный источник и нейтрализатор должны быть заэкранированы от рассеянного магнитного поля TRT. В области инжектора магнитное поле от токамака TRT в основном создается током в плазме и полоидальными катушками. Это поле имеет вертикальное направление и его напряженность составляет 15–30 мТл. Такое магнитное поле может быть заэкранировано двойными магнитными экранами. Внешний экран стальной, внутренний – из отожженного пермаллоя.

В табл. 1 представлены основные параметры диагностического инжектора для токамака TRT.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный концептуальный проект диагностического инжектора сфокусированного пучка атомов водорода для токамака TRT представляется вполне реализуемым. Дальнейшая работа по проекту инжектора может состоять в уточнении параметров диагностического пучка для измерений по динамическому эффекту Штарка, детальной разработке ионного источника, оптимизации и проектированию элементов инжектора, выборе систем питания и контроля, проведении экспериментальных исследований по формированию и транспортировке пучка. Для повышения плотности тока пучка в зоне измерений следует рассмотреть возможность уменьшения расстояния между ионным источником инжектора и плазмой токамака TRT.

Авторы выражают благодарность А.В. Брулю за проведение расчетов ячейки ионно-оптической системы и С.Н. Тугаринову за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красильников А.В., Коновалов С.В., Бондарчук Э.Н., Мазуль И.В., Родин И.Ю., Минеев А.Б., Кузьмин Е.Г., Кавин А.А., Карпов Д.А., Леонов В.М., Хайрутдинов Р.Р., Кукушкин А.С., Портнов Д.В., Иванов А.А., Бельченко Ю.И., Денисов Г.Г. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 970. <https://doi.org/10.31857/S0367292121110196>
2. Бельченко Ю.И., Давыденко В.И., Дейчули П.П., Емелев И.С., Иванов А.А., Колмогоров В.В., Константинов С.Г., Краснов А.А., Попов С.С., Санин А.Л., Сорokin А.В., Ступишин Н.В., Шиховцев И.В., Колмогоров А.В., Атлуханов М.Г., Абдрашитов Г.Ф., Драничников А.Н., Капитонов В.А., Кондаков А.А. // УФН. 2018. Т. 188. № 6. С. 595. <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.02.038305>
3. Davydenko V.I., Ivanov A.A. // Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75. P. 1809. <https://doi.org/10.1063/1.1699461>
4. Davydenko V., Deichuli P., Ivanov A., Stupishin N., Kapitonov V., Kolmogorov A., Ivanov I., Sorokin A., Shikhovtsev I. // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1771. 030025. <https://doi.org/10.1063/1.4964181>
5. Stupishin N.V., Deichuli P.P., Ivanov A.A., Abdrashitov A.G., Abdrashitov G.F., Rashenko V.V., Zubarev P.V., Gorbovsky A.I., Mishagin V.V., Kapitonov V.A., Krupin V.A., and Tilin G.N. // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1771. 050012. DOI:10.1063/1.4964206
6. Серов С.В., Тугаринов С.Н., Серов В.В., Крупин В.А., Земцов И.А., Красильников А.В., Кузьмин Н.В., Павлова Г.С., Науменко Н.Н. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 8. С.
7. Riviere A.C. and Sheffield J. // Nucl. Fusion. 1975. V. 15. P. 944. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/15/5/024>
8. Listopad A., Coenen J., Davydenko V., Ivanov A., Mishagin V., Savkin V., Schweer B., Shul'zhenko G., Uhlemann R. // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. 02B707. DOI: 10.1063/1.3669794
9. Shikhovtsev I.V., Averbukh I.I., Ivanov A.A., Mishagin V.V., Podyminogin A.A. // Fusion Engineering and Design. 2007. V. 82. P. 1282. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2007.04.048>

УДК 533.9.082

РАЗРАБОТКА ДИАГНОСТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ “АКТИВНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ” (CXRS) ДЛЯ УСТАНОВКИ TRT

© 2022 г. С. В. Серов^{а,*}, С. Н. Тугаринов^а, В. В. Серов^а, В. А. Крупин^б, И. А. Земцов^б,
А. В. Красильников^а, Н. В. Кузьмин^а, Г. С. Павлова^а, Н. Н. Науменко^с

^а Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии “Росатом”
“Проектный центр ИТЭР”, Москва, Россия

^б Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^с Закрытое акционерное общество “Спектроскопия, оптика и лазеры – авангардные разработки”,
Минск, Республика Беларусь

*e-mail: s.serov@iterrf.ru

Поступила в редакцию 04.04.2022 г.

После доработки 02.06.2022 г.

Принята к публикации 02.06.2022 г.

TRT (Токамак с реакторными технологиями) будет следующим важным шагом в реализации российской национальной программы управляемого термоядерного синтеза. Установка TRT предназначена для отработки технологий обеспечения длительного рабочего импульса, что возможно при использовании высокотемпературной сверхпроводимости. Для управления работой установки TRT и контроля параметров термоядерной плазмы требуется разработка и создание целого комплекса диагностических систем. Одна из проектируемых диагностических систем для TRT – диагностика “Активная спектроскопия”, обозначаемая в англоязычной литературе аббревиатурой CXRS. Построение этой диагностики возможно как на нагревном, так и на диагностическом пучке атомов. В ее задачи будет входить измерение важнейших параметров плазмы, таких как ионная температура, скорость вращения плазмы, а также концентрация легких примесей по всему радиусу плазменного шнура. В данной работе представлена разработка диагностической системы “Активная спектроскопия” для установки TRT. Приведены оценки уровней активного и фонового сигнала, а также соотношения сигнал/шум. Представлены результаты моделирования спектральных профилей излучения из плазмы. По результатам моделирования предложена схема проведения измерений, учитывающая необходимость одновременной регистрации излучения из различных пространственных точек. Приведено описание предполагаемой системы сбора излучения из плазмы, а также описание предполагаемой измерительной аппаратуры. Сделана оценка точности измерения отдельных параметров плазмы и достижимого пространственного разрешения.

Ключевые слова: токамак TRT, диагностика высокотемпературной плазмы, активная спектроскопия, CXRS

DOI: 10.31857/S0367292122100262

1. ВВЕДЕНИЕ

Токамак с реакторными технологиями (Токамак with Reactor Technologies, TRT) [1] будет следующим, после токамака Т-15 МД, важным шагом в реализации российской национальной программы управляемого термоядерного синтеза и создании проекта гибридного реактора. Установка TRT предназначена для отработки технологий обеспечения длительного рабочего импульса (свыше 100 с), что будет возможно благодаря использованию магнитной системы токамака на основе высокотемпературных сверхпроводников.

Основные проектные параметры установки TRT следующие: большой радиус $r = 2.15$ м, малый радиус $a = 0.57$ м, магнитное поле $B = 8$ Тл,

ток плазмы $I_p = 4–5$ МА, длительность импульса $t > 100$ с, средняя плотность электронов $n_e = 1–2 \times 10^{20}$ м⁻³, электронная и ионная температуры T_e и $T_i > 10$ кэВ.

Для управления работой установки TRT и контроля параметров термоядерной плазмы требуется разработка и создание целого комплекса диагностических систем. Одна из важнейших составляющих такого комплекса – активная спектроскопическая диагностика или активная спектроскопия (АС), обозначаемая в англоязычной литературе аббревиатурой CXRS (Charge eXchange Recombination Spectroscopy). Активная спектроскопия с использованием нагревного или диагностического пучка атомов широко исполь-

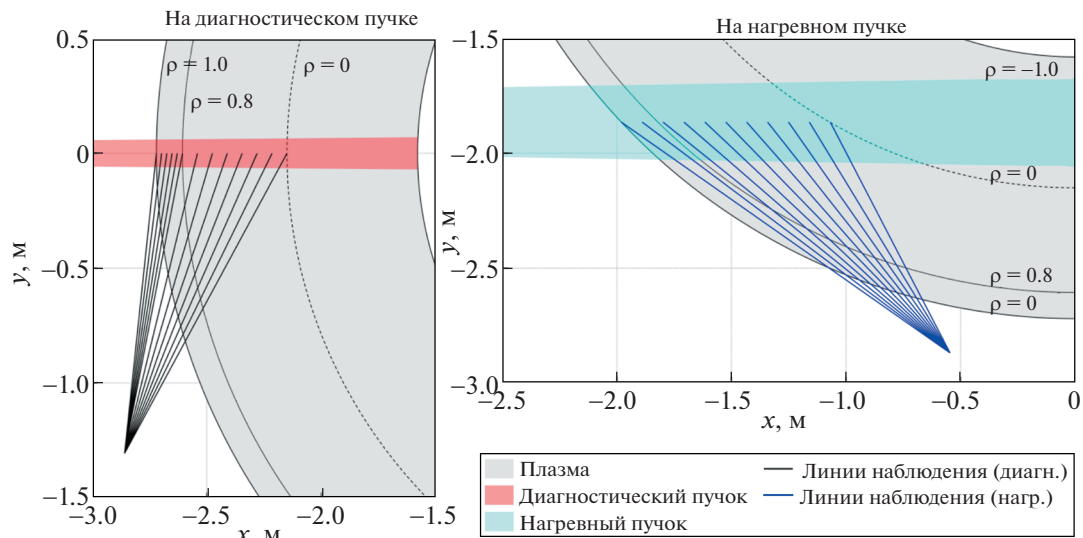


Рис. 1. Предлагаемые схемы расположения АС диагностики на диагностическом (рисунок слева) и нагревном (рисунок справа) пучках TRT (вид сверху).

зуются на всех современных токамаках, поскольку с ее помощью измеряются важные параметры плазмы, определяющие эффективность работы установки: ионная температура, концентрация легких примесей и скорость тороидального и полоидального вращения плазмы [2, 3].

Основная задача данной работы – разработка идеи активной спектроскопической диагностики для токамака TRT. Для этого было проведено моделирование работы этой диагностики для различных плазменных сценариев на установке. Рассматривались возможности построения активной спектроскопии как на нагревном пучке, так и на пучке специального диагностического инжектора.

По результатам моделирования были предложены схемы расположения элементов рассматриваемой диагностики в экваториальном патрубке TRT. Проработка оптической системы сбора излучения из плазмы и измерительной аппаратуры позволили получить оптимальное качество изображения и обеспечить хорошее пространственное разрешение для измерений.

2. АКТИВНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НА ТОКАМАКЕ TRT

При проектировании активной спектроскопической диагностики для установки TRT был использован опыт создания аналогичной системы CXRS Edge для токамака ИТЭР [4, 5]. Основные принципы моделирования, построения системы сбора света, регистрации спектров и обработки данных, использовавшиеся для ИТЭР, оказались во многом применимы и для TRT.

На токамаке TRT планируется использование нагревных пучков, поэтому в первую очередь была рассмотрена возможность проведения CXRS измерений на водородном либо дейтериевом нагревном пучке. Затем была рассмотрена схема измерений с применением специального диагностического водородного инжектора. Эти две основные схемы изображены на рис. 1, поясняющем взаимное расположение плазменного шнура, пучка атомов и линий наблюдения.

Предполагалось, что первое зеркало будет расположено в соседнем с пучком экваториальном патрубке. Изображенные на рис. 1 линии сбора излучения начинаются на первом зеркале и пересекают пучок в точках с различным малым радиусом плазмы. Так как измерения с хорошим пространственным разрешением наиболее важны в приграничной области плазмы в районе наружного транспортного барьера (ЕТВ), то задачей было обеспечить пространственное разрешение порядка 10–20 мм на краю плазмы и порядка 40–50 мм в центре плазмы.

В качестве проектного значения для временного разрешения было выбрано значение 20 мс. Оно, с одной стороны, позволит накопить необходимый для измерений сигнал активной перезарядки, а с другой стороны позволит достаточно детально проследить изменение во времени пространственных распределений параметров плазмы при ее нагреве, оптимизации генерации тока и других переходных процессах. Кроме того, работа на частоте 50 Гц позволяет использовать существующие высокочувствительные черно-белые sCMOS камеры в системе регистрации.

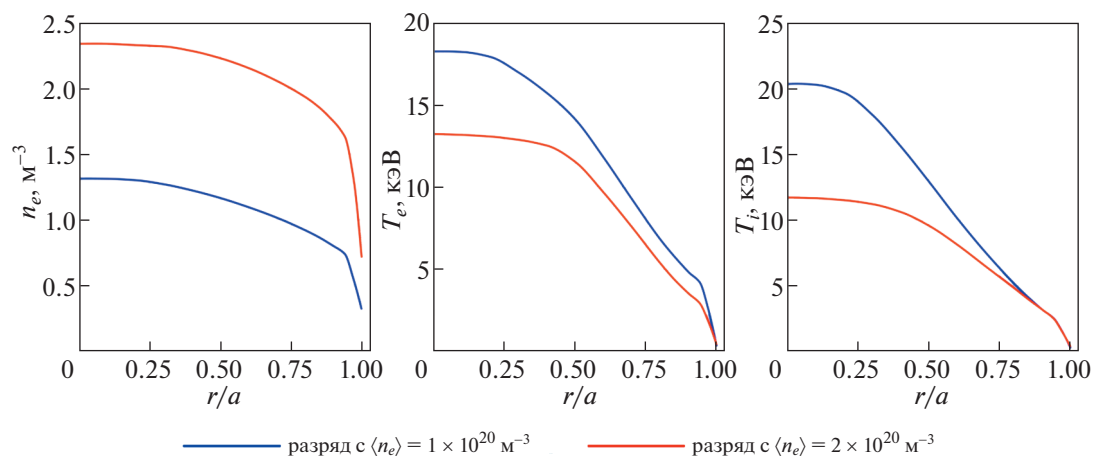


Рис. 2. Профили параметров плазмы для двух разрядов TRT, использованных для проектирования активной спектроскопической диагностики [7].

Общее пропускание системы сбора света предполагалось таким же, как и для ИТЭР – 5%.

Для регистрации спектров предполагалось использование спектрометра высокого разрешения (High Etendue Spectrometer или HES) на основе прозрачных голографических дифракционных решеток, разработанного для ИТЭР [6]. Он позволяет работать в трех спектральных каналах одновременно: “синем” (468 ± 5 нм), “зеленом” (527 ± 5 нм) и “красном” (656 ± 6 нм). Эта схема позволяет достичь высокого общего пропускания в 36, 34 и 25% для “синего”, “зеленого” и “красного” каналов соответственно. Использование оптики F/3 обеспечивает хорошую светосилу. Кроме того, прибор обладает хорошим спектральным разрешением порядка 0.02 нм и высокой дисперсией: 0.34 нм/мм для “синего” канала, 0.36 нм/мм для “зеленого” канала и 0.50 нм/мм для “красного” канала.

Применение трехканальной схемы позволяет проводить одновременные измерения спектров следующих линий.

Синий канал:

- Be IV (6–5) 465.8 нм,
- Be IV (8–6) 468.5 нм,
- He II (4–3) 468.5 нм;

Зеленый канал:

- Ar XVIII (16–15) 522.5 нм,
- Ne X (11–10) 524.9 нм,
- C VI (8–7) 529.1 нм;

Красный канал:

- H-альфа (3–2) 656.3 нм.

Размер области изображения прибора составляет 20×25 мм, что позволяет использовать входную щель высотой 20 мм. Для центральных областей плазмы (т.е. для спектров с наименьшей ин-

тенсивностью активного сигнала) предлагается использовать ширину входной щели 1 мм и на каждый спектрометр заводить излучение с двух пространственных каналов (по 10 мм высоты щели на канал). Для внешней же части плазменного шнура ($r/a > 0.8$) предполагается использование одного спектрометра для пяти пространственных каналов.

Проектирование активной спектроскопической диагностики для установки TRT проводилось для двух сценариев разряда из работы [7] с сильно различающимися плотностями плазмы:

- D–D-сценарий со средней плотностью $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$, полем 8 Тл и током 5 МА;
- D–T-сценарий с высокой средней плотностью $n_e = 2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$, полем 8 Тл и током 3 МА.

Профили электронной плотности n_e , электронной температуры T_e и ионной температуры T_i для этих сценариев изображены на рис. 2.

Профили плотности ионов рабочего газа и примесей считались подобными электронным, а значения плотности в центре плазмы ($r/a = 0.0$) были приняты следующие: $n_{D+T} = 0.78n_e$, $n_{He} = 0.04n_e$, $n_{Be} = 0.02n_e$, $n_C = 0.005n_e$, $n_{Ne} = 0.003n_e$. Данный компонентный состав соответствует эффективному заряду плазмы $Z_{eff} = 1.74$.

Были использованы параметры нагревного пучка из работы [8]. Отдельно рассматривались случаи водородного и дейтериевого пучка, так как они существенно отличаются по энергии атомов (500 и 250 кэВ/а.е.м. соответственно). Параметры водородного диагностического пучка были взяты из работы [9], описывающей диагностический пучок, разрабатываемый для токамака TRT. Основные параметры нагревных и диагностиче-

Таблица 1. Параметры высокоэнергетических пучков, использованные для моделирования работы активной спектроскопической диагностики на установке TRT

Тип инжектора	Нагревный		Диагностический
	H	D	H
Используемые атомы	H	D	H
Энергия основной компоненты E_0 , кэВ/а. е. м.	500	250	60
Соотношение E_0 : $E_0/2$: $E_0/3$ (по мощности)	1: 0: 0	1: 0: 0	0.78: 0.13: 0.09
Эквивалентный ток в основной энергетической компоненте (на границе плазмы), А	7	5.7	4.5
Характерная плотность тока основной компоненты (на границе плазмы), мА/см ²	10	8	45
Расходимость, мрад	33		7
Полуширина (FWHM) на границе плазмы, мм	270		100

ского пучков, использованные при проектировании системы, сведены в табл. 1.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Для оценки работоспособности схем построения диагностики, предложенных выше, было проведено моделирование соответствующих CXRS спектров. Для этого был применен код Simulation of Spectra [10], который используется для предсказания спектров АС исходя из параметров плазмы, геометрии измерений, параметров диагностического пучка, параметров оптической системы сбора света, а также технических характеристик спектрометра. Для моделирования используются атомные данные из пакета ADAS (Atomic Data and Analysis Structure) [11]. Следует отметить, что код неоднократно проверялся на действующих токамаках (JET [12], TEXTOR [13] и EAST [14]) и активно используется для моделирования работы диагностики АС на ИТЭР [5].

Код Simulation of Spectra вычисляет ослабление диагностического пучка на пути его движения через плазму. После этого вычисляется интенсивность линии активной перезарядки (ACX – Active Charge eXchange), возникающей вследствие перезарядки ядер рабочего газа и примесей на атомах пучка. При этом учитывается, что на интенсивность и форму линии активной перезарядки оказывает влияние зависимость сечения перезарядки от энергии (так называемый Cross-Section effect) [15], а также эффект гало [16]. Кроме того, код проводит расчет интенсивности и формы линии пассивной перезарядки (PCX – Passive Charge eXchange), возникающей вследствие перезарядки ядер рабочего газа на атомах водорода, находящихся на периферии плазмы [17, 18]. Также оценивается интенсивность пассивных линий излучения с границы, возникающих вследствие процесса возбуждения электронным ударом [19]. И, наконец, с помощью ин-

тегрирования интенсивности тормозного излучения вдоль линии наблюдения вычисляется уровень континуума.

Следует отметить, что при расчете не учитывалось отражение света от стенок камеры. Для грубой оценки можно воспользоваться результатом, полученным для активной спектроскопической диагностики ИТЭР [20]: присутствие отражений вызывает рост уровня континуума в спектрах примерно в 2 раза, что соответствует уменьшению соотношения сигнал/шум в 1.4 раза.

Для вычисления ошибок измерений к модельному спектру добавляется статистический шум. Это делается с помощью генератора случайных чисел с Гауссовой функцией распределения вероятностей. При этом ожидаемое значение соответствует числу отсчетов для каждого пикселя, а среднеквадратичное отклонение – квадратному корню из числа отсчетов.

Для линии активной перезарядки вычисляется соотношение сигнал/шум (SNR). Оно определяется как отношение количества отсчетов активного сигнала к уровню статистических шумов. Для оценки ошибок измерения параметров плазмы после построения модельного спектра имеется возможность провести его аппроксимацию (фиттинг) с использованием метода наименьших квадратов. По разбросам результатов фиттинга линии активной перезарядки оцениваются статистические ошибки определения параметров плазмы из спектра, которые берутся как размер 95% доверительных интервалов.

Моделирование проводилось для хорд наблюдения, пересекающих пучок в точках с различным малым радиусом ($\rho = r/a$). Область наблюдения варьировалась от границы плазмы ($\rho = 1.0$) со стороны слабого поля до центра ($\rho = 0.0$). Спектры были получены как для “синего”, так и для “зеленого” каналов спектрометра. Для каждого спектра вычислялось соотношение SNR и ошибки для следующих параметров: v_{Err} – для скоро-

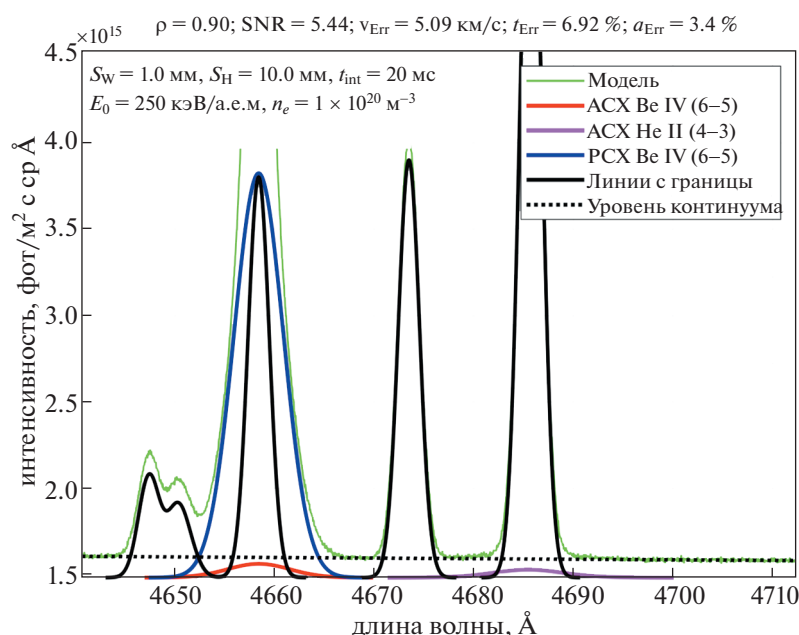


Рис. 3. Модельный профиль для “синей” области спектра, содержащей активные (АСХ) и пассивные (РСХ) линии гелия и бериллия. Получен для точки $r/a = 0.9$ и дейтериевого нагревного пучка для $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

сти вращения, t_{Err} — для ионной температуры и a_{Err} — для амплитуды линии активной перезарядки. Ввиду ограниченности объема статьи приведем здесь некоторые характерные спектры, полученные в результате моделирования.

Спектральный профиль, полученный в результате моделирования работы активной спектроскопической диагностики на дейтериевом инжекторе с энергией 250 кэВ/а.е.м., изображен на рис. 3. Он смоделирован для “синего” канала спектрометра и содержит линии активной перезарядки гелия и бериллия. Спектральный профиль получен для точки с малым радиусом $r/a = 0.9$ для сценария со средней плотностью $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

Помимо линий активной перезарядки бериллия (красный цвет) и гелия (пурпурный цвет), в профиле присутствует выше упоминавшиеся линии пассивной перезарядки (синий цвет) и линии излучения с границы, обозначенные черным цветом (мультиплет С III: 4647, 4650 и 4651 Å; линии Be IV 4658 Å и Be II 4674 Å; линия He II 4686 Å). В силу специфики работы кода Simulation of Spectra, линия пассивной перезарядки считается только для одной из выбранных примесей (в данном случае для бериллия). Из-за вращения плазмы линии активной перезарядки получают смещенными относительно естественной длины волны перехода.

Видно, что даже в приграничной области плазмы сигнал активной перезарядки на нагревном

пучке получается достаточно слабым, и выделение соответствующих линий осложняется наличием ярких пассивных линий. Тем не менее измерения на границе плазмы возможны, о чем свидетельствует достаточное соотношение SNR (равное 5 для линии бериллия).

Спектр излучения из центра плазмы ($r/a = 0.0$), полученный для таких же условий, изображен на рис. 4. Видно, что проведение измерений в данном случае не представляется возможным, так как соотношение SNR для линии бериллия получается меньше единицы. Это объясняется тем, что, несмотря на большую энергию нагревного пучка, при прохождении через плазму наблюдается заметное его ослабление.

Подобные результаты удается получить и при моделировании спектров для “зеленого” канала спектрометра, содержащего линии активной перезарядки углерода и неона. При моделировании сценария со средней плотностью $n_e = 2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ситуация оказывается хуже с точки зрения измерений, так как при такой плотности пучок к центру плазмы ослабевает еще сильнее.

Результаты моделирования работы активной спектроскопии на водородном нагревном инжекторе с энергией 500 кэВ/а.е.м. показывают, что при такой энергии измерения не представляются возможными даже на границе плазмы, не говоря уже о центральных областях. Это объясняется, главным образом, резким падением скоростных коэффициентов возбуждения наблюдаемых спектральных линий при энергии пучка более

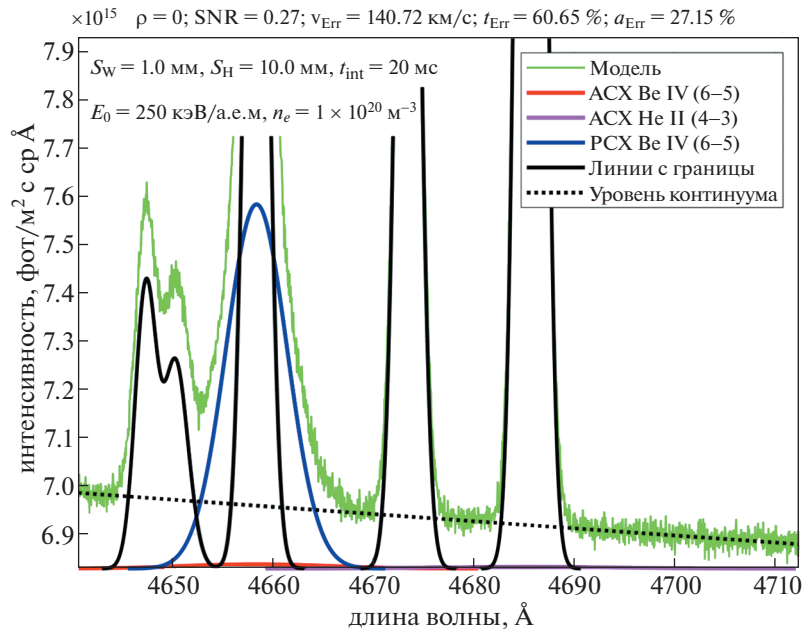


Рис. 4. Модельный профиль для “синей” области спектра, содержащей линии гелия и бериллия для точки $r/a = 0.0$ и дейтериевого нагревного пучка для $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

100 кэВ/а.е.м. [21]. Таким образом, возможность проведения активных спектроскопических измерений на нагревных пучках TRT оказывается весьма ограниченной. Поэтому попытка создания CXRS-диагностики на нагревном пучке представляется нецелесообразной.

Теперь перейдем к результатам моделирования работы АС-диагностики на водородном диагностическом пучке. Два характерных спектральных профиля излучения, собранного из плазмы, представлены на рис. 5 и 6. Они смоделированы для разных каналов спектрометра (“синего” и “зеленого”), различных точек наблюдения (в центре плазмы и на середине малого радиуса плазмы) и для сценариев с различной плотностью плазмы.

Видно, что использование диагностического пучка позволяет уверенно производить измерения по всему внешнему малому радиусу плазмен-

ного шнура для сценария с плотностью плазмы $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Для сценария с наибольшей ожидаемой плотностью плазмы измерения в центре усложняются. Чтобы более наглядно это проиллюстрировать, в табл. 2 представлены значения соотношения сигнал/шум (SNR) и погрешности измерения параметров плазмы, полученные по результатам фитинга модельных спектров для плотности плазмы $n_e = 2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

Отдельно была исследована зависимость соотношения сигнал/шум от энергии пучка с целью определения оптимальной энергии для измерений в центре плазменного шнура ($r/a = 0$). Результаты, полученные для двух разных сценариев с отличающейся плотностью, показаны на рис. 7.

Из него видно, что для меньшей плотности оптимальная энергия пучка лежит в диапазоне от 60 до 80 кэВ/а.е.м. в зависимости от примеси. Для большей же плотности оптимальная энергия пуч-

Таблица 2. Результаты моделирования точности измерения параметров плазмы для сценария с плотностью $n_e = 2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ для АС на диагностическом пучке

Канал	Синий (He II/Be IV)			Зеленый (C VI/Ne X)			
	r/a	0.0	0.5	1.0	0.0	0.5	1.0
SNR		2/4	32/60	600/850	1/3	20/40	400/620
Погрешность измерения n_z , %		3/2	<1	<1	5/3	<1	<1
Погрешность измерения T_i , %		4	<1	<1	8	1	<1
Погрешность измерения v , км/с		7	1	<1	8	1	<1

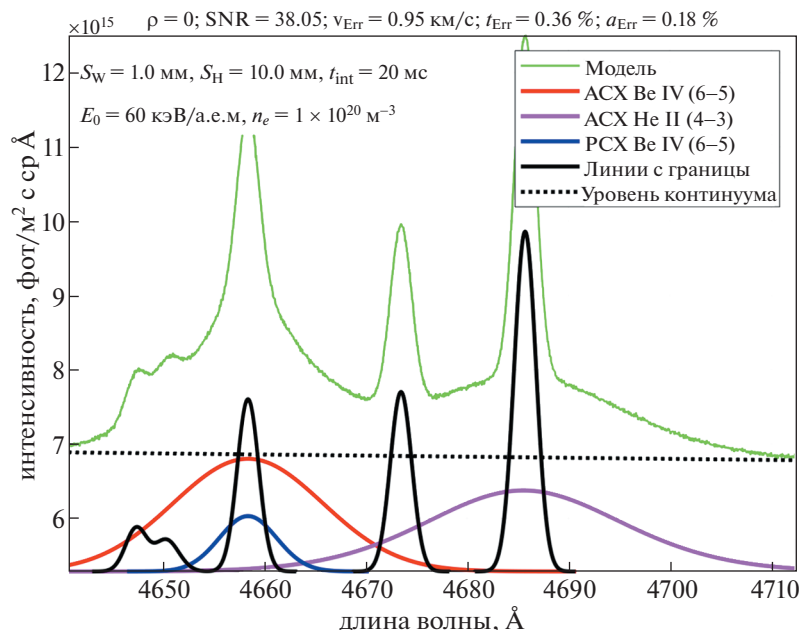


Рис. 5. Модельный профиль для “синей” области спектра, содержащей линии гелия и бериллия для АС на диагностическом пучке, $r/a = 0.0$ и $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

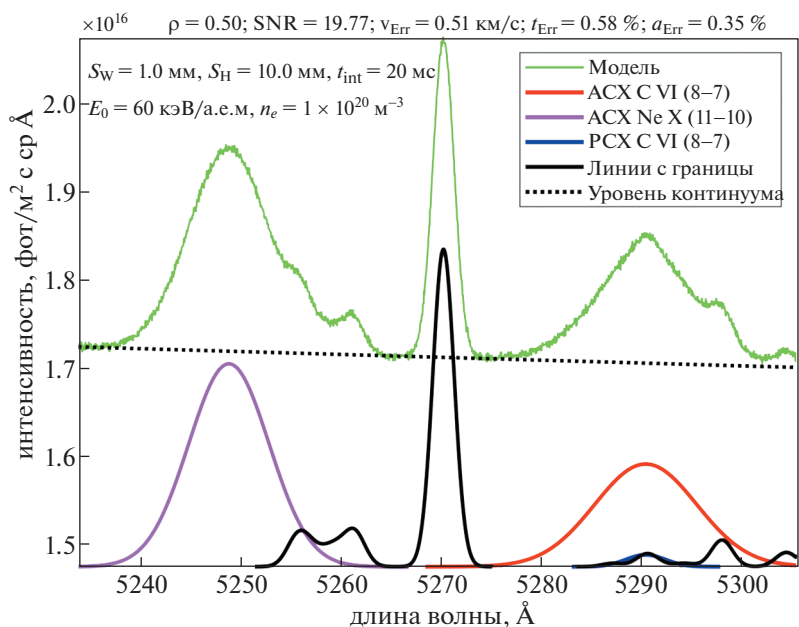


Рис. 6. Модельный профиль для “зеленой” области спектра, содержащей линии неона и углерода для АС на диагностическом пучке, $r/a = 0.5$ и $n_e = 2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

ка меняется от 80 до 120 кэВ/а.е.м. Следует заметить, что при этом моделировании изменялась только энергия пучка, а остальные его параметры считались неизменными. В действительности же, при увеличении энергии будут ухудшаться другие важные параметры пучка, такие как доля атомов с

энергией E_0 , расходимость и плотность атомов в пучке. Кроме того, при изменении энергии в диапазоне 60–100 кэВ/а.е.м. интенсивность линий активной перезарядки (кроме линии Ne X) меняется незначительно. Поэтому для работы АС диагностики определяющим фактором является не

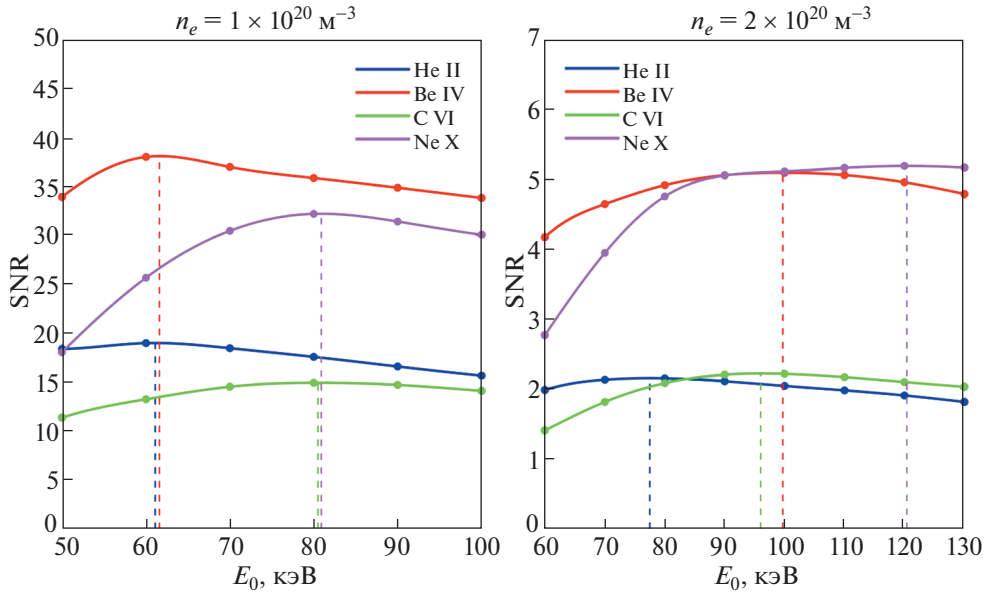


Рис. 7. Зависимость соотношения SNR от энергии пучка для измерений по линиям активной перезарядки различных примесей ($r/a = 0$) для плотностей $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и $n_e = 2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Вертикальными линиями отмечены точки максимума.

энергия основной компоненты инжектируемых частиц, а их плотность в пределах наблюдаемого участка пучка, так как интенсивность линии активной перезарядки напрямую зависит от плотности инжектируемых атомов.

Был исследован еще один важный фактор – геометрические ограничения на пространственное разрешение диагностики. Ограничения возникают из-за того, что хорды наблюдения не обязательно пересекают пучок вдоль магнитных по-

верхностей. Тогда при регистрации света вдоль линии наблюдения на спектрометр попадает излучение из точек с разным малым радиусом плазмы.

Чтобы оценить пространственное разрешение, соответствующее расположению хорд наблюдения на рис. 1, было проведено моделирование с использованием кода Simulation of Spectra. При этом учитывался также и эффект гало [16], ухудшающий пространственное разрешение. Результаты моделирования для нагревного и диагностического пучков показаны на рис. 8.

Видно, что пространственное разрешение для измерений на диагностическом пучке соответствует указанным выше требованиям (10 мм на границе плазмы и 50 мм в центре плазмы). При измерениях на нагревном пучке с использованием одной системы сбора света (см. рис. 1) уложиться в требования по пространственному разрешению не получается. Таким образом, необходимость получения хорошего пространственного разрешения является еще одним аргументом в пользу создания активной спектроскопической диагностики на диагностическом пучке.

4. ПРЕДЛАГАЕМАЯ СХЕМА РАСПОЛОЖЕНИЯ ДИАГНОСТИКИ АС

После проведения моделирования спектров схема построения АС диагностики на диагностическом пучке была проработана более детально. Для вывода излучения из плазмы была спроекти-

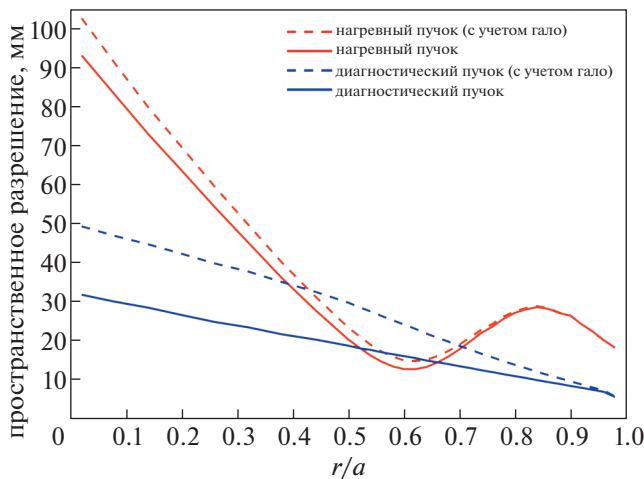


Рис. 8. Геометрическое пространственное разрешение для измерений на нагревном и диагностическом пучках с учетом и без учета эффекта гало.

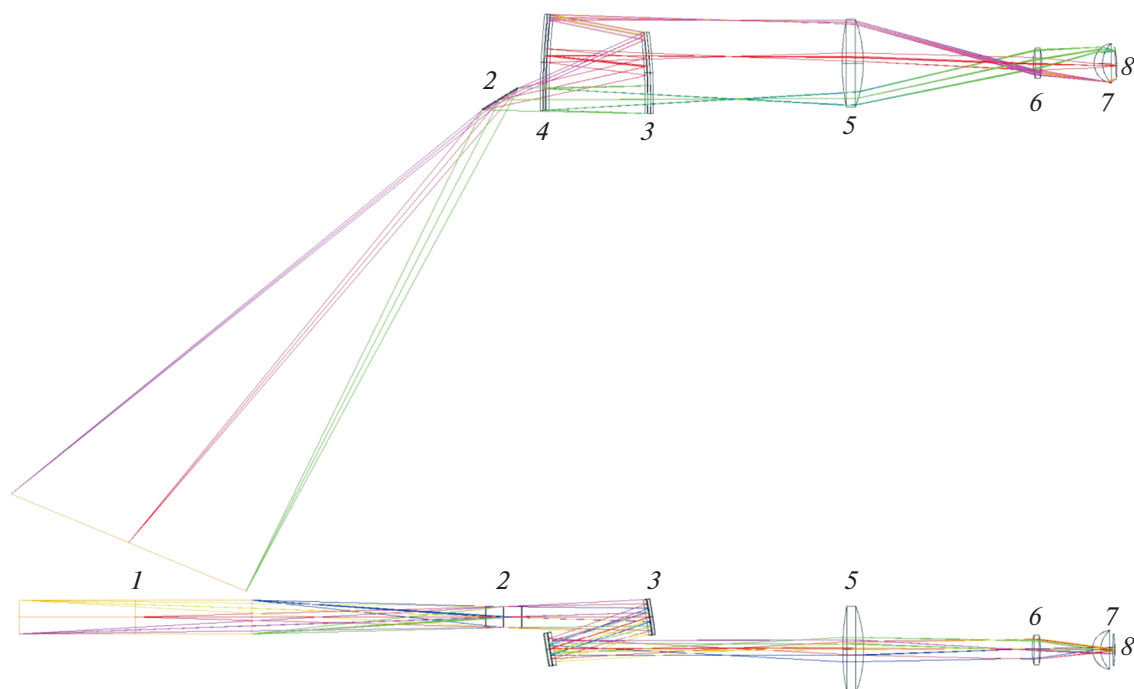


Рис. 9. Оптическая схема АС диагностики в экваториальном патрубке TRT, вид сверху (верхний рисунок) и вид сбоку (нижний рисунок): 1 – область прохождения диагностического пучка через плазму; 2 – первое зеркало; 3, 4 – сферические зеркала; 5, 6, 7 – линзы; 8 – плоскость изображения.

рована оптическая система, которая строит изображение необходимого участка диагностического пучка в заданном масштабе. Из плоскости изображения излучение передается на входные щели спектрометров с использованием оптоволоконного коллектора.

Основные требования к оптической системе были следующие:

- соответствие выходного телесного угла светосиле спектрометра ($F/3$);
- увеличение системы – 10, чтобы половина высоты входной щели спектрометра (10 мм) соответствовала полуширине пучка в плазме (100 мм);
- пространственное разрешение – 10 мм на границе плазмы и 50 мм в центре.

Этими требованиями определяется размер входной апертуры (первого зеркала) – 50 мм. На основе этих требований была разработана оптическая схема построения изображения исследуемого участка плазмы, представленная на рис. 9.

Свет излучается из области прохождения диагностического пучка через плазму 1. С помощью плоского первого зеркала 2 и сферических зеркал 3, 4 излучение направляется на систему из трех линз 5, 6 и 7, строящих изображение пучка в плоскости изображения 8, находящейся справа от последней линзы. Расположение этих оптических элементов в экваториальном патрубке TRT

представлено на рис. 10. Также там показаны возможные хорды для проведения наблюдений из верхнего патрубка установки, которые предполагается использовать для измерения скорости полоидального вращения на краю плазмы. На данном этапе моделирование для системы наблюдения в верхнем патрубке установки TRT не проводилось, так как количество активного сигнала на краю плазмы заведомо будет достаточным для проведения измерений.

Для удовлетворения основным требованиям оптическая схема была оптимизирована с использованием программного обеспечения ZEMAX [22] для широкого диапазона длин волн (468–656 нм). Рассчитанные параметры оптических элементов приведены в табл. 3.

Все оптические элементы получились достаточно компактными и технологичными. Опыт разработки диагностики АС для ИТЭР показывает, что изготовление соответствующих линз из кварцевого стекла и зеркал не составит большой проблемы. Величина пространственного разрешения, которую позволяет получить оптимизированная оптическая система, приведена в табл. 4.

Видно, что пространственное разрешение предлагаемой оптической системы с запасом соответствует заложенным требованиям (10 мм на границе плазмы и 50 мм в центре плазмы).

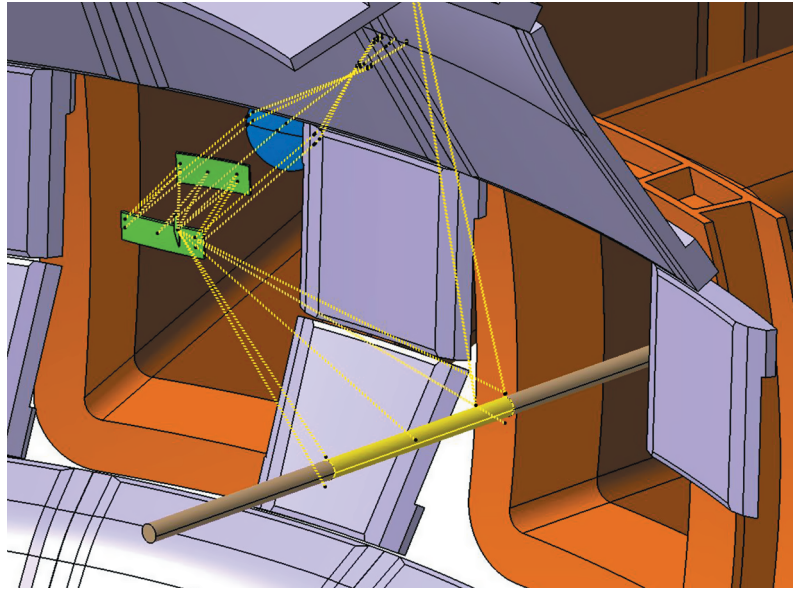


Рис. 10. Расположение оптических элементов диагностики АС в экваториальном патрубке TRT (трехмерное изображение). Также показаны возможные хорды для проведения наблюдений из верхнего патрубка установки.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа была посвящена разработке концепции активной спектроскопической диагностики для токамака TRT. Было проведено моделирование работы этой диагностики для различных сценариев установки. Было показано, что построение диагностики на дейтериевом нагревном пучке будет ограничено пристеночной областью плазмы, а диагностика на водородном нагревном пучке вообще не будет работать из-за сильного падения скоростных коэффициентов

возбуждения наблюдаемых спектральных линий при увеличении энергии пучка от 250 до 500 кэВ/а.е.м.

В то же время было показано, что диагностика будет хорошо работать на диагностическом пучке токамака TRT с энергией 60 кэВ/а.е.м. в плазме со средней плотностью $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. И даже при $n_e = 2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ измерения в центре плазмы будут возможны, но при такой плотности увеличится погрешность измерений. С точки зрения эффективности работы активной спектроскопии

Таблица 3. Параметры элементов оптической системы сбора света

Элемент	Ширина, мм	Высота, мм	Толщина, мм	Кривизна передней поверхности, мм	Кривизна задней поверхности, мм
Первое зеркало	96	48	—	0	
Второе зеркало	192	88	—	−1288	
Третье зеркало	226	84	—	−1927	
Первая линза	206 (диаметр)		50	618	237
Вторая линза	72 (диаметр)		20	136	129
Третья линза	84 (диаметр)		20	48	−113

Таблица 4. Пространственное разрешение оптической системы сбора света в зависимости от малого радиуса плазмы, полученное в результате оптимизации в ZEMAX

Нормированный малый радиус плазмы r/a	1.00	0.75	0.50	0.25	0.00
Пространственное разрешение, мм	9	10	8	10	22

перезарядки важнейшим параметром диагностического пучка является плотность атомов основной энергетической компоненты, а не энергия пучка, которая может меняться в достаточно широком диапазоне. По результатам моделирования была предложена схема расположения элементов диагностики в экваториальном патрубке TRT. Оптимизация оптической системы сбора излучения позволила получить оптимальное качество изображения и обеспечить хорошее пространственное разрешение для измерений.

В результате проведенной работы можно сделать вывод, что предложенная концепция устройства АС на диагностическом пучке установки TRT позволит производить измерения профиля ионной температуры, концентрации легких примесей и тороидальной скорости вращения плазмы с временным разрешением 20 мс. При этом статистические ошибки, вызванные зашумленностью спектров, не превысят 5% для температуры и концентрации и 10 км/с для скорости тороидального вращения.

Работа выполнена в рамках договора от 23.07.2021 № 17706413348210001780/226/3538-Д на выполнение научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ по теме: “Разработка и обоснование технических требований к основным инженерно-техническим системам токамака с реакторными технологиями (ТРТ) в обеспечении эскизного проектирования” во исполнение госконтракта 17706413348210001780.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красильников А.В., Коновалов С.В., Бондарчук Э.Н., Мазуль И.В., Родин И.Ю., Минеев А.Б., Кузьмин Е.Г., Кавин А.А., Карнов Д.А., Леонов В.М., Хайрутдинов Р.Р., Кукушкин А.С., Портнов Д.В., Иванов А.А., Бельченко Ю.И., Денисов Г.Г. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 970. <https://doi.org/10.31857/S0367292121110196>
2. Зиновьев А.Н., Афросимов В.В. // *Диагностика плазмы* / Под ред. М.И. Пергаменты. М.: Энергоатомиздат, 1990. Вып. 7. С. 56.
3. Isler R.C. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 1994. V. 36. P. 171. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/36/2/001>
4. Серов С.В., Тугаринов С.Н., von Hellermann M. // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*. 2018. V. 41. С. 89. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2018-41-2-89-94>
5. Serov S.V., De Bock M., von Hellermann M.G., Tugarinov S.N. // *Rev. Sci. Instrum.* 2021. V. 92. P. 053517. <https://doi.org/10.1063/5.0042029>
6. Тугаринов С.Н., Белокопытов А.А., Кулаков Д.М., Лукин А.В., Науменко Н.Н., Самтаров Ф.А., Серов В.В., Усольцева М.А., Хабанов Ф.О., Шигапова Н.М., Ярцев В.П. // *ПТЭ*. 2016. № 1. С. 102. <https://doi.org/10.7868/S0032816216010158>
7. Леонов В.М., Коновалов С.В., Жоголев В.Е., Кавин А.А., Красильников А.В., Куянов А.Ю., Лукаш В.Э., Минеев А.Б., Хайрутдинов Р.Р. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 986. <https://doi.org/10.31857/S0367292121120040>
8. Бельченко Ю.И., Бурдаков А.В., Давыденко В.И., Горбовский А.И., Емелев И.С., Иванов А.А., Санин А.Л., Сотников О.З. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 1031. <https://doi.org/10.31857/S0367292121110135>
9. Давыденко В.И., Иванов А.А., Ступишин Н.В. // *Физика плазмы*. 2022. Т. 48 (в печати).
10. von Hellermann M., de Bock M., Marchuk O., Reiter D., Serov S., Walsh M. // *Atoms*. 2019. V. 7. P. 30. <https://doi.org/10.3390/atoms7010030>
11. Summers H.P. // *The ADAS User Manual*, <http://www.adas.ac.uk/>.
12. Serov S.V., Tugarinov S.N., von Hellermann M. // *3rd European Confer. on Plasma Diagnostics, Lisboa*, 2019. P1. 17.
13. Jaspers R.J.E., von Hellermann M.G., Delabie E., Biel W., Marchuk O., Yao L. // *Rev. Sci. Instrum.* 2008. V. 79. P. 10F526. <https://doi.org/10.1063/1.2979874>
14. Huang J., Heidbrink W.W., von Hellermann M.G., Stagner L., Wu C.R., Hou Y.M., Chang J.F., Ding S.Y., Chen Y.J., Zhu Y.B., Jin Z., Xu Z., Gao W., Wang J.F., Lyu B., Zang Q., Zhong G.Q., Hu L., Wan B. // *Rev. Sci. Instrum.* 2016. V. 87. P. 11E542. <https://doi.org/10.1063/1.4960308>
15. von Hellermann M., Breger P., Frieling J., König R., Mandl W., Maas A., Summers H.P. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 1995. V. 37. P. 71. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/37/2/002>
16. Pavlova G.S., Serov S.V., Tugarinov S.N., von Hellermann M. // *J. Physics: Confr. Ser.* 2021. V. 2055. P. 012002. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2055/1/012002>
17. Сдвиженский П.А., Левашова М.Г., Кукушкин А.Б., Лисица В.С., Неверов В.С., Ромазанов Ю.А., Серов С.В., Толстихина И.Ю., Тугаринов С.Н. // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*. 2020. Т. 43. С. 27. <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2020-43-4-27-38>
18. Tunklev M., Breger P., Günther K., von Hellermann M., König R., O'Mullane M., Zastrow K.-D. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 1999. V. 41. P. 985. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/41/8/305>
19. Viezzer E., Pütterich T., Dux R., Kallenbach A., and the ASDEX Upgrade Team // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2011. V. 53. P. 035002. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/53/3/035002>
20. Kajita S., De Bock M., von Hellermann M., Kukushkin A., Barnsley R. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2015. V. 57. P. 045009. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/4/045009>
21. von Hellermann M.G., Core W.G.F., Howman A., Jupen C., König R.W.T., Stamp M.F., Summers H.P., Thomas P.R., Zastrow K.-D. // *Diagnostics for Experimental Thermonuclear Fusion Reactors* / Ed. P.E. Stott et al. N.Y.: Plenum Press, 1996. P. 321.
22. <https://www.zemax.com>.

УДК 533.9

ДИАГНОСТИКА ЭЛЕКТРОННОГО КОМПОНЕНТА ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ МЕТОДОМ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

© 2022 г. Г. С. Курский^{a, *}, Е. Е. Мухин^a, А. Н. Коваль^a, Н. С. Жильцов^a,
В. А. Соловей^b, С. Ю. Толстяков^a, Е. Е. Ткаченко^a, А. Г. Раздобарин^a, А. М. Дмитриев^a,
А. Ф. Корнев^c, А. М. Макаров^c, А. В. Горшков^d, Г. М. Асадулин^d,
А. Б. Кукушкин^d, П. А. Сдвиженский^d, П. В. Чернаков^e

^a Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

^b НИЦ “Курчатовский институт” – ПИЯФ, Ленинградская обл., Гатчина, Россия

^c ООО “Лазеры и оптические системы”, Санкт-Петербург, Россия

^d Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

^e АО “Спектрал-Тех”, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: Gleb.Kurskiy@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 19.03.2022 г.

После доработки 27.04.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Рассматриваются возможности применения диагностики томсоновского рассеяния центральной и краевой областей плазмы разрабатываемого токамака с реакторными технологиями. Приводится описание задач, которые может решать система томсоновского рассеяния, включая возможность управления профилем тока плазмы. Формулируются технические требования к диагностике. Анализируются возможности ее размещения в конкретных условиях вакуумной камеры токамака. Сделана оценка точности измерения электронной температуры и концентрации плазмы, создаваемой в токамаке. Особое внимание уделено обеспечению работоспособности предлагаемой диагностики в реакторном режиме работы токамака.

Ключевые слова: диагностика плазмы, томсоновское рассеяние, электронная температура, электронная концентрация, термоядерный реактор, токамак с реакторными технологиями, TRT

DOI: 10.31857/S0367292122100134

1. ВВЕДЕНИЕ

Успех крупных термоядерных экспериментов сильно зависит от возможностей диагностических систем. Важнейшей задачей проекта токамака с реакторными технологиями (TRT) является получение и управление стационарным плазменным разрядом с субтермоядерными параметрами плазмы при большой мощности нагрева. Генерация термоядерных нейтронов предполагает работу в режимах с высокой плотностью плазмы, где основную часть тока будет составлять бутстреп-ток, генерируемый плазмой, драйвером которого является градиент концентрации запертых электронов [1]. Для получения таких режимов используют различные методы воздействия на профиль тока плазмы с целью получения монотонного профиля запаса устойчивости q с минимальным значением больше 1.5. Устойчивые режимы работы такого рода были получены на крупнейших токамаках с большим аспектным от-

ношением ASDEX-U [2–4], DIII-D [5, 6], JET [7, 8] JT60-U [9]. Работа в таких режимах происходит, как правило, вблизи предела развития резистивных винтовых неустойчивостей, ограничивающих как эффективность удержания плазмы, так и глобальную МГД-устойчивость плазменного шнура. В качестве примера можно привести результаты с токамака NSTX, где получение режимов с 70% долей бутстреп-тока от полного тока плазмы сопровождалось довольно высоким значением параметра нормализованного бэты $\beta_N > 6$ [10]. Для контроля МГД-устойчивости таких разрядов необходимы надежные и точные измерения пространственных распределений (профилей) кинетических параметров плазмы, к которым относятся температура – T_e и концентрация n_e электронов.

Диагностика электронного компонента плазмы методом томсоновского рассеяния (ТР) лазерного излучения позволяет достоверно изме-

речь эволюцию во времени t пространственных распределений по радиусу r плазменного шнура электронной температуры $T_e(r, t)$ и электронной плотности $n_e(r, t)$, а в некоторых случаях, и распределение по радиусу скорости тороидального вращения плазмы $V_{tor}(r)$ [11]. На основании измерений $T_e(r, t)$ и $n_e(r, t)$ можно определить — энергозапас электронного компонента плазмы (W_e) и отношения давления электронов к давлению магнитного поля (β_e), среднее значение концентрации электронов ($\langle n_e \rangle$), а так же приведенную ширину градиентов температуры (L_{Te}) и концентрации (L_{ne}). Данные диагностики ТР необходимы для расчета осесимметричного двумерного (по большому радиусу и вертикальной координате) силового равновесия плазменного шнура, позволяющего определить положение магнитной оси и двумерное распределение полоидального магнитного потока внутри сепаратрисы. Знание $T_e(R, t)$ и $n_e(R, t)$ незаменимы для исследования протекающих в плазме реактора физических процессов, влияющих на эффективность нагрева плазмы, ее МГД-устойчивости, и определяющих мощность генерации высокоэнергичных нейтронов — целевого продукта термоядерного реактора.

Надежные мониторинговые измерения W_e , $\langle n_e \rangle$ и β_e необходимы для управления режимом работы токамака, а также предотвращения аварийных ситуаций, связанных со срывом тока плазмы [12]. Другой, не менее значимой задачей диагностики ТР, является возможность реализации перспективных схем управления профилем тока плазмы (так называемый “гибридный” или “advanced control” режим). Целью таких схем является оптимизация как выхода нейтронов термоядерной реакции путем управления профилем энергоуклада систем нагрева, так и генерации индукционного тока [13]. На токамаке ИТЭР именно диагностика ТР призвана обеспечить обратную связь для управления гибридными режимами.

В настоящее время самые современные термоядерные установки оснащены несколькими системами ТР, контролирующими плазму активной зоны [14–16], краевой [17] и диверторной плазмы [18], где температура электронов меняется в диапазонах 0.3–20 кэВ, 0.02–2 кэВ и 0.3–20 эВ, соответственно. Одним из препятствий для реализации диагностики ТР в термоядерных реакторах является ухудшение пропускания и искажение спектральной характеристики оптической системы вследствие радиационно-наведенного поглощения и загрязнения оптических элементов продуктами эрозии первой стенки токамака [19]. Поскольку регулярная калибровка пропускания системы сбора рассеянного излучения в процессе работы реактора крайне затруднительна, достоверность данных диагностики ТР будет снижаться со временем. Изменение абсолютной калиб-

ровки системы может отслеживаться, используя рамановское или рэлеевское рассеяние на газе, а также путем сравнения интеграла измеренного профиля плотности плазмы методом ТР со средне-хордовыми интерферометрическими измерениями. Спектральная калибровка требует помещения в вакуумную камеру источника света с известной спектральной характеристикой, что невозможно в условиях работающего реактора. Данная проблема решается с помощью метода мультиволнового лазерного зондирования [20]. Этот подход, основанный на одновременном наблюдении сигналов отклика на зондирующее излучение с разными длинами волн, планируется применять во всех трех диагностических системах ТР реактора ИТЭР [21]. Первые предварительные эксперименты, проведенные на установке RFX-mod с использованием данного подхода [22], показали многообещающие результаты. В 2021 г. на токамаке Глобус-М2 была продемонстрирована диагностика ТР на основе импульсных лазеров Nd:YAG 1064 нм и Nd:YLF 1047 нм, способная проводить измерения температуры электронов, в условиях, когда спектральная характеристика системы сбора света неизвестна [23].

Настоящая работа посвящена анализу применимости метода томсоновского рассеяния (ТР) для диагностики электронного компонента центральной и краевой плазмы токамака с реакторными технологиями [24]. В разд. 2 обсуждаются технические требования к диагностике ТР. В разд. 3 рассматривается возможная схема размещения диагностики на токамаке TRT, в разд. 4 и 5 приводится анализ ожидаемой точности измерений для выбранных схем, в том числе и применения метода мультиволнового ТР.

2. ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ДИАГНОСТИКИ ТР В ПРОЕКТЕ TRT

Основными техническими характеристиками диагностической системы томсоновского рассеяния ТР являются пространственная область проведения измерений, пространственное и временное разрешение, необходимый диапазон измерения температуры и концентрации электронов, а также максимально допустимая погрешность измерения. Определение технических требований к диагностике является важнейшей частью работы предваряющей разработку диагностической системы. При этом следует избегать необоснованного завышения требований, поскольку это может повлечь за собой существенное усложнение диагностической системы, влияющее как на ее стоимость, так и на надежность.

Важной задачей диагностики является измерение градиентов температуры и концентрации электронов, знание которых необходимо для исследования процессов переноса потоков тепла и

частиц поперек магнитного поля, вызванных плазменной турбулентностью. Целесообразно разделить требования к “центральной” и “краевой” областям плазмы, так как вблизи последней замкнутой магнитной поверхности в режиме с улучшенным удержанием (H-мод) формируются транспортные барьеры [25]. Здесь основная задача, которая решается диагностикой ТР, является экспериментальное определение ширины и высоты “пьедестала” на пространственном профиле давления плазмы – параметров определяющих устойчивость периферии к развитию пилинг-баллонных неустойчивостей типа ELM, которые могут существенно увеличивать мощность тепловой нагрузки на первую стенку реактора. Результаты моделирования сценариев разряда плазмы в токамаке TRT приведены в работах [24, 26], из которых следует, что периферийный транспортный барьер расположен в области $r/a \geq 0.9$, где r/a – приведенный малый радиус плазменного шнура, a – максимальный радиус сепаратрисы магнитных поверхностей ($r/a = 1$).

Помимо разницы в требуемом пространственном разрешении диапазон ожидаемых значений температуры так же будет существенно различным для центра и края плазмы. Значения температуры электронов в центральной области плазмы ($r/a \leq 0.85$) ожидаются в диапазоне 1–20 кэВ для разрядов с дейтериевой и дейтериево-третиевой плазмой. Полагая, что в менее энергонагруженных режимах, а также на фазе подъема тока плазмы значения T_e могут быть существенно ниже, разумно расширить требования к диапазону T_e в центральной области до широкого диапазона 0.2–25 кэВ. Для области пьедестала достаточным будет обеспечить измерения T_e в диапазоне 0.025–10 кэВ. Ожидается, что средняя по объему плотность плазмы будет достигать $2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. При этом локальные значения в центральной области плазменного шнура могут достигать до $2.5 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Рабочий диапазон по плотности снизу для центральной области плазменного шнура достаточно ограничить величиной $\sim 1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, если не ставить задачу измерений на ранней стадии разряда близкой к пробою в газе. В то же время, для краевой области плазменного шнура требования более жесткие. С одной стороны, в области пьедестала ожидаются локальные значения n_e , близкие по величине к значениям в центральной области, и могут даже ее превышать, например, в случае подачи топлива с помощью пеллет-инъекции. С другой стороны, для определения ширины пьедестала требуется проводить измерения при значениях величины плотности плазмы, характерной для пристеночного слоя, т.е. до $5 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ и ниже.

Временное разрешение диагностики ТР (для однопроходной схемы зондирования) определя-

ется длительностью лазерного импульса, и составляет величину масштаба 10 нс. Вместе с тем, разрешение динамики процессов, происходящих в плазме, определяется частотой следования лазерных импульсов, которая может находиться в диапазоне от 1 Гц до нескольких десятков килогерц в зависимости от типа применяемых лазерных источников. Именно эту величину далее будем связывать с временным разрешением диагностики. Как правило, требуемое временное разрешение должно составлять 1/10 от характерного временного масштаба явлений, которые необходимо изучать или контролировать. Время удержания энергии плазмы, определяющее перестройку радиальных профилей $T_e(r, t)$ и $n_e(r, t)$ за счет диффузионных процессов, для TRT ожидается масштаба десятых долей секунды [24]. Принимая во внимание тот факт, что при более низких значениях тока и плотности плазмы время удержания энергии может быть в несколько раз меньше, мониторинговые измерения следует проводить каждые 10 мс. В то же время для исследования динамики быстропотекающих процессов, таких как пилообразные колебания, краевые неустойчивости (ELMs) и пеллет-инъекция, необходимая частота измерений может составлять несколько десятков килогерц.

Опираясь на все вышесказанное, предварительный вариант технических требований может быть сформулирован в виде, представленном в табл. 1. В последующих разделах будет обсуждаться возможность реализации системы, отвечающей этим параметрам. По мере развития и уточнения сценариев работы TRT и создания систем управления разрядом, необходимо дополнять технические требования, предъявляемые к диагностике и, при необходимости, корректировать проект диагностической системы.

3. ПРОЕКТНОЕ РАЗМЕЩЕНИЕ ДИАГНОСТИКИ НА ТОКАМАКЕ

Самыми распространенными схемами реализации диагностики ТР на токамаках является вертикальное зондирование в выбранном полоидальном сечении установки [27–29], и зондирование в экваториальной плоскости, где измерения проводятся как со стороны слабого, так и со стороны сильного магнитного поля. Последний вариант, характерный для установок с малым аспектным отношением [16, 30] имеет ряд преимуществ и открывает дополнительные возможности. К преимуществам относится возможность определения положения плазмы по большому радиусу тороидальной камеры токамака R , а также величины шафрановского сдвига. Измеренный профиль давления может быть использован в качестве входных данных для определения карты полоидального магнитного потока с помощью

Таблица 1. Технические требования к диагностике томсоновского рассеяния для токамака TRT

Параметр	“Центр”	“Периферия”
Область покрытия по малому относительному радиусу плазмы	$r/a < 0.85$	$0.85 < r/a < 1.1$
Пространственное разрешение, мм	30	10
Диапазон по температуре электронов, кэВ	$0.2 < T_e < 25$	$0.025 < T_e < 10$
Диапазон по плотности электронов n_e , 10^{20} м^{-3}	$0.1 < n_e < 2.5$	$0.05 < n_e < 2.5$
Погрешность измерения T_e при однократном измерении	10%	10%
Погрешность измерения n_e при однократном измерении	5%	5%
Временное разрешение основной/форсированный режим, с	$0.01/50 \times 10^{-6}$	$0.01/50 \times 10^{-6}$

равновесных кодов типа EFIT, SPIDER и др. Измерение градиента давления электронов на периферии плазмы – основного драйвера развития баллонных мод – также будут проводиться в наиболее интересной области слабого магнитного поля. В случае значительного тороидального вращения плазмы возможно определение пространственного распределения скорости тороидального вращения плазмы, используя “центрифужный” эффект [31]. Предлагаемое размещение диагностики TP на токамаке TRT представлено на рисунке (рис. 1). Принимая во внимание вышесказанное, а также тот факт, что в условиях имеющейся конструкции вакуумной камеры весьма затруднительно обеспечить зондирование центра плазменного шнура в схеме с вертикальным зондированием, будем рассматривать схему с зондированием в экваториальной плоскости. Предполагаемые хорды зондирования представлены на рис. 1. При выборе хорды зондирования необходимо свести к минимуму загрязнение поверхности зеркал, наиболее близко расположенных к плазме, а также обеспечить на лазерных зеркалах достаточно малое значение плотности мощности лазерного излучения (ЛИ), значительно ниже порога разрушения их поверхности. С другой стороны, необходимо избежать попадания лазерного излучения на внутреннюю стенку установки, так как это может привести к “ослепленю” диагностики “паразитным” рассеянным от стенок лазерным излучением. В предлагаемой

схеме зондирования источником паразитного излучения будет ловушка, расположенная на внешней стенке вакуумной камеры (со стороны слабого магнитного поля). В этом случае длительность лазерного импульса 10 нс (характерной для мощных современных серийных Nd:YAG-лазеров) достаточна для временного разделения паразитного сигнала и полезного сигнала TP, которая составит величину больше 20 нс для рассматриваемой геометрии. Третьей задачей является обеспечение условий для безопасного поглощения лазерного излучения в ловушке. При фокусировке лазерного пучка в ловушке предполагаемого наблюдения его диаметр на вакуумном окне составит более 40 мм, что позволит разместить фокусирующую линзу снаружи камеры. Средняя плотность энергии на поворотном зеркале будет составлять меньше 0.2 Дж/см^2 при энергии источника 3 Дж, являющейся допустимой нагрузкой для коммерчески доступных диэлектрических зеркал. Диаметр лазерного пучка в области ловушки достигает 50 мм, что позволит использовать ловушку достаточно простой конструкции из молибдена или вольфрама.

Для измерения сигналов TP из центральной области плазмы, а также периферии $r/a \approx -0.3-0.8$, ($R = 1.98-2.77 \text{ м}$), систему сбора рассеянного излучения предлагается разместить в соседнем порту. Вывод собранного излучения из вакуумного объема возможен с помощью системы зеркал (рис. 2). Здесь R – координата вдоль большого радиуса установки, r/a – приведенный малый радиус плазменного шнура, отрицательные значения r/a соответствуют той части хорды наблюдения, которая расположена в области сильного магнитного поля. Основные параметры систем сбора рассеянного в плазме света сведены в табл. 2.

Таблица 2. Основные параметры систем сбора рассеянного излучения

Параметр	Значение
Область покрытия	$-0.3 < r/a < 1.1$
Область покрытия по большому радиусу тора R , м	1.98–2.77
Телесный угол, 10^{-3} ср	11–18
Угол рассеяния, °	119–60
Апертура первого зеркала, мм	360×210

4. СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ СИГНАЛОВ РАССЕЯНИЯ И АНАЛИЗ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ

Для регистрации сигналов лазерного рассеяния предлагается использовать спектрометры на

основе интерференционных светофильтров [32], предполагающие измерения с помощью широких спектральных каналов. Преимуществом применения фильтровых приборов является снижение энергии зондирующего лазера до минимально возможной, что, в свою очередь, позволит увеличить частоту следования лазерных импульсов и добиться максимального временного разрешения системы. Измерение спектральных контуров, соответствующих электронной температуре T_e величиной 20–25 кэВ при углах рассеяния 100° – 120° , требует регистрации сигналов ТР в широком спектральном диапазоне – от длины волны зондирующего излучения 1064 нм до зеленой области спектра. Для краевой системы предполагается проведение измерений более низких значений электронной температуры $T_e < 10$ кэВ, но при значительно больших углах рассеяния, что позволит использовать схожую конфигурацию спектральных каналов спектрометров для обеих систем, например такую, как представлена на рис. 3. Основным источником линейчатого излучения в видимой области спектра будет пристеночная и диверторная плазма, а основными примесями – бериллий и вольфрам, а в случае применения литиевых технологий кондиционирования первой стенки – литий. Выбранная конфигурация позволяет отстроиться от наиболее интенсивных спектральных линий фонового излучения плазмы [32, 33] и работать одновременно с тремя зондирующими лазерами: Nd:YAG 1064 нм, Nd:YAG 946 нм, Nd:YAG 532 нм. При анализе точности измерений, оценка фонового сигнала делалась на основании [34] в предположении, что он обусловлен преимущественно тормозным излучением вдоль хорды наблюдения. Для оценки уровня фонового излучения использовались радиальные профили основных параметров шнура TRT для разряда в дейтериевой плазме (D/D-плазме) для режима $B_0 = 8$ Т, $I_p = 5$ МА, $\langle n_e \rangle = 1 \times 10^{20}$ м⁻³ (см. рис. 11 в работе [25]). Для учета других вкладов в фоновый сигнал, вызванных отражением света плазмы от внутренней стенки вакуумной камеры реактора, неопределенностью профиля эффективного заряда плазмы и линейчатым излучением, рассчитанное среднее значение интенсивности тормозного излучения вдоль хорды наблюдения было увеличено в 5 раз. Необходимо отметить, что выбранная конфигурация спектральных каналов не обеспечивает блокировки линий лития Li I (671 нм) и Li II (549 нм). Если интенсивность свечения этих линий будет достаточно высокой, то это может повлиять на точность измерения температуры и концентрации электронов. В таком случае для уменьшения регистрируемого фонового излучения плазмы возможно использовать либо дополнительные режекционные фильтры для этих линий, либо изменить границы спектральных каналов. На рис. 4

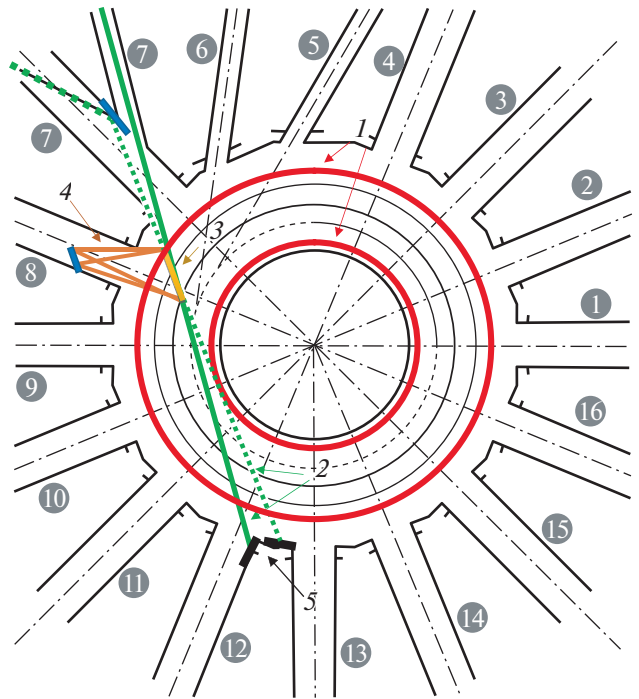


Рис. 1. Схематическое расположение диагностики томсоновского рассеяния ТР в проекции на экваториальное сечение токамака TRT. 1 – предполагаемое положение границы плазмы, 2 – возможные хорды зондирования, 3 – область фокусировки лазерного пучка из которой предполагается наблюдение сигналов рассеяния, 4 – схематическое обозначение углов сбора рассеянного излучения, 5 – ловушка для лазерного излучения. Номера в темных кружках, расположенных вокруг вида сверху тороидальной камеры TRT обозначают номер соответствующего порта.

представлено сравнение сигналов рассеяния, рассчитанных для центральной и периферийной систем в сравнении с уровнем фона в зависимости от локальной температуры плазмы. Из представленных на рисунке данных рисунков видно, что интенсивность сигналов рассеяния находится на уровне нескольких тысяч фотоэлектронов, что всего лишь в несколько раз меньше ожидаемого уровня фона, и этого вполне достаточно для надежного измерения сигналов ТР. Для центральной системы, при энергии лазера $E_L = 2.4$ Дж в области наблюдения, возможно измерение электронной температуры $T_e = 0.03$ – 30 кэВ с погрешностью $\delta T_e < 7.5\%$ при плотности плазмы $n_e = 10^{19}$ м⁻³ (см. рис. 5а). В случае измерений на периферии плазменного шнура (при условии низкой плотности плазмы $n_e = 0.5 \times 10^{19}$ м⁻³ и высокого пространственного разрешения) для обеспечения удовлетворительной точности требуется увеличение энергии лазерного импульса вдвое, до 4.8 Дж, (см. рис. 5б).

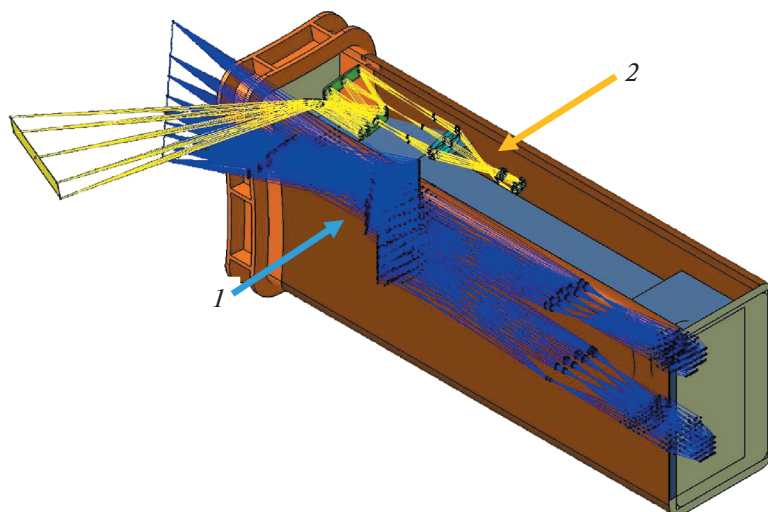


Рис. 2. Возможное размещение зеркальных элементов систем сбора рассеянного излучения диагностики ТР – 1 (синим цветом) и активной спектроскопии CXRS – 2 (желтым цветом).

5. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ ЗОНДИРОВАНИЯ ПЛАЗМЫ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ НА РАЗНЫХ ДЛИНАХ ВОЛН

Необходимо отметить, что наличие недоступных внутривакуумных оптических компонентов в больших термоядерных установках создает дополнительную проблему для обеспечения точности измерения температуры и концентрации электронов методом томсоновского рассеяния

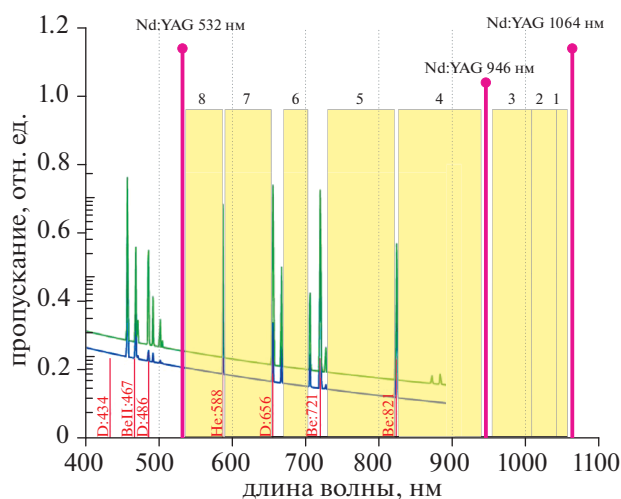


Рис. 3. Конфигурация спектральных каналов фильтрового полихроматора в сравнении со спектром фонового излучения плазмы, рассчитанного для условий ИТЭР. Желтые прямоугольники обозначают положения спектральных каналов, каждому спектральному каналу соответствует его порядковый номер, обозначенный на рисунке.

ТР. Причиной является то, что спектральные характеристики собирающей оптики могут изменяться со временем под воздействием ионизирующего излучения и при запылении продуктами эрозии первой стенки токамака. Поскольку системы томсоновского рассеяния должны измерять форму спектров рассеянного излучения в широком спектральном диапазоне, диагностика становится очень чувствительна к изменениям пропускания оптического тракта. Возникновение таких изменений будет приводить к систематическим ошибкам при измерении электронной температуры (искажение спектрального пропускания) и плотности плазмы (изменение абсолютного пропускания). Чтобы обеспечить достоверное измерение параметров плазмы, необходимо тщательно контролировать полную спектральную характеристику системы сбора света во время работы токамака. Для регулярного измерения спектральной характеристики пропускания оптического тракта необходимо размещать источник света с известным спектром перед первым оптическим элементом внутри вакуумной камеры токамака с реакторными технологиями (термоядерного реактора). Такая операция была бы достаточно сложной даже при плановом вскрытии термоядерного реактора во время промежуточного технического обслуживания, а во время рабочей кампании является и вовсе невозможной. Наиболее оптимальным решением этой проблемы было бы выполнение спектральной калибровки непосредственно во время плазменного разряда, совмещенной с обычными измерениями. Такой подход предлагается реализовать на основании идеи, рассмотренной теоретически в работе [34]. Идея заключается в зондировании плаз-

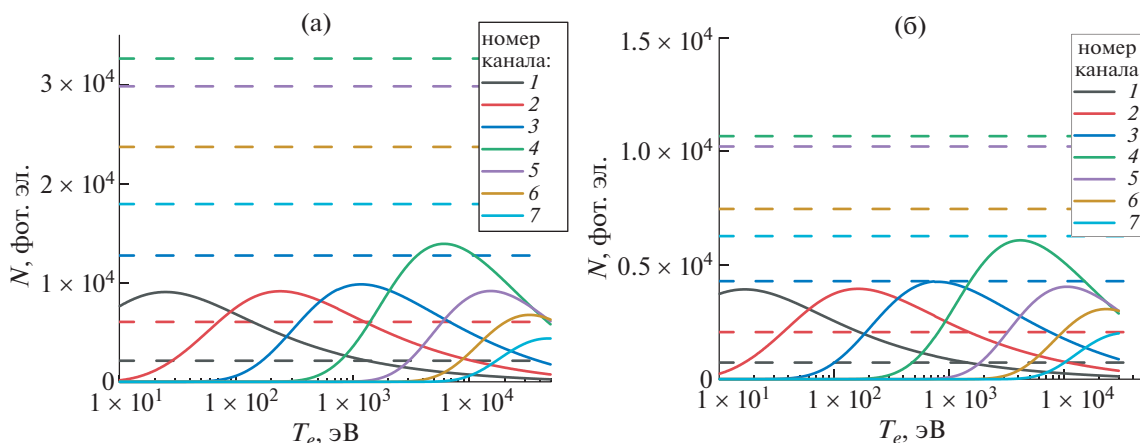


Рис. 4. Сравнение рассчитанных сигналов томсоновского рассеяния (непрерывные линии) для центральной области плазмы (при $E_L = 2.4$ Дж, $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) (а) и периферийной области (при $E_L = 4.8$ Дж, $n_e = 0.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) (б) в сравнении с уровнем фона (пунктирные линии) в зависимости от локальной температуры плазмы. Цветами обозначены разные спектральные каналы, соответствие цветов номерам спектральным каналом приведено на рисунке.

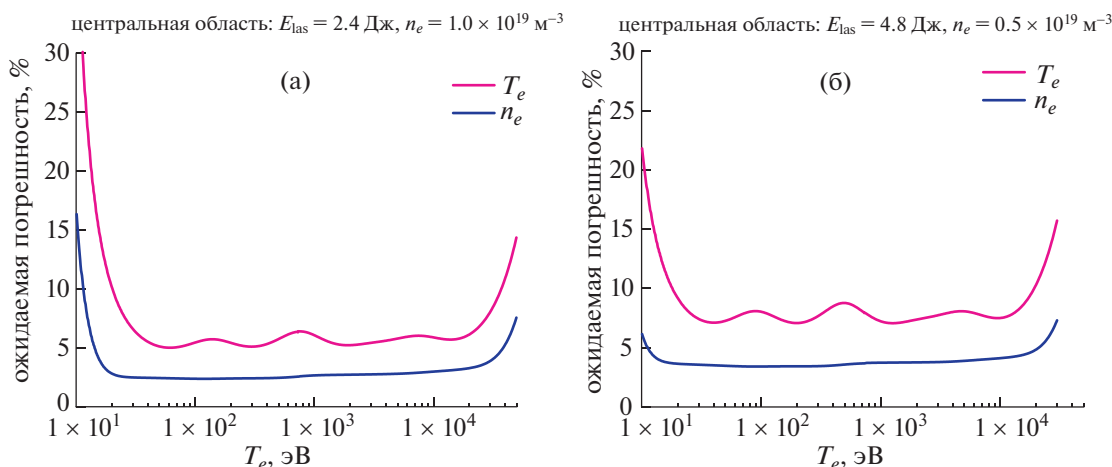


Рис. 5. Ожидаемая погрешность измерения температуры и плотности электронов для центральной области плазменного шнура (при $E_L = 2.4$ Дж, $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) (а) и периферийной области (при $E_L = 4.8$ Дж, $n_e = 0.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$) (б) системой ТР в зависимости от локальной температуры плазмы.

мы монохроматическим излучением на разных длинах волн с минимальными временными интервалами, чтобы температура электронов в исследуемом объеме плазмы не успевала измениться между импульсами лазерного зондирования. При этом спектры рассеяния, регистрируемые из одного пространственного объема, можно ассоциировать с одной и той же температурой электронов. Отношения интенсивности сигналов томсоновского рассеяния, регистрируемых в выбранном спектральном канале, но, соответствующих разным зондирующим лазерам, могут быть разными в зависимости от температуры электронов плазмы, но не зависят от пропускания систе-

мы сбора света. Данный подход позволяет определять электронную температуру T_e плазмы в случае неизвестной спектральной характеристики собирающей оптики, а также провести спектральную калибровку системы, используя в качестве калибровочного источника света непосредственно контуры томсоновского рассеяния.

По аналогии со случаем для одной зондирующей длины волны, используя метод наименьших квадратов, можно записать величину χ^2 в следующем виде:

$$\chi^2 = \sum_{\lambda_{0j}} \sum_i \frac{1}{\sigma_{i,j}^2} (U_{i,j} - n_e C_i f(T_e, \lambda_{0j}))^2 \quad (1)$$

Здесь λ_{0j} – длина волны зондирования j -го лазера, i – индекс спектрального канала, $U_{i,j}$ и $\sigma_{i,j}$ – количество фотоэлектронов ТР и оценка дисперсии соответствующей величины в i -м спектральном канале для j -й длины волны зондирования, C_i – поправочный коэффициент для относительной калибровки, а $f(T_e, \lambda_{0j})$ – функция, зависящая от температуры электронов и длины волны зондирующего излучения (2)

$$f(T_e, \lambda_{0j}) = AE_{L_j} \int \sigma_{TS}(\lambda, \lambda_0, T_e, \theta) G(\lambda) QE(\lambda) K_i(\lambda) d\lambda, \quad (2)$$

где A – абсолютный калибровочный коэффициент, который следует определять с помощью отдельной процедуры калибровки абсолютной чувствительности. В начале функционирования диагностики коэффициенты C_i полагаются равными 1, а изменение спектральной характеристики системы регистрации может быть представлено изменением величины соответствующего коэффициента C_i . Таким образом, отслеживая изменения значений C_i , можно контролировать изменение спектральной характеристики системы, сводя к минимуму систематическую ошибку измерения температуры электронов T_e . Для предварительной оценки погрешностей T_e и C_i можно использовать подход, предложенный в [35], вычислив диагональные элементы ковариационной матрицы:

$$\sigma^2 = \begin{pmatrix} \sigma_{T_e}^2 & \sigma_{T_e, C_1} & \sigma_{T_e, C_2} & \dots & \sigma_{T_e, C_N} \\ \sigma_{T_e, C_1} & \sigma_{C_1}^2 & \sigma_{C_1, C_2} & \dots & \dots \\ \sigma_{T_e, C_2} & \sigma_{C_1, C_2} & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \sigma_{T_e, C_N} & \dots & \dots & \dots & \sigma_{C_N}^2 \end{pmatrix} = 2 \begin{pmatrix} \frac{\partial \chi^2}{\partial T_e^2} & \frac{\partial \chi^2}{\partial T_e \partial C_1} & \frac{\partial \chi^2}{\partial T_e \partial C_2} & \dots & \frac{\partial \chi^2}{\partial T_e \partial C_N} \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial T_e \partial C_1} & \frac{\partial \chi^2}{\partial C_1^2} & \frac{\partial \chi^2}{\partial C_1 \partial C_2} & \dots & \dots \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial T_e \partial C_2} & \frac{\partial \chi^2}{\partial C_1 \partial C_2} & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial T_e \partial C_N} & \dots & \dots & \dots & \frac{\partial \chi^2}{\partial C_N^2} \end{pmatrix} \quad (3)$$

Здесь $\sigma_{T_e}^2$, $\sigma_{C_i}^2$ и σ_{T_e, C_i} , σ_{C_i, C_j} – стандартные отклонения и ковариации соответствующих параметров.

Наиболее вероятными кандидатами на роль дополнительного зондирующего лазера являются: вторая гармоника Nd:YAG 532 нм и одна из основных гармоник Nd:YAG 946 нм. Рассмотрим

применение лазера с длиной волны излучения 532 нм для предлагаемой конфигурации спектральных каналов. На рис. 6а представлены контуры томсоновского рассеяния для зондирующих лазеров с длинами волн излучения 532 нм и 1064 нм, и спектральные каналы системы регистрации. Возможность одновременного наблюдения сигналов рассеяния от разных зондирующих лазеров в одних и тех же спектральных каналах выполняется только при достаточно больших электронных температурах около 10 кэВ и выше. Так, при $T_e \sim 10$ кэВ, измеряя сигналы рассеяния излучения с длинами волн 532 нм и 1064 нм в трех коротковолновых спектральных каналах, можно определить температуру электронов. Зная температуру электронов, можно на основании измеренных сигналов рассеяния от лазера с длиной волны излучения 1064 нм рассчитать коэффициенты спектральной калибровки C_i для всех остальных спектральных каналов в длинноволновой области спектра. Такая калибровка относительного спектрального пропускания позволяет обеспечить возможность достоверного измерения низкой температуры электронов ~ 1 кэВ в однолазерном режиме с помощью уже известных значений C_i . Реализация этого подхода возможна только в случае достижения достаточно высокой температуры в интересующей области плазмы, что может оказаться невозможным для периферийных пространственных каналов, а также в режимах работы токамака с низким значением плазменного тока и малой мощностью нагрева плазмы. При проведении измерений низких (до 200 эВ) значений T_e предпочтительно использовать вспомогательный лазер с генерацией на длине волны 946 нм (см. рис. 6б). Из этого рисунка видно, что пересечение спектральных контуров рассеянного излучения лазеров с длинами волн 946 и 1064 нм возможно при достаточно низких температурах, характерных для краевой плазмы больших термоядерных установок.

Одновременное использование двух вспомогательных лазеров с генерацией на длинах волн 946 и 532 нм позволяют не только эффективно увеличить число спектральных каналов диагностики (см. рис. 7а), но и перейти полностью в режим мультилазерной работы, предполагающей, что спектральная калибровка диагностики неизвестна. На рис. 7б приведены оценки ошибок измерения температуры электронов для разных сочетаний лазеров с длинами волн 1064 нм + 532 нм, 1064 нм + 946 нм и 1064 нм + 946 нм + 532 нм. Видно, что использование второй гармоники 532 нм позволит измерять только высокие температуры 10–20 кэВ, пара лазеров с длинами волн излучения 1064 нм + 946 нм перекроют диапазон 0.15–5 кэВ. Использование же одновременно всех трех зондирующих длин волн

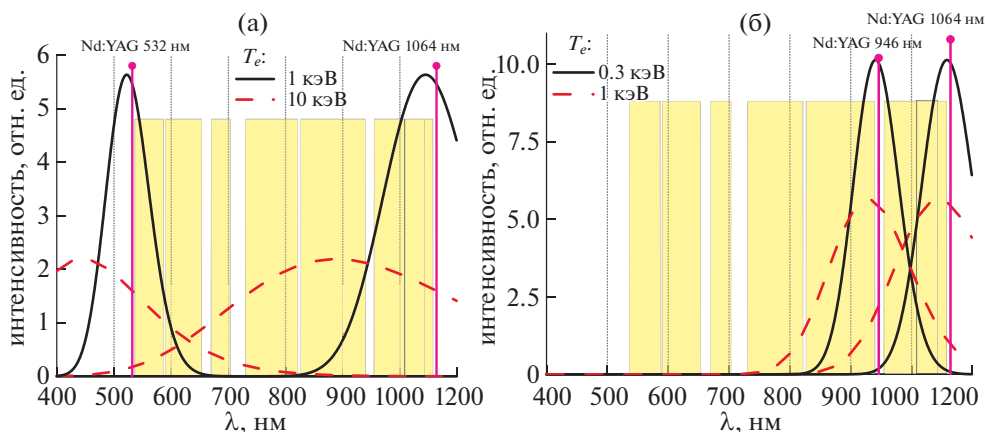


Рис. 6. Контуры томсоновского рассеяния лазерного излучения для зондирования с помощью пар лазеров 532 нм + 1064 нм (а) и 946 нм + 1064 нм (б) и в сравнении со спектральными каналами системы регистрации. Желтые прямоугольники обозначают положения спектральных каналов.

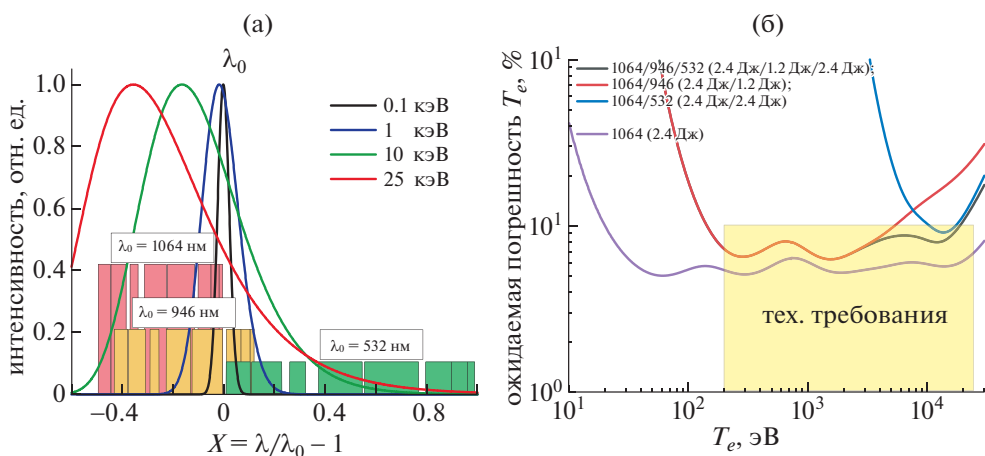


Рис. 7. а) Расположение спектральных каналов регистрирующей системы относительно спектров томсоновского рассеяния для разных значений зондирующей длины волны. Непрерывными линиями представлены спектры томсоновского рассеяния, прямоугольниками обозначено положение спектральных каналов: красные для зондирующей длины волны 1064 нм, темно-желтые для зондирующей длины волны 946 нм, зеленые для зондирующей длины волны 532 нм; б) ожидаемая погрешность измерения температуры электронов для центральной системы в однолазерном (фиолетовая кривая) и мультилазерном режимах работы: красная кривая – совместная работа трех зондирующих лазеров с излучением на трех длинах волн 1064 нм, 946 нм, 532 нм, черная кривая – для длин волн 1064 и 946 нм, синяя кривая – для длин волн 1064 и 946 нм. В скобках указаны значения энергии для лазера с соответствующей длиной волны.

1064 нм + 946 нм + 532 нм позволит полностью обеспечить выполнение технических требований к диагностике даже в условиях неизвестной спектральной характеристики системы регистрации рассеянного излучения.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ применимости метода томсоновского рассеяния ТР для диагностики электронного компонента центральной и краевой плазмы токамака с реакторными технологиями (TRT). Одной из важнейших задач, стоящих пе-

ред перспективными установками с магнитным удержанием на основе токамака, является достижение стационарных, т.н. “гибридных” режимов с доминирующей долей бутстрэп-тока. Для получения и поддержания устойчивых магнитных конфигураций возможно использование данных о профиле электронного давления, предоставляемых диагностикой томсоновского рассеяния. Приведенный анализ позволил сформулировать предложения по техническим требованиям к диагностике ТР на токамаке TRT и показал возможность ее реализации. Ожидаемая погрешность измерения температуры электронов для рассмот-

ренного варианта размещения ожидается ниже 10% в широком диапазоне температур 0.01–30 кэВ. Наиболее оптимальной схемой размещения диагностики на токамаке является заведение зондирующего лазера через порт № 7, предназначенный для нейтральной инжекции. Подобное размещение так же предпочтительнее с точки зрения общей компоновки диагностических систем TRT, т.к. позволяет расположить системы сбора света диагностики ТР и активной спектроскопии CXRS в пределах одного патрубка № 8. При этом сбор рассеянного излучения предлагается реализовать из соседнего порта как для центральной, так и для краевой областей плазмы. Для развития диагностики и управления плазмой реакторных условиях целесообразно расширить возможности диагностической системы ТР путем применения мультиволнового (мультилазерного) режима зондирования с помощью дополнительных Nd:YAG-лазеров с генерацией на длинах волн 946 нм и 532 нм. Это позволит увеличить эффективное спектральное разрешение диагностики, достоверно измерить электронную температуру плазмы T_e в требуемом диапазоне значений, когда спектральная характеристика системы сбора света неизвестна. При этом возникает возможность определить искажение спектральной характеристики системы сбора света в случае ее деградации из-за осаждения продуктов эрозии первой стенки на оптических элементах, а также почернения линз и световодов вследствие высокого уровня нейтронного и гамма-облучения.

Постановка задач выполняемых диагностикой ТР, а также формулировка технических требований предъявляемых к системе ТР (разд. 1 и 2) выполнены при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания 0040-2019-0023. Разработка вариантов размещения диагностики на токамаке, а также анализ ожидаемой точности измерения (разд. 3, 4 и 5) выполнены при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания 0034-2019-0001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Галеев А.А. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 1378.
2. Gruber O., Wolf R.C., Dux R., Fuchs C., Günter S., Kallenbach A., Lackner K., Maraschek M., McCarthy P.J., Meister H., Pereverzev G., Ryter F., Schweinzer J., Seidel U., Sessnic S., Stäbler A., Stober J., and the ASDEX Upgrade Team // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1787–904-6.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.1787>
3. Wolf R.C., Gruber O., Maraschek M., Dux R., Fuchs C., Günter S., Herrmann A., Kallenbach A., Lackner K., McCarthy P.J., Meister H., Pereverzev G., Schweinzer J., Seidel U., ASDEX Upgrade Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 1999. V. 41. P. B93.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/41/12B/306>
4. Staebler A., Sips A.C., Brambilla M., Bilato R., Dux R., Gruber O., Hobirk J., Horton L.D., Maggi C.F., Manini A., Maraschek M., Mück A., Na Y.-S., Neu R., Tardini G., ASDEX Upgrade Team. // Nucl. Fusion. 2005. V. 45. P. 617.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/45/7/009>
5. Luce T.C., Wade M.R., Politzer P.A., Allen S.L., Austin M.E., Baker D.R., Bray B., Brennan D.P., Burrell K.H., Casper T.A., Chu M.S., DeBoo J.C., Doyle E.J., Ferron R., Garofalo A.M., Gohil P., Gorelov I.A., Greenfield C.M., Groebner R.J., Heidbrink W.W., Hsieh C.L., Hyatt A.W., Jayakumar R., Kinsey J.E., La Haye R.J., Lao L.L., Lasnier C.J., Lazarus E.A., Leonard A.W., Lin-Liu Y.R., Lohr J., Mahdavi M.A., Makowski M.A., Murakami M., Petty C.C., Pinsker R.I., Prater R., Rettig C.L., Rhodes T.L., Rice B.W., Strait E.J., Taylor T.S., Thomas D.M., Turnbull A.D., Watkins J.G., West W.P., Wong K.L. // Nucl. Fusion. 2001. V. 41. P. 1585.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/41/11/308>
6. Luce T.C., Wade M.R., Ferron J.R., Hyatt A.W., Kellman A.G., Kinsey J.E., La Haye R.J., Lasnier C.J., Murakami M., Politzer P.A. and Scoville J.T. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 2627.
<https://doi.org/10.1063/1.1704644>
7. Hobirk J., Imbeaux F., Crisanti F., Buratti P., Challis C.D., Joffrin E., Alper B., Andrew Y., Beaumont P., Beurskens M., Boboc A., Botrugno A., Brix M., Calabro G., Coffey I., Conroy S., Ford O., Frigione D., Garcia J., Giroud C., Hawkes N.C., Howell D., Jenkins I., Keeling D., Kempnaars M., Leggate H., Lotte P., de la Luna E., Maddison G.P., Mantica P., Mazzotta C., McDonald D.C., Meigs A., Nunes I., Rachlew E., Rimini F., Schneider M., Sips A.C.C., Stober J.K., Studholme W., Tala T., Tsalas M., Voitsekhovitch I., de Vries P.C., EFDA contributors // Plasma Phys. Control. Fusion. 2012. V. 54. P. 095001.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/54/9/095001>
8. Joffrin E., Hobirk J., Beurskens M., Brix M., Buratti P., Challis C., Crisanti F., Giroud C., Imbeaux F., McDonald D.C., Maget P., Mantica P., Rimini F., Sips A.C.C., Tala T., Voitsekhovitch I., and JET–EFDA Contributors // 23rd IAEA Fusion Energy Conf., Daejeon, South Korea, 2010.
9. Isayama A., Kamada Y., Hayashi N., Suzuki T., Oikawa T., Fujita T., Fukuda T., Ide S., Takenaga H., Ushigusa K., Ozeki T., Ikeda Y., Umeda N., Yamada H., Isoabe M., Narushima Y., Ikeda K., Sakakibara S., Yamazaki K., Nagasaki K., JT-60 Team // Nucl. Fusion. 2003. V. 43. P. 1272.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/43/10/031>
10. Gerhardt S.P., Gates D.A., Kaye S.M., Maingi R., Menard J.E., Sabbagh S.A., Soukhanovskii V., Bell M.G., Bell R.E., Canik J.M., Fredrickson E., Kaita R., Kolemen E., Kugel H., Le Blanc B.P., Mastrovito D., Mueller D., Yuh H. // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. 073031 21 pp.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/7/073031>
11. Akers R.J., Ahn J.W., Antar G.Y., Appel L.C., Applegate D., Brickley C., Bunting C., Carolan P.G., Challis C.D., Conway N.J., Counsell G.F., Dendy R.O., Dudson B., Field A.R., Kirk A., Lloyd B., Meyer H.F., Morris A.W., Patel A., Roach C.M., Rohzansky V., Sykes A., Taylor D., Tournianski M.R., Valovi M., Wilson H.R., Axon K.B., Buttery R.J., Ciric D., Cunningham G., Dowling J., Dunstan M.R., Gee S.J., Gryaznevich M.P., Helander P.,

- Keeling D.L., Knight P.J., Lott F., Loughlin M.J., Manhood S.J., Martin R., McArdle G.J., Price M.N., Stammers K., Storrs J., Walsh M.J., MAST, the NBI Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. A175–A204 PII: S0741-3335(03)69181-5.*
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/45/12A/013>
12. ITER Project Requirements Document [27ZRW8]
13. *Litaudon X., Barbato E., Bécoulet A., Doyle E.J., Fujita T., Gohil P., Imbeaux F., Sauter O., Sips G., for the International Tokamak Physics Activity (ITPA) Group on Transport and Internal Transport Barrier (ITB) Physics: Connor J.W., Doyle E.J., Esipchuk Y., Fujita T., Fukuda T., Gohil P., Kinsey J., Kirneva N., Lebedev S., Litaudon X., Mukhovatov V., Rice J., Synakowski E., Toi K., Unterberg B., Vershkov V., Wakatani M., and for the International ITB Database Working Group and the responsible officers for the ITPA collaborative experiments on the ‘hybrid’ and ‘steady-state’ regimes: Aniel T., Baranov Y. F., Barbato E., Bécoulet A., Behn R., Bourdelle C., Bracco G., Budny R.V., Buratti P., Doyle E.J., Esipchuk Y., Esposito B., Ide S., Field A.R., Fujita T., Fukuda T., Gohil P., Gormezano C., Greenfield C., Greenwald M., Nahm T.S., Hoang G.T., Hobbirk J., Hogewey D., Ide S., Isayama A., Imbeaux F., Joffrin E., Kamada Y., Kinsey J., Kirneva N., Litaudon X., Luce T.C., Murakami M., Parail V., Peng Y.M., Ryter F., Sakamoto Y., Shirai H., Sips G., Suzuki T., Synakowski E., Takenaga H., Takizuka T., Tala T., Wade M.R., Weiland J. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2004. V. 46. P. A19.*
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/46/5A/002>
14. *Scannell R., Walsh M.J., Dunstan M.R., Figueiredo J., Naylor G., O’Gorman T., Shibaev S., Gibson K.J., Wilson H. // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. 10D520.*
<https://doi.org/10.1063/1.3460628>
15. *Yamada I., Narihara K., Funaba H., Minami T., Hayashi H., Kohmoto T. and LHD Experiment Group // Fusion Science and Technology. 2010. V. 58. P. 345–351.*
<https://doi.org/10.13182/FST10-A10820>
16. *Курский Г.С., Толстяков С.Ю., Березуцкий А.А., Гусев В.К., Кочергин М.М., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Семёнов В.В., Чернаков П.В. // ВАХТ. Сер. Термоядерный синтез. 2012. Вып. 2. С. 81–87.*
17. *Scannell R., Walsh M.J., Carolan P.G., Conway N.J., Darke A.C., Dunstan M.R., Hare D., Prunty S.L. // Review of Scientific Instruments. 2006. V. 77. 10E510.*
<https://doi.org/10.1063/1.2237488>
18. *Carlstrom T.N., Hsieh C.L., Stockdale R., Nilson D.G., Hill D.N. // Review of Scientific Instruments. 1997. V. 68. P. 1195.*
<https://doi.org/10.1063/1.1147893>
19. *Kurskiv G.S., Sdvizhenskii P.A., Bassan M., Andrew P., Bazhenov A.N., Bukreev I.M., Chernakov P.V., Kochergin M.M., Kukushkin A.B., Kukushkin A.S., Mukhin E.E., Razdobarin A.G., Samsonov D.S., Semenov V.V., Tolstyakov S. Yu., Kajita S., Masyukevich S. // Nuclear Fusion. 2015. V. 55. 5.*
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/5/053024>
20. *Smith O.R.P., Gowers C., Nielsen P., Salzmann H. // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68. P. 725.*
<https://doi.org/10.1063/1.1147686>
21. *Bassan M., Andrew P., Kurskiv G., Mukhin E., Hatae T., Vayakis G., Yatsuka E., Walsh M. // J. Instrum. 2016. V. 11. P. 1, id C01052-2016.*
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/01/C01052>
22. *McCormack O., Giudicotti L., Fassina A., Pasqualotto R. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59 055021 (7pp).*
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa6692>
23. *Курский Г.С., Жильцов Н.С., Коваль А.Н., Корнев А.Ф., Макаров А.М., Мухин Е.Е., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Соловей В.А., Ткаченко Е.Е., Толстяков С.Ю., Чернаков П.В. // Письма ЖТФ. 2021. Т. 47. Вып. 24. С. 41–45.*
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.24.51799.19019>
24. *Красильников А.В., Коновалов С.В., Бондарчук Э.Н., Мазуль И.В. Родин И.Ю., Минеев А.Б., Кузьмин Е.Г., Кавин А.А., Карнов Д.А., Леонов В.М., Хайрутдинов Р.Р., Кукушкин А.С., Портнов Д.В., Иванов А.А., Бельченко Ю.И., Денисов Г.Г. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11. С. 970.*
<https://doi.org/10.31857/S0367292121110196>
25. *Медведев С.Ю., Мартынов А.А., Коновалов С.В., Леонов В.М., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11. С. 998–1006.*
<https://doi.org/10.31857/S0367292121110226>
26. *Леонов В.М., Коновалов С.В., Жоголев В.Е., Кавин А.А., Красильников А.В., Куянов А.Ю., Лукаш В.Э., Минеев А.Б., Хайрутдинов Р.Р. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11. С. 986–997.*
<https://doi.org/10.31857/S0367292121120040>
27. *Kurzan B. and Murmann H.D. // Review of Scientific Instruments. 2011. V. 82. 103501.*
<https://doi.org/10.1063/1.3643771>
28. *Ponce-Marquez D.M., Bray B.D., Deterly T.M., Liu C., Eldon D. // Review of Scientific Instruments. 2010. V. 81. 10D525.*
<https://doi.org/10.1063/1.3495759>
29. *Asadulin G.M., Bel’bas I.S., Gorshkov A.V. // Fusion Engineering and Design. 2022. V. 177. 113066.*
30. *Tolstyakov S. Yu., Gusev V.K., Kochergin M.M., Kurskiv G.S., Mukhin E.E., Petrov Yu.V., Razdobarin G.T., Semenov V.V., Kamach Yu.E., Kozlovski E.N., Pirozhkov Yu.B., Shapiro L.L. // Tech. Phys. 2006. V. 51. P. 846–852.*
<https://doi.org/10.1134/S106378420607005X>
31. *Wesson J.A. // Nucl. Fusion. 1997. V. 37. P. 577.*
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/37/5/101>
32. *Kurskiv G.S., Chernakov A.I.P., Solovey V.A., Tolstyakov S. Yu., Mukhin E.E., Koval A.N., Bazhenov A.N., Aleksandrov S.E., Zhiltsov N.S., Senichenkov V.A., Lukoyanova A.V., Chernakov P.V., Varfolomeev V.I., Gusev V.K., Kiselev E.O., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Minaev V.B., Novokhatsky A.N., Patrov M.I., Gorshkov A.V., Asadulin G.M., Belâbas I.S. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research. A. 2020. V. 963. 163734.*
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163734>
33. ITER IDM Performance_analysis_UG2AFL_v1_2
34. *Kukushkin A.S., Kukushkin A.B. // ITER_D_3338YT*
35. *Giudicotti L., Pasqualotto R. // Nucl. Fusion 2014, 54, 043005.*
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/54/4/043005>

УДК 533.9

ОБЪЕДИНЕННАЯ ДИАГНОСТИКА ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ И ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЫ ДИВЕРТОРА И X-ТОЧКИ В ТОКАМАКЕ С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ

© 2022 г. Е. Е. Мухин^{a, *}, С. Ю. Толстяков^a, Г. С. Курские^a, Н. С. Жильцов^a, А. Н. Коваль^a, В. А. Соловей^b, А. В. Горбунов^c, А. В. Горшков^c, Г. М. Асадулин^c, А. Ф. Корнев^d, А. М. Макаров^d, Д. Л. Богачев^e, Н. А. Бабинов^a, Д. С. Самсонов^a, А. Г. Раздобарин^a, А. Н. Баженов^a, И. М. Букреев^a, А. М. Дмитриев^a, Д. И. Елец^a, В. А. Сениченков^a, И. Б. Терещенко^a, Л. А. Варшавчик^a, И. А. Ходунов^a, Ан. П. Чернаков^a, Г. В. Марчий^a, К. О. Николаенко^a, Н. В. Ермаков^a

^a Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

^b НИЦ “Курчатовский институт”, ПИЯФ, Ленинградская обл., Гатчина, Россия

^c НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^d ООО “Лазеры и оптические системы”, Санкт-Петербург, Россия

^e АО “Спектрал-Тех”, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: e.mukhin@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 19.03.2022 г.

После доработки 25.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Для диагностики плазмы в диверторной области токамака с реакторными технологиями (TRT) разрабатывается совмещенная диагностика томсоновского рассеяния (ТР) и лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ). Томсоновское рассеяние и лазерно-индуцированная флуоресценция – лазерные диагностики с возможным объединением зондирующих и собирающих оптических систем, являющихся наиболее сложной и дорогостоящей частью диагностических систем крупных токамаков. Томсоновское рассеяние на свободных электронах – проверенный диагностический метод измерения профилей важных параметров электронного компонента плазмы: электронной температуры T_e и электронной плотности n_e с минимумом модельных предположений. Практически все существующие токамаки снабжены одной или несколькими системами ТР и к настоящему времени накоплен значительный опыт практических методов их реализации. Применение лазерно-индуцированной флуоресценции к измерению параметров ионной и нейтральной компонент плазмы менее распространено, в том числе потому, что требует знания электронных параметров для расчета населенностей возбужденных уровней. Диагностический комплекс, совмещающий использование томсоновского рассеяния и лазерно-индуцированной флуоресценции в диверторной плазме, будет использоваться для одновременного измерения локальных электронных параметров плазмы (T_e , n_e), ионной температуры (T_i) из данных о свечении ионов гелия (HeII) и плотности атомов гелия ($n_a(\text{He})$) и изотопов водорода ($n_a(\text{H, D, T})$), – необходимых параметров для базового понимания физики отрыва плазмы от диверторных пластин. Измеренные параметры позволяют рассчитывать скорости ионизации и рекомбинации с использованием T_e , n_e , T_i и $n_a(\text{H, D, T})$; силу трения плазменного потока из-за столкновений с нейтральными частицами – T_i , n_i (в предположении $n_i = n_e$) и $n_a(\text{H, D, T})$ и давление набегающего потока плазмы – T_e , n_e , T_i и n_i . В статье обсуждаются преимущества совмещения лазерных диагностик плазмы дивертора и пути дальнейшего развития комплекса, основываюсь на опыте создания аналогичных диагностик на отечественных токамаках и для токамака ИТЭР.

Ключевые слова: TRT, томсоновское рассеяние, квазистационарный разряд, дивертор, ЛИФ

DOI: 10.31857/S0367292122100146

1. ВВЕДЕНИЕ

Важной частью экспериментальной программы по разработке токамака с реакторными техно-

логиями станут сценарии разрядов с большими тепловыми потоками через последнюю замкнутую магнитную поверхность. В таких условиях

ограничивающими факторами становятся физические ограничения тепловой нагрузки на первую стенку и элементы дивертора. Дивертор — наиболее энерго-напряженный и потому самый критический элемент любого токамака-реактора. Именно поэтому в проекте TRT необходимо уделять внимание изучению пристеночной плазмы, взаимодействию плазма-стенка, исследованию и контролю рециклинга водорода, контролю режима с полным или частичным отрывом плазмы от дивертора, при котором происходит существенное снижение тепловой нагрузки на пластины дивертора. Высокая плотность мощности дополнительного нагрева в TRT приведет к экстремально высоким тепловым нагрузкам на область дивертора, что увеличит риск серьезной аварии. Программа разработки и исследования диверторных технологий на TRT предполагает реализацию газового дивертора, в котором существенная часть выносимой вдоль сепаратрисы энергии переизлучается внутри дивертора, что должно привести к кардинальному снижению плотности мощности, выделяемой в областях пересечения сепаратрисы с диверторными пластинами. Режимы работы газового дивертора, их оптимизация и отслеживание в процессе работы приобретают особо важное значение для защиты реактора от аварий. Модель пристеночной и диверторной плазмы, а также режима отрыва до конца не разработана. При разработке режимов работы дивертора потребуются надежные экспериментальные данные о распределении электронной, ионной и нейтральных компонент плазмы ($T_e, n_e, T_i, n_i, n_a(\text{He}, \text{H}, \text{D}, \text{T})$), необходимые для подтверждения теоретических моделей и численных кодов [1].

Скорости реакций с участием электронной компоненты T_e, n_e , такие как ионизация, рекомбинация и излучение, играют важную роль в охлаждении плазмы. Параметры ионной компоненты (T_i, n_i) и концентрация нейтральных частиц ($n_a(\text{He}, \text{H}, \text{D}, \text{T})$) важны при оценке скорости ион-нейтральных столкновений, которые:

1. вносят существенный вклад в давление в верхней центральной части дивертора, т.н. “диверторной ноги”;
2. приводят к охлаждению плазмы до температуры около 1 эВ, инициируя усиление рекомбинации;
3. взаимодействие заряженных частиц при их движении в неоднородной плазме приводит к переключению плазменных потоков от свободного течения к диффузионному распространению, делая время пребывания электронов и ионов в этой области достаточным для рекомбинации и охлаждения за счет излучения.

Все три явления — замедление, охлаждение и рекомбинация — важны для эффективного уменьшения теплового потока на стенку диверто-

ра. В случае недостаточного замедления, частицы плазменного потока будут достигать диверторных пластин недостаточно охлажденными, и тепловая энергия, передаваемая диверторным пластинам, может привести к их разрушению.

2. ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ДИАГНОСТИКИ В ПРОЕКТЕ TRT

Всю совокупность плазменных параметров в районе X-точки, их изменение от X-точки вдоль сепаратрисы до наружной диверторной мишени и вдоль поверхности наружной диверторной пластины предлагается решать с помощью совмещенной лазерной диагностики ТР/ЛИФ [2]. Одна из наиболее важных задач диагностики будет заключаться в проверке модельных предположений поведения плазмы в диверторе и ее отрыва от диверторных пластин. Акцент на исследовании внешней диверторной ноги объясняется тем, что полный отрыв плазмы обычно начинается на внутренней стороне дивертора, заканчивается на внешней [3], а также сложностью проведения лазерных измерений во внутренней ноге.

Одновременные измерения T_e, n_e, T_i, n_i , и соотношение изотопов водорода дают возможность описать совокупность физических процессов, определяющих работу дивертора, включая:

- Ионизационный баланс и скорости ионизации/рекомбинации ($T_e, n_e, n_a(\text{He}, \text{H}, \text{D}, \text{T})$);
- Потери на излучение ($T_e, n_e, n_i, n_a(\text{He}, \text{H}, \text{D}, \text{T})$);
- Силы трения плазменных потоков (T_i, n_i) о нейтральную компоненту ($n_a(\text{He}, \text{H}, \text{D}, \text{T})$) при известной скорости относительного движения компонент плазмы;
- Давление вдоль наружной ноги дивертора (T_e, n_e, T_i, n_i);
- Изотопное отношение $R_{\text{H/D}} = n_a(\text{H})/n_a(\text{D})$ и $R_{\text{D/T}} = n_a(\text{D})/n_a(\text{T})$.

Цели, стоящие перед совмещенной лазерной диагностикой ТР/ЛИФ, состоят в измерении набора плазменных параметров в соответствии с техническими требованиями, представленными в табл. 1.

Требование к пространственному разрешению диагностики составляет около 30 мм вдоль силовой линии в диверторе, и ~10 мм поперек силовых линий. Требование к временному разрешению квазистационарных процессов в диверторе составляет ~100 мс, и определяется временным масштабом, близким ко времени удержания плазменных частиц в диверторе TRT. Например, быстрые процессы в диверторной плазме ИТЭР [3], соответствующие переходу между режимами L- и H-моды, определяют требование временного разрешения около 10 мс. Чтобы предоставить полезную информацию во время существования

Таблица 1. Технические требования к диагностике ТР /ЛИФ

Параметр	Диапазон	Погрешность
n_e , [м ⁻³]	10 ¹⁹ –10 ²² (в X-точке 10 ²⁰ –10 ²¹)	$\delta n_e < 5\%$
T_e , [эВ]	0.3–100 (в X-точке 100–10 ⁴)	$\delta T_e < 10\%$
T_i , [эВ]	0.3–100 (в X-точке 100–10 ⁴)	$\delta T_i < 20\%$
$n_a(H, D, T)$, [м ⁻³]	$> 10^{16}$	$\delta n_a < 10\%$
$R_{H/D}$; $R_{D/T}$	0.1–10	$\delta R < 20\%$

т.н. локализованной пристеночной моды (ELM), сложная нитевидная структура которой наблюдается во всех современных токамаках (см., например, [4]), необходимая задержка между импульсами томсоновского рассеяния ТР должна быть порядка 10 мкс [5]. Для обеспечения измерений быстрых переходных процессов необходима диагностическая система, регистрирующая данные с частотой в десятки или сотни килогерц. При этом эта диагностическая система должна работать с лазером, функционирующим в режиме ограниченной пачки импульсов. Такая система, возможно, является оптимальным решением для TRT, и подобные системы успешно использовались в работах на нескольких токамаках (см., например, [6, 7]).

3. ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА, РАЗМЕЩЕНИЕ ДИАГНОСТИКИ НА ТОКАМАКЕ И ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ

Оптическая схема систем ТР/ЛИФ построена по классической схеме лазерных диагностик, предполагающей поперечное расположение хорд зондирования и хорд наблюдения рассеянного излучения (рис. 2 и 3). Компоненты оптических систем ввода лазерного излучения располагаются под кассетами дивертора. Лазерная хорда 1, направленная вдоль сепаратрисы наружной диверторной ноги, падает под углом около 5° к поверхности на элемент первой стенки (ПС) в ряду № 1. Лазерная хорда 2 (рис. 3), направленная вдоль поверхности наружной диверторной пластины, заканчивается на задней поверхности загиба элемента ПС № 10. Лазерная хорда 3 (рис. 2) пересекает область пристеночной плазмы (далее стандартно обозначаемой как SOL – scrape-off layer) с наружной стороны от X-точки. Зондирование вдоль хорд 1 и 2 предполагается проводить через щель между диверторными кассетами, а хорды 3 через отверстие в центре кассеты в диверторном порту TRT № 13. Геометрия расположения хорд зондирования 1 и 3 не предполагает применения ловушек лазерного излучения. Ловушку лазерного излучения на хорде 2 можно расположить на задней части элемента ПС № 10. Несколько направлений хорд зондирования предпо-

лагается делать с использованием трех разных лазерных зеркал, защищенных от загрязнений тонкими кварцевыми окнами. Пучки излучения диагностических лазеров диагностик томсоновского рассеяния и ЛИФ, работающие на разных длинах волн, предполагается совмещать с помощью диэлектрических зеркал, отражающих свет в

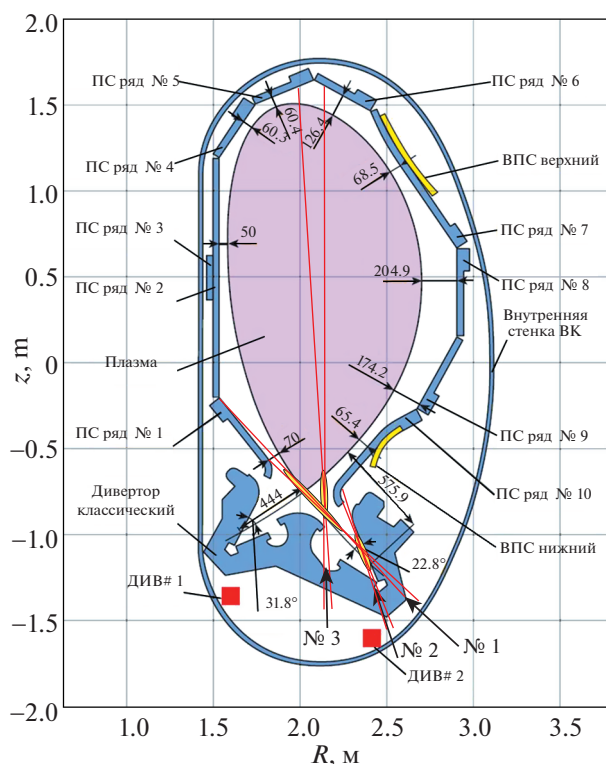


Рис. 1. Стрелками № 1, 2, 3 обозначены направления лазерных лучей по хордам зондирования плазмы в районе X-точки и вдоль поверхности наружной диверторной пластины, совмещенной лазерной диагностики ТР и ЛИФ в диверторном порту № 15. На рисунке указана нумерация рядов элементов первой стенки (ПС) и их расстояние от плазменного шнура. Элементы ПС рядов № 1, № 5, № 6 и № 10 будут подвергаться воздействию лазерного излучения. Сокращения див#1 и див#2 обозначают положение управляющих обмоток, расположенных внутри вакуумного объема и ограничивающих свободное пространство под диверторными кассетами.

узком спектральном диапазоне, и прозрачных на других длинах волн. При этом предполагается, что защитные окна будут очищаться излучением зондирующих лазеров (см., например [8]). Первое лазерное зеркало хорды 3 наиболее удалено от диверторной плазмы, и, следовательно, имеет наиболее защищенное расположение. Телесные углы системы сбора рассеянного излучения хорды 1 и проекция их оптических осей на поперечное сечение приведены на рис. 2.

Диагностика ТР

Пространственное распределение электронной температуры T_e и плотности плазмы n_e вблизи диверторных пластин характеризуется, как правило, большими градиентами, экстремально высокой плотностью (до $2 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$) и низкими значениями температуры (0.3 эВ и несколько больше). По мере отдаления от диверторных пластин и приближения к X-точке, диапазоны изменения n_e и T_e становятся близки к пара-

метрам, характерным для пристеночной плазмы токамака в основной камере. Для плазмы с высокой электронной плотностью и низкой электронной температурой длина Дебая приближается к лазерной длине волны, и отклонение формы спектра ТР от гауссовой становится очень заметным из-за эффекта коллективного рассеяния. Поэтому стандартный алгоритм обработки сигналов ТР с разделением переменных T_e и n_e , справедливый для рассеяния света на свободных электронах, не годится, так как и форма спектра ТР является функцией не только T_e , но и n_e . Влияние коллективных эффектов на дифференциальное

сечение рассеяния лазерного излучения $\frac{d\sigma_\omega}{d\omega d\Phi}$ в режиме ТР учитывается следующими уравнениями [9]:

$$\frac{d\sigma_\omega}{d\omega d\Phi} = \frac{e^4}{m^2 c^4} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{\Gamma_\alpha(x)}{\omega_e} + Z \left(\frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \right)^2 \frac{\Gamma_\beta(y)}{\omega_i} \right], \quad (1)$$

где

$$\Gamma_\alpha(x) = \frac{\exp(-x^2)}{\left[1 - \alpha^2 \left(2x \int_0^x \exp(t^2 - x^2) dt - 1 \right) \right]^2 + \pi \alpha^4 x^2 \exp(-2x^2)}$$

$x = \Omega/\omega_e; \quad y = \Omega/\omega_i; \quad \Omega = \omega - \omega_0,$

ω и ω_0 – частота рассеянного и падающего излучения;

$$\omega_e = \frac{2\omega}{c} \sqrt{\frac{2T_e}{m}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right); \quad \omega_i = \frac{2\omega}{c} \sqrt{\frac{2T_i}{M}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

$$\alpha = \frac{c}{\omega_0 \sin(\theta/2)} \sqrt{\frac{\pi n_e e^2}{T_e}}; \quad \beta^2 = Z \frac{T_e}{T_i} \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2}$$

c – скорость света в вакууме, T_e, T_i – электронная и ионная температура, Z – заряд иона, n_e – электронная плотность, m и M – масса электрона и иона, e – заряд электрона, θ – угол рассеяния, Φ – телесный угол.

Формы спектров ТР для $T_e = 0.3$ эВ и n_e в диапазоне от 10^{14} м^{-3} до 10^{16} м^{-3} показаны на рис. 4 вместе со спектральными кривыми первых трех спектральных каналов полихроматора. Соответствующие значения параметра Солпитера в этом диапазоне изменения плотности плазмы для диагностики ТР варьируются от 0.25 до 2.54.

Ожидаемые ошибки измерения электронной плотности n_e и температуры T_e для спектров ТР с существенным вкладом коллективных эффектов предлагается оценивать по следующему алгоритму [10]:

а) оценка сигналов ТР в спектральных каналах на основе известных технических параметров с использованием формы спектров ТР, рассчитанной в соответствии с (1);

б) многократное решение (например, 10^3 раз) обратной задачи восстановления T_e и n_e по моделированным сигналам ТР при заданных n_e и T_e с учетом случайных отклонений $\sigma_{N_i} = \sqrt{k(N_i + 2N_{bg\ i}) + 2N_{amp}^2}$, где $k \sim 2.5$ – избыточный шум детектора, N_i и $N_{bg\ i}$ – число фотоэлектронов в полезном сигнале и фоне в i -м спектральном канале, N_{amp} – шум детектора и последующего усиления пересчитанный в количество фотоэлектронов на входе (~ 5 – 10 фотоэлектронов) [11];

в) оценка стандартных отклонений из полученных распределений T_e и n_e .

Диагностика ЛИФ

Применение диагностики лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ), использующей свечение высоковозбужденных уровней, предполагает знание n_e и T_e для расчета населенности возбужденных уровней. Особенно критичным

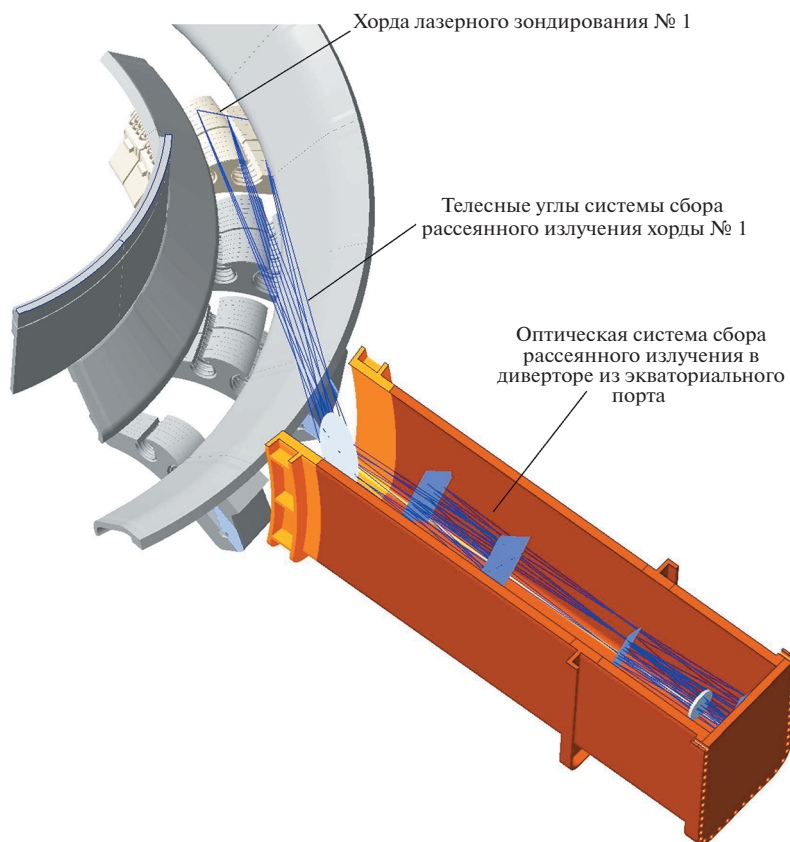


Рис. 2. Телесные углы системы сбора рассеянного излучения лазерной хорды 1. Оптическая система будет использоваться также для сбора рассеянного излучения лазерной хорды 3 (см. рис. 1).

является точность знания параметров электронного компонента для исследуемой области турбулентной диверторной плазмы, отличающейся сильной неоднородностью. В разрабатываемом диагностическом комплексе ЛИФ при совмещении этой диагностики с диагностикой ТР измерения проводятся в одних и тех же точках. Диагностику ЛИФ предполагается использовать для измерений ионной температуры T_i в диверторе по излучению однократно ионизованного иона гелия HeII. Подробное описание метода приведено в [12]. Схема радиационных переходов в атоме гелия, включая пары переходов, которые можно использовать для диагностики, приведены на рис. 5.

Для диагностики свечения однократно ионизованного иона гелия HeII предлагается использовать методику лазерно-индуцированного тушения (ЛИТ) с гашением линии 468.6 нм (переход $n = 4 \rightarrow 3$), наиболее интенсивной в видимом диапазоне (см. рис. 6). Информацию по доплеровской ширине контура линии можно получить при сканировании спектральной линии узкополосным лазером. Для гашения линии 468.6 нм предлагается использовать переход с уровня с наи-

меньшим главным квантовым числом n в переходе $n = 4 \rightarrow 5$ (1012.3 нм), чтобы минимизировать влияние штарковского уширения. Кроме доплеровского уширения в этой методике необходимо учитывать зеемановское и штарковское уширение спектральной линии, влияющие на ширину линии излучения иона гелия.

Другой диагностикой, использующей принцип ЛИТ, является диагностика свечения атомов изотопов водорода. Информация о распределении атомов водорода в пристеночной плазме токамака имеет большое значение. Процесс рециклинга изотопов водорода в первой стенке и пристеночной плазме имеет большое значение при увеличении длительности разряда в токамаке. В частности, диагностика ЛИТ может показать выход на стационар потока водорода со стенки в плазму или эффективность режимов работы стенки токамака-реактора с нулевым рециклингом, обсуждаемым в связи с возможным применением литиевых технологий. Разработка и апробация метода диагностики профиля плотности атомов водорода [2], в отличие от традиционно используемой для таких измерений пассивной спектроскопии, обеспечит возможность измере-

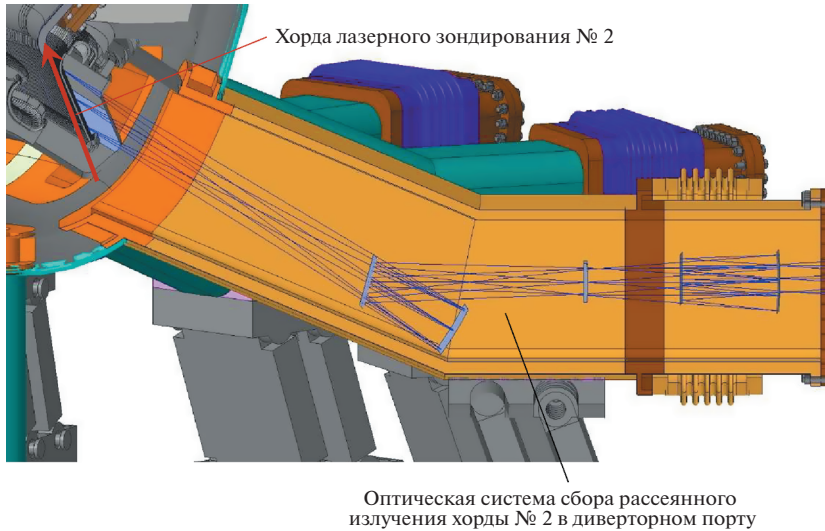


Рис. 3. Телесные углы и зеркальная оптическая система сбора рассеянного излучения хорды 2 расположенная в вакуумном объеме диагностического диверторного порта. Телесные углы прорисованы до границы вакуумного фланца диверторного порта (на рисунке справа).

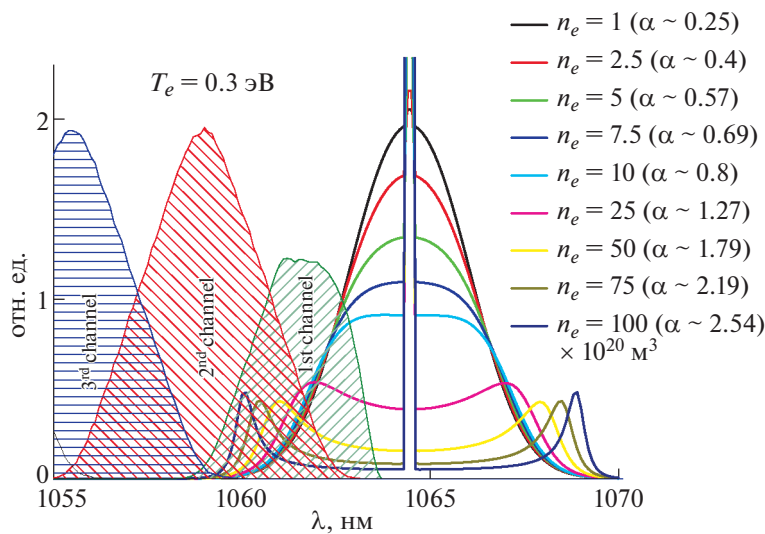


Рис. 4. Формы спектров томсоновского рассеяния для $T_e = 0.3$ эВ и изменения параметра Солпитера α от значения 0.25 при $n_e = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ до 2.54 при $n_e = 10^{22} \text{ м}^{-3}$. Заштрихованными кривыми отмечено спектральное пропускание первых трех спектральных каналов дифракционного полихроматора [5].

ния локальных значений параметров, необходимых для исследования процессов в пристеночной и диверторной плазме токамака. Недавно предложенный метод диагностики атомов изотопов водорода основан на лазерно-индуцированном тушении наиболее интенсивной линии бальмеровской серии протия (H_α), дейтерия (D_α) и трития (T_α) в результате переходов между уровнями с главными квантовыми числами $n = 3 \rightarrow 2$ при лазерном возбуждении с уровня $n = 3$ на один из высележащих ($n \geq 4$). Для гашения линии протия H_α

($\lambda_H = 656.28 \text{ нм}$), дейтерия D_α ($\lambda_D = 656.10 \text{ нм}$) и трития T_α ($\lambda_T = 656.04 \text{ нм}$) с соответствующими разностями в длинах волн $\Delta(\lambda_H - \lambda_D) = 0.18 \text{ нм}$, $\Delta(\lambda_D - \lambda_T) = 0.06 \text{ нм}$ предложено использовать переход $n = 3 \rightarrow 4$ (1875.1 нм). Схема переходов атома водорода представлена на рис. 6.

4. МЕТОДЫ КАЛИБРОВКИ

Одним из технических препятствий реализации оптических диагностик в термоядерных

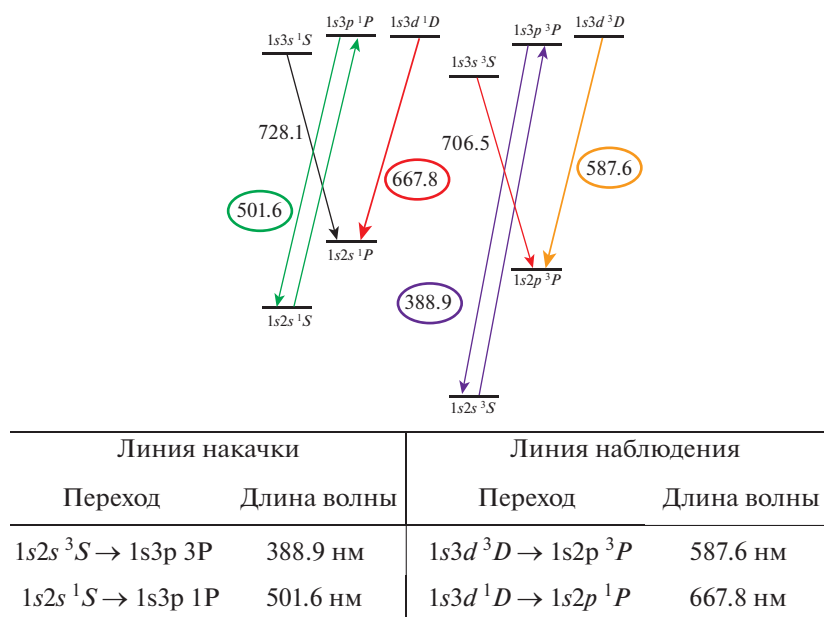


Рис. 5. Схема переходов атома гелия и предлагаемые пары линий, которые можно использовать для измерения концентрации атомарного гелия $n\text{HeI}$ методом ЛИФ.

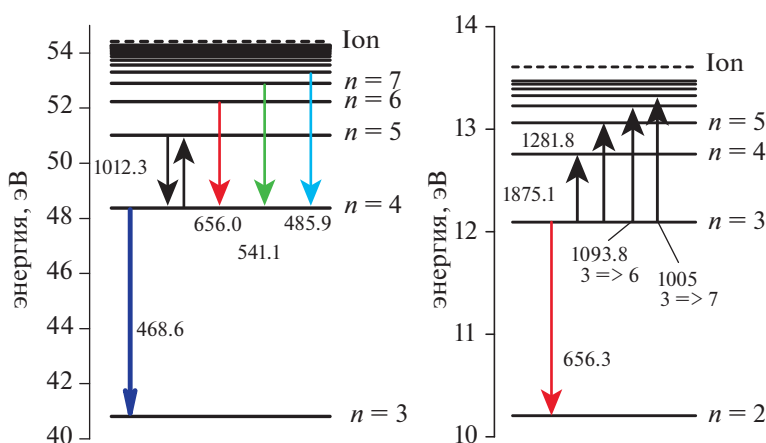


Рис. 6. Схема переходов однократно ионизованного иона гелия (слева) и атома водорода (справа).

реакторах является искажение спектральной характеристики и абсолютного пропускания оптической системы вследствие радиационно-наведенного поглощения и/или загрязнения оптических элементов продуктами эрозии первой стенки. Поскольку режим работы токамака с реакторными технологиями делает затруднительным регулярную калибровку абсолютного пропускания оптических окон (а это влияет на измерение плотности плазмы n_e , концентрации гелия $n_a(\text{He})$ и концентрации изотопов водорода $n_a(\text{H}, \text{D}, \text{T})$) и калибровку искажения их спектрального пропускания (влияет на измерение электронной температуры T_e), достоверность

данных лазерных диагностик диверторной плазмы будет снижаться со временем.

Калибровка спектрального пропускания оптической системы

Для калибровки спектрального пропускания оптической системы предполагается использовать зондирование на нескольких длинах волн [5]. Например, на рис. 7а приведены характеристики пропускания спектральных каналов полихроматора в системе ТР для исследования плазмы с температурой от 0.3 эВ до 300 эВ для случая зондирования на длинах волн 1064 и 1047 нм вблизи

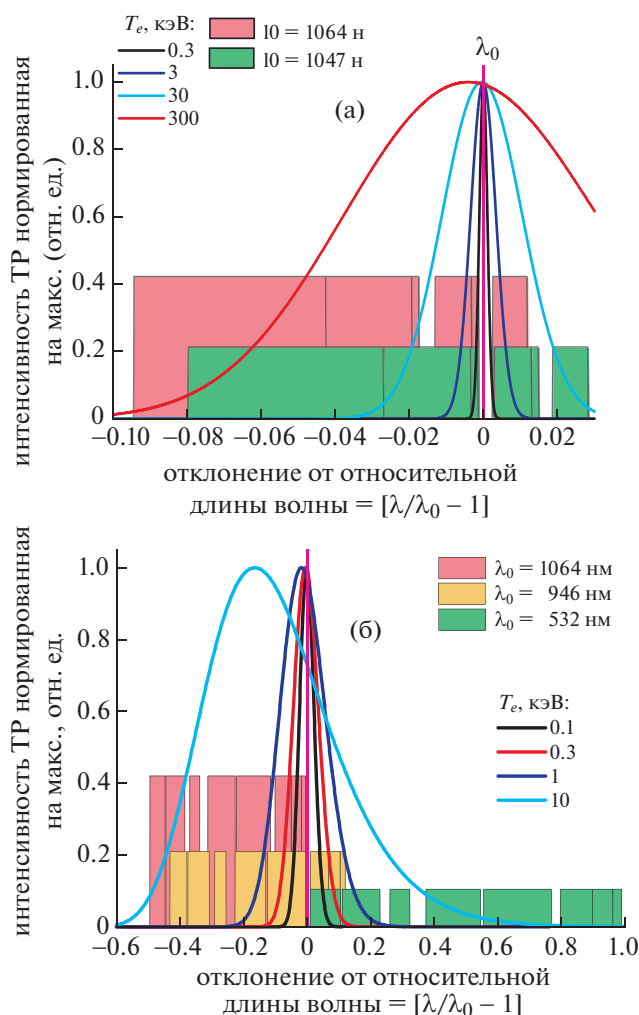


Рис. 7. Расположение кривых пропускания спектральных каналов полихроматора системы ТР и контуры линии томсоновского рассеяния. Пропускание спектральных каналов на разных лазерных длинах волн показано прямоугольниками разной высоты. (а) относительное расположение набора спектральных каналов и томсоновских контуров линий на длинах волн 1064, 1047 нм для электронных температур 0,3, 3, 30 и 300 эВ; (б) относительное расположение набора спектральных каналов и томсоновских контуров линий на длинах волн 1064, 946 и 532 нм для электронных температур 0,1, 1, 10 и 25 кэВ.

диверторной пластины, а на рис. 7б – контуры томсоновского рассеяния для температуры от 100 эВ до 10 кэВ, для длин волн Nd:YAG лазеров 1064, 946 и 532 нм для исследования плазмы в окрестности X-точки.

Калибровка абсолютного пропускания оптической системы

Рутинный подход к проведению абсолютной калибровки пропускания оптической системы лазерных диагностик дивертора требует периоди-

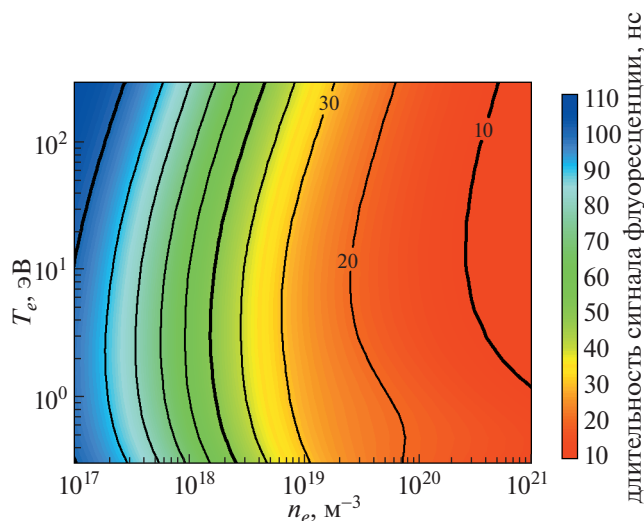


Рис. 8. Длительность сигнала флуоресценции на линии атома гелия HeI 587.6 нм в зависимости от плотности плазмы n_e и электронной температуры T_e при возбуждении лазером на длине волны 388.9 нм при следующих характеристиках лазерного импульса: длительность импульса 10 нс, энергия в импульсе 1 мДж, ширина линии излучения лазера $\Delta\lambda = 50$ пм и сечение лазерного пучка 1 см^2 [2].

ческого напуска газа в вакуумную камеру и калибровки по рамановскому или релеевскому рассеянию. Переход к стационарному режиму горения потребует использования других технологий. Если для центральной плазмы величина n_e может контролироваться путем сравнения профилей плотности со среднехордовыми измерениями при помощи интерферометра, то для измерения n_e в диверторе предлагается использовать анализ формы импульсов флуоресценции атомарного гелия HeI [13]. Например, плотность плазмы n_e надежно измеряется в диапазоне $10^{17} - 10^{21} \text{ м}^{-3}$ для интервала температуры $T_e = 0.3 - 200 \text{ эВ}$ при возбуждении линии 388.9 нм ($1s2s^3S \rightarrow 1s3p^3P$) импульсным лазером длительностью 10 нс, с энергией 1 мДж и спектральной шириной 1000 пм при поперечном сечении лазерного пучка 1 см^2 (см. рис. 8).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для применения на установке TRT предложен диагностический комплекс для измерения параметров плазмы в диверторе и в области X-точки совмещенной лазерной диагностикой томсоновского рассеяния и лазерно-индуцированной флуоресценции. Измерения предлагается проводить вдоль трех хорд лазерного излучения, вводимого в плазму в диверторном порту TRT № 15. Системы наблюдения при этом предлагается размещать в

диверторном порту № 15 и экваториальном порту № 13. Каждая из хорд лазерного зондирования предназначена для решения своей функциональной задачи: хорда зондирования вдоль наружной диверторной мишени служит для измерения распределения тепловой нагрузки на наружную диверторную пластину, положение и ширину области максимальной нагрузки (strike point); хорда, направленная вдоль сепаратрисы, позволит измерить градиенты параметров электронного, ионного и нейтрального компонентов плазмы от X-точки до области strike point; хорда зондирования, направленная вертикально из-под диверторной кассеты, позволит измерить плазменные параметры в области X-точки на входе в дивертор.

Совокупность параметров, измеряемых совмещенной диагностикой ТР/ЛИФ позволит:

- обеспечить контроль режима работы дивертора, определяя области преимущественной ионизации/рекомбинации в диверторной плазме с помощью измерений локальных значений скоростных коэффициентов ионизации и рекомбинации (T_e, n_e, n_a (He, H, D, T));

- рассчитать силы трения плазменных потоков о нейтральную компоненту (T_i, n_a (He, H, D, T)) при известной скорости относительного движения компонент плазмы;

- рассчитать изменение давления плазменных компонент вдоль наружной ноги дивертора (T_e, n_e, T_i, n_i);

- определить отношение плотностей изотопов водорода $R_{H/D}$ и $R_{D/T}$.

Финансирование. Постановка задач выполняемых диагностикой ТР, а также формулировка технических требований предъявляемых к системе ТР (разд. 1 и 2) выполнены при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания 0040-2019-0023. Разработка вариантов размещения диагностики на токамаке, а также постановка задачи анализа ожидаемой точности измерения и подходы к калибровке (разд. 3 и 4) выполнены при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания 0034-2019-0001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Krasheninnikov S., Smolyakov A., Kukushkin A.* // On the Edge of Magnetic Fusion Devices. Springer Series in Plasma Science and Technology. 2020. <https://doi.org/10.1007/978-3-030-49594-7>
2. *Mukhin E.E., Kurskiev G.S., Gorbunov A.V., Samsonov D.S., Tolstyakov S.Yu., Razdobarin A.G., Babinov N.A., Bazhenov A.N., Bukreev I.M., Dmitriev A.M., Eleis D.I., Koval A.N., Litvinov A.E., Masyukevich S.V., Senichenkov V.A., Solovej V.A., Tereschenko I.B., Varshavchik L.A., Kukushkin A.S., Khodunov I.A., Levashova M.G., Lisitsa V.S., Vukolov K.Yu., Berik E.B., Chernakov P.V., Chernakov Al.P., Chernakov An.P., Zaitkin P.A., Zhiltsov N.S., Krivoruchko D.D., Skrylev A.V., Mokeev A.N., Andrew P., Kempnaars M., Vayakis G. and Walsh M.J.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59 086052. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab1cd5>
3. *Pitts R.A., Bonnin X., Escourbiac F., Frerichs H., Gunn J.P., Hirai T., Kukushkin A.S., Kaveeva E., Miller M.A., Moulton D., Rozhansky V., Senichenkov I., Sytova E., Schmitz O., Stangeby P.C., De Temmerman G., Veselova I., Wiesen S.* // Nucl. Mater. Energy. 2019. V. 20. 100696. <https://doi.org/10.1016/j.nme.2019.100696>
4. *Pitts R.A., Andrew P., Arnoux G., Eich T., Fundamenski W., Huber A., Silva C., Tskhakaya D.* // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. 1437–48. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/11/005>
5. *Mukhin E.E., Pitts R.A., Andrew P., Bukreev I.M., Chernakov P.V., Giudicotti L., Huijsmans G., Kochergin M.M., Koval A.N., Kukushkin A.S., Kurskiev G.S., Litvinov A.E., Masyukevich S.V., Pasqualotto R., Razdobarin A.G., Semenov V.V., Tolstyakov S.Yu. and Walsh M.J.* // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. 043007. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/54/4/043007>
6. *Den Hartog D.J., Ambuel J.R., Borchardt M.T., Falkowski A.F., Harris W.S., Holly D.J., Parke E., Reusch J.A., Robl P.E., Stephens H.D., and Yang Y.M.* // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. 10D513. <https://doi.org/10.1063/1.3475723>
7. *Scannell R., Walsh M.J., Carolan P.G., Conway N.J., Darke A.C., Dunstan M.R., and Hare D., Prunty S.L.* // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. 10E510. <https://doi.org/10.1063/1.2237488>
8. *Brown B.W., Gowers C.W., Nielsen P. and Schunke B.* // Rev. Sci. Instr. 1995. V. 66. 3077. <https://doi.org/10.1063/1.1145534>
9. *Evans D. and Katzenstein J.* // Rep. Prog. Phys. 1969 V. 32. 207. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/32/1/305>
10. *Kurskiev G.S., Sdvizhenskii P.A., Bassan M., Andrew P., Bazhenov A.N., Bukreev I.M., Chernakov P.V., Kochergin M.M., Kukushkin A.B., Kukushkin A.S., Mukhin E.E., Razdobarin A.G., Samsonov D.S., Semenov V.V., Tolstyakov S.Yu., Kajita S. and Masyukevich S.V.* // Nucl. Fusion. 2015. V.55. 053024. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/5/053024>
11. *Zhiltsov N.S., Kurskiev G.S., Mukhin E.E., Solovey V.A., Tolstyakov S.Yu., Aleksandrov S.E., Bazhenov A.N., Chernakov Al.P.* // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A. 2020. V. 976. 164289. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.164289>
12. *Gorbunov A.V., Mukhin E.E., Berik E.B., Vukolov K.Yu., Lisitsa V.S., Kukushkin A.S., Levashova M.G., Barnsley R., Vayakis G., Walsh M.J.* // Fusion Eng. Des. 2017. V. 123. 695–698. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.05.129>
13. *Gorbunov A., Shuvaev D.A., Moskalenko I.V.* // Plasma Phys. Rep. 2012. V. 38. 574. <https://doi.org/10.1134/S1063780X12070021>

УДК 533.9.082.5

ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В РЕФРАКТОМЕТРИИ TRT

© 2022 г. В. А. Вершков^а, В. Г. Петров^{а, *}, Г. Ф. Субботин^а, Д. А. Шелухин^а,
А. Ю. Афонин^а, К. Ю. Афонин^б

^а НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^б ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

*e-mail: vpetrov1952@yandex.ru

Поступила в редакцию 21.05.2022 г.

После доработки 06.06.2022 г.

Принята к публикации 06.06.2022 г.

Рассмотрены и проанализированы схемы применения рефрактометрии для измерений средней плотности плазмы на установке TRT (токамак реакторных технологий), которая проектируется в настоящее время. Предложены различные схемы реализации рефрактометрии в TRT с учетом известных на данный момент параметров плазмы в различных сценариях работы установки, проведен анализ их работы в условиях TRT. Исследовано влияние различных эффектов на точность определения интегральной плотности плазмы с помощью рефрактометрии в TRT. На основе проведенного анализа, проведена оптимизация количества частотных каналов, используемых в рефрактометрии, предложен вариант размещения элементов диагностики рефрактометрии на установке, проведены оценки параметров системы диагностики: точности определения интегральной плотности плазмы, временного разрешения, минимальной и максимальной измеримых плотностей плазмы, исследована возможность применения системы диагностики в онлайн-режиме.

Ключевые слова: электронная плотность плазмы, высокотемпературные эффекты в плазме, показатель преломления, рефрактометрия плазмы

DOI: 10.31857/S0367292122700159

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время установка TRT (токамак реакторных технологий) проходит стадию концептуального проектирования, многие параметры установки еще не “заморожены”, но тем не менее диапазон изменения параметров плазмы уже ясен, и можно начинать разработку основных диагностических подсистем, по крайней мере тех, которые должны функционировать на начальной стадии работы установки TRT. Одной из таких диагностических подсистем является подсистема рефрактометрии плазмы TRT, вопросам разработки и проектирования которой и посвящена настоящая работа.

В табл. 1 приведены основные параметры установки и плазмы TRT [1, 2].

Отметим основные особенности установки, которые влияют на выбор той или иной схемы работы рефрактометрии TRT, на ее параметры: это достаточно большая плотность плазмы, равная или превышающая плотность плазмы в токамаке ИТЭР, сильное магнитное поле, достаточно высокая электронная температура, большая удельная мощность, выделяемая на сепаратрисе и на

первой стенке, высокие удельные нейтронные нагрузки, сравнимые с таковыми в ИТЭР [3], и т.п. Следует также отметить, что в TRT предполагается использовать мощные (до 40 МВт) системы дополнительного нагрева: гиротроны на частотах 170–230 ГГц, мощностью порядка 1 МВт каждый, систему ионно-циклотронного нагрева на частотах 60–80 МГц, с генераторами мегаваттного уровня мощности, а также систему нейтральной инжекции с энергией пучка ~500 кэВ, что предполагает наличие высокого уровня электромагнитных помех на установке.

Несомненно, что все эти особенности установки TRT должны учитываться и при разработке подсистемы рефрактометрии TRT.

2. ДИАГНОСТИКА РЕФРАКТОМЕТРИИ TRT. ВЫБОР ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ

В нашем случае задача разработки системы рефрактометрической диагностики на стадии ее концептуального проектирования сводится к предварительному определению рабочего диапазона зондирующих частот, количества необходи-

Таблица 1. Основные параметры TRT [1, 2]

Параметр	Значение
Большой радиус плазмы R_0 , м	2.15
Малый радиус a , м	0.57
Вытянутость (k_{sep})	1.8
Треугольность (δ_{sep})	0.3
Конфигурация плазмы	SN (опция DN)
Магнитное поле на оси B_{t0} , Тл	8
Гофрировка δ_{ripple} , %	0.5
Ток плазмы I_{pl} , МА	4...5
Средняя плотность электронов $\langle n_e \rangle$, 10^{20} м^{-3}	До 2
Температура плазмы T , кэВ	6–8
Длительность разряда $T_{discharge}$, с	100/<10 ¹)
Энергетическое время жизни плазмы (τ_E), с	0.3
Отношение мощности, выносимой на сепаратрису, к большому радиусу (P_{sep}/R), МВт/м	14/16 ¹)
Объем/поверхность плазмы V_{pl}/S_{pl} , м ³ /м ²	25/70
Ширина диверторного слоя на экваторе $\lambda_{qmidplane}$, мм	1.5
Зазор плазма–стенка Δ_{Sep-FW} [2], мм	50 in/170 out
Запас устойчивости q_{95}	3.3
Макс. выход нейтронов Y_n , $10^{18} \text{ н/с (МВт/м}^2\text{)}$	0.5–1/до 15 ¹) (0.4)
Отношение термоядерной мощности к мощности нагрева Q	0.01–0.02/>1 ¹)
Пиковая нагрузка на дивертор (без газовой мишени) $Q_{Div. no rad}$, МВт/м ²	30–40

¹) TRT с плазмой D + малая добавка T/D–T плазма.

мых зондирующих частот, к разработке оптической и электронной схемы диагностики, к оценке потерь сигнала на различных участках тракта, в том числе и в плазме, к исследованию влияния различных эффектов на точность определения средней плотности плазмы (высокотемпературные эффекты [4, 5], вертикальное смещение плазмы, рефракция, излучение самой плазмы и поглощение в плазме [6], потери сигнала в тракте и в плазме, взаимное преобразование X–O–X мод в плазме, ошибки измерения магнитного поля, электронной температуры и т.п.). Также необходимо в рамках данной работы оценить ожидаемый уровень соотношения сигнал/шум (SNR), определить зависимость точности определения средней плотности плазмы от количества частотных каналов. И в заключение, необходимо провести предварительную интеграцию системы диагностики на установке, определить расположение различных элементов этой системы диагностики на установке TRT, предложить и обосновать выбор антенной и волноводной систем рефрактометрии, СВЧ-приемной и передающей подсистем.

2.1. Выбор рабочих частот в рефрактометрии

Для начала, необходимо определить диапазон рабочих частот для рефрактометрии.

На рис. 1 представлены радиальные профили основных параметров TRT, определяющих диапазон возможных рабочих частот рефрактометрии (вверху), на том же рисунке внизу представлены характеристические частоты плазмы TRT в рассматриваемом сценарии (сценарий № 1).

Из приведенных графиков видно, что окна прозрачности плазмы TRT располагаются в диапазонах от 67 до 182 ГГц для необыкновенной волны и от 134 до 182 ГГц для обыкновенной волны.

При выборе рабочих частот рефрактометрии мы должны учитывать, что диагностика должна работать не только на стационарной стадии, и не только в рассматриваемом сценарии № 1, но и на стадии запуска установки в работу, когда тороидальное магнитное поле будет меньше (сценарий № 2); соответственно и характеристические частоты плазмы изменятся, что видно из рис. 2, на котором для иллюстрации показаны профили основных физических параметров плазмы и установки для такой фазы, а также характеристические частоты плазмы TRT. Частоты рассчитаны для режима с магнитным полем 5 Тл и со средней электронной плотностью $N_{e_{av}} = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Профили электронной плотности и температуры при этом предполагались такими же, что в сценарии № 1.

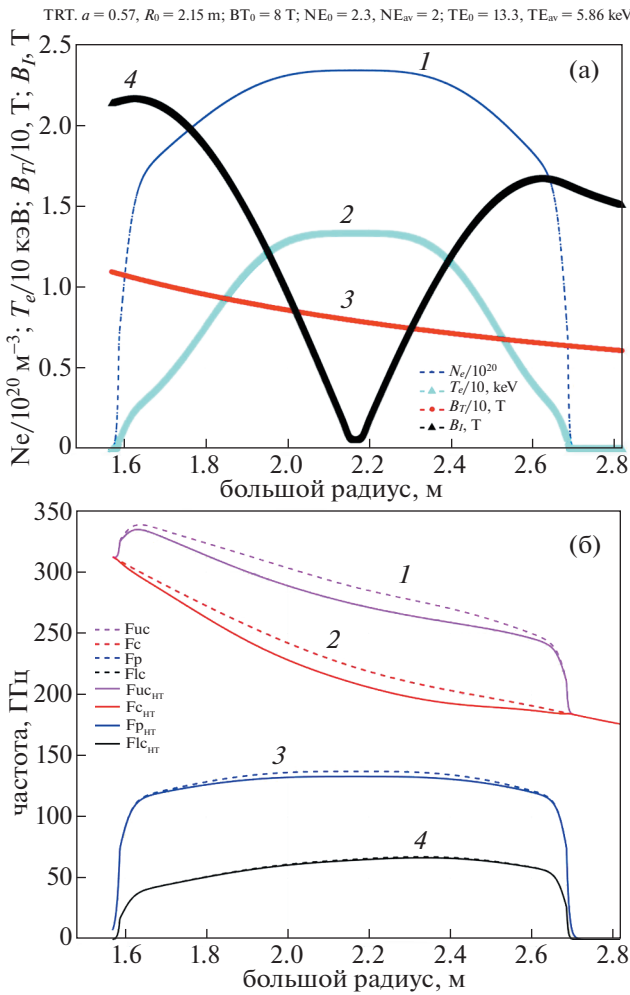


Рис. 1. Радиальные профили основных параметров TRT. Сценарий № 1: 1 – электронная плотность плазмы N_e , 2 – электронная температура T_e , 3 – тороидальное магнитное поле B_T , 4 – полоидальное магнитное поле B_I (а); характеристические частоты плазмы TRT в этом сценарии (б): 1 – верхняя частота отсечки на необыкновенной волне, 2 – частота ЭЦР, 3 – плазменная частота, 4 – нижняя частота отсечки на необыкновенной волне, штриховыми линиями показаны частоты при $T_e = 0$, сплошными линиями – частоты при учете высокотемпературных эффектов (HT).

Видно, что в этом режиме окна прозрачности плазмы TRT будут расположены в частотных диапазонах от 51 до 113 ГГц для необыкновенной волны и от 95 до 113 ГГц для обыкновенной волны (возможное поглощение плазмы на частотах ниже циклотронной пока не учитываем).

С учетом всего вышесказанного, выбор рабочих частот рефрактометрии предлагается выбрать следующие частотные диапазоны: V – 50–75 (WR-15), W – 75–110 (WR-10), D – 110–170 (WR-6) ГГц на необыкновенной волне и 75–110 (WR-10), 110–170 (WR-6) ГГц на обыкновенной волне. Естественно, что при этом частоты меньше 95 и меньше 134 ГГц на обыкновенной волне

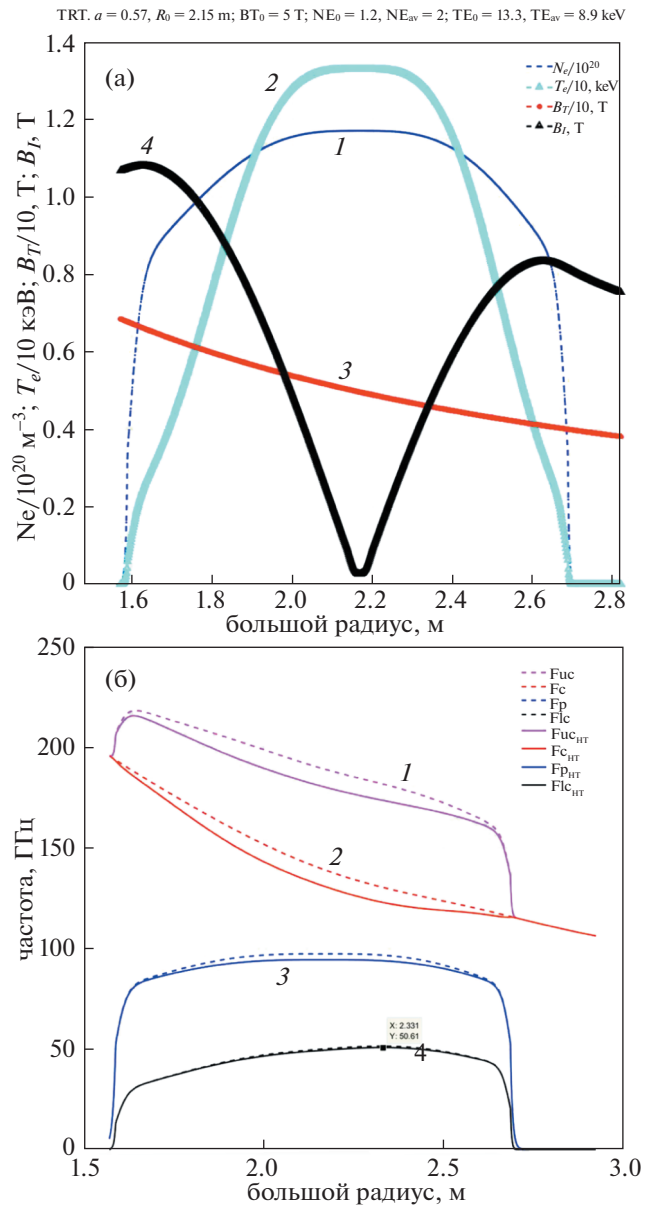


Рис. 2. Радиальные профили основных параметров TRT в режиме пониженного магнитного поля 5 Тл (а): 1 – электронная плотность плазмы N_e , 2 – электронная температура T_e , 3 – тороидальное магнитное поле B_T , 4 – полоидальное магнитное поле B_I ; характеристические частоты плазмы TRT в этом сценарии (б), 1 – верхняя частота отсечки на необыкновенной волне, 2 – частота ЭЦР, 3 – плазменная частота, 4 – нижняя частота отсечки на необыкновенной волне, штриховыми линиями показаны частоты при $T_e = 0$, сплошными линиями – частоты при учете высокотемпературных эффектов (HT).

будут использоваться только в режимах низкой плотности соответствующих сценариев (с пониженным полем 5 Тл и с высоким полем 8 Тл), в которых плазма будет прозрачна.

Второй вариант выбора рабочих частот – диапазоны E (60–90 ГГц, WR-12), F (90–140 ГГц,

WR-8) ГГц на необыкновенной волне и диапазоны F (90–140 ГГц, WR-8), G (140–220 ГГц, WR-5) на обыкновенной волне.

На данный момент, первый вариант выбора волноводных диапазонов для рефрактометрии представляется более предпочтительным, поскольку он лучше согласуется с окном прозрачности плазмы, к тому же диапазон WR-6 предпочтительнее диапазона WR-5 с точки зрения коммерческой доступности СВЧ-компонент и выходной мощности активных элементов. Если же исключить диапазон WR-5 (140–220 ГГц) из второго варианта, ограничившись зондированием в диапазоне F (90–140 ГГц) на обыкновенной волне, то в этом варианте будут доступны только режимы со средней плотностью $N_{e_{av}}$ не выше $1.6 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (точнее, с максимальной плотностью не выше $1.9 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$), и точность определения средней плотности будет составлять несколько процентов в области ее максимальных значений. Окончательный выбор волноводных диапазонов будет сделан на более позднем этапе разработки, с учетом данных о параметрах плазмы для других возможных сценариев разряда и после детального анализа выходных параметров СВЧ-компонент, имеющихся в коммерческом доступе на тот момент.

Первый вариант мы рассматриваем как базовый, и в дальнейшем более подробно будем анализировать именно этот вариант. При таком выборе рабочих частот, система диагностики будет способна измерять среднюю плотность плазмы во всех сценариях работы установки¹.

При сужении полосы рабочих частот рефрактометрии соответственно сузится и диапазон измерений плотности плазмы, например, если ограничиться диапазоном 90–140 ГГц (WR-8) на обыкновенной волне.

Отметим также, что возможен выбор рабочих частот рефрактометрии на необыкновенной волне в частотных диапазонах 50–75 (WR-15), 75–110 ГГц (WR-10). В этом случае несколько снизится точность измерений средней плотности плазмы в режимах с ее низкой плотностью, пределы измерения средней плотности плазмы при этом не изменятся: не менее $(0.02-2) \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$, система диагностики в этом случае будет проще в проектировании и изготовлении, соответственно, понизится также ее стоимость (стоимость СВЧ-компонент с более высокими несущими частотами существенно выше стоимости аналогичных компонент для более низкочастотных диапазонов).

Следует также заметить, что при зондировании на обыкновенной волне результаты измерений не будут зависеть от магнитного поля, что весьма положительно скажется на скорости обра-

ботки данных измерений, и, соответственно, на временном лаге онлайн-измерений плотности с помощью рефрактометрии. Однако для решения о возможности проведения таких измерений на обыкновенной волне необходимо проведение оценок поглощения и излучения плазмы, что выходит за пределы данной работы, такие оценки будут проведены на следующей стадии работ.

В процессе разработки системы рефрактометрической диагностики в TRT также необходимо провести анализ работы этой системы на этапе пробоя плазмы [7].

На рис. 3а показана конфигурация плазмы в моменты ввода тока плазмы I_p до 5 МА (фиолетовая линия – лимитер). Плато тока плазмы ($I_p \approx 5 \text{ МА}$) начинается в момент времени $t = 30 \text{ с}$. На рис. 3б показана эволюция средних по объему плазмы величин электронной и ионной температур и концентрации электронов в процессе ввода тока [7]. Антенны диагностической системы будут располагаться со стороны слабого магнитного поля, (и, при наличии такой возможности, также на стороне сильного магнитного поля) в экваториальной плоскости плазменного шнура (на уровне $z = 0.5$), зондирование должно проводиться по направлению градиента плотности плазмы для минимизации эффектов рефракции. Из рис. 3 видно, что на стадии пробоя рефрактометрия не “увидит” плазму, плазма появляется в зоне видимости системы диагностики на момент времени $t = 7.25 \text{ с}$. Из этого следует, что рефрактометрическая диагностика должна работать в “бессбойном” режиме, т.е. необходимо проводить непосредственные измерения времени задержки, или проводить измерения времени задержки посредством измерений фазового набега на частоте АМ, или на разностной частоте, причем измеряемые фазовые набеги не должны превышать величину 2π [8].

Энергетически более выгодными (по сравнению с импульсными измерениями) являются именно измерения фазового набега на разностной частоте (дифференциальная рефрактометрия [8]), или же применение метода амплитудной модуляции (АМ), как это предлагается в ИТЭР. Кроме того, очевидно, что для определения средней плотности плазмы в условиях TRT, по аналогии с проектом диагностики рефрактометрии в ИТЭР, будет необходимо многочастотное зондирование [9] чтобы исключить зависимость результатов измерений от профиля электронной плотности. На данном этапе работ делать окончательный вывод о преимуществах выбора АМ-схемы или схемы ДР (дифференциальной рефрактометрии) преждевременно, это будет сделано на более поздней стадии работ. Здесь же можно только отметить, что АМ-схема будет проще и дешевле, а схема ДР позволяет в принципе измерять не только среднюю плотность плазмы, но и про-

¹ Более подробно этот вопрос будет затронут далее.

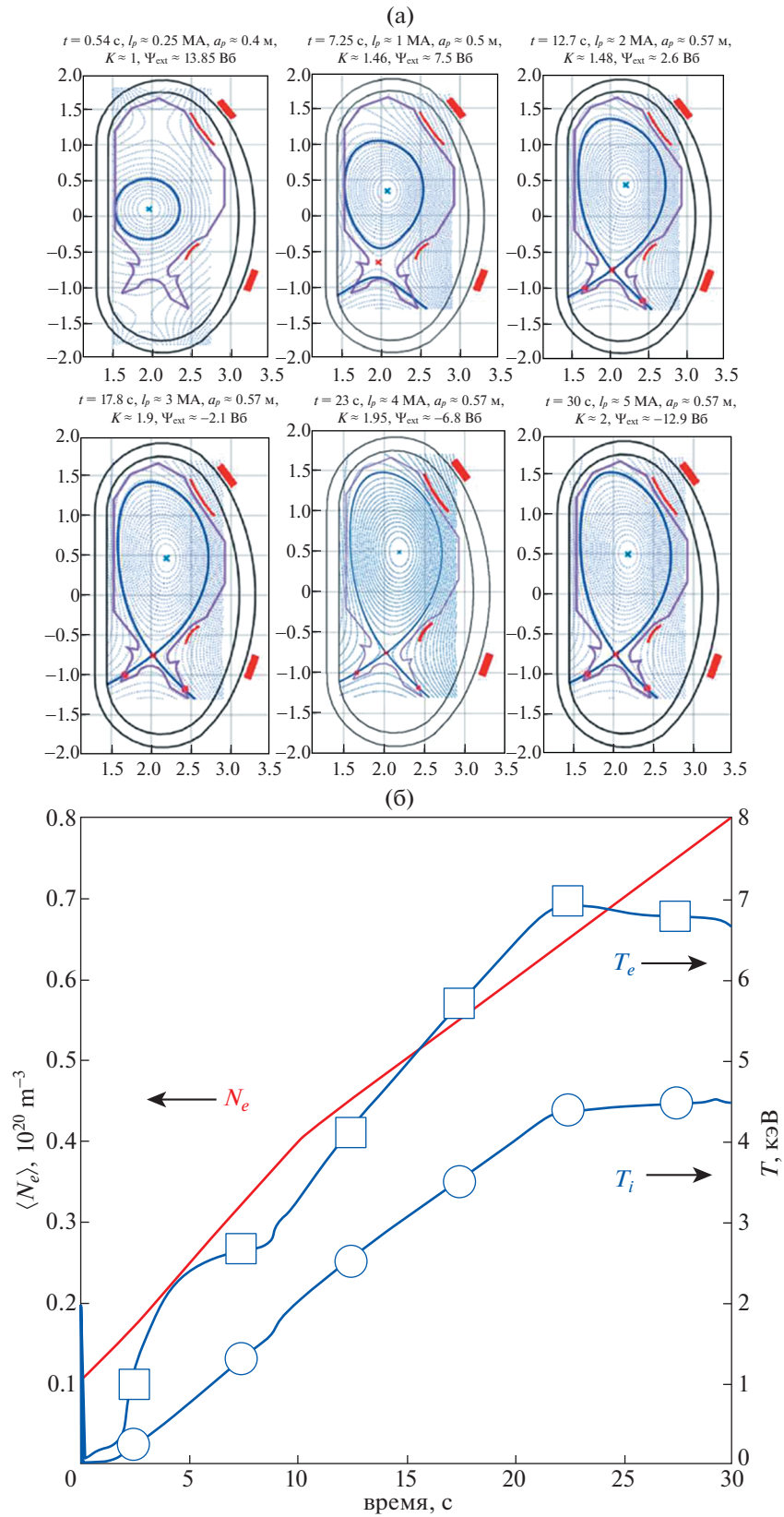


Рис. 3. Эволюция формы плазмы в течение подъема тока плазмы I_p до величины 5 МА (фиолетовая линия – лимитер) (а); эволюция средних по объему плазмы величин электронной и ионной температур и концентрации электронов в процессе ввода тока (б) [7].

водить измерения флуктуаций плотности плазмы, при достаточном уровне соотношения сигнал/шум, но более затратно.

2.2. Расчеты ожидаемого времени задержки (фазового набега) в системе рефрактометрической диагностики TRT

Далее, для определенности, все предварительные оценки будут проводиться для зондирующих частот $f_{ix} = 50, 75, 100, 110, 140, 170$ ГГц на необыкновенной волне и частот $f_{io} = 75, 100, 110, 140, 170$ ГГц на обыкновенной волне.

Проведем оценки ожидаемого фазового набега (временной задержки) микроволнового сигнала в плазме TRT для рефрактометра [10, 11]

$$\Delta\tau(f) = \frac{\delta\Phi(f)}{\delta f \cdot 2\pi} - \frac{l}{c} = \frac{1}{c} \int_0^l \left(\mu(x, f) - 1 \right) + f \frac{\delta\mu(x, f)}{\delta f} dx, \quad (1)$$

где $\Delta\tau(f)$ – временная задержка, f – несущая частота зондирующего сигнала, $\mu(x, f)$ – коэффициент преломления, c – скорость света, x – горизонтальная координата, вдоль которой происходит зондирование плазмы.

На рис. 4 для примера представлены результаты расчетов для частот из области зондирования на обыкновенной волне для сценария с максимальной электронной плотностью (с магнитным полем 8 Тл) – зависимость фазового набега/времени задержки сигнала от средней плотности плазмы по хорде зондирования для разных частот. В качестве иллюстрации приведены зависимости для частот диапазонов окон прозрачности для сценариев с максимальной плотностью $N_{e_{av}} = 2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (170, 140 ГГц) и $N_{e_{av}} = (1.2, 1, 0.57) \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (110, 100 и 75 ГГц соответственно). Зондирование предполагалось в горизонтальной плоскости симметрии плазменного шнура, вдоль градиента электронной плотности. Расчеты проведены для одного прохода сигнала через плазму, высокотемпературные эффекты не учитывались. Видно, что эта зависимость не линейна, особенно для частот близких к частотам отсечки.

Предполагая, что минимальный измеримый фазовый набег в условиях TRT будет около 1° , легко установить, что зондирование на частоте 75 ГГц в условиях TRT позволит измерять минимальную среднюю плотность, не превышающую $N_{e_{av}} = 1 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, а на частоте 100 ГГц, – не превышающую $N_{e_{av}} = 1.7 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, т.е. динамический диапазон рефрактометрии будет более 100 как в сценарии № 1, так и в сценарии № 2.

2.3. Чувствительность методики к профилю электронной плотности

Посмотрим, насколько чувствительна рефрактометрическая диагностика к профилю электронной плотности. Для этого представим профиль электронной плотности параболой вида $N_e(\rho) = N_e(0)(1 - \rho^2)^\alpha$, где $\rho = r/a$, нормированный малый радиус плазмы, α – показатель параболы. На рис. 5а представлены различные профили электронной плотности, а также соответствующие им зависимости набега фазы от средней плотности плазмы, при зондировании на обыкновенной волне на частотах 170, 140 и 75 ГГц (рис. 5б–г соответственно).

Из рисунка видно, что в случае более плоских профилей, чем профиль в заданном сценарии, зависимость измеряемого набега фазы от α более слабая, чем в случае более острых профилей. При этом (если профиль электронной плотности более плоский, чем в заданном сценарии) ошибка в определении средней плотности плазмы не превысит $\pm 3.5\%$ независимо от α , или не превысит $\pm 0.6\%$ независимо α , если средняя плотность плазмы не превышает $1.0 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (предполагается, что средняя плотность плазмы определяется из данных только одного частотного канала 170 ГГц).

Если не ограничиваться рассмотрением только плоских профилей, тогда ошибка в определении средней плотности плазмы не превысит $\pm 4\%$ независимо от α , если средняя плотность плазмы не превышает $1.0 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (при определении средней плотности плазмы из данных только одного частотного канала 170 ГГц).

Проведем аналогичные оценки зависимости фазового набега от средней плотности плазмы для зондирования плазмы на необыкновенной волне для разных профилей плотности плазмы.

Видно, что для сохранения чувствительности фазовых измерений необходимо вместе с изменением зондирующей частоты изменять также и разностную частоту частотного канала, это также справедливо для зондирования на обыкновенной волне (см. рис. 5).

При зондировании на необыкновенной волне только на частоте 140 ГГц результаты измерений будут практически не зависимы от параметра α , если этот параметр меняется от 0.1 до 1 и средняя плотность плазмы не превышает $1.55 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$, ошибки в измерении этой плотности будут в пределах $\pm 2.0\%$; если же предположить, что параметр α меняется в пределах 0.1–1.5, то ошибки в измерении средней плотности плазмы будут в пределах $\pm 3.5\%$ при условии что сама величина средней плотности плазмы не будет превышать $1.3 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

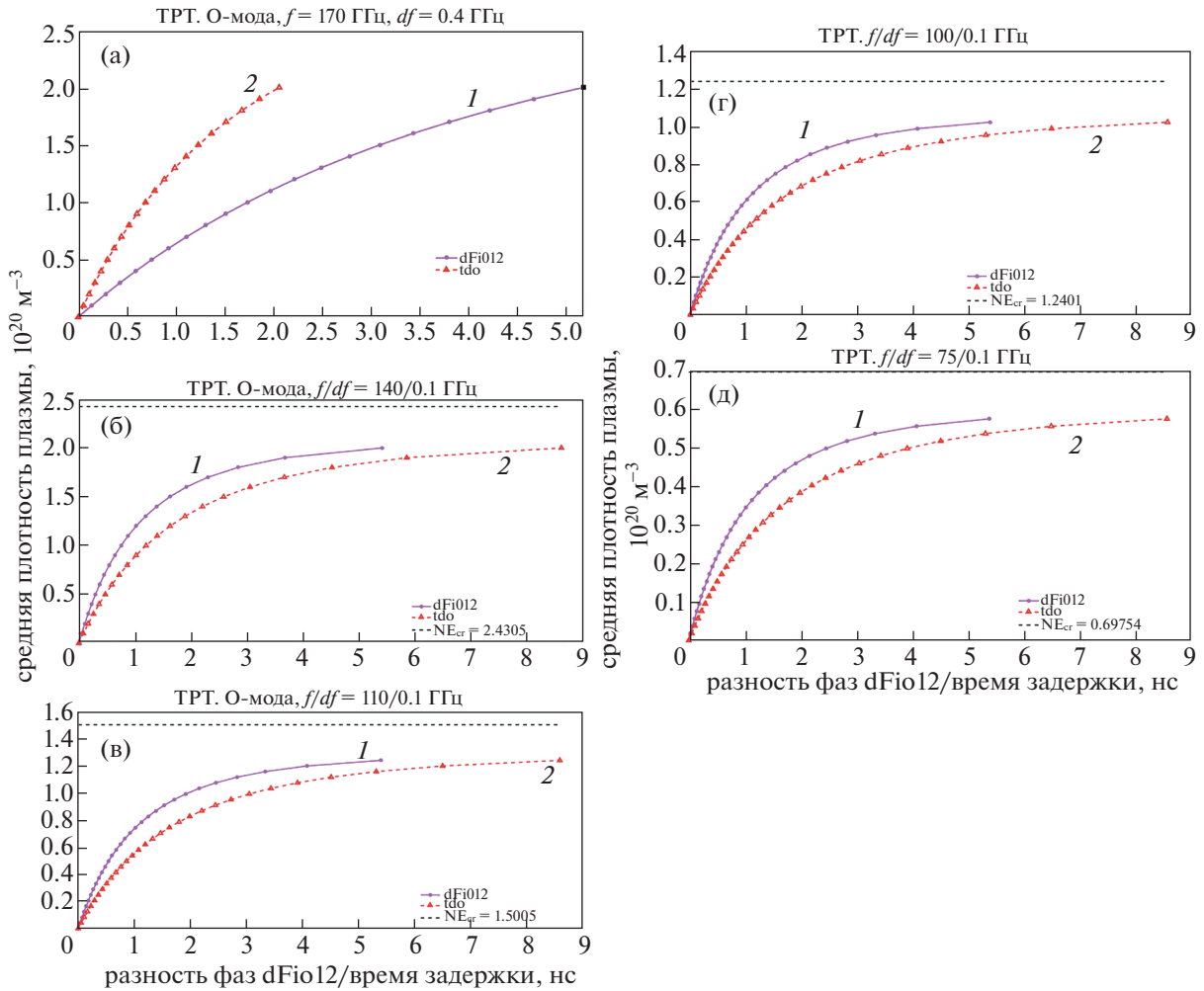


Рис. 4. Зависимость фазового набега (1) и времени задержки сигнала (2) от средней плотности плазмы по хорде при зондировании плазмы на обыкновенной волне: зондирование на частотах 170 (а), 140 (б), 110 (в), 100 (г) и 75 ГГц (д). Для четырех нижних частот на графиках указана также критическая плотность (штриховой линией), при которой происходит отражение зондирующего луча.

2.4. Определение оптимальной разностной частоты в зависимости от зондирующей частоты

Чтобы получить оценку сверху на разность частот, находим зависимость фазы несущего сигнала после прохождения через плазму от частоты сигнала согласно (1), а затем находим необходимую минимальную разность частот, чтобы набег фазы $\Delta\Phi_{12} = \varphi_2 - \varphi_1$ не превышал 2π , т.е.

$$df_{\max} = 2\pi(d\varphi/df). \tag{2}$$

На рис. 7а приведены зависимости предельного значения разности фаз при зондировании на обыкновенной волне и при зондировании на необыкновенной волне (рис. 7б), при которых измерения будут однозначными (разность фаз меньше 2π).

Видно, что в интересующей нас области частот набег фазы $\Delta\Phi$ не превышает 2π , если разностная частота биения зондирующего сигнала не превы-

шает предельную частоту $df_{\max} = 50\text{--}500 \text{ МГц}$ при зондировании на обыкновенной волне и $300\text{--}800 \text{ МГц}$ при зондировании на необыкновенной волне, в зависимости от несущей частоты зондирующего излучения.

С уменьшением разностной частоты уменьшается измеряемая фаза сигнала биений, и как следствие, соотношение сигнал/шум, поэтому разностную частоту целесообразно принимать близкой к максимальной (2π), как это было сделано при проведении расчетов в предыдущем разделе.

Для схемы с АМ-модуляцией, проведенный анализ тоже применим, если учесть в этом случае, что разностная частота равна удвоенной частоте АМ-модуляции, т.е. в случае использования схемы с АМ-модуляцией частота модуляции должна быть не более $df_{\max}/2$.

Поскольку разностная частота (частота АМ-модуляции) будет находиться в диапазоне

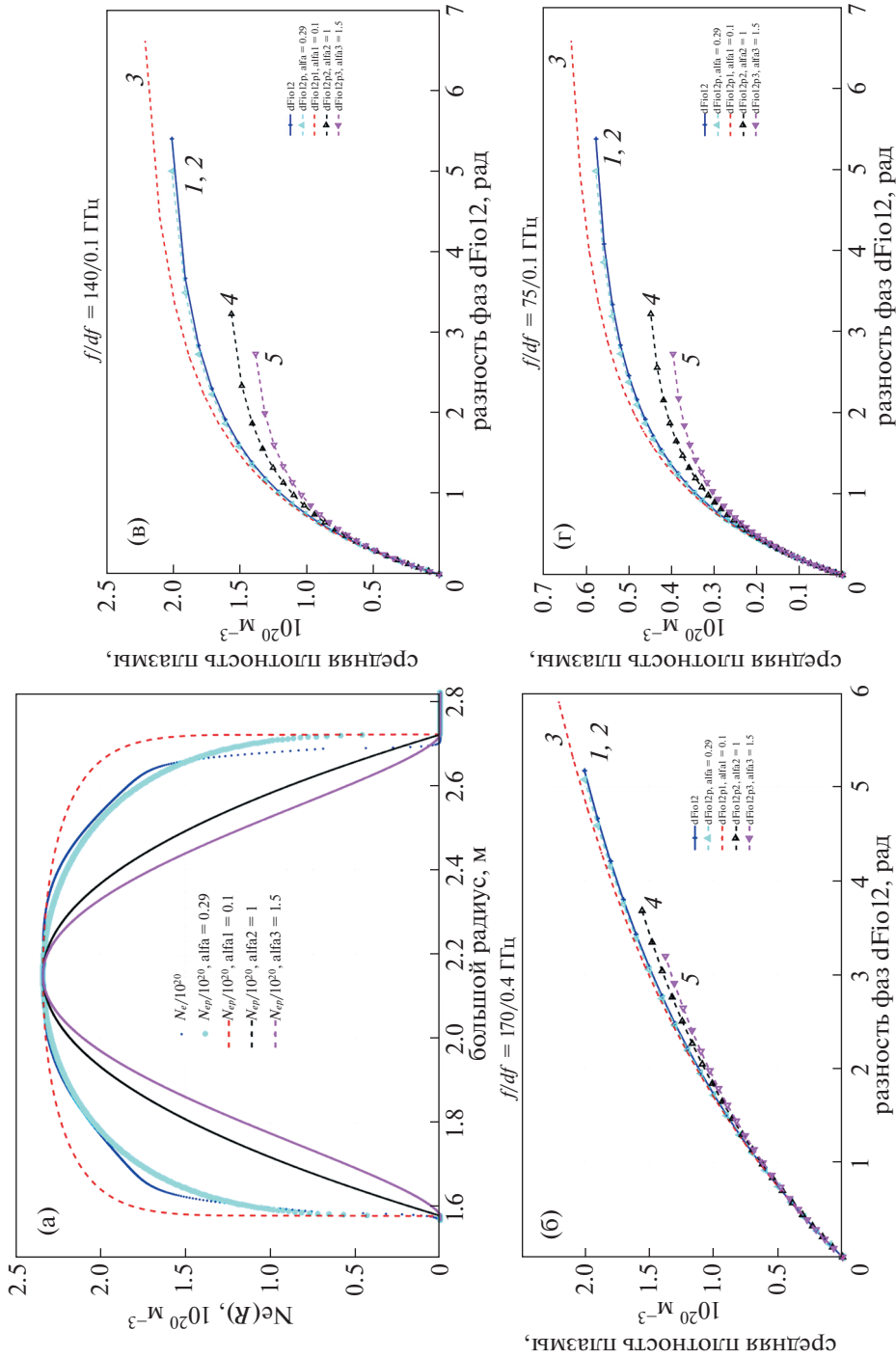


Рис. 5. Профили электронной плотности (а), соответствующие им зависимости набега фазы от средней плотности плазмы (б–г). N_e – профиль электронной плотности в рассматриваемом сценарии, dF_{io12} – соответствующая ей зависимость набега фазы от средней плотности плазмы; N_{ep} – профиль электронной плотности с показателем параболы $\alpha = 0.29$, для которой средняя плотность плазмы совпадает со средней плотностью набега фазы в заданном сценарии, dF_{io12p} – соответствующая ей зависимость набега фазы от средней плотности плазмы; N_{epi} – модельные профили электронной плотности с разными показателями параболы $\alpha = 0.1, 1, 1.5$, dF_{io12pi} ($i = 1, 2, 3$) – соответствующие им зависимости набега фазы от средней плотности плазмы; при зондировании на обыкновенной волне на частотах 170 (б), 140 (в), 75 ГГц (г).

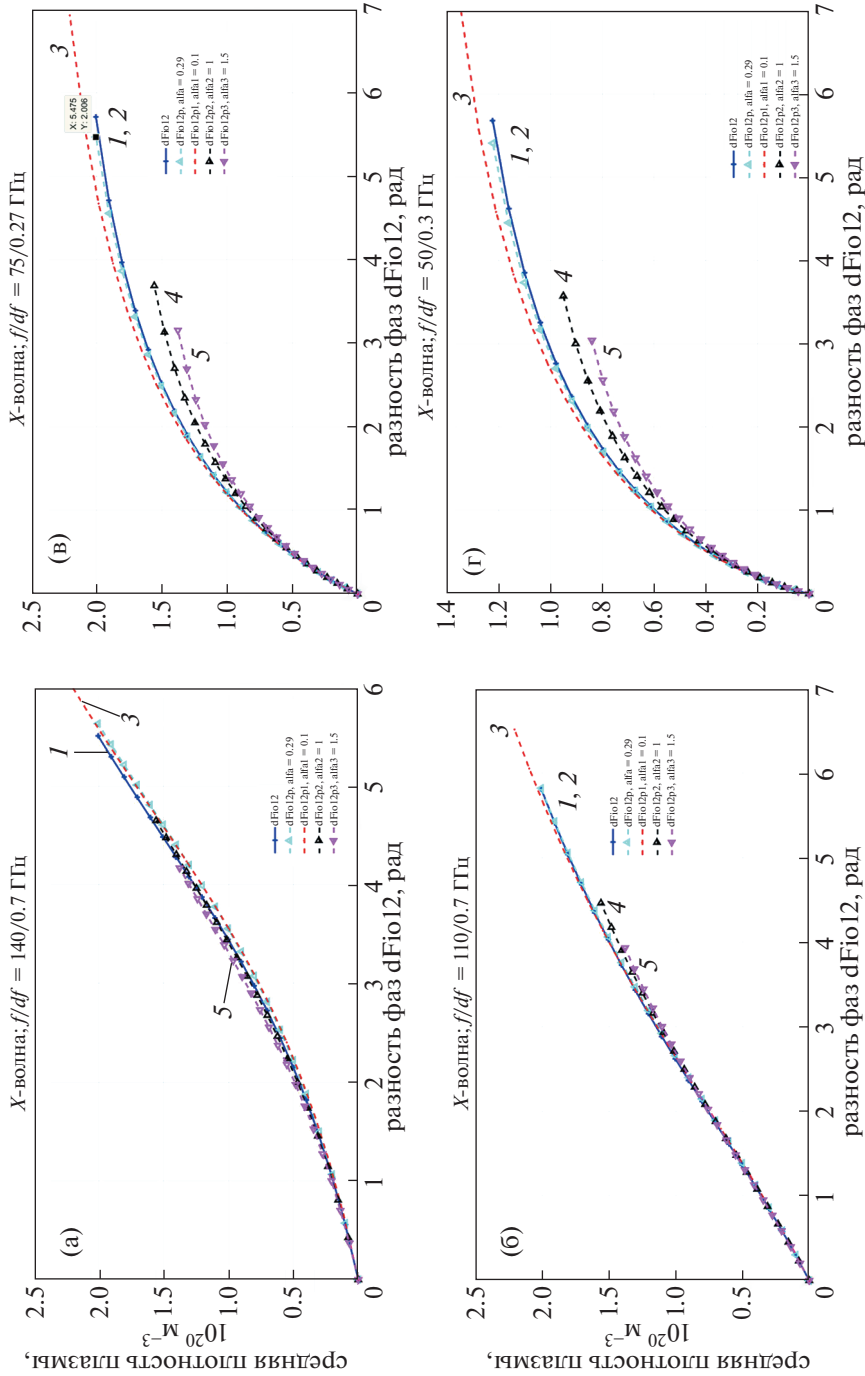


Рис. 6. Зависимость набега фазы на необыкновенной волне от средней плотности плазмы: dF_{ie12} – зависимость набега фазы от средней плотности плазмы в заданном сценарии (1); dF_{ie12p} (2) – зависимость набега фазы от средней плотности плазмы для квазипараболического профиля плотности с $\alpha = 0.29$ (показатель параболы со средней плотностью плазмы, равной средней плотности плазмы в заданном сценарии); dF_{ie12pi} ($i = 1, 2, 3$) – зависимости набега фазы от средней плотности плазмы для квазипараболических профилей с разными показателями параболы $\alpha = 0.1, 1, 1.5$ (3, 4 и 5 соответственно). При зондировании на необыкновенной волне на частоте 140 ГГц, разностная частота 0.7 ГГц (а); на частоте 110 ГГц, разностная частота 0.3 ГГц (б); на частоте 75 ГГц, разностная частота 0.27 ГГц (в); на частоте 50 ГГц, разностная частота 0.3 ГГц (г).

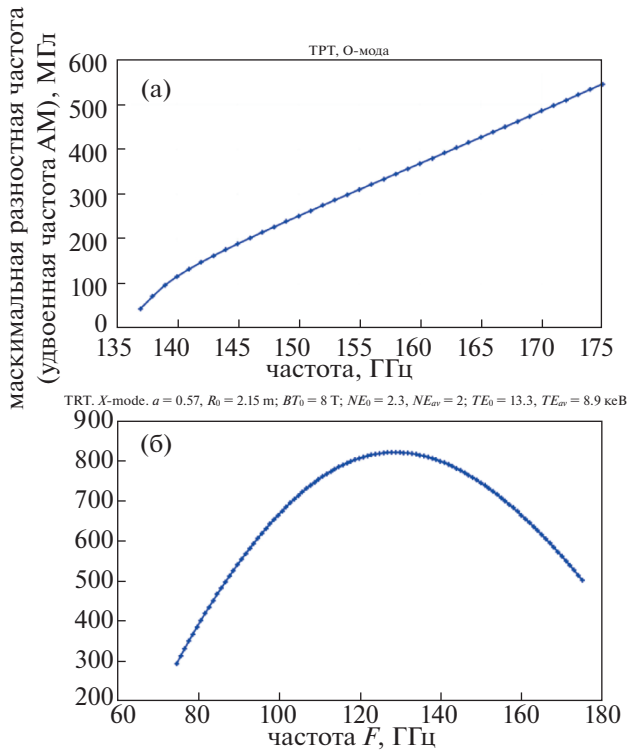


Рис. 7. Верхний предел для разностной частоты дифференциального рефрактометра (половины частоты АМ) в зависимости от несущей частоты зондирующего излучения: при зондировании на обыкновенной волне (а), на необыкновенной волне (б) для сценария № 1.

сотен МГц, очевидно, что полоса частот приемного канала может быть порядка МГц, что позволит обеспечить временное разрешение сигнала на уровне мкс. Даже с учетом возможного усреднения данных и времени, необходимого для онлайн-обработки и определения интегральной плотности, временное разрешение онлайн определения интегральной плотности плазмы для рефрактометрической диагностики будет порядка 1–5 мс, как это показывает опыт разработки подобной системы диагностики в ИТЭР.

2.5. Определение минимальной измеримой средней плотности плазмы для рефрактометрической диагностики и динамического диапазона прибора

Как показывает детальный анализ (см. также разд. 2.2), зондирование на обыкновенной волне на частоте 75 ГГц в условиях TRT позволит измерять минимальную среднюю плотность плазмы², не превышающую $N_{e_{av}} = 1 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, на частоте 100 ГГц – не превышающую $N_{e_{av}} = 1.8 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, на частоте 110 ГГц – не превышающую $N_{e_{av}} = 0.6 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, на частоте 140 ГГц – не превыша-

² Предполагаем, что минимальный измеримый фазовый набег в условиях TRT будет не хуже 1° .

ющую $N_{e_{av}} = 3.6 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Верхний предел для измеряемой средней плотности плазмы будет при этом 0.57×10^{20} , 1×10^{20} , 1.2×10^{20} , $2.0 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ соответственно, т.е. многочастотное зондирование позволяет не только компенсировать влияние профиля электронной плотности на интерпретацию результатов измерений, но и обеспечивает динамический диапазон рефрактометрической диагностики более 100 как в сценарии № 1, так и в сценарии № 2.

Аналогично, зондирование на необыкновенной волне на частоте 50 ГГц в условиях TRT позволит измерять минимальную среднюю плотность плазмы, не превышающую $N_{e_{av}} = 2.3 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, на частоте 75 ГГц – минимальную среднюю плотность плазмы, не превышающую $N_{e_{av}} = 2.2 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, а на частоте 110 ГГц – не превышающую $N_{e_{av}} = 0.6 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Верхний предел для измеряемой средней плотности плазмы будет при этом 1.2×10^{20} , $2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ соответственно, т.е. динамический диапазон рефрактометрической диагностики будет более 100 как в сценарии № 1, так и в сценарии № 2. Мы видим, что на необыкновенной волне достаточно использовать зондирующие частоты в диапазоне 50–75 и 75–110 ГГц, при этом будет обеспечен динамический диапазон измерений по плотности плазмы не менее 100 и рефрактометрический метод диагностики плазмы будет работоспособен во всех режимах работы установки.

2.6. Влияние ошибок измерения магнитного поля, температуры на определение средней электронной плотности

Пусть нам известны времена задержки $\Delta\tau_{\text{exp},i} = 1, \dots, N$, полученные из измерений для некоторых частот F_i . Предположим, что известны также распределение магнитного поля B , температуры электронов T_e и нормализованного тороидального потока $\psi(R)$, вдоль хорды зондирования. В свою очередь, зависимость профиля плотности от ψ может быть описана в виде функции $n_e(\psi(\alpha_j))$ с параметрами α_j , $j = 1, \dots, M$. Из известного распределения $\psi(R)$, зная $n_e(\psi)$, можно определить профиль плотности и среднюю плотность плазмы. И наоборот, предположив зависимость $n_e(\psi)$, можно вычислить времена задержки $\Delta\tau_i$ для тех же частот F_i .

Таким образом, задача определения средней электронной плотности плазмы из измеренных экспериментально времен задержки сводится к минимизации функционала

$$RSS(\alpha_{1,\dots,M}) = \sum_i^N (\Delta\tau_i(\alpha_{1,\dots,M}) - \Delta\tau_{\text{exp},i})^2$$

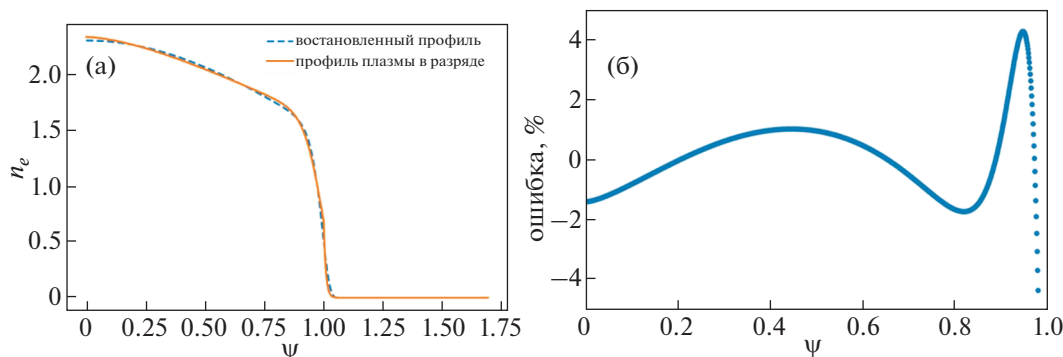


Рис. 8. Аппроксимация профиля $n_e(\psi)$: профиль $n_e(\psi)$ в TRT и аппроксимированный профиль (оранжевый и синий соответственно) (а); относительная ошибка аппроксимации профиля $n_e(\psi)$ (б).

путем подбора значений α_j . Из этих значений затем восстанавливается профиль электронной плотности $n_e(\psi)$, и далее определяются профиль плотности $n_e(R)$, и средняя плотность плазмы $\langle n_e \rangle$ [9].

В качестве примера рассмотрим основной сценарий TRT с полем 8 Тл. В качестве функции $\psi(\alpha_j)$ выберем четырехпараметрическую функцию вида $3 \times 10^{20} \alpha_1 \exp[-(\psi/\alpha_2)^2] \exp[-(\psi/\alpha_3)^{\alpha_4}]$, использованную ранее для аппроксимации профилей электронной плотности на ИТЭР.

На рис. 8 приведен пример аппроксимации профиля плотности плазмы данной функцией. Представлены профиль $n_e(\psi)$ в TRT и аппроксимированный профиль (оранжевый и синий соответственно) на левом графике. Справа показана относительная ошибка аппроксимации профиля $n_e(\psi)$, она меньше 2% в центральной части шнура и достигает 4% на периферии.

Поскольку для оценки интегральной плотности плазмы необходимы начальные значения коэффициентов α_j , от которых также зависит точность полученной оценки, данный алгоритм предполагает использование коэффициентов с предыдущих моментов измерения плотности плазмы; за неимением временной эволюции плазменного шнура, возьмем функцию, полученную на рис. 8 и уменьшим все коэффициенты α_j на 10–50%. В табл. 2 представлены полученные результаты, показывающие, как зависит относительная ошибка определения интегральной электронной плотности от числа зондирующих частот. Видно, что при использовании трех или четырех частот относительная ошибка измерения интегральной плотности намного меньше ошибки аппроксимации профиля плазмы 4% даже при значительных отличиях коэффициентов α_j от оптимальных значений.

Из этих оценок можно сделать вывод, что для стабильно точной работы системы диагностики требуется использование 3–4 частот одновременно; в то же время, при небольшой скорости изменения профиля плотности плазмы, — например,

при работе в квазистационарном режиме, когда параметры α_j изменяются слабо с момента предыдущего измерения (1–5 мс) — использование 1–2 частот дает удовлетворительную точность определения интегральной плотности плазмы.

Таким образом, на квазистационарной стадии разряда, можно ожидать вполне удовлетворительной точности определения средней электронной плотности даже при использовании одной, или двух зондирующих частот, что, несомненно, должно улучшить быстродействие онлайн-измерений. Подобный анализ будет продолжен в будущем, алгоритм усовершенствован.

2.7. Влияние рефракции зондирующего луча на сигнал

Проведем оценки влияния рефракции зондирующего луча на траектории лучей в приближении геометрической оптики, при этом поглощение луча в плазме не учитываем, предполагая его малым в диапазоне рабочих частот.

Для оценки максимального смещения зондирующего луча для упрощения расчетов обычно используют простую формулу [12] $\sin \Theta_0 = n_{\max}/n_{\text{reflect}}$, где Θ_0 — максимальный угол отклонения зондирующего луча, n_{\max} , n_{reflect} — максимальная электронная плотность плазмы по хорде зондирования и электронная плотность, при которой происходит отражение для зондирующей частоты (критическая плотность), соответственно. Однако следует иметь в виду, что это оценка максимально возможного отклонения зондирующего пучка при параболическом распределении плотности плазмы (для круглых токамаков) и такое отклонение наблюдается при существенном расстройстве центра плазмы или при неустойчивости удержания плазмы в плоскости, перпендикулярной хорде зондирования, к тому же эта оценка справедлива при условии $n_{\max} \ll n_{\text{reflect}}$, что в нашем случае, вообще говоря, не выполняется. Поэтому проведем более точные оценки, и опреде-

Таблица 2. Зависимость относительной ошибки определения интегральной электронной плотности от количества используемых частот и точности выбора начальных коэффициентов

Количество частот/процент изменения α_j	10%	20%	30%	40%	50%
	Относительные ошибки определения интегральной электронной плотности				
4	0.9	0.7	0.2	0.2	0.1
3	0.9	0.3	0.2	0.4	9.8
2	0.9	2.4	3.6	11.9	12.1
1	1.7	3.1	8.3	12.8	15.6

лим угол рефракции Θ , используя уравнение эйконала [13–15]

$$\Theta_{o,e}(f, x) = \int_l \frac{1}{\mu_{o,e}} \frac{\partial \mu_{o,e}}{\partial n}(f, x, z) dl,$$

где $\mu_{o,e}$ – показатель преломления плазмы на обыкновенной (o) и необыкновенной (e) волнах соответственно; x – координата по направлению большого радиуса (по горизонтали), z – координата по вертикали. Производная под знаком интеграла берется по направлению нормали n , перпендикулярному к траектории луча l . Интеграл по dl вычисляется вдоль траектории луча l .

На рис. 9 в качестве иллюстрации представлены результаты расчетов для обыкновенной волны с частотой 160 ГГц при зондировании со стороны слабого магнитного поля в экваториальной плоскости вдоль магнитной оси ($z = 0.5$ м) и при вертикальном смещении плазменного шнура на ± 5 см ($z = 0.55$ м и $z = 0.45$ м). Показаны зависимости от большого радиуса: показателя преломления плазмы (рис. 9а); изменения направления луча (приращения Θ) после прохождения лучом ячейки размером 1×1 см в плазме (рис. 9б); угла рефракции луча (рис. 9в); траектории лучей в плазме; также на нижнем графике показана зависимость набега фазы в плазме от вертикального положения зондирующего луча (рис. 9г). Направление луча на входе в плазму горизонтальное, параллельно большому радиусу токамака R . Расчеты проведены для сценария с высоким магнитным полем 8 Тл. Показаны случаи, когда центр плазменного шнура находится на оси зондирующего луча ($z = 0.5$ м), и когда имеется вертикальное смещение ± 5 см плазменного шнура относительно зондирующего канала.

Из приведенных графиков видно, что смещение луча на ± 5 см от оси плазменного шнура приводит к незначительному изменению набега фазы, не превышающему сотых долей градуса. Очевидно, что в нашем случае такие изменения фазы находятся за пределами измерений. Соответственно, можно утверждать, что изменение вертикального положения плазменного шнура в этих пределах несущественно для рефрактометрии, и приводит только к уменьшению уровня сигнала

на детекторе примерно на 3 дБ. Проведение более точных оценок на этой стадии нецелесообразно, поскольку конфигурация электромагнитной системы TRT еще не заморожена и будет меняться.

В табл. 3 представлены результаты расчетов. Расчеты проводились для частоты 160 ГГц, апертура передающей и приемной антенн 4×6 см (высота к ширине), передающая и приемная антенны расположены на радиусах 2.91 и 1.53 м соответственно. Видно, что при вертикальном смещении плазмы в пределах от -9 до $+5$ см мощность сигнала на приемной антенне уменьшится примерно в 2 раза, т.е. на 3 дБ. Более точные оценки будут проведены на более поздней стадии, когда будут более точно определены различные сценарии разряда в TRT и параметры плазмы в этих сценариях, и заморожена конфигурация электромагнитной системы TRT. Тогда же будет проведен анализ для зондирования на необыкновенной волне.

2.8. Оценки ослабления сигнала в плазме и в волноводном тракте, соотношение сигнал/шум в рефрактометрии

Оценки минимальной измеримой средней плотности, проведенные ранее, очевидно, будут справедливы только в том случае, если соотношение сигнал/шум в рефрактометрии будет достаточно высоким. В свою очередь, это соотношение сильно зависит от уровня потерь в измерительном тракте, начиная от передающей антенны и до квадратурного фазового детектора, измеряющего фазовый набег. Полный анализ потерь возможен только после разработки всех компонент рефрактометрии. Поэтому в этом разделе проведены оценки потерь в плазме и в волноводном тракте, и оценки общих потерь в предположении, что схемотехника рефрактометрии TRT аналогична таковой в ИТЭР – будут использованы приемники и излучатели СВЧ-сигнала, аналогичные ИТЭРу, т.е. генераторы, управляемые напряжением (ГУН) в качестве источников СВЧ-излучения в диапазоне частот от 8 до 20 ГГц (или синтезаторы частот примерно с такой же выходной мощностью) и активные умножители частоты для получения зондирующего излучения требуемого частотного диапазона.

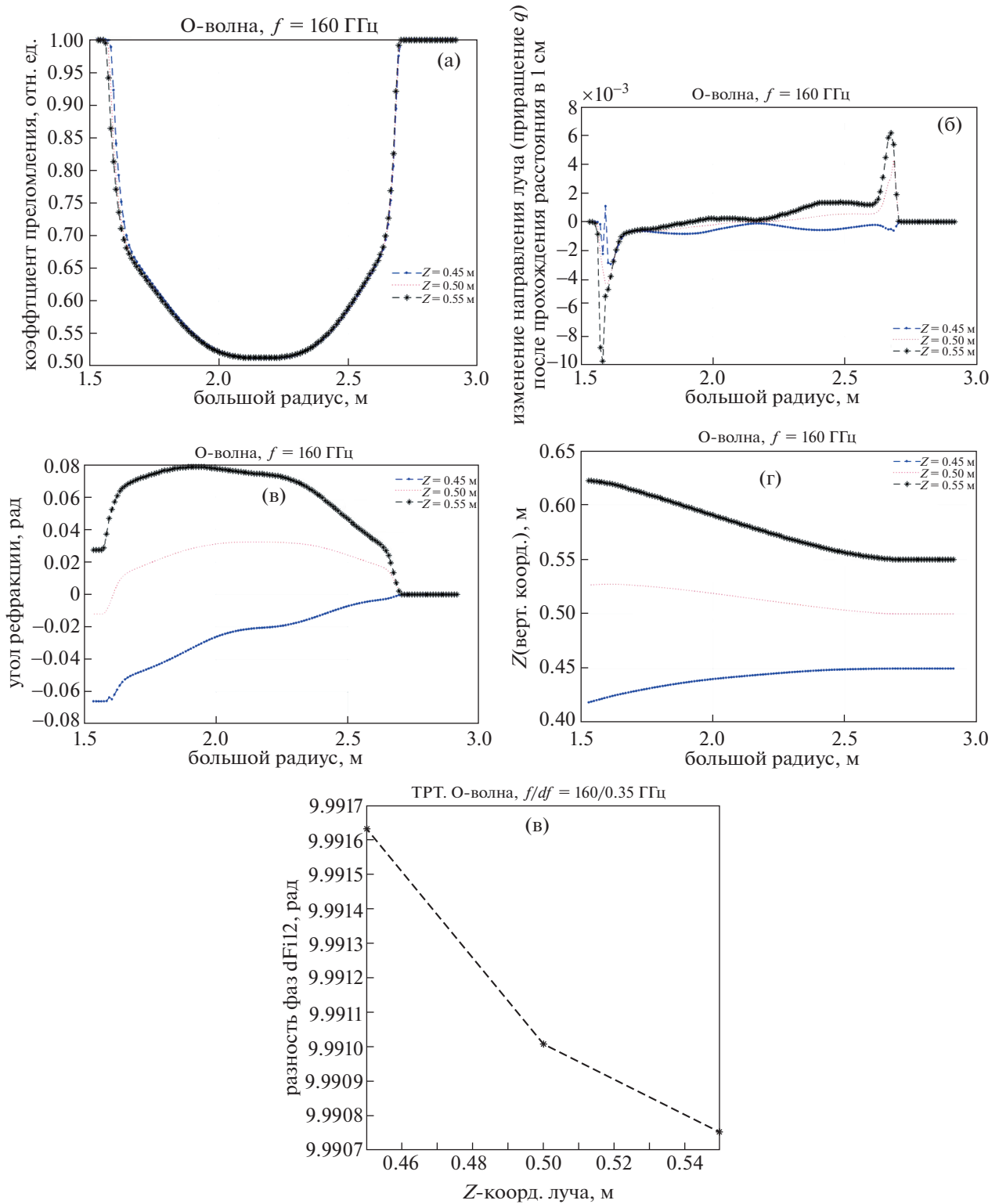


Рис. 9. Влияние рефракции при экваториальном зондировании на обыкновенной волне с частотой 160 ГГц: показатель преломления плазмы (а); изменение направления луча (приращение Θ) после прохождения расстояния в 1 см по горизонтали (б); угол рефракции луча в зависимости от большого радиуса (в); траектории лучей в плазме (г). Показана зависимость набега фазы в плазме от вертикального положения зондирующего луча (д). Расчеты проведены для сценария с высоким магнитным полем 8 Тл. Показаны случаи, когда плазма находится на оси зондирующего луча ($z = 0.5$ м), и когда имеется вертикальное смещение плазменного шнура на ± 5 см ($z = 0.45$ м и $z = 0.55$ м).

Таблица 3. Влияние рефракции на частоте 160 ГГц, обыкновенная волна

Смещение плазмы по вертикали, см	Угол рефракции зондирующего луча на выходе из плазмы, рад	Смещение луча из-за рефракции на входе в приемную антенну, см	Расходимость луча из-за дифракции, рад	Полуширина луча на приемной антенне с учетом дифракции, см
-10	-0.12	-8.8	0.09375	8.52
-9	-0.11	-7.7		
-5	-0.066	-3.1		
0	-0.012	2.6		
5	0.028	7.2		

Для оценки потери сигнала в плазме, предположим, что рефракция луча отсутствует, приемная антенна расположена со стороны сильного магнитного поля, длина хорды зондирования — 1.4 м. Грубую оценку потерь в плазме (без учета поглощения) в рефрактометрии можно провести, используя результаты расчетов, проведенных в работе [16]. Указанные расчеты не учитывают особенности работы антенн в ближней зоне, но рефрактометрия работает в дальней зоне, и мы можем эти результаты использовать для первоначальных оценок. В нашем случае (работа на просвет) мы должны ориентироваться на предельные значения связи антенн для максимальных частот рефрактометрии (поскольку рабочие частоты в рефрактометрии начинаются там, где рефрактометрия приближается к отсечке, эффективное расстояние между приемной и передающей антеннами в рефрактометрии примерно такое же, что и в рефлектометрии, с учетом двойного прохода луча в рефлектометрии и одного прохода — в рефрактометрии), т.е. для обыкновенной волны это будет -16 дБ, а для необыкновенной волны — тоже около -16 дБ (рис. 5 из [16]). Учитывая, что в этой работе апертура антенн принималась равной 40×40 мм, а в рефрактометрии она предполагается чуть больше — 40×60 мм, приведенную выше оценку потерь в -16 дБ можно принять как консервативную (для сведения, в ИТЭР эти потери оцениваются в 37 дБ в максимуме).

Для оценки потерь в волноводной системе, можно воспользоваться оценками, проведенными для установки ИТЭР [17, 18], полагая, что они будут в TRT в любом случае не больше, чем в ИТЭР, где они составляют 13 дБ в самих волноводах и 13 дБ в объединителях-разветвителях частотных каналов и в блоке приема-передатчиков, т.е. в сумме не более 26 дБ. С учетом всего сказанного, суммарные потери в рефрактометрии TRT будут около 42 дБ против ожидаемых в ИТЭР 76 дБ. Соответственно, больших проблем с соотношением сигнал/шум в рефрактометрии TRT не ожидается при использовании аналогичных компонент в диагностике TRT и при однопроходном зондировании на просвет.

3. ИНТЕГРАЦИЯ РЕФРАКТОМЕТРИИ В TRT

В этом разделе будут кратко рассмотрены вопросы интеграции диагностики на установке TRT. Рабочий диапазон зондирующих частот рефрактометрической диагностики в TRT близок к диапазону частот рефлектометрии, поэтому многие элементы рефрактометрии будут аналогичны таковым в рефлектометрии, в частности, антенно-волноводная система, приемно-передающая часть, система сбора данных. Вопросы выбора, оптимизации параметров этих элементов и их интеграции достаточно подробно описаны в работе [16]. Из проведенного анализа следует, что для рефрактометрии в TRT оптимальным на данный момент является выбор однопроходной схемы зондирования как энергетически более выгодной по сравнению с двухпроходной (с отражением от внутренней стенки), антенны со стороны сильного магнитного поля можно выбрать аналогичные антеннам рефлектометрии, в то время как со стороны слабого магнитного поля можно использовать более простые рупорные антенны. Размеры апертуры антенн тоже будут близки к таковым в рефлектометрии, но для лучшего согласования приемной и передающей антенн с учетом тороидальной геометрии плазмы их целесообразно делать прямоугольными, поэтому апертуру антенн предлагается выбрать 40×60 мм (В \times Ш). Так как предполагается одновременное зондирование на обыкновенной и необыкновенной волнах, будут использоваться 4 антенны, 2 для каждой моды, с HFS (со стороны сильного магнитного поля) и LFS (со стороны слабого магнитного поля). Поскольку диапазон частот зондирующего излучения близок с требуемым в ИТЭР, можно применить волноводы с типоразмером, используемым на ИТЭР (20×12 мм, стенка 1 мм). Вариант интеграции рефрактометрии в ВК (вакуумной камере) TRT представлен на рисунке 10. На рис. 10а показан общий вид в ВК, на рис. 10б — вид на LFS, рис. 10в — на HFS.

Также возможно применение стандартного волновода 23×10 мм, стенка 1 мм, в котором, как показано в работе [16], потери (на неоднородностях линии) на преобразование СВЧ-излучения в

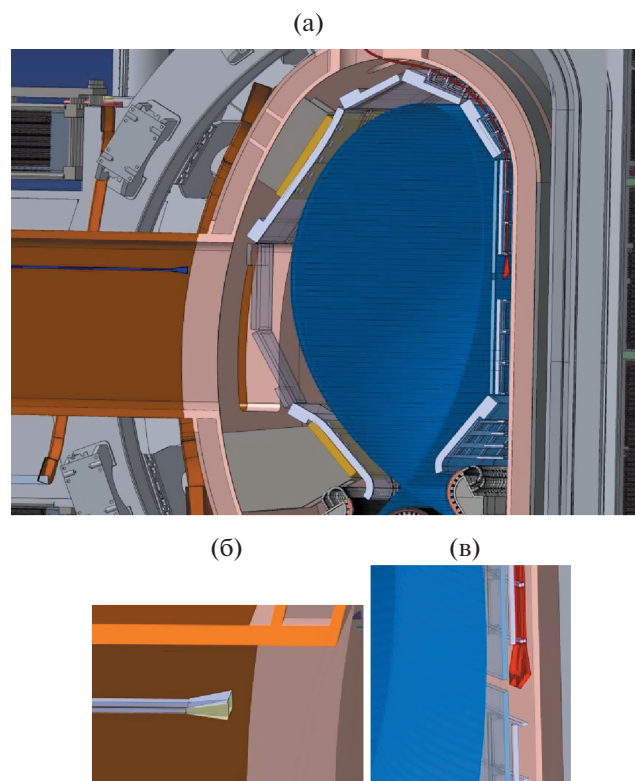


Рис. 10. Вариант интеграции рефрактометрии в ВК TRT: общий вид в вакуумной камере (ВК) (а); вид на антенны и волноводы с LFS (б), с HFS (в).

высшие волноводные моды будут меньше. Что же касается приемно-передающей части (генераторы излучения, детекторы, миксеры и т.п.), то она будет в основном аналогична таковой в ИТЭР, т.е. предлагается использовать генераторы, управляемые напряжением (ГУН) в качестве источников СВЧ-излучения в диапазоне частот от 8 до 20 ГГц и активные умножители частоты для получения зондирующего излучения требуемого частотного диапазона. Поскольку в рефрактометрии нет необходимости быстрого свипирования по частоте, возможно также использование и других источников (синтезаторы частот примерно с такой же выходной мощностью, ЖИГ-генераторы на резонаторах на основе железиттриевого граната, и т.п.). Окончательный выбор будет сделан позднее, на следующих этапах работы. Вся активная аппаратура рефрактометрии, как и в ИТЭР, должна располагаться на удалении от зала с токамаком, за пределами защиты, поэтому протяженность волноводных линий будет значительной, но пока мы предполагаем, что она будет не более чем в ИТЭР, просто в силу других масштабов установки TRT.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ различных вариантов реализации проекта рефрактометрической диагностики для токамака TRT. Выделены основные особенности установки, которые влияют на выбор параметров рефрактометрии TRT: это достаточно большая плотность плазмы, равная или превышающая плотность плазмы в токамаке ИТЭР, сильное магнитное поле, достаточно высокая электронная температура, большая удельная мощность, выделяемая на сепаратрисе и на первой стенке, высокие удельные нейтронные нагрузки, сравнимые с таковыми в ИТЭР.

Рассмотрены и проанализированы возможности зондирования на обыкновенной и необыкновенной волнах. На основе предварительного анализа, предложен и рассмотрен более подробно вариант реализации рефрактометрии в TRT с одновременным зондированием на необыкновенной волне в диапазонах $V - 50-75$ (WR-15), $W - 75-110$ (WR-10), $D - 110-170$ (WR-6) ГГц и на обыкновенной волне в диапазонах $75-110$ (WR-10), $110-170$ (WR-6) ГГц.

После проведенного анализа сделан предварительный вывод, что для рассмотренных сценариев TRT (8 Тл/5 МА и 5 Тл/4 МА) достаточно применять зондирование в диапазонах $V - 50-75$ (WR-15), $W - 75-110$ (WR-10) ГГц на необыкновенной волне и в диапазонах $75-110$ (WR-10), $D - 110-170$ (WR-6) ГГц на обыкновенной волне (после проведения анализа возможных потерь из-за поглощения в плазме при работе вблизи отсечки). Такой выбор частот позволит обеспечить динамический диапазон измерений по плотности плазмы не менее 100 и диагностика будет работоспособна во всех режимах работы установки. Поскольку для сценария с пониженным полем 5 Тл подробных 3D-профилей во время подготовки статьи не имелось, при анализе были использованы 3D-профили для сценария с полем 8 Тл с масштабированием.

Окончательный выбор волноводных диапазонов будет сделан на более позднем этапе разработки, с учетом данных о параметрах плазмы для других возможных сценариев разряда и после детального анализа выходных параметров СВЧ-компонент, имеющихся в коммерческом доступе на момент анализа.

Следует отметить, что при зондировании на обыкновенной волне результаты измерений не будут зависеть от магнитного поля, что весьма положительно скажется на скорости обработки данных измерений, и, соответственно, на временном лаге онлайн-измерений плотности плазмы с помощью рефрактометрии, поэтому вариант одновременного зондирования на обыкновенной волне и на необыкновенной волнах рассматривается как желательный, но вопрос о потерях в плазме на

обыкновенной волне требует дальнейшего исследования.

Временное разрешение онлайн-измерений электронной плотности в рефрактометрии TRT будет не хуже, чем в ИТЭР, т.е. не хуже 1–5 мс, по консервативным оценкам (при использовании нейронных сетей). Более точные оценки будут проведены в дальнейшем.

Показано, что в рассмотренной конфигурации, на начальной стадии разряда диагностика в экваториальном порту начинает “видеть” плазму только после 7 с разряда. Поэтому обязательным является требование к “бессбойности” диагностики, что в дифференциальной рефрактометрии и в АМ-рефрактометрии достигается измерением фазовых набегов в диапазоне от 0 до 360° (эквивалентно измерению времени задержки сигнала в плазме). Зондирование плазмы должно проводиться по направлению градиента плотности плазмы для минимизации эффектов рефракции, однако и при вертикальном перемещении плазменного шнура диагностика работоспособна, уменьшается только соотношение сигнал/шум. Основной анализ проведен без учета влияния рефракции. Более подробно этот и другие эффекты будут исследованы на более поздних стадиях разработки, когда будет заморожена электромагнитная система установки и представлены более подробные сведения о 3D-профилях основных параметров плазмы (электронная плотность, температура, магнитное поле).

Предварительный анализ показал, что на квазистационарной стадии разряда, можно ожидать вполне удовлетворительной точности определения средней электронной плотности (1–2%) даже при использовании одной или двух частот для зондирования плазмы, что, несомненно, должно улучшить быстродействие онлайн измерений средней плотности в рефрактометрии TRT. Этот анализ будет продолжен.

Очень кратко рассмотрены вопросы интеграции рефрактометрии в TRT. Предполагается, что она будет аналогична интеграции в токамаке ИТЭР, с тем отличием, что приемные антенны будут отдельные, а не совмещенные с рефлектометрией, как это предполагается в ИТЭР. Также предполагается располагать по 2 антенны с каждой стороны (HFS, LFS), отдельно для зондирования обыкновенной волной и необыкновенной. Расположение и интеграция антенно-волноводной системы со стороны HFS будут аналогичны предложенной для рефлектометрии, с LFS стороны — простые рупорные антенны, волноводы предполагается использовать 23×10 мм, как и в рефлектометрии TRT.

Вопросы, и проблемы, связанные с нейтронами и радиационными нагрузками на элементы диагностики в данной работе, не рассматрива-

лись. Это будет сделано на следующих этапах, когда будут проведены более точные оценки нейтронных и радиационных потоков в вакуумной камере TRT.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красильников А.В., Коновалов С.В., Бондарчук Э.Н., Мазуль И.В., Родин И.Ю., Минеев А.Б., Кузьмин Е.Г., Кавин А.А., Карпов Д.А., Леонов В.М., Хайрутдинов Р.Р., Кукушкин А.С., Портнов Д.В., Иванов А.А., Бельченко Ю.И., Денисов Г.Г. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 970.
2. Мазуль И.В., Гиниятулин Р.Н., Кавин А.А., Литвиновский Н.В., Маханьков А.Н., Пискарев П.Ю., Танчук В.Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 1103.
3. Портнов Д.В., Высоких Ю.Г., Кашук Ю.А., Родионов Р.Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 1170.
4. Mazzucato E. // Phys. Fluids B: Plasma Phys. 1992. V. 4. P. 3460. <https://doi.org/10.1063/1.860354>
5. Афонин К.Ю., Петров В.Г. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 299.
6. Минашин П.В., Кукушкин А.Б. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. С. 14.
7. Бондарчук Э.Н., Кавин А.А., Минеев А.Б., Коновалов С.В., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 1059.
8. Петров В.Г., Петров А.А., Мальшев А.Ю., Марков В.К., Бабарыкин А.В. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 346.
9. Petrov A.A., Petrov V.G. // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74. P. 1465. <https://doi.org/10.1063/1.1530389>
10. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1960.
11. Петров А.А., Петров В.Г., Мальшев А.Ю., Марков В.К., Бабарыкин А.В. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 4. С. 346.
12. Shmoys J. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. P. 689.
13. Солимено С., Крозиньяни Б., Ди Порто П. Дифракция и волноводное распространение оптического излучения. М.: Мир, 1989. С. 70.
14. Петров В.Г. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 340.
15. Петров В.Г., Афонин А.Ю., Афонин К.Ю. // XLVIII Междунар. (Звенигородская) конф. по физике плазмы и УТС, 15–19 марта 2021 г. Тез. докл. Э-2-8.
16. Шелухин Д.А., Субботин Г.Ф., Вершков В.А., Владимиров И.А. // Физика плазмы. 2022. Т. 48, № 11. С.
17. Вершков В.А., Петров В.Г., Скопичев Д.А., Субботин Г.Ф., Шелухин Д.А., Афонин А.Ю., Афонин К.Ю. // XLVI Междунар. (Звенигородская) конф. по физике плазмы и УТС, 18–22 марта 2019 г. Тез. докл. Э-21.
18. Shelukhin D. Diagnostic Power Budget and Signal-to-Noise Assessment. <https://user.iter.org/default.aspx?uid=29YXLS>.

РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ НА УСТАНОВКЕ TRT: АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ И ИНЖЕНЕРНЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ

© 2022 г. Д. А. Шелухин^а, *, Г. Ф. Субботин^а, В. А. Вершков^а, И. А. Владимиров^а

^а НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: shelukhin_da@nrcki.ru

Поступила в редакцию 31.03.2022 г.

После доработки 16.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Рефлектометрия рассматривается в настоящий момент как одна из перспективных диагностик для измерения параметров плазмы в термоядерных установках. Диагностика имеет хорошую совместимость с высокими потоками нейтронов, устойчива к механическим, тепловым и электромагнитным нагрузкам во время плазменного режима, имеет малую чувствительность к пыли. Рефлектометрия широко применяется на существующих установках для измерения профиля электронной плотности и параметров флуктуаций плотности. В данной работе проводится анализ возможностей рефлектометрии на создаваемой установке TRT с точки зрения физической возможности проведения измерений, параметров требующихся рефлектометров, технической реализуемости диагностики с учетом современного развития микроволновой техники и диагностики рефлектометрия в России и за рубежом. При создании системы рефлектометрической диагностики для установки TRT предлагается широко использовать опыт создания аналогичной системы для токамака ИТЭР.

Ключевые слова: токамак, рефлектометрия

DOI: 10.31857/S036729212260042X

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящий момент рефлектометрия широко применяется для исследования параметров плазмы в термоядерных установках. Существует два основных направления при проведении измерений с помощью рефлектометрии — измерение профиля электронной плотности и измерение параметров флуктуаций плазмы.

Измерение профиля электронной плотности с помощью рефлектометров в настоящий момент реализовано на ASDEX-Upg [1], JET [2], DIII-D [3], TORE-SUPRA [4] и других установках. Есть успешный опыт создания подобной диагностики и в Российской Федерации в рамках работ по созданию рефлектометрической диагностики со стороны сильного магнитного поля для установки ИТЭР [5]. Наибольшее распространение при измерении профиля электронной плотности получила методика, основанная на быстром изменении частоты зондирующего излучения с регистрацией разности частот излучаемого и отраженного сигналов — Frequency Modulated Continuous Wave (FMCW, непрерывная волна с частотной модуляцией) [6]. Для измерения параметров флуктуаций плазмы применяется анализ флуктуаций отраженного сигнала, в том числе с использованием корреляционного анализа [7].

Целью данной работы является анализ возможностей проведения измерений с помощью рефлектометрии на разрабатываемой установке TRT [8]. Основное внимание будет уделено физическим возможностям для проведения измерений с учетом запланированных параметров плазмы в TRT (высокое магнитное поле, высокая электронная плотность). Также в работе будет представлено возможное размещение элементов диагностики в вакуумной камере TRT. Детальный анализ возможностей диагностики (достижимое пространственное и временное разрешение, погрешность измерений, диапазон измеряемых величин и пр.), как и детальный инженерный анализ систем диагностики (интеграция внутри вакуумной камеры с другими системами, анализ нагрузок и пр.) лежит за рамками данной работы.

Статья организована следующим образом. После данного краткого введения, во второй главе излагаются принципы работы рефлектометрии и проводится анализ возможностей для организации измерений в существующем сценарии работы установки TRT. Третья глава посвящена возможным вариантам конструкций систем установки — антенной системы и приемно-передающего тракта диагностики. Схема приемно-передающего оборудования и СВЧ-электроники приведены

в главе четыре. Там же приведены оценки требуемых параметров электроники и системы сбора и обработки данных. Пятая глава посвящена предварительному анализу достижимых параметров диагностики. В заключении кратко сформулированы основные выводы и предложения по реализации диагностики на TRT.

2. АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ НА TRT

Рефлектометрия – активная диагностика, основанная на отражении зондирующего излучения гигагерцового диапазона частот от слоя плазмы с параметрами, определяемыми, вообще говоря, частотой зондирующего излучения, электронной плотностью плазмы и внешним магнитным полем, а также, с учетом релятивистской поправки, и температурой электронов [9]. Для практически значимого случая нормального распространения волн по отношению к магнитному полю, диэлектрическая проницаемость плазмы зависит от взаимного направления магнитных полей зондирующей волны и плазмы

$$\varepsilon^O = 1 - X^2 \text{ (O-мода)}$$

$$\varepsilon^X = \frac{(1 - X^2)^2 - Y^2}{1 - X^2 - Y^2} \text{ (X-мода)} \quad X = \frac{\omega_{pe}}{\omega}, Y = \frac{\omega_{ce}}{\omega}, \quad (1)$$

где $\omega_{pe} = \sqrt{n_e e^2 / m_e \varepsilon_0}$ – плазменная частота, $\omega_{ce} = eB / m_e c$ – электронная циклотронная частота, $\omega = 2\pi F$ – частота зондирующего излучения. Здесь и далее n_e – концентрация электронов, m_e – масса электрона, e – заряд электрона, c – скорость света в вакууме и B – величина внешнего магнитного поля. Зондирующая волна с магнитным полем, нормальным по отношению к внешнему магнитному полю называется обыкновенной (или O-волной), а волна с полем, параллельным внешнему магнитному полю – необыкновенной (или X-волной).

При равенстве нулю показателя преломления, происходит отражение зондирующего сигнала с заданной частотой (называемой частотой отсечки F_{cutoff}), определяемой соотношениями:

$$F_{cutoff} = \begin{cases} \omega_p / 2\pi \text{ (O-мода)} \\ \frac{1}{2\pi} (\sqrt{\omega_p^2 + (\omega_c/2)^2} - (\omega_c/2)) \\ \text{(X-мода, ниж. отс.)} \\ \frac{1}{2\pi} (\sqrt{\omega_p^2 + (\omega_c/2)^2} + (\omega_c/2)) \\ \text{(X-мода, верх. отс.)} \end{cases} \quad (2)$$

При анализе работы рефлектометра для измерения профиля электронной плотности в плазме лабораторных установок практическое значение

имеет также время распространения зондирующего сигнала от антенны до области отражения и назад τ_{TFD} (т.н. Time Flight Delay – TFD):

$$\tau_{TFD} = 2 \int_{R_A}^{R_{cutoff}} dl / v_g, \quad (3)$$

где R_A соответствует положению антенн диагностики, R_{cutoff} – положению области отражения, а v_g – групповая скорость зондирующего излучения в плазме.

Анализ возможностей проведения измерений с помощью рефлектометрии опирается на анализ характерных частот отсечки для разных типов волн и их доступность для проведения измерений, связанную с наличием в плазме поглощения на основной и высших гармониках электронного циклотронного резонанса. Если резонанс располагается между антенной и областью отражения, это делает проведение на данной частоте невозможным.

В качестве базовых профилей основных параметров плазмы были выбраны профили для основного индуктивного сценария работы ТРТ [8] (рис. 1а, б, в).

Значения характерных частот плазмы рассчитывалось с использованием соотношений (2). Для учета релятивистской поправки использовалась формула, предложенная Э. Маццукато [10]. Профили характерных частот для анализируемого режима приведены на рис. 1г.

Большинство установок используют для измерения профиля электронной плотности зондирование плазмы с помощью рефлектометра со стороны слабого магнитного поля и отражения от плазмы на верхней отсечке необыкновенной волны [1–4]. Это связано с хорошей доступностью плазмы и отсутствием проблем инициализации задачи восстановления профиля электронной плотности [11]. Анализ характерных частот для токамака TRT показывает, что данная схема измерений требует использования СВЧ-источников с частотами 200–270 ГГц. Хотя такие источники коммерчески доступны, однако использование зондирующего излучения с длиной волны порядка 1–1.5 мм в турбулентной плазме приводит к сильным возмущениям фазы в отраженной волне.

Как было показано в работе Э. Маццукато и Р. Назикяна, возмущения фазы σ_ϕ более 1.5 радиана делают проведение измерений профиля электронной плотности невозможным [12]. Полученная в работе [12] оценка связи между амплитудой флуктуаций плотности и возмущениями фазы отраженного сигнала может быть использована для

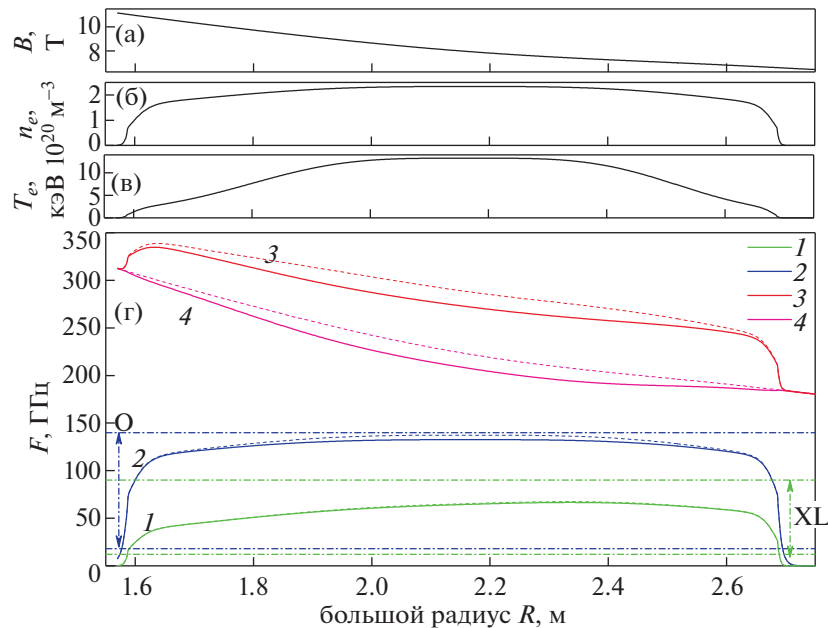


Рис. 1. Профили параметров разряда в основном квазистационарном разряде установки TRT. На графике г) штриховыми линиями показаны характерные частоты в приближении холодной плазмы, сплошными – с учетом релятивистской поправки. 1 – нижняя отсечка необыкновенной волны, 2 – отсечка обыкновенной волны, 3 – верхняя отсечка необыкновенной волны, 4 – частота электронного циклотронного резонанса. а) – полное магнитное поле; б) – электронная плотность; в) – электронная температура; г) – характерные частоты в плазме TRT.

оценки ожидаемых возмущений фазы отраженного сигнала в TRT

$$\sigma_\varphi = \langle |\tilde{\varphi}|^2 \rangle^{1/2} = 4\pi M \frac{F \sqrt{L_\varepsilon \Delta_r^{cor}} \sigma_n}{c n_{cr}}, \quad (4)$$

$$M_o = 1, \quad M_x = 2,$$

где $L_\varepsilon = (d\varepsilon/dR)^{-1}$ – характерный размер профиля диэлектрической проницаемости в точке отражения, Δ_r^{cor} – радиальная корреляционная длина флуктуаций, σ_n/n_e – относительная амплитуда возмущений электронной плотности в точке отражения. Значение коэффициента M зависит от поляризации волны зондирующего излучения. Результаты оценки ожидаемой амплитуды флуктуаций фазы отраженного сигнала для установки TRT приведены на рис. 2. При оценке использовался типичный для современных установок уровень флуктуаций плотности в H-режиме 0.1% и радиальный корреляционный размер флуктуаций 1 см. Видно, что при использовании зондирования со стороны слабого магнитного поля и верхней отсечки необыкновенной волны амплитуда флуктуаций фазы существенно превышает 1.5 радиана, что делает проведение измерений невозможным.

Проведение измерений с использованием обыкновенной волны возможно на периферии плазменного шнура, однако в центральной области плазменного шнура (внутри $r/a \leq 0.3$) проведение измерений будет невозможно из-за плос-

кого профиля электронной плотности и высокого уровня флуктуаций фазы отраженного сигнала. Целесообразность реализации отдельной диагностики для наблюдения внешней половины плазменного шнура со стороны слабого магнитного поля должна быть дополнительно проанализирована с учетом требований к измеряемым диагностикой параметрам и ожидаемым параметрам турбулентности.

Таким образом, единственной схемой для проведения измерений параметров плазмы с помощью рефлектометрии на TRT во всем плазменном шнуре является использование сочетания зондирования со стороны сильного магнитного поля и отражения от нижней отсечки необыкновенной волны. Для данного типа измерений доступна вся внутренняя часть плазменного шнура, поскольку частота отсечки монотонно возрастает и далека от циклотронного резонанса. Уровень флуктуаций фазы составляет менее 1 радиана вплоть до центра плазменного шнура. Данная схема была предложена для проведения измерений на установке ИТЭР [13]. Работоспособность схемы была подтверждена в экспериментах на установке T-10 [5].

Следует отметить, что при измерении профиля электронной плотности с использованием нижней отсечки необыкновенной волны серьезную проблему представляет инициализация задачи восстановления профиля. В работе [5] для этого используются данные измерений профиля элек-

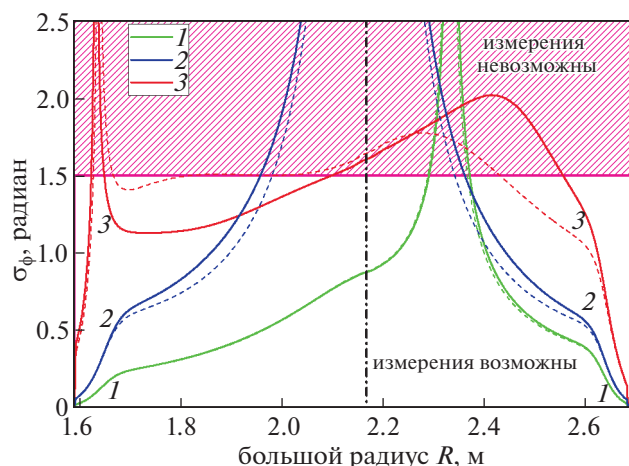


Рис. 2. Профили ожидаемых возмущений фазы отраженного сигнала рефлектометра в основном квазистационарном разряде установки TRT. На графике штриховыми линиями показаны характерные частоты в приближении холодной плазмы, сплошными — с учетом релятивистской поправки. Заштрихованная область показывает область плазмы, измерения в которой для данного типа волны невозможны. 1 — нижняя отсечка необыкновенной волны, 2 — отсечка обыкновенной волны, 3 — верхняя отсечка необыкновенной волны.

тронной плотности на периферии плазмы с использованием измерений на обыкновенной волне. Таким образом, для проведения измерений профиля электронной плотности потребуется не менее двух приемно-передающих линий и антенных систем на стороне сильного магнитного поля. По-видимому, целесообразно ориентироваться на проведение измерений в диапазоне частот от 18 до 140 ГГц на обыкновенной волне и от 12 до 90 ГГц на необыкновенной волне.

3. АНАЛИЗ ИНЖЕНЕРНЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ДЛЯ РАЗМЕЩЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ДИАГНОСТИКИ В ВАКУУМНОЙ КАМЕРЕ УСТАНОВКИ

При анализе возможной конструкции элементов диагностики авторы исходили из следующих предпосылок:

- диагностика размещается со стороны сильного магнитного поля в плоскости магнитной оси установки;
- в конструкцию размещенных внутри вакуумной камеры систем будут внесены требуемые для интеграции диагностики изменения, как-то: вырезы, перенос инженерных сетей, трубопроводов, креплений и т.д.;
- элементы диагностики в свободном пространстве размещаются без учета требований других систем, в том числе допускается перекрытие хорд наблюдения, патрубков и пр.

В целом в конструкции рефлектометрических систем можно выделить три основных части — антенный комплекс, приемно-передающий тракт и СВЧ-оборудование. Рассмотрим каждую из этих частей подробнее.

3.1. Антенная система диагностики

Особенностью токамака TRT является малое расстояние между вакуумной камерой и первой стенкой. Это не позволяет разместить на стороне сильного магнитного поля волноводный поворот и полноценную антенную систему классического типа (пирамидальный рупор). Единственной возможностью является использование рупорной антенны с интегрированным уголковым отражателем, аналогично антенной системе рефлектометра для токамака Т-15МД. Подобные антенны были применены на установке Т-10 и показали свою работоспособность как для задач измерения профиля электронной плотности, так и при исследовании флуктуаций плазмы [5, 14].

Измерения на стенде рефлектометрии ИТЭР показали, что при измерении расстояния до точки отражения в пределах от 20 см до 2 метров достаточно апертуры антенны около 40×40 мм. Предлагаемая конструкция антенны показана на рис. 3.

Проведем оценку связи антенн в вакуумном приближении, пользуясь принципом Гюйгенса—Френеля в формулировке Кирхгофа [15]. Выберем систему координат, в которой плоская отражающая поверхность S_{cutoff} лежит в плоскости Oxz (рис. 4). Ось Oz проходит через центр апертуры приемной антенны A_{RX} с размерами $a \times b$ вдоль осей Oz и Oy соответственно. Излучающая антенна A_{TX} смещена вдоль оси Ox на расстояние, равное размеру антенны (a). Излучающая и приемная антенны расположены на расстоянии Z_{cutoff} от отражающей поверхности, нормали к апертурам антенн коллинеарны оси Oz . Отражающая поверхность формирует изображение излучающей антенны A'_{TX} . Согласно формуле Кирхгофа, напряженность электрического поля в точке на апертуре приемной антенны E_{RX} будет определяться как

$$E_{RX}(x_{RX}, y_{RX}, z_{RX}) = -\frac{ik}{2\pi} \int_S F(\alpha) E_{TX}(x_{TX}, y_{TX}, z_{TX}) \frac{e^{-ikr}}{r} ds,$$

где k — волновой вектор зондирующего излучения в вакууме, r — расстояние между точками на изображении излучающего рупора и на апертуре приемного рупора, E_{TX} — распределение напряженности электрического поля на изображении апертуры излучающего рупора A'_{TX} , $F(\alpha)$ — функция угла между нормалью n к излучающей по-

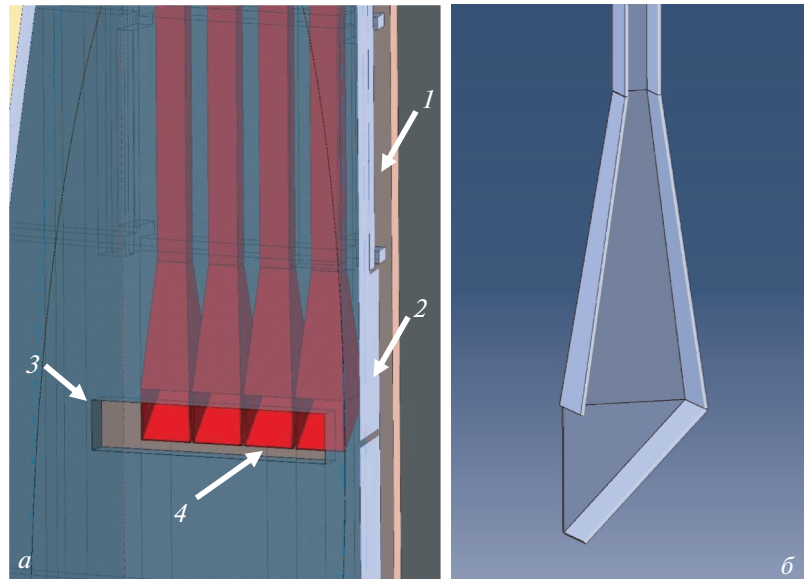


Рис. 3. Антенная система со стороны сильного магнитного поля на токамаке TRT. а) – антенная система в окружении вакуумной камеры токамака; б) – антенная система рефлектометра для измерения профиля электронной плотности. 1 – стенка вакуумной камеры; 2 – первая стенка (показана полупрозрачной); 3 – вырез в первой стенке; 4 – антенная система рефлектометра.

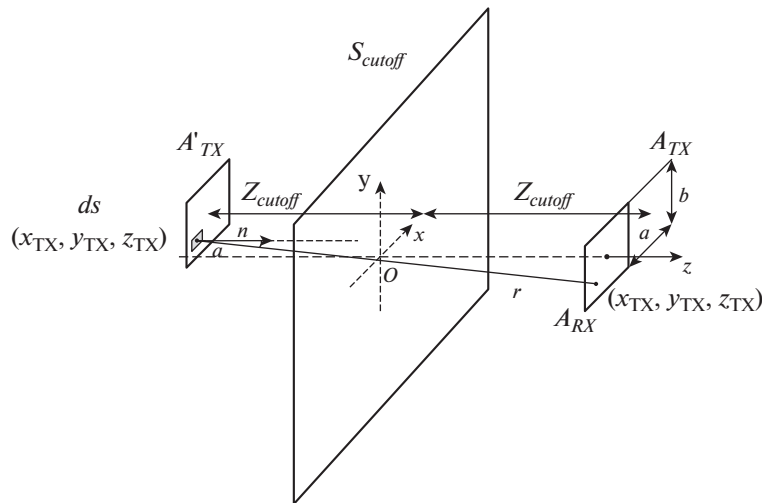


Рис. 4. Геометрия, используемая при оценке связи антенн.

верхности ds и направлением на анализируемую точку в приемном рупоре. При использовании данного подхода не учитывается влияние на связь антенн плазмы, которая дополнительно рассеивает пучок зондирующего излучения, однако метод дает достаточную для предварительных оценок точность.

Пренебрежем влиянием сложной геометрии антенн и будем считать, что на апертуре излучающей антенны формируется плоский волновой фронт с распределением напряженности электрического поля, соответствующего волноводной моде TE_{10} при зондировании плазмы на необык-

новенной волне и TE_{01} при зондировании плазмы на необыкновенной волне. Напряженность поля на изображении излучающей антенне в таком случае равна

$$\begin{aligned} TE_{10} : E_{TX}(x_{TX}, y_{TX}, -z_{cutoff}) &= \sqrt{\frac{2}{ab}} \cos\left(\frac{\pi(x-a)}{a}\right), \\ TE_{01} : E_{TX}(x_{TX}, y_{TX}, -z_{cutoff}) &= \sqrt{\frac{2}{ab}} \cos\left(\frac{\pi y}{b}\right). \end{aligned} \quad (3.1)$$

Напряженность поля на апертуре антенны нормирована, так, чтобы полная мощность в излучаемой волне была равна единице.

Функция $F(\alpha)$ определяется проекцией направления на приемную точку на нормаль n к излучающей площади ds . В случае плоского волнового фронта в излучающей антенне эта функция определяется из геометрических соображений

$$r = \sqrt{(x_{RX} - x_{TX})^2 + (y_{RX} - y_{TX})^2 + 4Z_{cutoff}^2},$$

$$F(\alpha) = \cos(\alpha) = \frac{2Z_{cutoff}}{r}.$$

Интегрирование выполняется по апертуре изображения излучающей антенны

$$E_{RX}(x_{RX}, y_{RX}, Z_{cutoff}) =$$

$$= -\frac{ik}{2\pi} \int_{a/2}^{3a/2} \int_{-b/2}^{b/2} E_{TX}(x_{TX}, y_{TX}, -Z_{cutoff}) \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{2Z_{cutoff}}{r} dx dy.$$

При оценке связи антенн также следует принять во внимание, что распределение поля на апертуре приемной антенны отличается от распределения, соответствующего основной волноводной моде и определяемого формулами (3.1). Несмотря на то, что возбуждаемые в антенне и волноводе высшие типы волноводных мод могут передаваться по сверхразмерному волноводному тракту, они не будут участвовать в формировании сигнала на приемном миксере, так как приемные СВЧ-миксеры рассчитаны на работу с фундаментальным типом волноводной моды TE_{10} . С учетом этого, связь антенн определяется как:

$$TE_{10} : C_X =$$

$$= 20 \log \int_{a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \frac{\sqrt{2}}{a} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) E_{RX}(x_{RX}, y_{RX}) dx dy,$$

$$TE_{01} : C_O =$$

$$= 20 \log \int_{a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \frac{\sqrt{2}}{b} \cos\left(\frac{\pi x}{b}\right) E_{RX}(x_{RX}, y_{RX}) dx dy.$$

Полученная в указанных предположениях связь антенн показана на рис. 5а и б. Связь антенн для основного режима работы TRT показана на рис. 5а и б цветными линиями для необыкновенной и обыкновенной волны и на рис. 5в. Видно, что типичная связь антенн в центральной части плазменного шнура составляет от -12 до -25 дБ, что сопоставимо со связью антенн в установке Т-10. На периферии шнура и области SOL можно ожидать падения связи антенн до -30 дБ из-за малого расстояния между антеннами и отражающей поверхностью. Следует отметить, что достоверность расчетов в этой области невелика, так как связь антенн в ближней зоне сильно зависит от частоты зондирующего излучения и расстояния до отсечки, определяемыми параметрами режима.

3.2. Приемно-передающий тракт

Особенности расположения антенной системы, необходимость интеграции тракта в области с большим количеством других систем и широкий диапазон рабочих частот не позволяют использовать тракты с низкими потерями на основе гофрированных волноводов. Единственным вариантом является использование тракта на основе прямоугольных волноводов аналогично системе рефлектометра со стороны сильного магнитного поля ИТЭР. Размер поперечного сечения волновода определяется минимальной частотой зондирующего излучения. Поскольку требуемый диапазон частот зондирующего излучения совпадает с требуемым ИТЭР, можно применить волноводы с типоразмером, используемым на ИТЭР (20×12 мм, стенка 1 мм). Также возможно применение стандартного волновода 23×10 мм, стенка 1 мм [16]. Следует отметить, что с целью снижения нагрузки на волноводы во время срывов целесообразны волноводы из материалов с низкой электропроводностью (нержавеющая сталь SS304, SS316, сплав 718) с тонким слоем меди на внутренней стенке. Образец волноводов такого типа длиной до 2.5 метра был изготовлен для установки ИТЭР фирмой CONVEXUM (Франция). Тестирование макетов волновода показало, что омические потери превышают ожидаемые потери в медном волноводе не более чем на 20%.

Еще одной проблемой является наличие в волноводном тракте поворотов. Поскольку волновод работает в многомодовом режиме, неоднородности тракта (к которым относятся и повороты), приводят к преобразованию СВЧ-излучения основной волноводной моды TE_{10} в высшие волноводные моды. Для уменьшения данного эффекта следует применять повороты специальной формы [17]. Для оптимизации волноводной траектории и для описания распространения рабочей моды в сверхразмерном волноводе и расчета потерь на преобразование мод использовался численный код на основе метода поперечных сечений [18]. На каждом шаге код проводит проверку на возможность размещения волновода в существующем окружении токамака [19]. Пример расчета потерь в изогнутой секции волновода вдоль вакуумной камеры показан на рис. 6.

Видно, что для существующей геометрии предпочтительным выглядит изготовление внутренней части приемно-передающего тракта рефлектометра из волновода с внутренним сечением 23×10 мм. Максимальные потери на преобразование мод в повороте для данного типоразмера волновода составляют около 0.2 дБ для Х-волны и 0.3 дБ для О-волны, тогда как для волновода типоразмера 20×12 мм они составляют 1.3 и 0.8 дБ соответственно. К сожалению, данная траектория целиком определяется геометрией ваку-

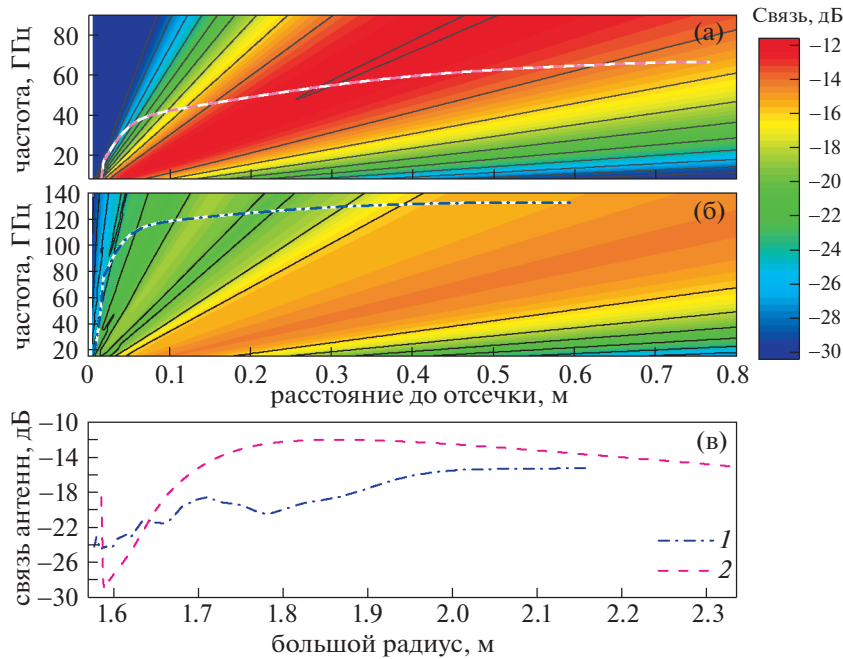


Рис. 5. Оценка связи антенн в вакууме. 1 – рефлектометр на обыкновенной волне, 2 – рефлектометр на нижней отсечке необыкновенной волны. а) – связь антенн как функция рабочей частоты рефлектометра и расстояния до поверхности отсечки при зондировании плазмы на необыкновенной волне; б) – связь антенн как функция рабочей частоты рефлектометра и расстояния до поверхности отсечки при зондировании плазмы на обыкновенной волне; в) – связь антенн для сценария работы ТРТ с магнитным полем 8 Т и током плазмы 5 МА.

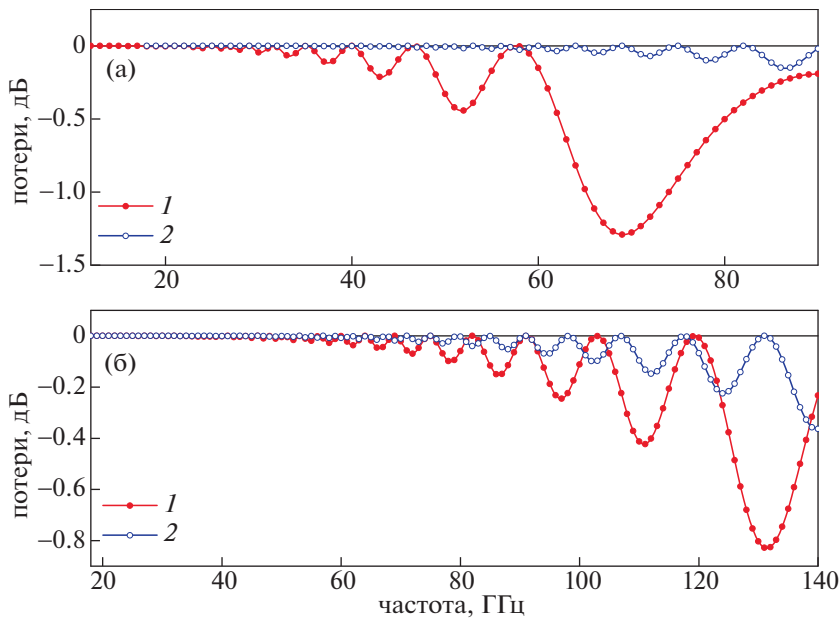


Рис. 6. Потери СВЧ-излучения на преобразование в высшие типы волн в плавном повороте вдоль стенки вакуумной камеры. 1 – волновод сечением 20×12 мм, 2 – волновод сечением 23×10 мм. а) – потери на преобразование в высшие типы волн для волноводной моды TE_{10} (соответствует X -волне в плазме), б) – потери на преобразование мод для волноводной моды TE_{01} (соответствует O -волне в плазме).

умной камеры и не может быть оптимизирована. Еще одним преимуществом волновода с внутренним сечением 23×10 мм является его доступность в Российской Федерации в виде готового проката и наличие на производствах технологи-

ческой оснастки для изготовления волноводов и элементов тракта.

Для поворота на выходе в верхний порт была проведена оптимизация траектории с учетом трассировки волноводной линии внутри камеры

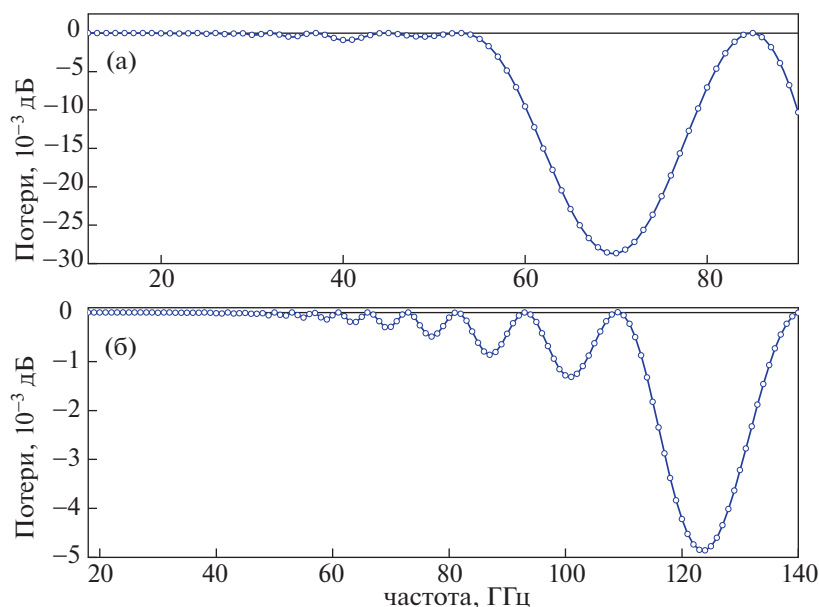


Рис. 7. Потери СВЧ-излучения на преобразование в высшие типы волн в оптимизированном повороте из вакуумной камеры в верхний порт. а) – потери на преобразование в высшие типы волн для волноводной моды TE_{10} (соответствует X-волне в плазме), б) – потери на преобразование в высшие типы волн для волноводной моды TE_{01} (соответствует O-волне в плазме).

и ограничений на размещение поворота в верхнем патрубке. Зависимость потерь СВЧ-мощности от частоты в повороте оптимизированной формы показано на рис. 7. Видно, что поворот оптимизированной формы позволяет снизить потери СВЧ-мощности на преобразование мод до менее чем 0.1 дБ.

Предварительная трассировка волноводной линии в камере установки TRT в окружении внутрикамерных конструкций токамака показана на рис. 8. Следует отметить, что для сохранения низких потерь в волноводной линии в траектории должны отсутствовать повороты большой кривизны. Поэтому для успешной реализации рефлектометрической диагностики на установке TRT потребуется перенос технических коммуникаций в вакуумной камере и верхнем вертикальном порту.

Для ввода излучения внутрь вакуумной камеры предполагается использовать диэлектрические вакуумные окна. Одним из возможных вариантов является первичное вакуумное окно ИТЭР на основе кварцевых пластин, соединенных с тонкостенной металлической обечайкой с использованием диффузионной сварки алюминием [20]. Существенным недостатком вакуумного окна ИТЭР является большое количество резонансов (вплоть до -5 дБ). Возникновение резонансов связано с отражением СВЧ-волны на границах высокой диэлектрической проницаемостью плавленого кварца. Представляется целесообразным рассмотреть вопрос о применении в качестве материала вакуумного окна вспененного полиметакрилимид

(коммерческое название RОНACELL HF) [21]. Данный материал обладает низкой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon \approx 1.09$) и тангенсом угла диэлектрических потерь ($\tan \delta \approx 2 \times 10^{-3}$). Стендовые измерения продемонстрировали, что поток дейтерия через материал RОНACELL 71HF составляет 9.5×10^{12} мол. D_2/cm^2 с при максимальной рабочей температуре ($180^\circ C$) [22]. Для уменьшения натекания можно использовать двойное окно с дифференциальной откачкой. Вакуумные окна из RОНACELL использовались в экспериментах на установке T-10 и продемонстрировали хорошую работоспособность.

Поскольку волноводные элементы должны работать в полосе частот порядка одной октавы, для построения широкополосной схемы потребуется использование набора СВЧ-генераторов в стандартных частотных диапазонах. Для объединения сигналов различных частотных диапазонов предлагается использовать систему сложения, разработанную для установки ИТЭР ИПФ РАН (Н. Новгород), позволяющую проводить объединение волн 5 различных частотных диапазонов от 12 до 90 ГГц с потерями не более 2.5 дБ [23].

4. АКТИВНОЕ ДИАГНОСТИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Поскольку рефлектометрия является активной диагностикой, она включает в свой состав как приемники, так и излучатели СВЧ-сигнала. Традиционная схема рефлектометра для измерения профиля электронной плотности основана

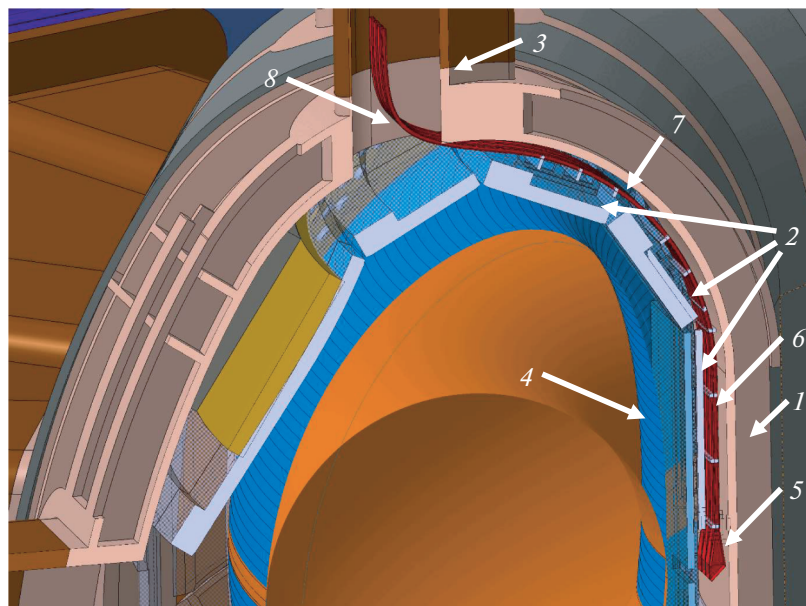


Рис. 8. Предварительная трассировка волноводной линии рефлектометра на стороне сильного магнитного поля в камере установки TRT. 1 – стенка вакуумной камеры, 2 – элементы первой стенки, 3 – верхний вертикальный порт, 4 – плазма, 5 – антенная система рефлектометрии со стороны сильного магнитного поля, 6 – прямая волноводная секция диагностики, 7 – плавный изгиб волноводной линии вдоль стенки вакуумной камеры, 8 – изгиб волноводной линии оптимизированной формы для выхода в верхний порт.

на использовании генераторов, управляемых напряжением (ГУН) в качестве источников СВЧ-излучения в диапазоне частот от 8 до 20 ГГц и активных умножителей частоты для получения зондирующего излучения требуемого частотного диапазона. Типичная схема такого рефлектометра приведена на рис. 9 [5].

Существенным условием при проведении измерений является квазистационарность профиля плазмы во время быстрого изменения (сви́пирования) частоты ГУН. Оптимальным временем для изменения частоты в полном частотном диапазоне считается интервал от 1 до 10 мкс. Меньшие времена сканирования частоты ГУН приводят к существенным техническим сложностям (высокие частоты биений сигнала на приемном миксере, необходимость использования высокоскоростных ЦАП для управления ГУН, конечная ширина полосы управления ГУН). Помимо этого, малые времена сви́пирования приводят к потере информации на краях частотного диапазона. Использование больших времен развертки приводит к артефактам на восстановленном профиле, связанным с эволюцией профиля плазмы за время измерений. По-видимому, период сви́пирования 5 мкс, принятый на ИТЭР, является оптимальным выбором, и в дальнейших оценках авторы будут опираться на данное значение времени сви́пирования.

Макет задающего генератора с интегрированным термостатированным модулем для поддержания стабильности температуры ГУН был изготовлен в рамках работ по проекту ИТЭР сотруд-

никами МАИ в 2013 году и использован в ходе работ по измерению профиля плазмы с использованием зондирования со стороны сильного магнитного поля на необыкновенной волне на установке T-10 [5]. Созданный прибор осуществлял генерацию СВЧ-излучения с заданной частотой в диапазоне частот от 8 до 20 ГГц по измерительному и опорному каналам, формирование промежуточных частот и квадратурную демодуляцию принятого сигнала.

Формирование требуемого частотного диапазона осуществлялось модулями излучения и приема, выполненных в виде отдельных изделий. Модули были соединены с управляющим генератором с помощью коаксиальных СВЧ-кабелей для облегчения размещения на системе сложения.

Требуемые параметры генератора (промежуточную частоту гетеродина) и системы сбора данных (частоту дискретизации) можно оценить из ожидаемой скорости сви́пирования частоты зондирующего излучения и задержки. Ориентируясь на профили основного режима TRT, можно оценить задержку в распространении сигнала до области отсечки и обратно и частоту сигнала биений на приемном миксере (рис. 10). Принимая время сканирования равным 5 мкс и максимальные рабочие диапазоны частот 60–90 ГГц для рефлектометра на нижней отсечке необыкновенной волны и 90–140 ГГц для рефлектометра на обыкновенной волне можно оценить характерные частоты биений для рефлектометров как 70 МГц и 350 МГц соответственно. Характерная

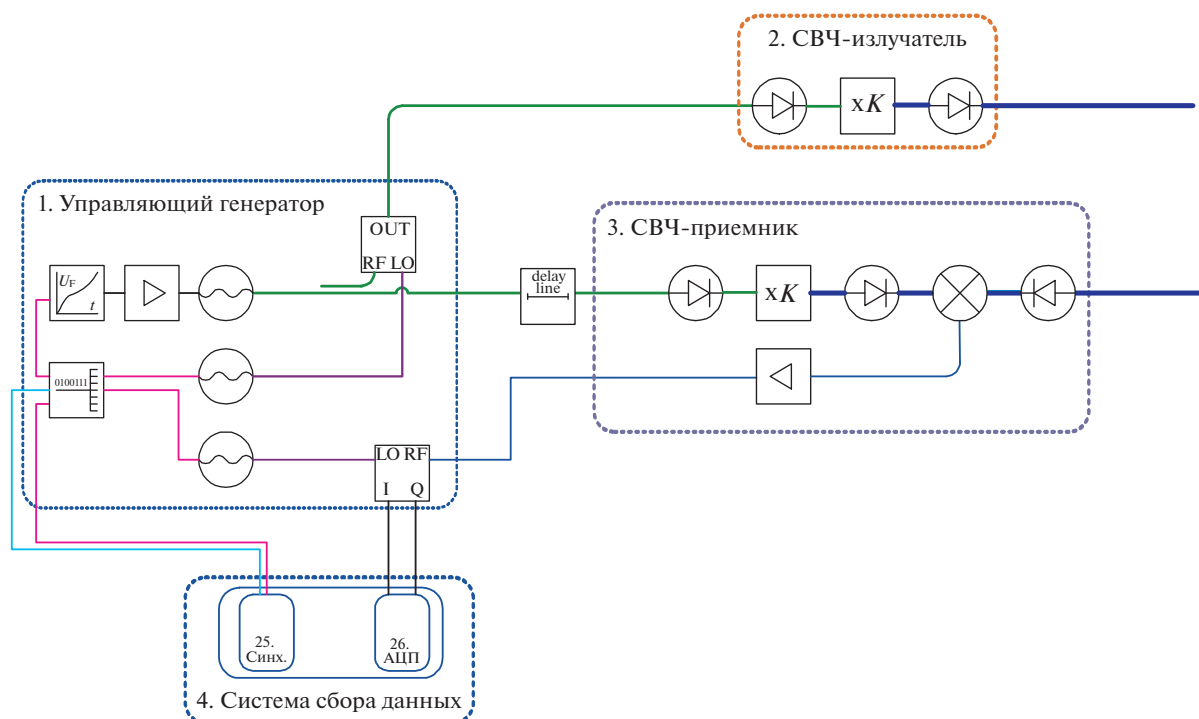


Рис. 9. Схема рефлектометра для измерения электронной плотности со стороны сильного магнитного поля установки Т-10 [5].

частота гетеродина при этом должна составлять не менее 700–800 МГц. Для унификации оборудования с оборудованием Т-15МД и ИТЭР можно ориентироваться на оборудование с промежуточной частотой 1 ГГц. Характерная частота биений накладывает также ограничения на выбор аналогово-цифровых преобразователей для регистрации сигналов. Входная полоса АЦП должна быть не менее 350 МГц, а частота опроса не менее

1 ГГц. Удобным вариантом выглядит предложенный для ИТЭР АЦП SP Devices/Teledyne ADQ414 – 4-канальный 14-битный АЦП с частотой опроса 1 ГГц/выборка/с и входной полосой в зависимости от модификации от 500 МГц до 2 ГГц.

Рефлектометр для измерения флуктуаций параметров плазмы в области отражения может быть реализован как по схеме, аналогичной рефлектометру для измерения профиля электронной плотности на основе СВЧ ГУН, так и с применением альтернативных СВЧ-источников, таких, как синтезаторы частоты. Выбор СВЧ-схемы рефлектометра для измерения флуктуаций плазмы может быть сделан после формулировки детальных требований к измеряемым параметрам.

5. ИЗМЕРЯЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ И ФИЗИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ДИАГНОСТИКИ

Измерение параметров плазмы с помощью рефлектометрии имеет существенные особенности, накладываемые спецификой данного метода диагностики. Хотя детальный анализ измеряемых параметров может быть сделан только для конкретного режима плазмы, некоторые оценки достижимых параметров диагностики могут быть сделаны на основе общих соображений.

Рассмотрим ограничения на рефлектометр для измерения профиля электронной плотности. Первое ограничение накладывается принципом

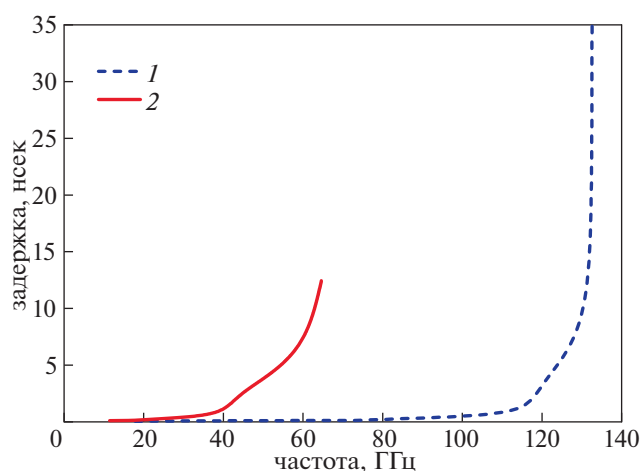


Рис. 10. Величины задержек в распространении сигнала от излучающего до приемного рупора для основного режима работы ТРТ. 1 – рефлектометр на обыкновенной волне; 2 – рефлектометр на нижней отсечке необыкновенной волны.

Таблица 1. Ожидаемые параметры рефлектометрии для измерения профиля электронной плотности для установки TRT

Параметр	Диапазон	Разрешение		Точность	
		пространств.	временное	положение	плотность
$L(n_e)$	$(4 \times 10^{18*}) 8 \times 10^{18} - 3,5 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$	до 50 точек на радиус	1 мс	1 см + 5%	5%

*С уменьшенной точностью.

работы рефлектометра. Измерения рефлектометром представляют собой не измерения величины электронной плотности в конкретной области пространства, а *расстояние от референсной точки до точки отражения внутри плазменного шнура*. Существенным требованием при этом является монотонное возрастание частоты отсечки от периферии к центру плазменного шнура. При этом пространственное разрешение зависит не от геометрии наблюдений, а от количества временных окон, которые используются для оценки частоты доминирующих биений в сигнале приемного миксера. В экспериментах на установке Т-10 использовалось 10 независимых окон на один частотный диапазон, что дает для ТРТ около 50 положений области отсечки на профиле электронной плотности. Следует отметить, что количество окон для анализа сигнала может существенно изменяться как в меньшую сторону, так и в большую сторону вплоть до применяемого на TORE-SUPRA анализа с определением мгновенной частоты биений в каждой точке свипа [4]. Теоретическое временное разрешение рефлектометрической диагностики составляет 10 мкс (при работе со скважностью измерений 1/2, длине свипа 5 мкс и времени между свипами 5 мкс). Следует отметить, что при работе со скважностью 1/2 существенной проблемой становится поток данных в системе сбора, достигающий 40 ГБт/с, и полный объем собранных данных (4 ТБ за импульс длиной 100 секунд). Такой поток данных не может быть передан от АЦП на локальный диск или удаленный сервер, поэтому в настоящий момент практически значимым является режим работы со скважностью 1/20 (1 свип каждые 100 мкс), что позволяет сократить объем передаваемых данных в 10 раз, до приемлемого для современного развития электроники уровня. С учетом требования об усреднении данных отдельных свипов для подавления влияния турбулентности, достижимое временное разрешение диагностики составляет около 1 мс. Ожидаемые параметры диагностики приведены в табл. 1.

Точность измерений определяется несколькими эффектами. Прежде всего, поскольку задача восстановления профиля электронной плотности носит итерационный характер, точность измерения профиля электронной плотности зависит от

точности его восстановления в неизмеряемой части плазменного шнура. Удовлетворительная точность (около 5%) достигается только при условии монотонного уменьшения электронной плотности в неизмеряемой области, например, если вся неизмеряемая часть профиля электронной плотности лежит в области SOL. Это условие накладывает ограничение на минимальную электронную плотность на сепаратрисе, при которой возможно достигнуть удовлетворительной точности измерений рефлектометром. При использовании для инициализации рефлектометра на обыкновенной волне эта плотность соответствует частоте зондирующего излучения 26.5 ГГц и составляет $8 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$.

Вторым фактором, влияющим на точность восстановления профиля электронной плотности, является максимальная длина зондирующего излучения. Считая, что минимальная рабочая частота рефлектометра составляет 12 ГГц, можно считать, что достижимая абсолютная точность измерения расстояния до положения отсечки составит около 1 см. Остальными факторами, влияющими на точность восстановления профиля, являются ошибки в восстановлении локального значения полного магнитного поля и электронной температуры. Эти ошибки приводят как к неверному определению положения области отсечки, так и погрешности в определении локальной плотности электронов в этой области.

Следует еще раз подчеркнуть, что, так как рефлектометрическая диагностика измеряет положение области отсечки, то радиальное разрешение этого метода существенно зависит от величины и профиля электронной плотности в конкретном плазменном режиме. На рис. 11 приведен типичный вид восстановленного расстояния до поверхности отсечки и восстановленный профиль электронной плотности. Видно, что рефлектометрическая диагностика имеет высокое пространственное разрешение в области резких градиентов электронной плотности, тогда как в области плоского профиля электронной плотности пространственное разрешение этого метода измерений снижается. Такая особенность определяет сильную сторону рефлектометрии – высокое пространственное разрешение в области положения барьеров на электронной плотности.

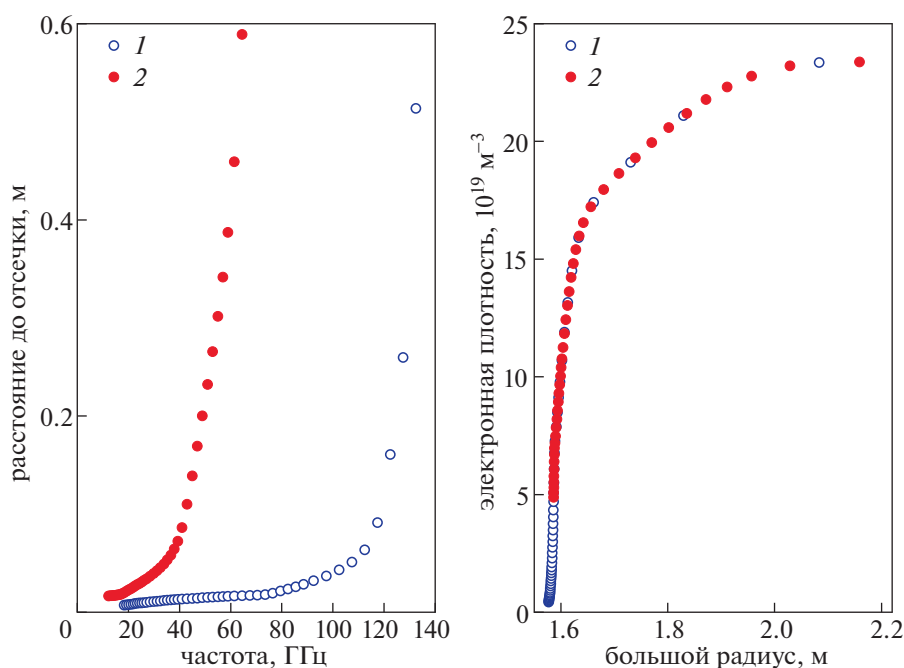


Рис. 11. Типичные ожидаемые результаты измерений профиля электронной плотности с помощью рефлектометра при восстановлении профиля. 1 – рефлектометр на обыкновенной волне; 2 – рефлектометр на нижней отсечке необыкновенной волны. а) – расстояние от референсного отражения до поверхности отсечки, б) – восстановленный профиль электронной плотности.

Детальный анализ достижимых параметров рефлектометрической диагностики и точности измерения в различных режимах выходит за рамки данной обзорной работы и требует детальной проработки конструкции и широкого набора предполагаемых режимов работы установки.

Применение рефлектометра как диагностической системы для исследования флуктуаций плазмы основано на анализе вариации амплитуды и фазы отраженного сигнала, определяемых флуктуациями диэлектрической проницаемости плазмы в области отражения. Следует отметить, что при использовании для зондирования необыкновенной волны флуктуации диэлектрической проницаемости могут быть связаны как с флуктуациями электронной плотности, так и флуктуациями полного магнитного поля. Анализ только данных рефлектометра, вообще говоря, не позволяет разделить информацию о флуктуациях полного магнитного поля и электронной плотности в области отражения. Поэтому для интерпретации рефлектометрических измерений параметров флуктуаций плазмы при использовании для зондирования необыкновенной волны требуются теоретические модели, описывающие свойства возмущений плазмы, либо данных других диагностик.

Ограничения, накладываемые на измерения с помощью рефлектометра параметров флуктуаций электронной плотности, связано с необходимостью работы в режиме “слабой турбулентности”, когда возмущения фазы отраженного

сигнала не превышают 1 радиан [12]. При превышении данного уровня возмущений фазы утрачивается линейная связь между величиной флуктуаций отраженного сигнала рефлектометра и диэлектрической проницаемости плазмы в области отражения, что существенно затрудняет интерпретацию данных диагностики. Минимальное возмущение, надежно регистрируемое рефлектометром, определяется как шумом СВЧ-генераторов, так и работой квадратурного детектора и составляет около 1 градуса (0.02 рад). Следует отметить, что наличие двумерных эффектов делает более информативным не возмущения фазы отраженной волны, а возмущение полного сигнала $E_{\text{rms}}/|E|$ [24]. Максимальное временное разрешение определяется промежуточной частотой гетеродина и частотой опроса АЦП. В рефлектометре установки Т-10 промежуточная частота составляла 20 МГц при частоте опроса 2 МГц, что позволяло проводить измерения в полосе до 0.6 МГц. С учетом наличия быстрых частиц и возбуждаемых ими альфвеновских мод в плазме ТРТ представляется целесообразным увеличить промежуточную частоту до 50 МГц, а частоту АЦП до 10 МГц, что позволит регистрировать возмущение в частотном диапазоне до 2 МГц. Корректная оценка пространственного разрешения диагностики, понимаемого как максимальный поперечный номер регистрируемого возмущения, требует двумерного полноволнового моделирования в условиях конкретной геометрии эксперимента. Такие

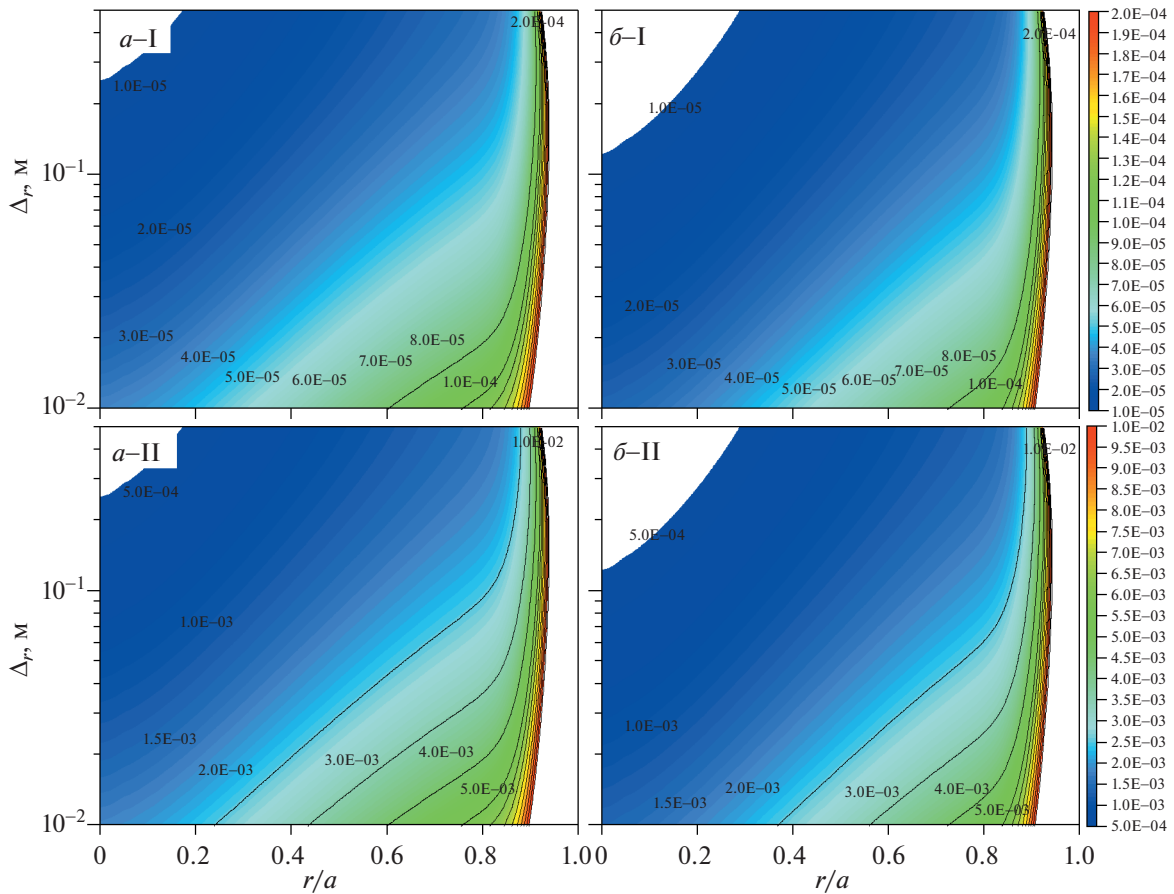


Рис. 12. Диапазон измеряемых системой рефлектометрической диагностики относительных возмущений магнитного поля и электронной плотности для режима TRT с магнитным полем 8 Т и током плазмы 5 МА. I – минимальное возмущение, II – максимальное возмущение. а) – относительное возмущение полного магнитного поля, б) – относительное возмущение электронной плотности

оценки выходят за рамки данной работы и будут выполнены позднее в ходе дальнейшей работы над проектом системы рефлектометрической диагностики плазмы для установки TRT. Грубая оценка может быть сделана на основе опыта рефлектометров установки Т-10. Для рефлектометра Т-10 с размером антенн 25×27.5 мм и расстоянием до поверхности отсечки от 10 до 30 см была проведена уверенная идентификация возмущений плазмы с полоидальным номером моды вплоть до 80. Предполагаемый диапазон измеряемых рефлектометром параметров флуктуаций плазмы приведен в табл. 2.

Как уже было сказано, рефлектометр, зондирующий плазму на необыкновенной волне, не позволяет разделить возмущения магнитного поля и

электронной плотности. Однако можно оценить типичный уровень возмущений, который может быть зарегистрирован рефлектометром, в предположении о наличии в флуктуациях только возмущений магнитного поля или только возмущений электронной плотности. Для этого можно воспользоваться скорректированной формулой Маццукато–Назикяна [12, 25]. Ожидаемые минимальные и максимальные уровни флуктуаций плотности и магнитного поля для режима TRT с полем 8 Т и током плазмы 5 МА приведены на рис. 12.

Видно, что типичная относительная амплитуда возмущений магнитного поля, регистрируемая системой рефлектометрической диагностики в центральной части плазменного шнура ($r/a < 0.85$), лежит в области от 2×10^{-5} до 5×10^{-3} , а амплитуда возмущений электронной плотности – от 1×10^{-5} до 5×10^{-3} . Следует отметить, что приведенные значения могут существенно меняться в зависимости от конкретного профиля электронной плотности в разряде и соотношения возмущений магнитного поля и электронной плотности во флуктуациях.

Таблица 2. Ожидаемые параметры рефлектометрии для измерения флуктуаций плазмы для установки TRT

Параметр	Диапазон	Разрешение	
		пространст.	временное
$E_{\text{rms}}/ E $	0.02–1	$m < 80$	$f < 2$ МГц

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен анализ возможностей диагностики рефлектометрии для разрабатываемого токамака TRT. Проведен анализ возможности измерений с использованием различных поляризаций волны зондирующего излучения и ракурсов наблюдения. Показано, что оптимальным вариантом для реализации данной диагностики на установке TRT является выбор зондирования со стороны сильного магнитного поля и сочетания измерений на обыкновенной волне на периферии плазменного шнура и нижней отсечки необыкновенной волны в центральных частях шнура. Диапазон частот зондирующего излучения составляет от 18 до 140 ГГц на обыкновенной волне и от 12 до 90 ГГц на необыкновенной волне.

Для выбранного ракурса наблюдений проведение предварительная интеграция элементов диагностики в вакуумной камере TRT. В качестве антенн предлагается использовать пирамидальные антенны с интегрированным уголковым отражателем, размещенные за вырезом в первой стенке в плоскости магнитной оси установки. Каждый ракурс измерения требует двух антенн для реализации бистатической схемы измерений. Вакуумную часть приемно-передающего тракта предполагается изготовить из нержавеющей волноводов с внутренним медным покрытием волновода сечением 23×10 мм. Для вывода излучения в верхний порт будут использоваться повороты оптимизированной формы, позволяющие снизить потери СВЧ-мощности на преобразование мод. В качестве вакуумного окна предлагается использование двойного окна из материала ROHACELL HF с откачкой промежуточного объема для уменьшения натекания.

В разрабатываемой системе рефлектометрической диагностики токамака TRT предлагается использовать широкую унификацию приемно-передающего оборудования и систем сложения СВЧ-излучения с оборудованием сооружаемых установок ИТЭР и Т-15МД, в том числе задающие генераторы, модули излучения и приема СВЧ-сигналов, систему сбора и обработки данных.

Для систем измерения профиля электронной плотности и флуктуаций параметров плазмы на основе рефлектометров приведены ожидаемые пространственное и временное разрешение и точность измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Silva A., Manso M.E., Cupido L., Albrecht M., Serra F., Varela P., Santos J., Vergamota S., Eusébio F., Fernandes J., Grossmann T., Kallenbach A., Kurzan B., Loureiro C., Meneses L., Nunes I., Silva F., Suttrop W.* and the ASDEX Upgrade Team // *Rev. Sci. Instrum.* 1996. V. 67 (12). P. 4138.
2. *Zeng L., Wang G., Doyle E.J., Rhodes T.L., Peebles W.A. and Peng Q.* // *Nucl. Fusion.* 2006. V. 46. S677.
3. *Meneses L., Cupido L., Sirinelli A., Manso M.E.* and JET EFDA contributors // *Rev. Sci. Instrum.* 2008. V. 79(10). 10F108.
4. *Clairat F., Bottureau C., Chareau J.M., Sabot R.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2003. V. 74. № 3. P. 1481.
5. *Shelukhin D.A., Vershkov V.A., Subbotin G.F., Sarychev D.V., Petrov A.A., Petrov V.G., Sokolov M.M. and Igonkina G.B.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2018. V. 89. 094708. <https://doi.org/10.1063/1.5039151>
6. *Simonet F.* // *Review of Scientific Instruments.* 1985. V. 56. 664.
7. *Costley A.E., Cripwell P., Pretince R., Sips A.C.C.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1990. V. 61. № 10. P. 2823.
8. *Леонов В.М., Коновалов С.В., Жоголев В.Е., Кавин А.А., Красильников А.В., Куянов А.Ю., Лукаш В.Э., Минеев А.Б., Хайрутдинов Р.Р.* // *Физика плазмы.* 2021. V. 47 № 11. С. 986.
9. *Heald M.A., Wharton C.B.* “Plasma diagnostics with microwaves”, New York—London—Sydney, John Wiley & Sons Inc, 1998.
10. *Mazzucato E.* // *Phys. Fluids*, B 4, (1992) 3460–3461.
11. *Bottolier-Curtet H. and Ichtchenko G.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1987. V. 58. P. 539.
12. *Mazzucato E., Nazikian R.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1995. V. 66. № 2. P. 1237.
13. *Вершков В.А., Солдатов С.В., Шелухин Д.А., Уразбаев А.О.* // *Приборы и техника эксперимента.* 2004. № 2. С. 54.
14. *Vershkov V.A., Andreev V.F., Borschegovskiy A.A., Chistyakov V.V.* // *Nuclear Fusion.* 2011. V. 51 № 9, 094019.
15. *Сивухин Д.В.* *Общий курс физики, Оптика, Т. IV, М.: Наука, 1980, 752 с.*
16. ГОСТ 20900-2014. Трубы волноводные медные и латунные прямоугольные. Технические условия.
17. *Doane J.L.* // *Microwave Theory and Techniques* 1984. V. 32. № 10, P. 1362.
18. *Katsenelenbaum B.Z., Mercader Del Rio L., Pereyaslavets M., Sorolla Ayza M., Thumm M.* “Theory of non-uniform waveguides, the cross-section method (Electromagnetic Waves Series)”, 1998.
19. *Novokshenov A., Nemov A., Shelukhin D., Lukyanov V., Gorbunov A., Vershkov V.* // *Fusion Engineering and Design* Volume 168, July 2021, 112406. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2021.112406>
20. *Shelukhin D.A., Vershkov V.A., Gorbunov A.V., Lukyanov V.V., Petrov V.G., Sarychev D.V., Subbotin G.F.* // *Proc. of 14th International Reflectometry Workshop, Lausanne, Switzerland, 22–24 May 2019*
21. ROHACELL® HF. Technical Information. Evonik Resource Efficiency GmbH | February 2017.
22. *Cherkez D., Spitsyn A., Shelukhin D., Vershkov V.* // *Proc. 12th Intern. Conf. Tritium Science and Technology* April 22–26, 2019 Busan, Korea
23. *Belousov V.I., Vershkov V.A., Denisov G.G., Khozin M.A. and Shelukhin D.A.* // *Technical Physics Letters.* 2017. V. 43. № 11. P. 1037.
24. *Lin Y., Nazikian R., Irbi J.H., Marmor E.S.* // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2001. V. 43. № 1. P. L1-L8.
25. *Shelukhin D.A., Soldatov S.V., Vershkov V.A., and Urazbaev A.O.* // *Plasma Physics Reports.* 2006. V. 32. P. 707.

УДК 533.9

ВОЗМОЖНОСТИ СПЕКТРАЛЬНОЙ ДИАГНОСТИКИ ПРИМЕСЕЙ И ВОДОРОДА В ДИВЕРТОРНОЙ ПЛАЗМЕ TRT

© 2022 г. К. Ю. Вуколов^{a, b, *}, Е. Н. Андреев^a, А. В. Горбунов^a, А. С. Кукушкин^a,
А. А. Морозов^a, А. А. Пшенов^a

^a НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^b Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*e-mail: vukolov_ky@nrcki.ru

Поступила в редакцию 16.03.2022 г.

После доработки 12.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Рассматриваются возможности определения положения ионизационного фронта, контроля скорости поступления (потоки) примесей, обеспечения контроля нагрева и эрозии диверторных пластин. Основной задачей является исследование режимов работы дивертора и эффективности откачки примесей. Обсуждается построение диагностики в предложенном эскизном варианте установки, состав оборудования и методика экспериментов, включая постановку задач, требования к измерениям и оценку уровня сигналов.

Ключевые слова: спектральная диагностика плазмы, дивертор, ионизационный фронт, примеси, режим детачмента, рекомбинация

DOI: 10.31857/S0367292122100110

1. ВВЕДЕНИЕ

Высокий поток мощности из основной плазмы токамака в дивертор, предполагает работу установки с частичным или полным отрывом плазмы от диверторных пластин за счет перехода в режим газовой мишени (так называемый режим детачмента). Это позволяет снизить пиковую нагрузку на диверторные пластины за счет перераспределения поступающей в дивертор мощности на большую площадь, достигающегося преобразованием кинетической и потенциальной энергии заряженных частиц, удерживаемых магнитным полем, в излучение примесей и рабочего газа, а также кинетическую энергию нейтральных атомов в плазменно-газовом облаке в районе выхода сепаратрисы на диверторные пластины [1]. Контроль и управление режимом работы дивертора (переход в режим детачмента, определение положения ионизационного фронта, контроль потока тепла на диверторные пластины) является критически важной задачей в установках с высокой вложенной мощностью, к которым относится токамак с реакторными технологиями (TRT) [2].

Для снижения нагрузок на диверторные пластины в установке TRT предлагается применять следующие меры: использование закрытого дивертора, оптимизация геометрии мишеней, поддержание высокого давления нейтралов в дивер-

торной камере, подача в дивертор примесных газов (неон) [3]. Увеличение потерь тепла из плазмы в режиме газовой мишени в основном достигается за счет излучения в процессах рекомбинации и возбуждения рабочего газа и примесей [4]. Предварительные расчеты показывают, что в номинальном режиме TRT с мощностью дополнительного нагрева 40 МВт пиковая нагрузка на диверторные пластины может превышать 15 МВт/м², что в полтора раза выше проектных требований для дивертора ИТЭР. В связи с этим необходимо обеспечить тщательный контроль режима работы дивертора на основе сигналов от диагностических систем.

Диагностика диверторной плазмы в токамаках опирается на результаты зондовых и лазерных методов измерений, но широко используется и эмиссионная (пассивная) спектроскопия плазмы [5]. Применение спектроскопических измерений с обзором диверторной зоны из нескольких точек (в различных ракурсах) позволит проводить топографию плазменно-газовой мишени в различных линиях атомов и ионов. Это дает возможность диагностировать отрыв плазмы от диверторных пластин [6, 7], судить о нагрузках во внешней и внутренней ногах дивертора и др.

Статья посвящена разработке концептуально-го проекта спектроскопических диагностических систем для контроля примесей и водорода в ди-

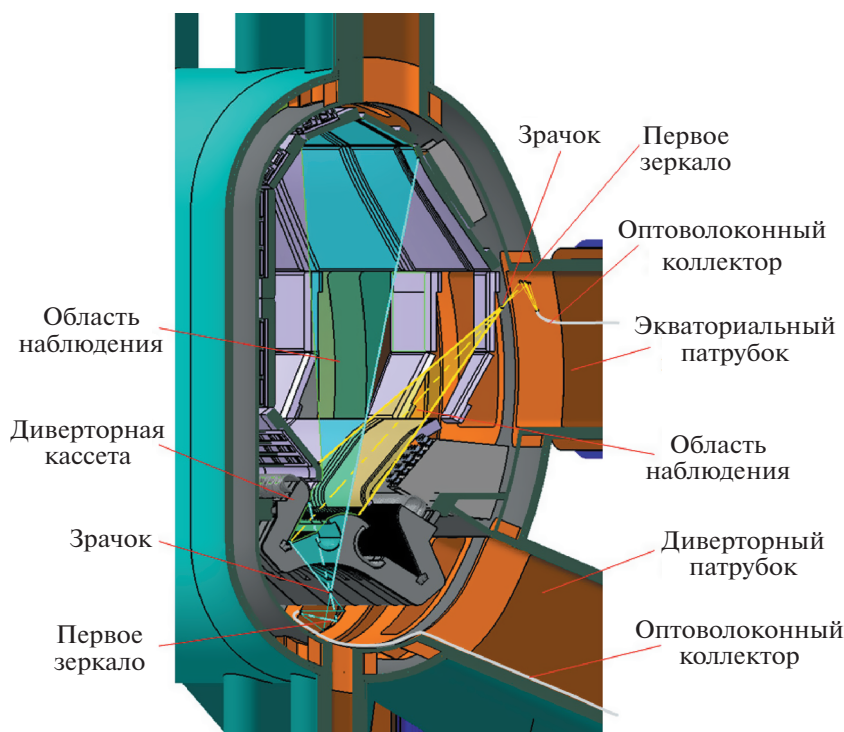


Рис. 1. Схема сбора излучения для томографии внутренней ноги дивертора.

верторе TRT. Рассматриваются возможности определить положение ионизационного фронта, проконтролировать скорость поступления (потоки) примесей. Основной задачей является исследование режимов работы дивертора и эффективности откачки примесей. Обсуждается построение диагностики в предложенном эскизном варианте установки, состав оборудования и методика экспериментов, включая постановку задач, требования к измерениям и оценку уровня сигналов.

2. ПОСТРОЕНИЕ ДИАГНОСТИКИ И ОРГАНИЗАЦИЯ СБОРА ИЗЛУЧЕНИЯ

Работа в стационарном режиме длительностью 100 с с сильным магнитным полем (8 Тл в центре плазмы), током плазмы до 5 МА и дополнительным нагревом до 40 МВт приводят к необходимости использования прочной конструкции вакуумной камеры с длинными патрубками [2]. Для такой конструкции в случае DD-плазмы удается снизить ядерный нагрев катушек тороидального поля до допустимых 1 мВт/см^3 при полном нейтронном выходе 10^{18} н/с [8]. С другой стороны, из-за длинных патрубков спектроскопия диверторной плазмы становится возможной только с использованием внутрикамерных зеркал (как в ИТЭР), так как из атмосферной зоны в экваториальных и в диверторных патрубках нет прямой

видимости области как внешней, так и внутренней ноги дивертора.

В TRT планируется использовать классический однонулевой дивертор в нижней части камеры, который состоит из 54 кассет с 10 мм щелью между ними [3]. Диверторная плазма TRT будет содержать ионы, атомы и молекулы дейтерия, ионы и атомы неона, вводимого в плазму для увеличения радиационных потерь в диверторе, а также атомы и ионы бериллия (материал первой стенки). Напуск газов (D_2 и Ne) будет проводиться через экваториальный порт, а откачка вакуумной камеры – через диверторные патрубки.

Для проведения измерений в диверторе предлагается спектральный диапазон от 400 до 700 нм. На рис. 1 показан вариант обзора дивертора в вертикальной плоскости. Обзор обеспечивается системой зеркал, расположенных в экваториальном и диверторном патрубках и позволяет наблюдать за плазмой во внутренней ноге дивертора. Наблюдение в системах сбора излучения, размещенных в диверторе, ведется через щель между диверторными кассетами.

Предложения по диагностике внешней ноги дивертора из диверторного патрубка с использованием внутрикамерных зеркал показаны на рис. 2. В этом случае наблюдение вдоль всех хорд ведется через щель между диверторными кассетами.

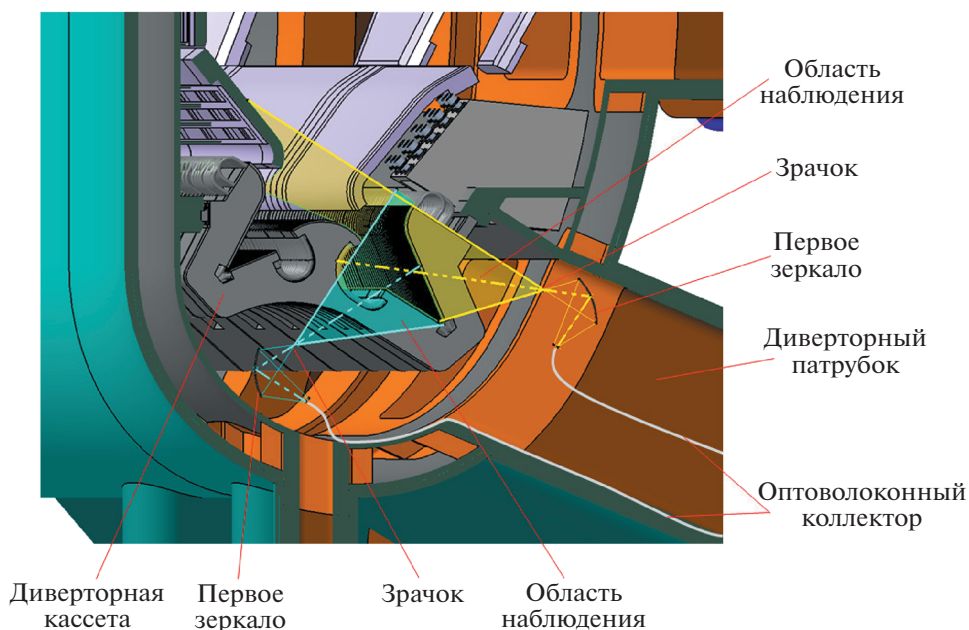


Рис. 2. Схема сбора излучения для томографии внешней ноги дивертора.

Для контроля и исследования процесса отрыва плазмы от поверхности диверторных пластин может быть применена томография диверторной области в линиях бальмеровской серии водорода, как это делалось в токамаке TCV [6, 7]. Как видно из рис. 1 и 2 в TRT такая возможность существует с применением двух ракурсов наблюдения вдоль нескольких пересекающихся хорд, выходящих на диверторные пластины. Из-за того, что область под дивертором относительно небольшая могут возникнуть сложности интеграции двух оптических систем рядом, в этом случае томография внешней и внутренней ноги может выполняться в разных сечениях.

Предложенные оптические системы построены на принципе камеры-обскуры с малым входным зрачком (в рамках концептуального проекта предлагается использование входного зрачка $\varnothing 10$ мм). Это сделано для защиты зеркал от загрязнений, что особенно актуально для диверторных систем [9]. Для систем наблюдения, размещенных в диверторе, телесный угол обзора ограничен щелью между диверторными кассетами и составляет ~ 0.1 стерadian, для экваториальной системы ~ 0.01 стерadian. В работе [10] показано, что основная часть загрязнений поступает на первые зеркала в режиме кондиционирования камеры, поэтому для продления срока службы зеркал необходимо предусмотреть шторку для входного зрачка. Зрачок, первое зеркало и ближайшие оптические элементы (головка оптоволоконного коллектора, линза, второе зеркало и т.д.) обычно объединяют в узел входного зеркала [11] и выпол-

няют в одном максимально закрытом корпусе для защиты всех элементов от загрязнений.

В предложенной системе сбора излучения первое зеркало, обращенное непосредственно к плазме, является самым нагруженным элементом. Для оценки времени жизни первого зеркала можно использовать методику, описанную в работе [11], однако для этого необходимы расчетные значения потоков атомов водорода и примесей на первую стенку, которых в данный момент для TRT нет. Если расчеты покажут, что скорость деградации первого зеркала не позволяет обеспечить надежную работу диагностики, хотя бы в течение одной кампании (6–9 месяцев), то в этом случае можно будет уменьшить размер входного зрачка, что, однако, приведет к потере в светосиле системы сбора излучения. Кардинальный вариант решения этой проблемы – использовать активную очистку зеркал за счет распыления осадений в плазменном разряде, как это предлагается для диагностик в ИТЭР [12].

Для увеличения пропускной способности системы сбора излучения необходимо минимизировать количество оптических элементов, для этого можно закрепить головку оптоволоконного коллектора в плоскости изображения первого зеркала (сферического или параболического). К минусам такого подхода можно отнести проблему эффективного использования заливки оптоволоконна в системе сбора типа камеры-обскуры (из-за разности числовых апертур оптоволоконна и системы сбора). Кроме того, при размещении оптоволоконного коллектора внутри вакуумной каме-

ры на него будет воздействовать гамма-нейтронное излучение из плазмы, что может приводить к постепенной деградации его пропускания. Этого можно избежать при использовании радиационно-стойких коллекторов на основе легированного водородом оптоволокна. В работах [13, 14] показано, что такое волокно способно работать под серьезными радиационными нагрузками начиная от 400–450 нм (при набранной дозе 15 кГр наведенное оптическое поглощение не превышает 0.15 дБ/м), а при облучении в импульсном режиме, такое волокно практически полностью восстанавливается в паузах между импульсами токамака.

Размещение оптоволоконной оптики прямо внутри вакуумной камеры упростит калибровку системы и исключит проблему вибраций и смещения камеры относительно внекамерной оптики. Кроме того, при использовании нелегированного водородом волокна с низким содержанием ОН-групп, не имеющего полос поглощения в ближней ИК-области, остается возможность использовать данные оптические системы для ИК-спектроскопии, в частности, для измерения температуры диверторных пластин.

Помимо основных задач – контроля отрыва плазмы от диверторных пластин и мониторинга их эрозии, предложенная диагностика должна решать классическую задачу пассивной спектроскопии по определению относительного содержания примесей в плазме. В случае TRT это, прежде всего, бериллий, неон и литий, во время проведения экспериментов с литиевой диверторной пластиной. Атомы и водородоподобные ионы этих элементов имеют достаточно интенсивные спектральные линии в планируемой области наблюдения для того, чтобы рассчитывать на их регистрацию с помощью предлагаемой диагностической системы с учетом вклада рекомбинации в заселение верхних уровней. Выбор линий примесей для наблюдения и оценки сигналов – задача следующего этапа разработки проекта.

Отметим, что при использовании вместо оптоволокна внутрикамерных зеркал для вывода излучения из плазмы появляется возможность передачи части света для построения изображения на матрице видеокамеры и визуального контроля состояния диверторных пластин, что также может быть актуальной задачей.

3. ОЦЕНКА ОЖИДАЕМЫХ СИГНАЛОВ ДИАГНОСТИКИ

На основе двумерных распределений параметров плазмы, полученных при помощи кода SOLPS4.3 [4], для сценариев с мощностью, поступающей в пристеночный слой (scrape-off layer, SOL) из области удержания, $P_{SOL} = 20$ МВт, и раз-

ной концентрацией неона в SOL (2–4%), были рассчитаны ожидаемые сигналы в линиях бальмеровской серии атомарного водорода. Для расчетов использовалась модифицированная столкновительно-излучательная модель, разработанная для диагностики лазерного индуцированного тушения (решение статической задачи). Пример двумерных распределений концентрации и температуры электронов, а также концентрации атомов водорода в диверторе показан на рис. 3. На рисунке также отмечены хорды сбора света всех четырех ракурсов наблюдения: желтыми линиями – хорды оптических систем установленных под диверторными кассетами, пурпурными линиями – оптических систем, установленных в диверторном и экваториальном патрубках. Для удобства все хорды наблюдения пронумерованы по следующему правилу: для систем сбора света из патрубков нумерация идет снизу вверх (нижняя хорда #1), для систем сбора, установленных под диверторными кассетами, первая хорда – нижняя, смотрит в самую нижнюю часть диверторной зоны, последняя хорда (#11) – ближайшая к X-точке.

Выполненные в SOLPS расчеты показывают, что в диверторе ожидается очень высокая концентрация электронов ($n_e > 10^{21} \text{ м}^{-3}$) не только в области выхода сепаратрисы на диверторные пластины (strike points), но и вдоль всей сепаратрисы вплоть до X-точки. Высокая плотность, в совокупности с низкой температурой электронов приводит к активной рекомбинации ионов рабочего газа (при переходе через сепаратрису температура быстро падает до значений меньше 1 эВ, см. рис. 3). В процессе рекомбинации заселяются преимущественно верхние уровни, поэтому вклад рекомбинации в диагностические сигналы в линиях бальмеровской серии водорода на хордах наблюдения, которые пересекают междиверторное пространство (область дивертора между внешними и внутренними усами сепаратрисы), будет существенным в сравнении с вкладом возбуждения электронным ударом. Возбуждение электронным ударом является доминирующим каналом заселения верхних уровней в более горячей диверторной плазме с верхней стороны от усов сепаратрисы.

При одновременной регистрации нескольких линий бальмеровской серии атомарного водорода можно рассчитать вклад рекомбинации в населенности верхних уровней по сравнению с возбуждением электронным ударом [7]. А на основе расчетов – оценить снижение потока энергии, входящей на диверторные пластины, за счет рекомбинации горячих ионов водорода (при рекомбинации иона водорода на поверхности мишени высвобождается 13.6 эВ потенциальной энергии). Кроме этого, атомы водорода, возник-

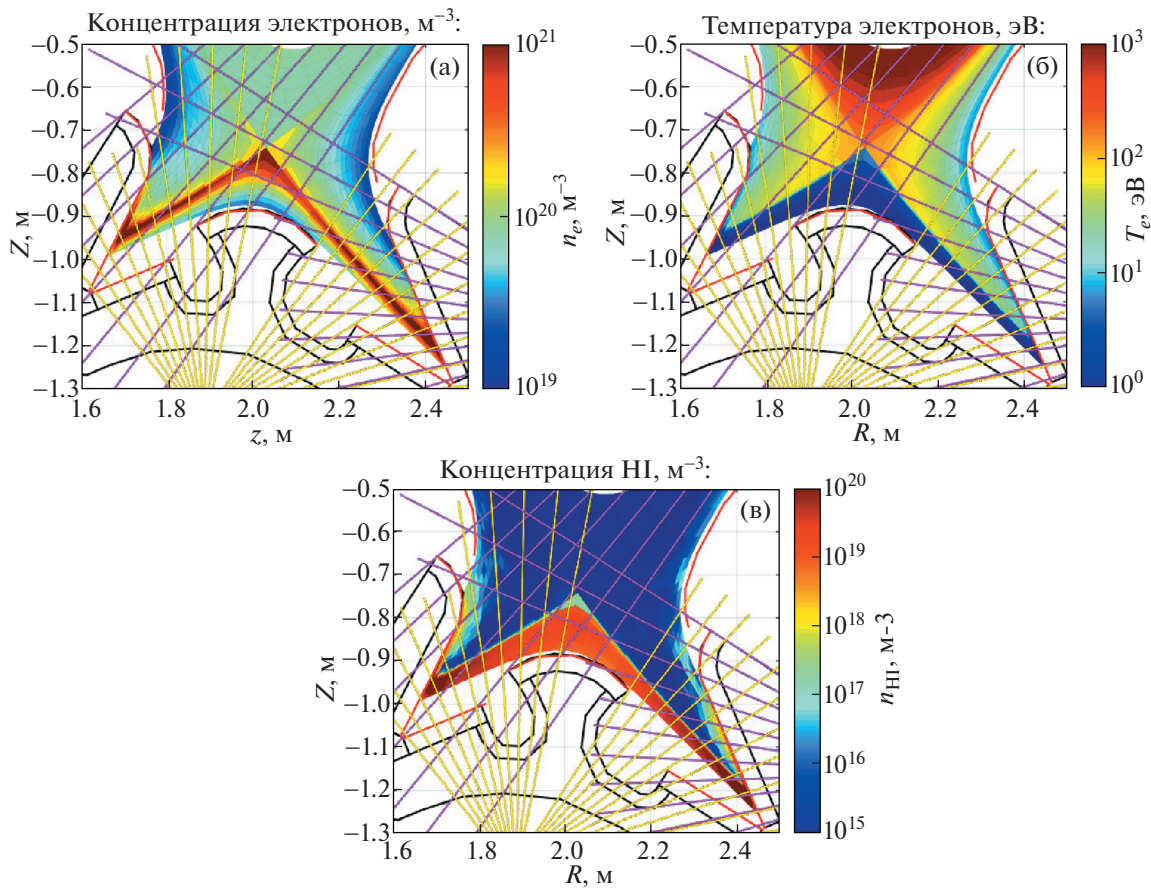


Рис. 3. Расчетные (SOLPS) распределения параметров плазмы в диверторе TRT для сценария $P_{SOL} = 20$ МВт, $n_e^{sep} = 7.3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$: концентрация электронов, м^{-3} (а), температура электронов, эВ (б), концентрация атомов водорода, м^{-3} (в). Желтыми и пурпурными линиями также отмечены хорды сбора света из внутренней и внешней ног дивертора.

шие в результате рекомбинации, дополнительно снижают нагрузку на стенку (рассеивают локализованный около сепаратрисы поток энергии) за счет многократного излучения фотонов в линиях до тех пор, пока не будут ионизованы. Наблюдение линий бальмеровской серии атомарного водорода дает возможность исследовать ионизационно-рекомбинационный баланс в диверторной плазме, определять положение ионизационного и рекомбинационного фронтов, и, в результате, контролировать эффективность утилизации мощности, приходящей из основной плазмы в дивертор.

В диверторе TRT ожидаются сильные градиенты температуры и концентрации электронов как поперек, так и вдоль магнитных поверхностей (см. рис. 3), что приводит к неоднородности светимости линий водорода по пространству. Поэтому в диверторе актуальны топографические измерения, позволяющие локализовать точки регистрации сигналов излучения атомов рабочего газа

и примесей. Одновременное наблюдение внешней и внутренней ног дивертора дает возможность оценивать распределение мощности между ними, что важно для получения оптимального режима дивертора.

Результаты расчета удельной интенсивности светимости линий H_α (656 нм) и H_γ (434 нм), проинтегрированных вдоль хорд наблюдения (I_{H_α} , I_{H_γ}), для системы сбора света из внешней ноги дивертора, приведены на рис. 4 (для сценария SOLPS #180 [4]: $P_{SOL} = 20$ МВт, 3% Ne, $q_{out}^{pk} = 2.6 \text{ МВт/м}^2$, $n_e^{sep} = 7.3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$): сплошными линиями показана интенсивность, рассчитанная с учетом возбуждения электронным ударом и рекомбинации, штриховыми линиями — только за счет возбуждения (без учета рекомбинации).

Расчет показывает, что рекомбинация играет роль в заселении высоковозбужденных состояний ($n > 3$) практически для всех хорд наблюде-

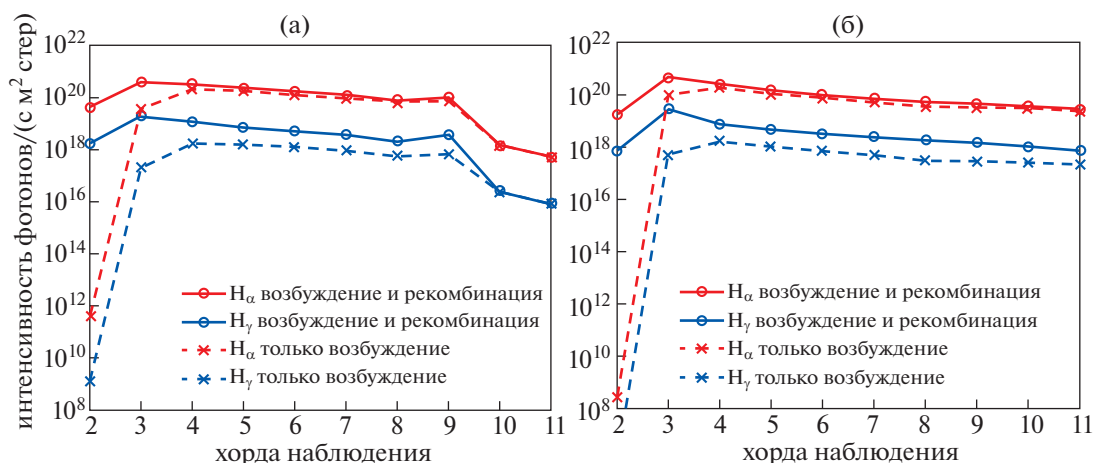


Рис. 4. Интенсивность свечения линий бальмеровской серии во внешней ноге дивертора по хордам наблюдения с учетом (сплошные) и без учета (штриховые) заселения возбужденных состояний в процессе рекомбинации для внутрипортовой системы сбора света (а) и системы сбора, расположенной под диверторными кассетами (б).

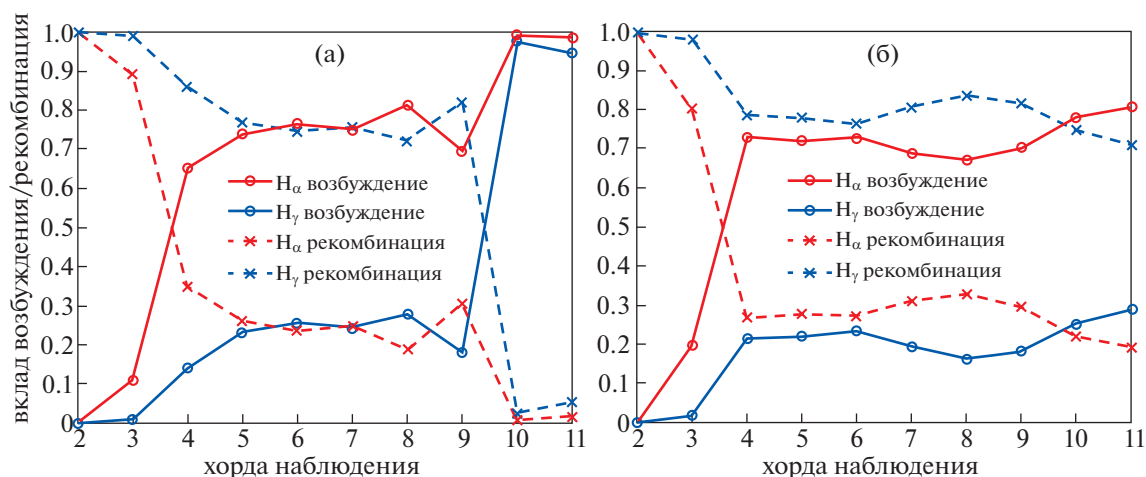


Рис. 5. Вклад возбуждения электронным ударом и рекомбинации в заселение $n = 3$ (H_α) и $n = 5$ (H_γ) возбужденных состояний атомов водорода для разных хорд наблюдения внешней ноги дивертора: внутрипортовой системы сбора света (а) и системы сбора, расположенной под диверторными кассетами (б).

ния. Нижние хорды направлены на области холодной плотной плазмы у поверхности внешней диверторной пластины, где произошел отрыв плазмы и образовалась “газовая мишень”, в этой области рекомбинация является основным механизмом заселения не только верхних, но и нижних возбужденных состояний атома. В зависимости от сценария, расчетная интенсивность линии H_α варьируется от 10^{18} до 10^{21} фотонов/(с · м² · ср).

Вклад возбуждения электронным ударом и рекомбинации в заселение $n = 3$ и $n = 5$ возбужденных состояний атомов водорода для разных хорд наблюдения на внешней ноге дивертора показан на рис. 5: сплошными линиями — вклад возбуж-

дения электронным ударом, штриховыми — вклад рекомбинации.

Хорошо видно, что в районе выхода сепаратрисы на диверторные пластины рекомбинация полностью определяет свечение линий водорода бальмеровской серии. По мере приближения к X-точке вдоль сепаратрисы роль рекомбинации снижается, однако все еще остается существенной из-за высокой концентрации электронов. Рекомбинация является ключевым механизмом, обеспечивающим отрыв плазмы. По ее активизации можно судить о переходе из режима с сильным рециклингом (high-recycling режим) в режим детачмента [1].

Используя рассчитанные в столкновительно-излучательной модели потока фотонов в линиях водорода и геометрические параметры системы сбора света, можно рассчитать ожидаемые сигналы на матрице фотодетектора I_{PD} (для ракурса зондирования из диверторного патрубка):

$$I_{PD_{H\alpha}} = I_{H\alpha} \Omega_{ch} \Delta h T = 3.5 \times 10^{-10} I_{H\alpha} \text{ фотонов/с.}$$

Здесь $\Omega_{ch} \approx 3.5 \times 10^{-4}$ ср — телесный угол сбора света для хорд наблюдения (варьируется от 1.6×10^{-4} до 4.5×10^{-4} в зависимости от хорды наблюдения), $\Delta = 10$ мм — ширина хорд наблюдения, которая равна ширине щели между диверторными кассетами, через которую идет наблюдение, высота хорд $h \approx 1$ мм примерно соответствует 1 пикселю на матрице фотодетектора (при полной высоте отрезка наблюдения 400 мм и числу строк пикселей на матрице — 512), и суммарное пропускание всех оптических элементов, включая пропускание спектрального прибора, равно $T = 10\%$.

Таким образом, при интенсивности линии H_{α} $I_{H\alpha} = 10^{20}$ фотонов/(с · м² · ср) на матрицу фотодетектора будет приходиться примерно $I_{PD_{H\alpha}} = 3.5 \times 10^{10}$ фотонов/с. Такая высокая интенсивность свечения линий водорода в диверторе позволит проводить регистрацию сигналов с частотой съемки до 1 кГц (время интегрирования сигнала до 1 мс).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диагностика эмиссионной спектроскопии является универсальным инструментом для исследования физических процессов и контроля работы дивертора в условиях высокой нагрузки на пластины. В основные задачи спектроскопии в диверторе TRT входят: контроль перехода в режим с газовой мишенью (детachment), определение положения ионизационного фронта, оценка уровня рециклинга. Кроме этого диагностика может использоваться для контроля поступления примесей (неон, бериллий, вольфрам и др.) из дивертора в основную плазму и мониторинга эрозии диверторных пластин. Наконец, все современные транспортные коды, применяемые для интерпретации экспериментальных результатов и оптимизации конструкции дивертора, имеют ряд свободных параметров, которые невозможно получить из “первых принципов” (в первую очередь это коэффициент рециклинга на поверхности обращенных к плазме элементов и аномальный перенос частиц и тепла поперек магнитного поля). Определение этих параметров требует калибровки (привязки) относительно экспериментальных данных, в том числе, получаемых из дан-

ных эмиссионной спектроскопии. Диагностика также позволит исследовать влияние запирающего излучения в линиях водорода на работу дивертора, которое для машины масштаба TRT с металлической первой стенкой и контролируемым напуском примеси будет играть важную роль [15].

Выполненное в работе [4] моделирование показывает, что окно рабочих параметров дивертора TRT, ограниченное максимально допустимой нагрузкой на диверторные пластины, предельной плотностью плазмы на сепаратрисе и приемлемой степенью отрыва плазмы от диверторных пластин (глубокий отрыв плазмы от диверторных пластин приводит к уменьшению энергетического времени жизни центральной плазмы), может (при условии, что существующий скейлинг для эффективной ширины слоя, в котором энергия выносится из основной плазмы в дивертор [16], будет справедлив для TRT) оказаться до такой степени узким, что работа на проектных мощностях потребует крайне эффективного контроля режима работы дивертора. Для осуществления контроля режима работы дивертора используются измерения тока плазмы на диверторные пластины, параметров плазмы (температуры и плотности) у поверхности диверторных пластин, положения ионизационного фронта и излучения примесей [17]. Предлагаемая диагностика может обеспечить измерения всех этих величин, кроме тока плазмы на диверторные пластины, измеряемого тривиальным способом на любой установке. Следует также отметить, что изменение режима работы дивертора далеко не всегда происходит плавно, могут возникать как разного рода колебания [18, 19], так и скачкообразные переходы из режима с сильным рециклингом в режим detachment и обратно [20]. Анализ и управление подобными процессами, если они будут возникать в диверторе TRT, принципиально невозможен без диагностики, позволяющей измерять пространственные распределения параметров диверторной плазмы.

Среди проблем спектроскопии в TRT стоит отметить традиционную проблему первого зеркала, которая особенно критична в диверторе. Как способ борьбы с деградацией первого зеркала, предлагается использовать систему сбора света по типу камеры-обскуры с небольшим входным зрачком, а если потребуется, то и очистку зеркала в плазменном разряде. Размер щели между диверторными кассетами ограничивает сбор света в тороидальном направлении из диверторного патрубка и пространства под диверторными кассетами. Проблема радиационной стойкости оптических компонентов системы может возникнуть на финальной стадии эксплуатации установки в разрядах с наличием дейтерия и трития.

Применение вместо оптоволоконна внутрикамерных зеркал для вывода излучения из вакуумной камеры позволяет визуально контролировать состояние диверторных пластин с помощью видеокамеры. На следующей стадии разработки будет принято решение какой вариант использовать, но оптимальным кажется применение отдельной системы контроля эрозии пластин дивертора на основе внутрикамерного объектива.

Апробация предлагаемой для TRT диагностики диверторной плазмы будет проведена на токамаке T-15МД. В настоящее время ведется её активная проработка, включая комплекс оборудования и размещение систем на установке.

Авторы благодарны С.В. Коновалову за ряд полезных обсуждений и материалы по концептуальному проекту TRT.

Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса” НИЦ “Курчатовский институт”, <http://ckp.nrcki.ru/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Krashennnikov S.I., Kukushkin A.S., Pshenov A.A.* // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 055602.
2. *Красильников А.В., Коновалов С.В., Бондарчук Э.Н., Мазуль И.В., Родин И.Ю., Минеев А.Б., Кузьмин Е.Г., Кавин А.А., Карпов Д.А., Леонов В.М., Хайрутдинов Р.Р., Кукушкин А.С., Портнов Д.В., Иванов А.А., Бельченко Ю.И., Денисов Г.Г.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 970.
3. *Мазуль И.В., Гиниятулин Р.Н., Кавин А.А., Литуновский Н.В., Маханьков А.Н., Пискарев П.Ю., Танчук В.Н.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 1103.
4. *Кукушкин А.С., Пшенов А.А.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 1123.
5. *Boedo J., McLean A.G., Rudakov D.L., Watkins J.G.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 044008. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaa2ec>
6. *Verhaegh K., Lipschultz B., Duval B.P., Harrison J.R., Reimerdes H., Theiler C., Labit B., Maurizio R., Marini C., Nespoli F., Sheikh U., Tsuid C.K., Vianello N., Vijversfth W.A.J., TCV team and the EURO fusion MST1 team* // Nuclear Materials and Energy. 2017. V. 12. P. 1112. <https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.01.004>
7. *Verhaegh K., Lipschultz B., Duval B., Fil A., Wensing M., Bowman C., Gahle D.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 125018. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab4f1e>
8. *Портнов Д.В., Высоких Ю.Г., Кацук Ю.А., Родионов Р.Н.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 1170.
9. *Litnovsky A., Voitsenya V.S., Reichle R., Walsh M., Razdobarin A., Dmitriev A., Babinov N., Marot L., Moser L., Yan R., Rubel M., Widdowson A., Moon S., Oh S.G., An Y., Shigin P., Orlovskiy I., Vukolov K.Yu., Andreenko E., Krimmer A., Kotov V., Mertens Ph., for the Specialists Working Group on First Mirrors of the ITPA Topical Group on Diagnostics* // Nuclear Fusion. 2019. V. 59. P. 066029. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab1446>
10. *Vukolov K.Yu., Guseva M.I., Evstigneev S.A., Medvedev A.A., Zvonkov S.N.* // Plasma Devices and Operations. 2004. V. 12. P. 193. <https://doi.org/10.1080/1051999042000238040>
11. *Андреев Е.Н., Орловский И.И., Алексеев А.Г., Морозов А.А.* // ВАИТ. Сер. Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. С. 13.
12. *Рогов А.В., Капустин Ю.В.* // Приборы и техника эксперимента. 2021. № 3. С. 60. <https://doi.org/10.31857/S0032816221030332>
13. *Gusarov A., Vukolov K.Y., Orlovskiy I.I., Andreenko E.N.* // Fusion Engineering and Design. 2020. V. 151. P. 111356. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.111356>
14. *Vukolov K.Yu., Andreenko E.N., Orlovskiy I.I.* // Fusion Engineering and Design. 2021. V. 170. P. 112465. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2021.112465>
15. *Pshenov A.A., Kukushkin A.S., Marenkov E.D., Krashennnikov S.I.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 106025. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab3144>
16. *Eich T., Leonard A.W., Pitts R.A., Fundamenski W., Goldston R.J., Gray T.K., Herrmann A., Kirk A., Kallenbach A., Kardaun O., Kukushkin A.S., LaBombard B., Maingi R., Makowski M.A., Scarabosio A., Sieglin B., Terry J., Thornton A., ASDEX Upgrade Team1 and JET EFDA Contributors* // Nuclear Fusion. 2013. V. 53. P. 093031. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/9/093031>
17. *Leonard A.W.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 044001. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaa7a9>
18. *Heinrich P., Manz P., Bernert M., Birkenmeier G., Brida D., Cavedon M., David P., Griener M., Haas G., Hapfel T., Plank U., Reimold F., Stroth U., Wischmeier M., Zhang W., ASDEX Upgrade team* // Nuclear Fusion. 2020. V. 60. P. 076013. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab8a05>
19. *Wang H.Q., Watkins J.G., Guo H.Y., Leonard A.W., Thomas D.M., Stepanenko A.A., Krashennnikov S.I.* // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 022504. <https://doi.org/10.1063/1.5140354>
20. *McLean A.G., Leonard A.W., Makowski M.A., Groth M., Allena S.L., Boedo J.A., Bray B.D., Briesemeister A.R., Carlstrom T.N., Eldon D., Fenstermacher M.E., Hill D.N., Lasnier C.J., Liu C., Osborne T.H., Petrie T.W., Soukhanovskii V.A., Stangeby P.C., Tsui C., Unterberg E.A., Watkins J.G.* // J. Nuclear Materials. 2015. V. 463. P. 533. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2015.01.066>