

УДК 533.9

## ДИАГНОСТИКА ЭЛЕКТРОННОГО КОМПОНЕНТА ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ МЕТОДОМ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

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

<sup>a</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

<sup>b</sup> НИЦ “Курчатовский институт” – ПИЯФ, Ленинградская обл., Гатчина, Россия

<sup>c</sup> ООО “Лазеры и оптические системы”, Санкт-Петербург, Россия

<sup>d</sup> Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

<sup>e</sup> 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 ( $\beta_e$ ), 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  $\beta_e$  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-инжекция, 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 $n_e$ , $10^{20} \text{ м}^{-3}$	$0.1 < n_e < 2.5$	$0.05 < n_e < 2.5$
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 области 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  $0.2 \text{ Дж/см}^2$  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.

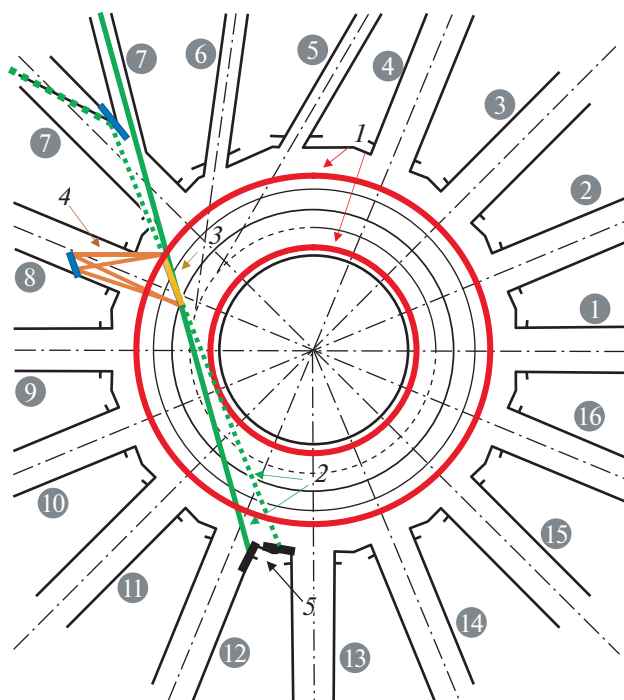
**Таблица 2.** Основные параметры систем сбора рассеянного излучения

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

#### 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  $100^\circ$ – $120^\circ$ , 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<sup>-3</sup> (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<sup>-3</sup> (см. рис. 5а). В случае измерений на периферии плазменного шнура (при условии низкой плотности плазмы  $n_e = 0.5 \times 10^{19}$  м<sup>-3</sup> и высокого пространственного разрешения) для обеспечения удовлетворительной точности требуется увеличение энергии лазерного импульса вдвое, до 4.8 Дж, (см. рис. 5б).

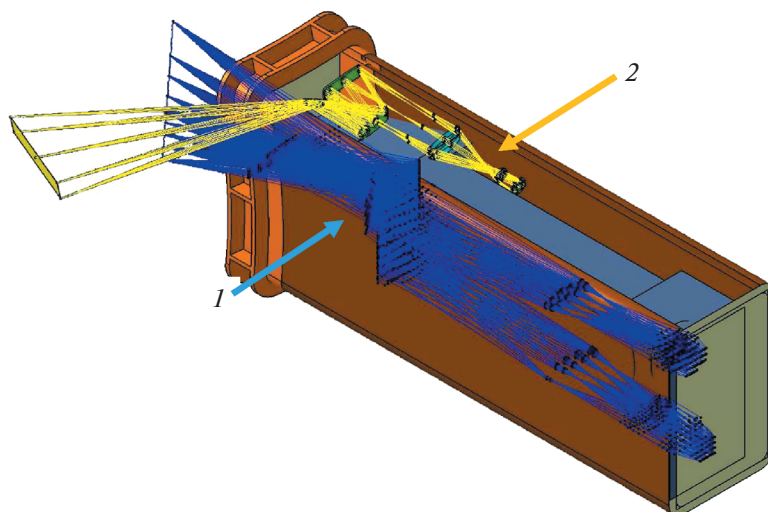


Рис. 2. Возможное размещение зеркальных элементов систем сбора рассеянного излучения диагностики ТР – 1 (синим цветом) и активной спектроскопии CXRS – 2 (желтым цветом).

## 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

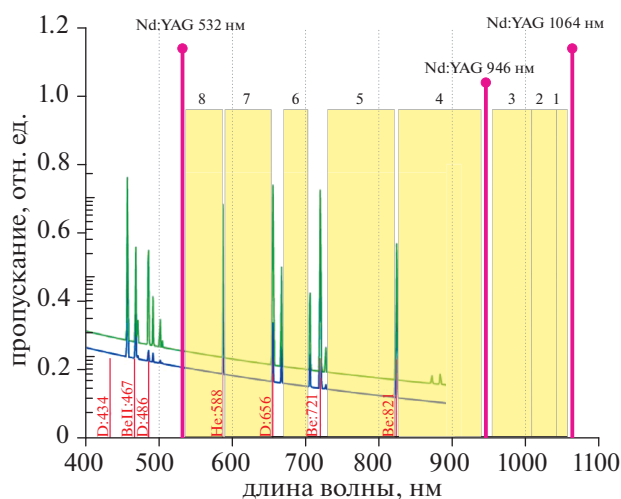
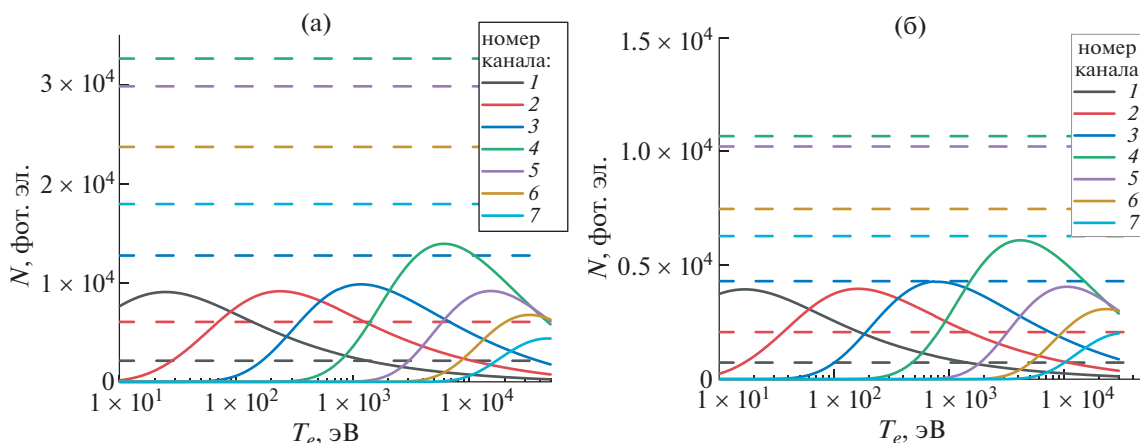
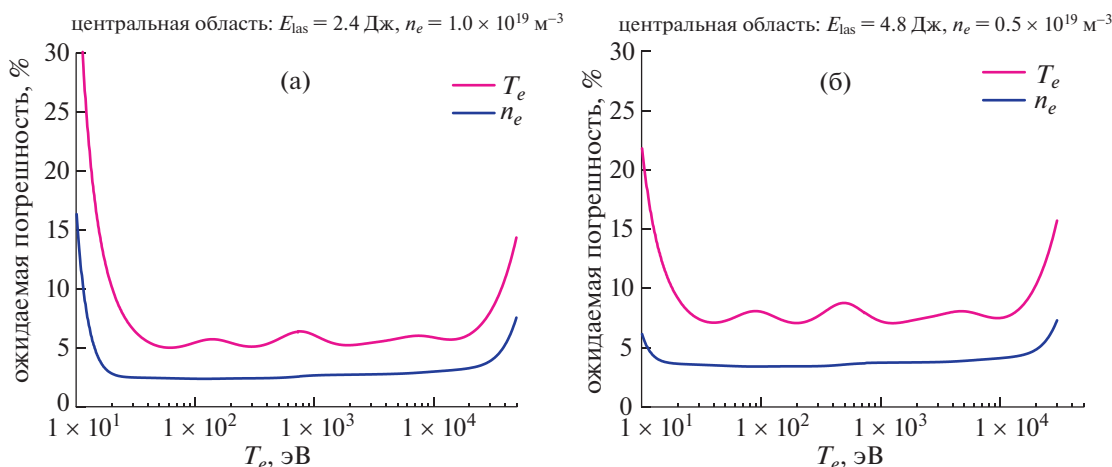


Рис. 3. Конфигурация спектральных каналов фильтрового полихроматора в сравнении со спектром фонового излучения плазмы, рассчитанного для условий ИТЭР. Желтые прямоугольники обозначают положения спектральных каналов, каждому спектральному каналу соответствует его порядковый номер, обозначенный на рисунке.

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  $\chi^2$  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  $\lambda_{0j}$  – 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:

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

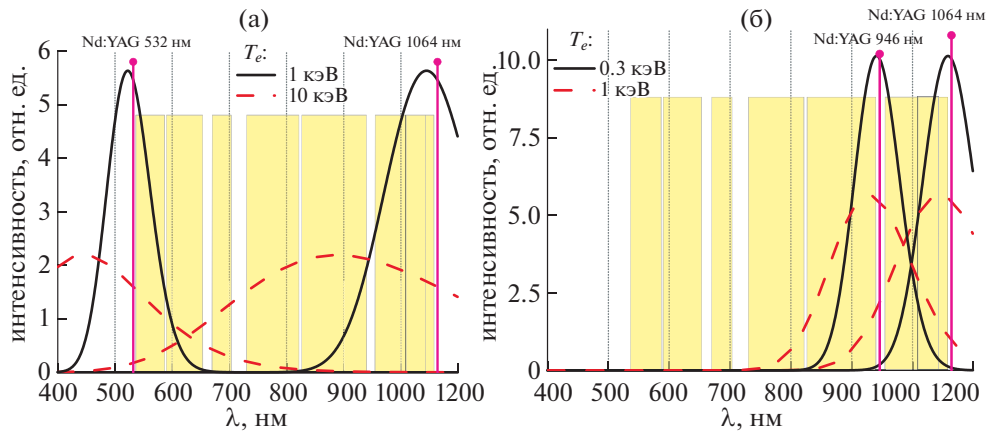
Здесь  $\sigma_{T_e}^2$ ,  $\sigma_{C_i}^2$  и  $\sigma_{T_e, C_i}$ ,  $\sigma_{C_i, C_j}$  – стандартные отклонения и ковариации соответствующих параметров.

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

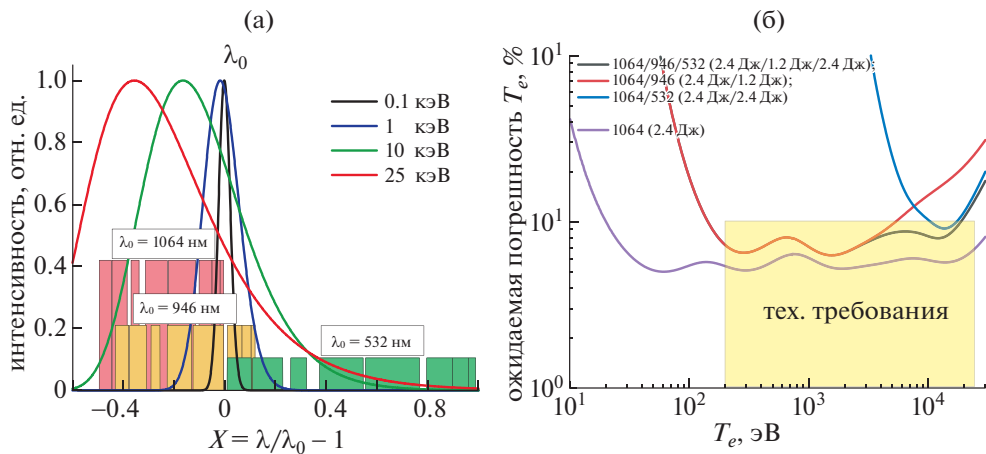
применение лазера с длиной волны излучения 532 нм для предлагаемой конфигурации спектральных каналов. На рис. 6а представлены контуры томсоновского рассеяния для зондирующих лазеров с длинами волн излучения 532 нм и 1064 нм, и спектральные каналы системы регистрации. Возможность одновременного наблюдения 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  $\sim 1$  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., Voitsekhoivitch 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., Voitsekhoivitch 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., Rytter 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>