

УДК 533.9.08

СИСТЕМА КОЛЛИМАЦИИ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТОКАМАКЕ T-15МД

© 2024 г. В. И. Тепикин^{a, b, *}, П. В. Саврухин^{a, b}, Е. А. Шестаков^a, П. Д. Лисовой^{a, b},
А. В. Храменков^a, А. И. Аристов^b

^aНИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

^bНИИУ «Московский энергетический институт», Москва, Россия

*e-mail: Tepikin_VI@nrcki.ru

Поступила в редакцию 17.06.2024 г.

После доработки 24.07.2024 г.

Принята к публикации 10.08.2024 г.

Система коллимации жесткого рентгеновского излучения оборудована на токамаке T-15МД (большой радиус $R = 1.48$ м, малый радиус $a = 0.67$ м, вытянутость $k = 1.7 - 1.9$, треугольность $\delta = 0.3 - 0.4$, тороидальное магнитное поле $B_T = 2$ Тл, ток плазмы до $I_p = 2$ МА, длительность разряда до 30 с) для обеспечения измерений пространственной и временной эволюции пучков ускоренных электронов. Диагностика построена на базе сцинтилляционных $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ детекторов, обеспечивающих измерение энергетических спектров излучения в диапазоне 0.3–10 МэВ. Моделирование эффективности экранирования методом Монте-Карло в среде GEANT4 показало, что коллиматор обеспечивает поле зрения 2° . Перемещение поля зрения по сечению плазменного шнура обеспечивается в горизонтальном и вертикальном направлениях с помощью поворотного основания и винтовых опорных элементов. Для восстановления спектров используется алгоритм обработки сигналов сцинтилляционных детекторов с графическим интерфейсом управления и визуализации данных. Приводятся результаты тестирования детекторов на лабораторном стенде и в предварительных экспериментах с генерацией пучков ускоренных электронов на токамаке T-15МД.

Ключевые слова: жесткое рентгеновское излучение, ускоренные электроны, коллиматор, сцинтилляционный детектор, токамак.

DOI: 10.31857/S0367292124100013, **EDN:** FCYWVZ

ВВЕДЕНИЕ

Изучение процессов генерации пучков ускоренных электронов с энергиями до 30 МэВ, а также разработка методов их подавления являются актуальными задачами современных исследований на токамаках [1–3]. Образование мощных пучков ускоренных электронов на начальной стадии разряда, а также при развитии неустойчивости срыва, и их последующее взаимодействие с внутрикамерными элементами, может приводить к повреждению первой стенки и дивертора и затруднить работу будущих токамаков-реакторов [4].

Исследование ускоренных электронов в экспериментах на токамаках основано на использовании различных диагностик, измеряющих излу-

чение из плазменного объема, и на использовании зондовых методов [5–7]. Существующие диагностики позволяют проводить анализ ускоренных электронов по измерениям излучения в видимом и инфракрасном диапазонах с помощью видеокамер [8–10] и по измерению электрон-циклотронного излучения [11–14]. Однако наиболее распространенным методом является регистрация тормозного рентгеновского излучения, возникающего при кулоновских столкновениях ускоренных электронов с ионами и фоновыми электронами. Детектирование рентгеновского излучения в комбинации с модельными расчетами обеспечивает важную информацию о развитии пучков ускоренных электронов внутри плазменного шнура [15–17].

Для получения локальных распределений интенсивностей мягкого ($E < 20$ кэВ) и надтеплого ($E = 20\text{--}300$ кэВ) рентгеновского излучения широко используются томографические камеры (T-15МД [18], T-10 [19], T-11М [20], EAST [21], Alcator C-Mod [22], Tore Supra [23], TCV [24], AS-DEX Upgrade [25] и др.), расположенные в ортогональном направлении к плазменному шнуру. Характерной особенностью тормозного излучения электронов больших энергий ($E > 200\text{--}300$ кэВ) является преимущественная направленность в узком конусе в направлении движения электронов (приближенно к тороидальному направлению) [26]. Это, в совокупности с низкой эффективностью регистрации жесткого ($E > 300$ кэВ) рентгеновского излучения полупроводниковыми детекторами, ограничивает использование томографических методов для регистрации излучения ускоренных электронов. Для измерения жесткого рентгеновского излучения необходимо использовать тангенциальные коллиматоры с одной или несколькими хордами наблюдений. Дополнительной особенностью измерений жесткого рентгеновского излучения является необходимость оборудования специальных коллиматоров для обеспечения пространственного разрешения и для экранировки детекторов в условиях повышенных радиационных полей. Коллимационные системы оборудованы и используются на токамаках JET [27], EAST [28], Globus-M [16] и планируются на ITER [29, 30]. На токамаках DIII-D [31], HL-2M [32], WEST [33] созданы гамма-камеры — многохордовые коллиматоры, позволяющие получать двумерные пространственные распределения рентгеновского излучения.

Жесткое рентгеновское излучение обладает высокой проникающей способностью, поэтому, как правило, в качестве экранирующих материалов в коллиматорах используются материалы с большими зарядовыми числами, такие как свинец и вольфрам. Для защиты от нейтронов используется комбинация материалов и, в первую очередь, водородсодержащие элементы (полиэтилен), эффективно замедляющие нейтроны из-за большой массовой доли легких атомов водорода. Замедление и поглощение нейтронного излучения может сопровождаться вторичным гамма-излучением за счет реакции радиационного захвата и неупругого рассеяния. Для эффективной защиты от нейтронного излучения применяются многослойные экраны из различных материалов.

Разработка и оборудование коллиматоров рентгеновского излучения требует в этих условиях проведения подробного моделирования переноса излучения методом Монте-Карло [16, 30, 34].

Регистрация жесткого рентгеновского излучения в основном осуществляется сцинтилляционными детекторами на основе кристаллов NaI(Tl), LaBr₃(Ce), LYSO, BGO и др. Для проведения измерений на токамаке T-15МД были выбраны детекторы LaBr₃(Ce). Сцинтилляционные детекторы с кристаллами LaBr₃(Ce) характеризуются повышенным энергетическим разрешением ($FWHM \sim 3\%$) и световыходом (63 фотонов/кэВ), а также обладают высокой эффективностью регистрации гамма-квантов и коротким временем высвечивания ~ 16 нс. Это позволяет достичь высоких скоростей счета в спектрометрическом режиме измерений. Калибровка сцинтилляционных детекторов осуществляется с помощью набора радиоактивных источников и рентгеновской трубки. Спектр рентгеновского излучения получается после обработки сигнала сцинтилляционного детектора с помощью цифровых алгоритмов. Цифровые алгоритмы обработки сигналов обладают преимуществами над аналоговой обработкой, в первую очередь определяемыми высокой линейностью, стабильностью (повторяемостью) и возможностью подстройки алгоритмов. Цифровая спектрометрическая обработка требует регистрации данных с большой частотой дискретизации ($f > 50$ МГц) и необходимости записи большого объема данных (более 1 Гб/с), что оказывается затруднительным при анализе стационарных плазменных разрядов в токамаке. В этих условиях возможна обработка исходных данных диагностики с использованием программируемых логических интегральных схем (ПЛИС) [35, 36].

В настоящей работе приводятся результаты разработки и оборудования на токамаке T-15МД нового подвижного коллиматора жесткого рентгеновского излучения для анализа пространственного и энергетического распределения пучков ускоренных электронов. Использование многослойной защиты из свинцовых и полиэтиленовых блоков обеспечивает защиту от нейтронного излучения и эффективную коллимацию рентгеновского излучения с полем зрения 2° . Значительным преимуществом подвижного коллиматора T-15МД, по сравнению с оборудованными ранее на других токамаках [16, 27, 28], является возможность дистанционного изменения области регис-

трации по сечению плазменного шнура. Использование спектрометрических детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и разработанной программы обработки спектров позволяет использовать коллиматор для измерения рентгеновского излучения пучков ускоренных электронов в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД.

В разд. 2 приводится описание коллиматора жесткого рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД. Приводятся результаты расчетов эффективности поглощения нейтронов и гамма-квантов в конструкции коллиматора. Система детектирования и спектрометрического анализа жесткого рентгеновского излучения, а также результаты измерений рентгеновского излучения пучков ускоренных электронов в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД приводятся в разд. 3. В Заключение рассматриваются проблемы измерения жесткого рентгеновского излучения на установках токамак.

2. ОБОРУДОВАНИЕ КОЛЛИМАТОРА ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД

Коллимационная система, оборудованная на токамаке Т-15МД для измерения пространственного распределения тормозного рентгеновского излучения, представляет собой систему соосных каналов в блоках поглощающих материалов. Подобная схема широко используется на токамаках [27, 17]. В качестве основного материала коллиматора для защиты от излучения высоких энергий используется свинец. Благодаря большому зарядовому числу ($Z = 82$) свинца, гамма-кванты эффективно взаимодействуют с атомами во всем диапазоне энергий. Для защиты от нейтронов, образующихся в результате фотоядерных и термоядерных реакций, используется полиэтилен, эффективно замедляющий нейтроны из-за большой массовой доли легких атомов водорода. Проведенный анализ показал, что толщина слоя полиэтилена, необходимая для замедления нейтронов до тепловой энергии, составляет ~ 16 см. Нейтроны, замедляясь и поглощаясь в полиэтилене, генерируют вторичное гамма-излучение 2.2 МэВ в результате реакции радиационного захвата (n, γ) нейтрона атомом водорода и 4.4 МэВ от неупругого рассеяния нейтрона (n, n') на атоме углерода. Для защиты от вторичного гамма-излучения в коллиматоре Т-15МД используются чередующиеся слои свинца и полиэтилена.

Коллимационная система на токамаке Т-15МД состоит из детекторной камеры и двух коллимационных блоков (рис. 1). Задний коллимационный блок состоит из двух свинцовых цилиндров (диаметр 140 мм, толщина 150 мм) с отверстиями каналов $d = 30$ мм. Передний коллимационный блок состоит из набора материалов: 3 слоя свинца, каждый слой толщиной 30 мм, и 4 слоя полиэтилена марки NEUTROSTOP C0, каждый слой толщиной 80 мм. Коллимационная система обладает габаритами $2 \times 1 \times 0.8$ м и весом примерно 700 кг.

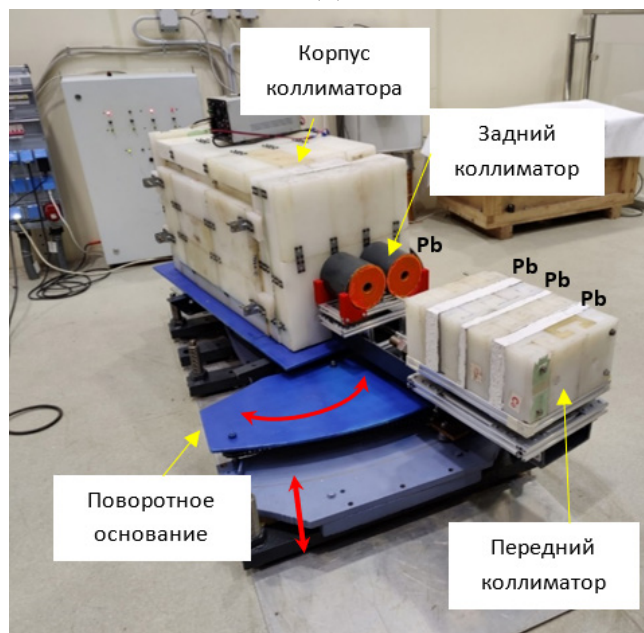
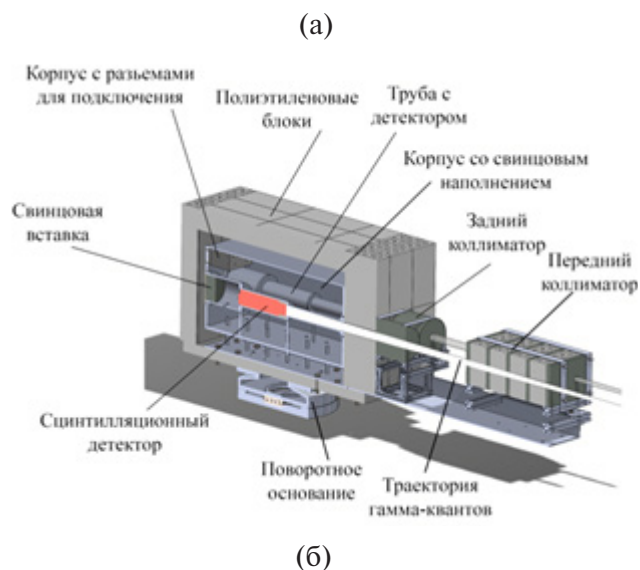


Рис. 1. Коллиматор жесткого рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД: CAD-модель коллиматора (а); фотография коллиматора, установленного в экспериментальном зале токамака Т-15МД (б).

Каналы в переднем коллимационном блоке могут перекрываться вставкой из ${}^6\text{LiH}$ для поглощения нейтронов, движущихся вдоль оптической оси. Проведенные ранее расчеты [37] показали, что вставка ${}^6\text{LiH}$ длиной 300 мм до 10 раз ослабляет потоки фонового гамма-излучения, наводимого нейтронами. При этом вставка ${}^6\text{LiH}$ длиной 300 мм ослабляет потоки нейтронов 2.4 и 14 МэВ в ~ 900 и ~ 30 раз соответственно. Каналы в заднем коллиматоре могут перекрываться вставками из свинца.

В детекторной камере располагаются два детектора, окруженные экраном из свинца (шариковый наполнитель $d \sim 2$ мм), толщиной 70–100 мм и внешним экраном из полиэтилена (толщина 80–160 мм). Детекторы находятся внутри цилиндрических направляющих из нержавеющей стали, обеспечивающих, при необходимости, возможность оперативной замены оборудования. После установки оборудования, детекторные каналы закрываются свинцовыми заглушками толщиной 100 мм. Предусмотрена возможность использования фильтров для ограничения низкоэнергетической части спектра. В центральной части цилиндрических направляющих, в месте расположения детекторов, оборудован магнитный экран из магнитомягкого железа суммарной толщиной 6 мм для защиты ФЭУ от рассеянных магнитных полей.

Зависимость $I(\theta)$ интенсивности регистрируемого излучения пробного источника излучения, смещенного на некоторый угол θ относительно главной оптической оси, от этого угла θ , задается интегралом

$$I(\theta) = \int_{S_{det}} \int_{\Delta\Omega} I_0 F_{geom}(k, \theta) d\Omega dS. \quad (1)$$

Здесь I_0 — интенсивность пробного источника излучения, $\Delta\Omega$ — телесный угол, под которым виден элемент dS поверхности детектора из местоположения пробного источника, S_{det} — площадь поверхности детектора, $F_{geom}(k, \theta)$ — геометрический фактор, учитывающий конструкцию коллиматора и частичную прозрачность материалов коллиматора для рентгеновского излучения высоких энергий. Угол θ_{FOV} , при котором значение $10 \lg(I(\theta_{FOV}) / I(0)) = 20$ дБ, определяет поле зрения коллиматора.

Функция $F_{geom}(k, \theta)$ является нетривиальной и сложным образом зависит от конструкции и материалов коллиматора, процессов взаимодействия рентгеновского излучения с веществом и т. д. Для

оценки эффективности поглощения нейтронного и гамма-излучения и определения пространственного разрешения коллиматора был проведен расчет переноса излучения методом Монте-Карло (рис. 2) с помощью кода GEANT4 [38]. Для каждого значения угла θ производился расчет переноса рентгеновского излучения в коллиматоре с 10^8 начальных частиц. Результаты расчета интенсивности регистрируемого излучения $I(\theta)$ от пробного источника излучения, смещенного на угол θ относительно главной оптической оси показан на рис. 3.

Также проводилась оценка эффективности экранирования — отношения интенсивности излучения от пробного источника, расположенного на главной оптической оси, к интенсивности такого же источника, расположенного вне поля зрения коллиматора и имитирующего фоновое излучение (рис. 4).

Проведенные расчеты показали, что оборудованная на токамаке Т-15МД коллимационная система обеспечивает фронтальную эффективность экранирования от гамма-излучения $k_\gamma = 4 \cdot 10^2$ для гамма-квантов 4 МэВ, от нейтронного потока — $k_n = 1 \cdot 10^3$ для нейтронов 2.5 МэВ

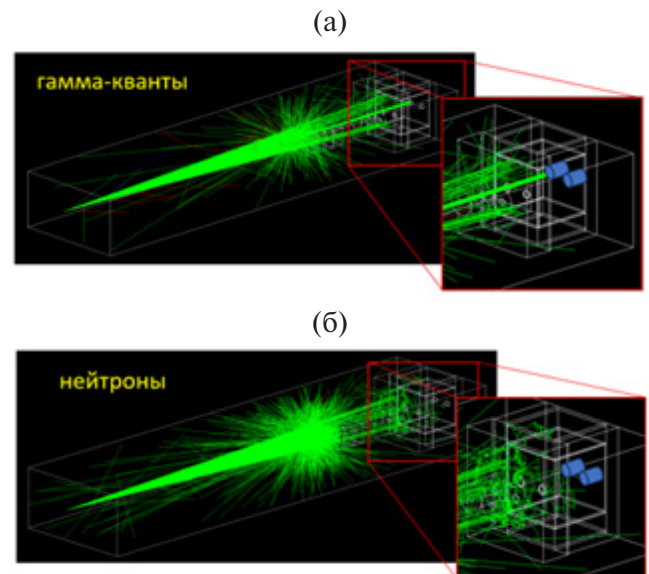


Рис. 2. Расчетный объем в среде GEANT4. Белыми линиями показаны границы элементов коллиматора, зелеными линиями — траектории гамма-квантов (а) и нейтронов (б). Синими цилиндрами показаны сцинтилляционные детекторы из $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Видно, что из общего потока гамма-квантов, до детектора доходит узкий коллимированный пучок. Нейтроны же не доходят до детектора, рассеиваясь и поглощаясь в ${}^6\text{LiH}$ -вставке в переднем коллиматоре.

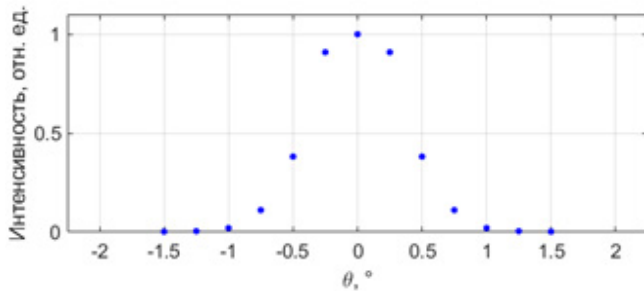


Рис. 3. Рассчитанная методом Монте-Карло зависимость относительной интенсивности $I(\theta)$ регистрируемого излучения пробного источника излучения, смещенного на угол θ относительно главной оптической оси коллиматора. Зависимость нормировалась на значение интенсивности при нулевом угле. Поле зрения коллиматора составляет 2° ($10 \lg(I(\theta_{FOV}) / I(0)) = 20$ дБ).

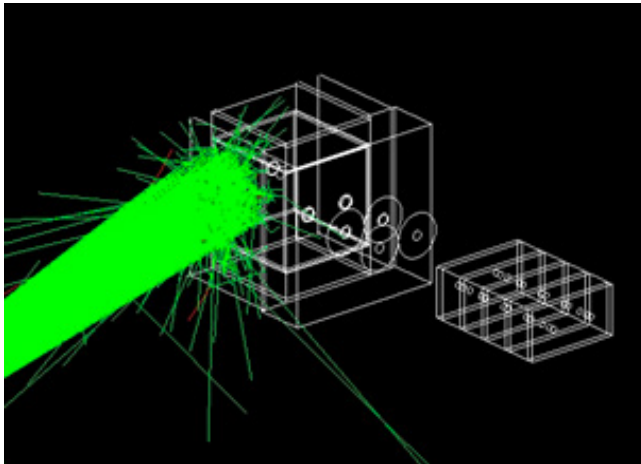


Рис. 4. Расчетный объем в среде GEANT4. Вычисление эффективности экранирования коллиматора при гамма-излучении 4 МэВ от пробного источника, расположенного вне поля зрения коллиматора и имитирующего фоновое излучение.

и $k_n = 1 \cdot 10^2$ для нейтронов 14.1 МэВ (боковая эффективность экранирования $k_\gamma = 1.5 \cdot 10^2$ (4 МэВ), $k_n = 0.45 \cdot 10^3$ (2.5 МэВ), $k_n = 0.5 \cdot 10^2$ (14.1 МэВ)). При этом угловое поле зрения составляет 2° , что соответствует пространственному разрешению порядка 20 см на расстоянии 6 м.

Угловое распределение интенсивности тормозного излучения релятивистского электрона обладает резким максимумом в области малых углов [26, 39]. Интенсивность сигнала регистрируемого тормозного излучения резко зависит от угла между вектором направления движения налетающего электрона $\mathbf{p}_0$ и единичным вектором $\hat{\mathbf{I}}$, направленным из точки рассеяния в детектор $I = f(\hat{\mathbf{I}} \cdot \mathbf{p}_0)$.

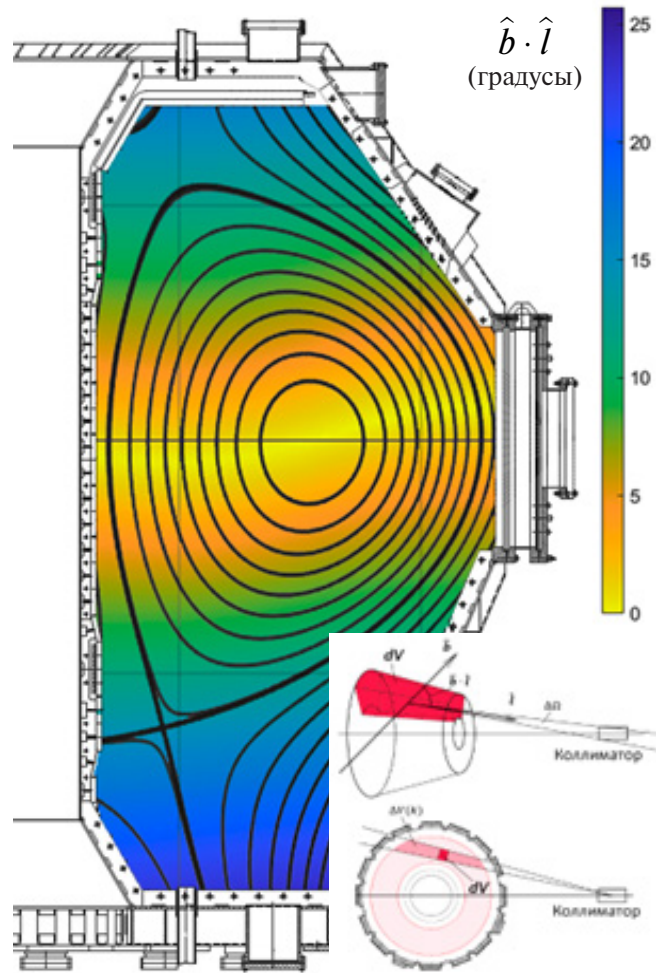


Рис. 5. Тороидальная проекция минимального значения угла $\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\mathbf{I}}$ для типичного разряда токамака Т-15МД. Детектор расположен в экваториальной плоскости на расстоянии 5 м от оси токамака. Тороидальное магнитное поле — $B_T = 1$ Тл, ток плазмы — $I_p = 200$ кА.

Рассматривая движение центра ларморовского кружка электрона в магнитном поле [40] и усредняя рентгеновское излучение по периоду ларморовского вращения, можно получить зависимость $I = f(\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\mathbf{I}})$, где $\hat{\mathbf{b}}$ — единичный вектор магнитного поля. На рис. 5 показано изображение пространственного распределения минимального значения угла $\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\mathbf{I}}$ для разряда токамака Т-15МД (ток плазмы $I_p = 200$ кА, тороидальное магнитное поле $B_T = 1$ Тл).

Поскольку интенсивность и спектр попадающего в детектор излучения зависят от значения угла $\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\mathbf{I}}$, сравнивая сигналы детекторов, наблюдающих разные участки плазменного шнура, существует возможность восстановления функции

распределения ускоренных электронов $f_{RE}(\mathbf{X}, \mathbf{p})$ по координате $\mathbf{X}$ и импульсу $\mathbf{p}$ [31, 32, 41, 42]. Перемещение поля зрения коллиматора по сечению плазменного шнура обеспечивается в горизонтальном и вертикальном направлениях с помощью поворотного основания и винтовых опорных элементов соответственно (от -17° до $+17^\circ$ по горизонтали, от -6° до $+6^\circ$ по вертикали). Поворотное основание оборудовано электрическим приводом, что позволяет оперативно перемещать поле зрения коллиматора по сечению плазменного шнура, в зависимости от задач экспериментов. Управление углом поворота коллиматора осуществляется дистанционно из пультуевой Т-15МД и, при необходимости, в ручном режиме. Положение коллиматора отслеживается с помощью датчика угла поворота и по видеоизображению с лазерным указателем.

3. СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ И ОБРАБОТКИ СПЕКТРОВ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для регистрации жесткого рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД используются два сцинтилляционных детектора на основе кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ размером $\varnothing 38.1 \times 38.1$ мм, расположенных в герметичном корпусе с ФЭУ и предусилителем сигнала 2007Р [43, 44]. Система сбора данных построена на базе АЦП NI PXIe-5105 с частотой дискретизации до 60 Мвыб/с. Сцинтиллятор на основе кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ имеет высокий световыход (63 фотона/кэВ) и малую постоянную времени высвечивания (16 нс), что позволяет измерять спектры в больших потоках рентгеновского излучения до $5 \cdot 10^5$ квантов/с и с высоким энергетическим разрешением $FWHM = 3\%$.

Гамма-квант, попадая в кристалл сцинтиллятора, вызывает его свечение в близком к оптическому диапазону (380 нм для $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$). Это свечение усиливается и преобразуется в электрический сигнал фотоэлектронным умножителем. Далее этот сигнал регистрируется системой сбора данных и обрабатывается на персональном компьютере. Амплитуда импульса от единичного кванта пропорциональна его энергии в пределах линейности детектора.

Алгоритм получения спектра состоит из нескольких этапов (рис. 6)

1) поиск импульсов сигналов детекторов, возникающих при поглощении квантов излучения;

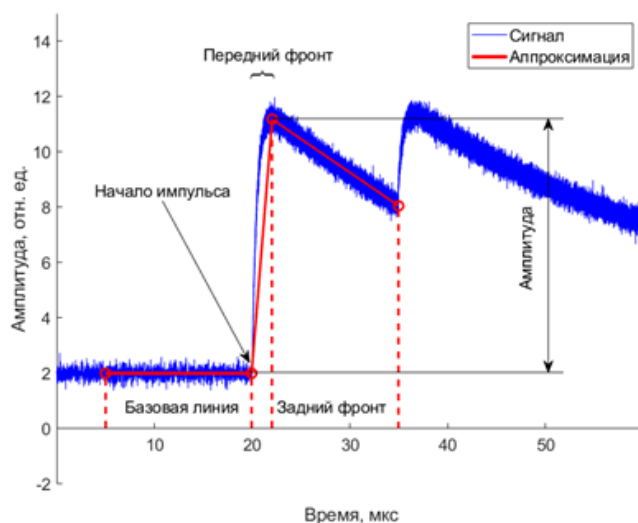


Рис. 6. Пример синтетического сигнала двух гамма-квантов, при их регистрации в рентгеновском спектрометрическом сцинтилляционном детекторе. Алгоритм получения спектра выполняет поиск импульсов, вычисление базовой линии, определение амплитуд импульсов, сортировку их по амплитудам и построение спектра. Амплитуда импульса пропорциональна энергии гамма-кванта.

- 2) вычисление базовой линии импульса, от которой будет производиться расчет амплитуды;
- 3) вычисление амплитуды импульса;
- 4) сортировка импульсов по амплитудам и построение спектра.

Момент начала импульса определяется по максимальному значению производной сигнала, взятой методом наименьших квадратов с заранее задаваемым размером основания (порядка времени нарастания переднего фронта сигнала). Амплитуда импульса вычисляется путем аппроксимации осциллограммы сигнала кусочно-заданной линейной функцией. Энергия кванта пересчитывается из амплитуды импульса по калибровочной зависимости вида $E[\text{кэВ}] = kU[\text{В}] + C$, определяемой с помощью набора радиоактивных источников.

Для калибровки спектрометров $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ использовался набор радиоактивных источников ОСГИ-3 с диапазоном энергий излучения от 5.9 кэВ до 2.6 МэВ [43]. Источники были подобраны таким образом, чтобы максимально перекрыть диапазон измерения энергии жесткого рентгеновского излучения вплоть до $E_\gamma \sim 2$ МэВ. Калибровка показала линейный характер амплитуды сигнала детектора от энергии излучения радиоактивных источников в диапазоне 59.5 кэВ (Am^{241}) до 1836.1 кэВ (Y^{88}). Типичный спектр излучения

амерция Am^{241} , зарегистрированный детектором жесткого рентгеновского излучения $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ показан на рис. 7.

Измерения рентгеновского излучения с помощью детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ проводились в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД. Для защиты стенки вакуумной камеры со стороны сильного магнитного поля был установлен вертикальный ряд графитовых пластин, образующих лимитер на внутреннем обходе тора. Также в роли лимитеров выступали диверторные пластины и графитовая облицовка на витках пассивной стабилизации. Линии обзора каналов коллиматора жесткого рентгеновского излучения выби-
рались таким образом, чтобы они не пересекали лимитерные элементы.

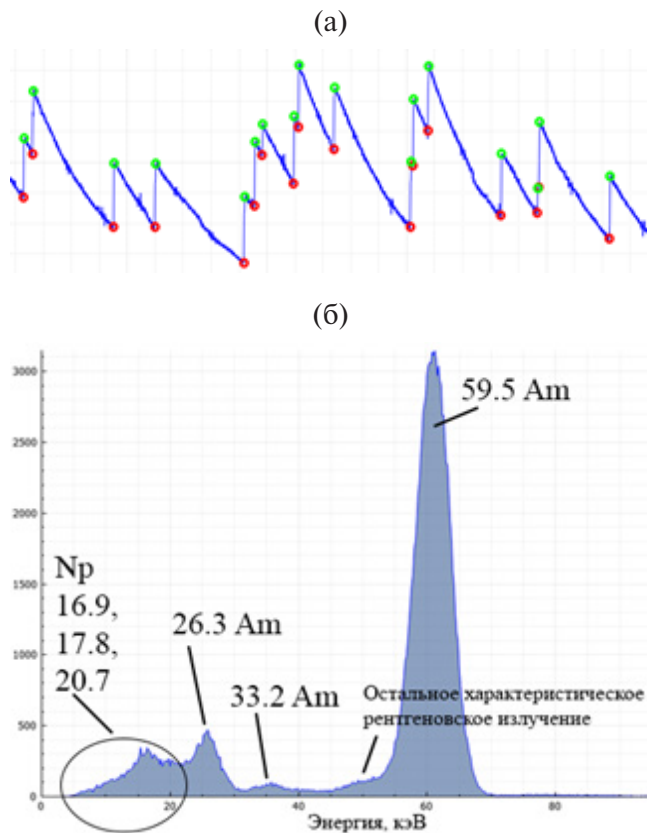


Рис. 7. Сигнал от рентгеновского излучения радиоактивного источника Am^{241} из набора гамма-источников ОСГИ-3, зарегистрированный сцинтиляционным детектором $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (а). Красными кружками отмечены найденные моменты начала импульсов, зелеными — максимумы импульсов. Спектр источника Am^{241} (б). Видны три линии с энергиями 59.5, 33.2 и 26.3 кэВ, соответствующие радиоактивному распаду Am^{241} , несколько наложенных линий от изотопов Np, а также другие неидентифицированные линии.

Пучки ускоренных электронов генерировались на начальной стадии разряда во всех режимах работы токамака: при омическом пробое, при безындукционном иницировании разряда с помощью СВЧ-волн и в комбинированном режиме. Для безындукционного иницирования разряда использовался гиротрон 82.6 ГГц с мощностью до 1 МВт (длительность импульса до 1 с).

Типичная временная эволюция параметров плазмы в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД при омическом пробое показана на рис. 8. При относительно невысокой мощности

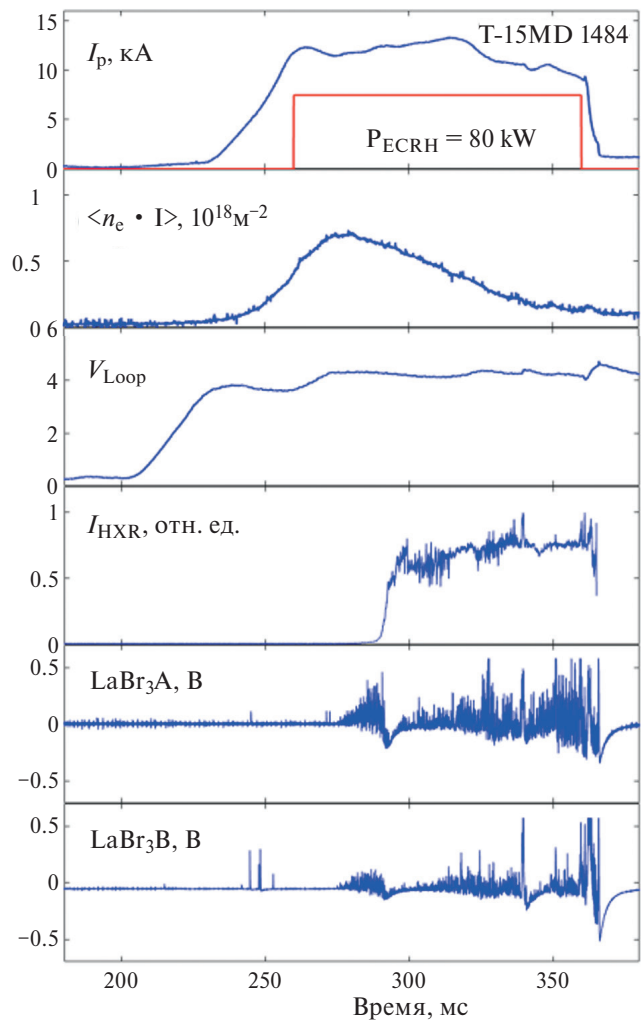


Рис. 8. Временная зависимость тока плазмы I_p , интегральной (вдоль вертикальной хорды) электронной плотности $\langle n_e \rangle \cdot I$, сигнала датчика напряжения обхода, сигнала $\text{NaI}(\text{Tl})$ монитора жесткого рентгеновского излучения I_{HXR} , сигналы двух спектрометров LaBr_3A и LaBr_3B при развитии пучков ускоренных электронов в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД. Тороидальное магнитное поле $B_T = 1.5 \text{ Тл}$, мощность СВЧ-нагрева $P_{\text{ECRH}} = 80 \text{ кВт}$ (с 260 по 360 мс).

СВЧ-волн ($P_{\text{ECRH}} = 80$ кВт) в рассматриваемых экспериментах, интенсивные вспышки жесткого рентгеновского излучения, связываемые с пучками ускоренных электронов, наблюдаются на сигналах детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ через $\Delta t \sim 60\text{--}70$ мс после начала разряда (см. $t > 270$ мс на рис. 8). При этом энергия гамма-квантов достигает $E = 700\text{--}800$ кэВ (рис. 9). Интенсивное жесткое рентгеновское излучение наблюдается на сигналах детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, а также на сигналах $\text{NaI}(\text{Tl})$ монитора.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для анализа пространственного распределения пучков ускоренных электронов на токамаке Т-15МД оборудован новый коллиматор жесткого рентгеновского излучения с угловым размером поля зрения $< 2^\circ$. Регистрация жесткого рентгеновского излучения осуществляется с помощью двух сцинтилляционных спектрометрических детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Обработка спектров излучения производится с помощью алгоритма селекции импульсов сигналов сцинтилляционных детекторов, реализованного в программе с графическим интерфейсом управления и визуализацией данных. Перемещение поля зрения коллиматора по сечению плазменного шнура обеспечивается в горизонтальном и вертикальном направлениях с помощью поворотного основания и винтовых опорных элементов, что позволяет оперативно перемещать поле зрения коллиматора по сечению плазменного шнура, в зависимости от задач экспериментов.

Проведенные методом Монте-Карло расчеты показали, что коллимационная система обеспечивает фронтальную эффективность экраниро-

вания от гамма-излучения $k_\gamma = 4 \cdot 10^2$ для гамма-квантов 4 МэВ, от нейтронного потока — $k_n = 1 \cdot 10^3$ для нейтронов 2.5 МэВ и $k_n = 1 \cdot 10^2$ для нейтронов 14.1 МэВ (боковая эффективность экранирования $k_\gamma = 1.5 \cdot 10^2$ (4 МэВ), $k_n = 0.45 \cdot 10^3$ (2.5 МэВ), $k_n = 0.5 \cdot 10^2$ (14.1 МэВ)). Расчеты проводились для точечного источника рентгеновского и нейтронного излучения, моделирующего узко локализованный пучок ускоренных электронов.

Результаты тестирования $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -детекторов на лабораторном стенде с использованием радиоактивных источников показали линейный характер отклика детекторов в диапазоне энергий излучения от 5.9 кэВ до 2.6 МэВ. Тестирование $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -детекторов в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД показало возможность измерения спектров рентгеновского излучения в режимах с генерацией пучков ускоренных электронов.

Для анализа пучков ускоренных электронов в плазме токамака и определения оптимальных параметров диагностики необходимо рассматривать механизмы генерации жесткого рентгеновского излучения электронов с релятивистскими энергиями до нескольких десятков МэВ. Предварительный анализ углового, пространственного и энергетического распределения рентгеновского излучения в магнитной конфигурации токамака Т-15МД, показал, что для надежной регистрации рентгеновского излучения с преимущественной направленностью в узком конусе вдоль траектории движения электронов необходимо оборудование нескольких коллиматоров, расположенных под оптимальными углами к установке токамака.

Одной из важнейших задач дальнейшей работы является определение параметров энергетического распределения убегающих электронов в плазме токамака по измеренным спектрам жесткого рентгеновского излучения. Для реконструкции энергетического распределения убегающих электронов возможно использование алгоритма деконволюции измеренных спектров излучения на основе расчетов методом Монте-Карло функции генерации тормозного излучения, вызванного взаимодействием ускоренных электронов с компонентами плазмы и материалами конструкции токамака, а также функции отклика детектора на моноэнергетическое гамма-излучение [16].

Авторы выражают благодарность Д. С. Сергееву за предоставленные результаты измерения электронной плотности плазмы, а также Н. А. Кирневой

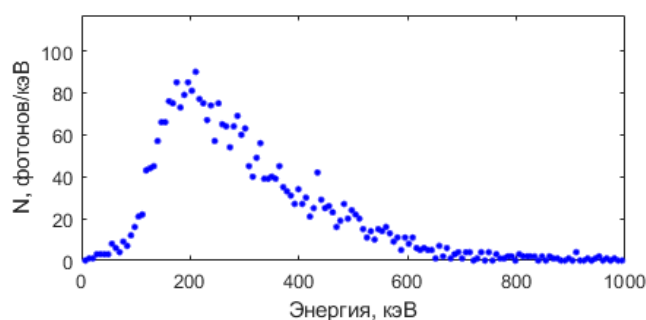


Рис. 9. Спектр рентгеновского излучения, измеренный с помощью детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, при развитии пучков ускоренных электронов в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД, усредненный по временному интервалу $t = 260\text{--}360$ мс, см. рис. 8.

и коллективу отдела Т-10 и Т-15 Курчатовского комплекса термоядерной энергетики и плазменных технологий НИЦ «Курчатовский институт» за стимулирующие обсуждения и помощь в проведении экспериментов.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mailloux J. // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P. 042025. Doi: 10.1088/1741-4326/ac47b4.
2. Reux C. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64. P. 034002. Doi: 10.1088/1361-6587/ac48bc.
3. Martín-Solis J.R., Loarte A., Lehnen M. // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P. 076013. Doi: 10.1088/1741-4326/ac637b.
4. De Vries P.C., Lee Y., Gribov Y., Mineev A.B., Na Y.S., Granetz R., Stein-Lubrano B., Reux C., Moreau Ph., Kiptily V., Esposito B., Battaglia D.J., Martin-Solis J.R. // Nuclear Fusion. 2023. V. 63. P. 086016. Doi: 10.1088/1741-4326/acdd11.
5. Kudyakov T., Finken K.H., Jakubowski M.W., Lehnen M., Xu Y., Schweer B., Toncian T., Van Wassenhove G., Willi O. // Nuclear Fusion. 2008. V. 48. P. 122002. Doi: 10.1088/0029-5515/48/12/122002.
6. Jakubowski L., Sadowski M.J., Zebrowski J., Rabinski M., Jakubowski M.J., Malinowski K., Mirowski R., Lotte Ph., Goniche M., Gunn J., Colledani G., Pascal J.-Y., Basiuk V. // Rev. Sci. Instrum. 2013. V. 84. P. 016107. Doi: 10.1063/1.4776190.
7. Forster M., Finken K. H., Lehnen M., Willi O., Xu Y. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 052506. Doi: 10.1063/1.4717759.
8. Finken K. H., Watkins J. G., Rusbüldt D., Corbett W. J., Dippel K. H., Goebel D. M., Moyer R. A. // Nuclear Fusion. 1990. V. 30. P. 859. Doi: 10.1088/0029-5515/30/5/005.
9. Yu J.H., Hollmann E.M., Commaux N., Eidietis N.W., Humphreys D.A., James A.N., Jernigan T.C., Moyer R.A. // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 042113. Doi: 10.1063/1.4801738.
10. Hoppe M., Embréus O., Paz-Soldan C., Moyer R. A., Fülöp T. // Nuclear Fusion. 2018. V. 58. P. 082001. Doi: 10.1088/1741-4326/aaae15.
11. Blanchard P., Alberti S., Coda S., Weisen H., Nikkola P., Klimanov I. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2002. V. 44. P. 2231. Doi: 10.1088/0741-3335/44/10/310.
12. Kato K., Hutchinson I.H. // Rev. Sci. Instrum. 1986. V. 57. P. 1959. Doi: 10.1063/1.1138806.
13. Eshetua W. W., Porte L., Fasoli A., Sauter O., Coda S., Goodman T. P. // EPJ Web of Conferences. 2012. V. 32. P. 03011. Doi: 10.1051/epjconf/20123203011.
14. Preische S., Efthimion P.C., Kaye S.M. // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68. P. 409. Doi: 10.1063/1.1147841.
15. Choi D., Merle A., Coda S., Decker J., Graves J.P., Tema Biwole A.S., Porte L., Peysson Y. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 025006. Doi: 10.1088/1361-6587/ab5147.
16. Shevelev A.E. Dissert. ... Candidate of Phys. Mathemat. Sci. St. Petersburg: A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology of the Russian Academy of Sciences, 2019. 158 p.
17. Zhou R.J., Zhong G.Q., Hu L.Q., Tardocchi M., Rigamonti D., Giacomelli L., Nocente M., Gorini G., Fan T.S., Zhang Y.M., Hu Z.M., Xiao M., Li K., Zhang Y.K., Hong B., Zhang Y., Lin S.Y., Zhang J.Z. // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. P. 123510. Doi: 10.1063/1.5120843.
18. Savrukhnin P.V., Shestakov E.A., Lisivoy P.D., Tepikin V.I., Khramenkov A.V. // Problems Atomic Sci. Technology, Series Thermonuclear Fusion. 2023. V. 46. P. 33. Doi: 10.21517/0202-3822-2023-46-4-33-45.
19. Savrukhnin P. V., Shestakov E. A., Khramenkov A.V. // Plasma Phys. Repts. 2018. V. 44. P. 1085. Doi: 10.1134/S1063780X1812005X.
20. Kuznetsov V.V., Amosov A.V., Amosov V.N., Krasil'nikov A.V., Skopintsev D.A., Khovanskii A.V., Marchenko N.P., Peshkov A.N. // Instrum. Experim. Techniques. 2004. V. 47. P. 240. Doi: 10.1023/B:INET.0000025209.30942.dc.
21. Xi Y., Lin S., Hu L., Xu L., Zhang J. // Nuclear Techniques. 2013. V. 36. P.020203. Doi: 10.11889/j.0253-3219.2013.hjs.36.020203.
22. Liptac J., Parker R., Tang V., Peysson Y., Decker J. // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. P. 103504. Doi: 10.1063/1.2214695.
23. Peysson Y. // Nuclear Fusion. 2001. V. 41. P. 1703. Doi: 10.1088/0029-5515/41/11/320.
24. Gnesin S., Coda S., Decker J., Peysson Y. // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. P. 10F504. Doi: 10.1063/1.2957843.
25. Shevelev A., Khilkevitch E., Iliasova M., Nocente M., Pautasso G., Papp G., Molin A.D., Pandya S.P., Plyusnin V., Giacomelli L. // Nuclear Fusion. 2021. V. 61. P. 116024. Doi: 10.1088/1741-4326/ac2638.
26. Goeler S., Stevens J., Bernabei Silvia, Bitter M., Chu Tsu-Kai, Efthimion Ph., Fisch N., Hooke W., Hill K., Hosea J., Jobs F., Karney C., Mervine J., Meservey E., Motley R., Roney P., Sesnic S., Silber K., Taylor G. // Nuclear Fusion. 1985. V. 25. P. 1515. Doi: 10.2172/5642336.

27. Soarea S., Balshaw N., Blanchard P., Craciunescu T., Croft D., Curuiac M., Edlington T., Kiptily V., Murari A., Prior Ph., Sanders S., Syme B., Zoita V. // Fusion Engineering Design. 2011. V. 86. P. 1359.
Doi: 10.1016/j.fusengdes.2010.12.073.
28. Zhou R.J., Zhong G.Q., Hu L.Q., Tardocchi M., Rigamonti D., Giacomelli L., Nocente M., Gorini G., Fan T.S., Zhang Y.M., Hu Z.M., Xiao Z.M., Li K., Zhang Y.K., Hong B., Zhang Y., Lin S.Y., Zhang J.Z. // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. P. 123510.
Doi: 10.1063/1.5120843.
29. Afanasyev V. Chernyshev F., Kozlovsky S.S., Melnik A.D., Marinin G.V., Mironov M., Navolotsky A., Nesenevich V., Petrov M.P., Petrov S.Ya., Yatsenko A.V., Chugunov I.N., Doinikov D.N., Iliasova M., Gin, D., Khilkevitch E.M., Polunovsky I.A., Shevelev A., Artemev K., Turnyanskiy M. // J. Instrumentation. 2022. V. 17. P. C07001.
Doi: 10.1088/1748-0221/17/07/C07001.
30. Rebai M., Bertalot L., Brichard B., Brolatti G., Croci G., Esposito B., Fernandes A., Giacomelli L., Gorini G., Krasilnikov V., Lengar I., Marocco D., Muraro A., Nocente M., Pereira R.C., Perelli Cippo E., Rigamonti D., Rzedkiewicz J., Sousa J., Tardocchi M. // Rev. Sci. Instrum. 2018. V. 89. P. 101126.
Doi: 10.1063/1.5038963.
31. Cooper C. M., Pace D. C., Paz-Soldan C., Commaux N., Eidietis N. W., Hollmann E. M., Shiraki D. // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 11E602.
Doi: 10.1063/1.4961288.
32. Chen H., Zhao C., Wang Z., Li L., Zhou Y., Zhang J., Xu H., Cheng S., Zhu Y. Zhang Y. // J. Instrumentation. 2023. V. 18. P. T05007.
Doi: 10.1088/1748-0221/18/05/T05007.
33. Barbui T., Chellai O., Delgado-Aparicio L., Peysson Y., Stratton B., Dumont R., Hill K., Pablant N. // Rev. Sci. Instrum. 2022. V. 93. P. 103508.
Doi: 10.1063/5.0101794.
34. Zoita V., Soare S., Craciunescu T., Curuiac M., Kiptily V., Balshaw N., Blanchard P., Croft D., Murari A., Syme B. // Fusion Engineer. Design. 2013. V. 88. P. 1366.
Doi: 10.1016/j.fusengdes.2013.01.083.
35. Zhuravlev M., Nemtcev G., Nagornyi N., Meshchaninov S., Rodionov R., Mironov A., Zvonareva A., Mironova E., Portone S. // EPJ Web of Conferen. 2021. V. 253. P. 03002.
Doi: 10.1051/epjconf/202125303002.
36. Wojenski A., Pozniak K., Mazon D., Chernyshova M. // Internat. J. Electronics Telecommunications. 2018. V. 64. P. 473.
Doi: 10.24425/123548.
37. Kiptily V. // Gamma Ray Spectrometry in ITER: Conceptual Design, 1998.
Doi: 10.1007/978-1-4615-5353-3_62.
38. GEANT4 The Geant4 Software, Copyright (c) Copyright Holders of the Geant4 Collaboration, 1994–2006. <http://cern.ch/geant4/license>.
39. Stevens J., Goeler S., Bernabei S., Bitter M., Chu T.K., Eftimion P., Fisch N., Hooke W., Hosea J., Jobes F., Karney C., Meservey E., Motley R., Taylor G. // Nuclear Fusion. 1985. V. 25. P. 1529.
Doi: 10.1088/0029-5515/25/11/002.
40. Abdullaev S.S. // Theoretical and experimental studies of runaway electrons in the TEXTOR tokamak. Technical report. Forschungszentrum Jülich GmbH Institute of Energy and Climate Research Plasma Physics IEK-4, 2016.
41. Paz-Soldan C., Cooper C.M., Aleynikov P., Eidietis N.W., Lvovskiy A., Pace D.C., Brennan D.P., Hollmann E.M., Liu C., Moyer R.A., Shiraki D. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 056105.
Doi: 10.1063/1.5024223.
42. Paz-Soldan C., Cooper C.M., Aleynikov P., Pace D.C., Eidietis N.W., Brennan D.P., Granetz R.S., Hollman E.M., Liu C., Lvovskiy A., Moyer R.A., Shiraki D. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 255002.
Doi: 10.1103/PhysRevLett.118.255002.
43. Shestakov E.A. Dissertation ... Candidate of Physical and Mathematical Sciences. M.: NRC “Kurchatov Institute”, 2019. 150 p.
44. Shestakov E.A., Savrukhin P. Ershova M., Khramenkov A. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 094. P. 012004.
Doi: 10.1088/1742-6596/1094/1/012004.

HARD X-RAY COLLIMATION SYSTEM AT THE T-15MD TOKAMAK

V. I. Tepikin^{a,b,*}, P. V. Savrukhn^{a,b}, E. A. Shestakov^a, P. D. Lisovoi^{a,b},
A. V. Khramenkov^a, and A. I. Aristov^b

^aNational Research Centre “Kurchatov Institute,” Moscow, 123098 Russia

^bNational Research University “Moscow Power Engineering Institute,” Moscow, 111250 Russia

*e-mail: Tepikin_VI@nrcki.ru

The Hard X-Ray collimation system was installed at the T-15MD tokamak (major radius of $R = 1.48$ m, minor radius of $a = 0.67$ m, elongation of $k = 1.7\text{--}1.9$, triangularity of $\delta = 0.3\text{--}0.4$, toroidal magnetic field of $B_T = 2$ T, plasma current of up to $I_p = 2$ MA, and discharge duration of up to 30 s) to provide the possibility of measuring the spatial and temporal evolution of runaway electron beams. The diagnostic is based on $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ scintillation detectors, which provides energy spectrum measurements for energies from 0.3 to 10 MeV. Monte Carlo simulation of the shielding efficiency in the GEANT4 environment showed that the collimator provides 2° field of view (FOV). Horizontal and vertical FOV movement along the plasma cross-section is arranged by a rotating base and screw support elements. An algorithm for processing the signals from the scintillation detectors with a graphical user interface and data visualization is used for reconstruction of the spectra. The results of testing the detector in a laboratory setup and in preliminary experiments carried out with the T-15MD tokamak in which runaway electrons beams were generated are presented.

Keywords: hard X-ray radiation, accelerated electrons, collimator, scintillation detector, tokamak