

## НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННЫЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ ДЕЙТЕРИЙ-ТРИТИЕВОЙ ПЛАЗМЫ

© 2020 г. П. Л. Усенко<sup>а</sup>, В. В. Гаганов<sup>а</sup> \*, Д. А. Молодцев<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский НИИ экспериментальной физики,  
Саров, Нижегородской обл., Россия

\*e-mail: gavalera@post.com

Поступила в редакцию 20.05.2019 г.

После доработки 26.06.2019 г.

Принята к публикации 26.06.2019 г.

Предложена модификация нейтронно-активационного метода диагностики дейтерий-тритиевой плазмы мощных импульсных термоядерных установок. Метод позволяет определять эффективную ионную температуру плазмы по уширению спектрального распределения генерируемых DT-нейтронов. Изложены физические основы метода и условия его реализации, рассмотрены способы градуировки измерительных каналов по чувствительности.

*Ключевые слова:* DT-плазма, эффективная ионная температура, спектральное распределение нейтронов, активационные детекторы, пороговая реакция активации

DOI: 10.31857/S0367292120010175

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсификация работ по проблеме управляемого ядерного синтеза с приближением к порогу термоядерного зажигания определяет актуальность развития методов контроля параметров высокотемпературной DT-плазмы. Одним из таких параметров является ионная температура, от которой зависит спектральное распределение нейтронов, генерируемых в ходе первичных реакций синтеза между ядрами дейтерия и трития.

Важную роль в решении задач диагностики термоядерных систем играет нейтронно-активационный метод. Примером может служить диагностический комплекс лазерной установки NIF [1, 2]. В отличие от традиционного применения метода для получения абсолютных значений флюенса генерируемых нейтронов или восстановления их спектра [2–5], авторами предлагается его модификация для контроля ионной температуры DT-плазмы. Температура определяется по уширению спектрального распределения DT-нейтронов с использованием высокопороговых активационных детекторов.

К достоинствам метода относятся широкий динамический диапазон определения ионной температуры от 0.5 до 20 кэВ и удовлетворительная точность получаемых результатов. Метод разработан для диагностики импульсных систем с инерциальным удержанием плазмы; возможность его реализации появляется при режимах ра-

боты с интегральным выходом DT-нейтронов более  $(10^{12}–10^{13})$  за импульс.

### 2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДА

Среди методов диагностики высокотемпературной DT-плазмы особое место занимают методы определения ионной температуры по характеристикам продуктов DT-реакции – нейтронов и заряженных частиц [6–9]. Диагностика плазмы по заряженным продуктам реакции весьма сложна по своей реализации. Более перспективным является использование нейтронов, которые в отличие от заряженных частиц, сравнительно беспрепятственно покидают плазму. Поэтому для диагностики плазмы используется измерение параметров генерируемого нейтронного излучения.

Основной реакцией, протекающей в высокотемпературной DT-плазме, является реакция синтеза между ядрами дейтерия и трития. В приближении максвелловского распределения ионов плазмы по энергиям при эффективной ионной температуре  $\theta_i$ , спектр генерируемых DT-нейтронов  $f(E_n)$  представляет собой симметричное распределение Гаусса [9–11]:

$$f(E_n) = \left( \frac{\pi 4 m_n \theta_i \langle E_n \rangle}{m_n + m_\alpha} \right)^{-1/2} \times \exp \left[ - (E_n - \langle E_n \rangle)^2 \frac{m_n + m_\alpha}{4 m_n \theta_i \langle E_n \rangle} \right], \quad (1)$$

где  $E_n$  – энергия нейтрона;  $\langle E_n \rangle$  – средняя энергия в спектре ДТ-нейтронов;  $m_n$  – масса нейтрона;  $m_\alpha$  – масса  $\alpha$ -частицы.

Здесь используется понятие эффективной ионной температуры, поскольку из-за пространственной неоднородности плазмы, спектральное распределение генерируемых нейтронов является результатом суперпозиции вкладов от областей плазмы с различающимися параметрами [7]; кроме того, температура плазмы изменяется в течение рабочего цикла экспериментальных устройств.

Форма спектрального распределения ДТ-нейтронов (1) преимущественно определяется тепловым движением взаимодействующих ионов, которое приводит к уширению спектра генерируемых нейтронов. Ширина спектрального распределения ДТ-нейтронов на полувысоте  $w$  в равновесной плазме изменяется пропорционально квадратному корню от ионной температуры [9, 12]:

$$w = 177.259\sqrt{\theta_i}. \quad (2)$$

Средняя длина свободного пробега ДТ-нейтронов существенно превышает характерные размеры плазменных образований [13], поэтому, в первом приближении, деформацией спектра нейтронов в результате рассеяния на ионах плазмы (и на ядрах конструкционных материалов установки) можно пренебречь. В этих условиях контроль ширины спектрального распределения ДТ-нейтронов обеспечивает возможность определять эффективную температуру взаимодействующих ионов.

Предлагаемый нейтронно-активационный метод контроля ионной температуры ДТ-плазмы основан на использовании двух активационных детекторов, имеющих разный вид зависимости сечения активации от энергии нейтронов, и облучаемых в идентичных условиях за рабочий импульс термоядерной установки. Одна из реакций, “чувствительная”, должна иметь порог возбуждения  $E_l$  по возможности близкий к средней энергии спектрального распределения генерируемых ДТ-нейтронов (14.021 МэВ), а вторая, “опорная”, – иметь практически постоянное сечение активации в диапазоне энергии нейтронов от 13 до 15 МэВ (указанный диапазон соответствует температурному уширению спектра ДТ-нейтронов при максимальном из рассматриваемых значений ионной температуры  $\theta_i = 20$  кэВ).

В этом случае активационный интеграл “чувствительной” реакции (число реакций за время облучения  $\tau$ , отнесенное к одному ядру нуклида-мишени)

$$A_s = \int_{E_l}^E \sigma_s(E_n) F(E_n) dE_n \quad (3)$$

будет зависеть от температуры ионов плазмы, вследствие чувствительности реакции исключительно к высокоэнергетичной части спектра ДТ-нейтронов (выше порога  $E_l$ ), а активационный интеграл “опорной” реакции

$$A_b \approx \sigma_b(E_0) \int_{13}^{15} F(E_n) dE_n \quad (4)$$

будет преимущественно определяться флюенсом нейтронов  $F(E_n)$  на облучательной позиции, вследствие независимости сечения реакции от их спектра.

$$F(E_n) = n_D n_T f(E_n) \frac{\langle \sigma v \rangle \tau V}{4\pi L^2}, \quad (5)$$

где  $n_D$  и  $n_T$  – плотности ионов дейтерия и трития;  $\langle \sigma v \rangle$  – сечение ДТ-реакции, усредненное по максвелловскому распределению взаимодействующих ионов;  $V$  – излучающий объем плазмы;  $L$  – расстояние до облучательной позиции.

Отношение активационных интегралов выбранных комбинаций “чувствительной” и “опорной” реакций позволяет определять ширину высокоэнергетичной части спектрального распределения нейтронного излучения и может служить своеобразным “термометром” ДТ-плазмы без необходимости привлечения дополнительной информации о ее плотности и интегральном выходе нейтронов. Относительный характер подобных измерений приведет к удовлетворительной точности результатов диагностики  $\sim(10-12)\%$ .

Как следует из оценок [14], предпочтительным является использование “чувствительной” реакции, имеющей в высокоэнергетичной части спектра ДТ-нейтронов существенно нелинейную зависимость сечения активации от энергии нейтронов. В противном случае (при линейной зависимости сечения), увеличение наведенной активности детектора, обусловленное ростом сечения активации с уширением спектрального распределения ДТ-нейтронов в область больших энергий, будет компенсироваться ее снижением за счет уменьшающегося сечения реакции при соответствующем симметричном уширении спектра нейтронов в область меньших энергий. Чем выше асимметрия активации от высокоэнергетичной и низкоэнергетичной частей спектрального распределения ДТ-нейтронов, тем такая диагностика более чувствительна к изменению ионной температуры.

Активационный метод не обладает разрешением по времени. Однако, поскольку момент достижения максимума температуры плазмы практически совпадает с моментом ее максимального сжатия, а сечение ДТ-реакции экспоненциально растет с ростом температуры взаимодействующих ионов, то интегральный спектр ДТ-нейтронов и спектр, соответствующий максимальному энер-

говывделению плазмы, будут иметь близкие параметры [9, 15, 16].

### 3. ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ И ВЫБОР “ОПОРНОЙ” РЕАКЦИИ

Измерение выхода DT-нейтронов выполняется по скорости счета импульсов наведенной активности детекторов. Удобным является использование высокопорогового активационного детектора из ниобия по реакции  $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92m}\text{Nb}$ . Реакция обладает сечением, изменяющимся на (2–3)% в диапазоне энергий от 13 до 15 МэВ [17].

Средняя потеря энергии DT-нейтрона в процессе упругого рассеяния на ионе плазмы составляет  $\sim(4-5)$  МэВ [13, 18]; поэтому активация ниобия рассеянными нейтронами плазмы пренебрежимо мала. Однако, кроме непосредственно первичных DT-нейтронов, в активацию детектора вносят вклад нейтроны, рассеянные с незначительным сбросом энергии на конструкционных материалах термоядерных установок. Активация ими ниобия будет происходить с эффективностью, близкой к эффективности активации от DT-нейтронов. Величина поправки на рассеянные нейтроны зависит от конструкции конкретной установки и может быть оценена методом Монте-Карло.

Согласно оценкам, выполненным с использованием рекомендаций [19, 20], измерение интегрального выхода DT-нейтронов активационным детектором из ниобия возможно при значении интегрального выхода, начиная с  $7 \times 10^{10}$  нейтр/имп. Регистрация интегрального выхода DT-нейтронов более  $10^{14}$  нейтр/имп, вплоть до значений ( $10^{18}-10^{19}$ ) нейтр/имп, соответствующих  $\sim 20$  МДж выхода энергии термоядерных реакций, не вызывает особых затруднений и может достигаться посредством снижения эффективности регистрации наведенной активности или за счет увеличения длительности выдержки детекторов после облучения.

Вопросом, требующим отдельного анализа, является использование метода в случае отклонения формы спектра нейтронов от распределения Гаусса из-за возможного появления высокоэнергетических ионов [21, 22].

Реакция  $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92m}\text{Nb}$  является наиболее перспективной в качестве “опорной”. Кроме высокого порога возбуждения и достоверно известного сечения активации, ее преимуществом служит отличие энергии излучаемых  $^{92m}\text{Nb}$  гамма-квантов от аннигиляционного пика 0.511 МэВ, преобладающего в излучении большинства продуктов “чувствительных” реакций. Это позволяет выполнять одновременное измерение наведенной активности “чувствительного” и “опорного” детекторов на одном гамма-спектрометре.

В качестве “опорной” реакции также удобно использовать радиационный захват тепловых нейтронов индием  $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116m}\text{In}$  или родиумом  $^{103}\text{Rh}(n, \gamma)^{104}\text{Rh}$ , помещенных в замедлитель. Размеры замедлителя могут быть оптимизированы для обеспечения одинаковой чувствительности системы к DT- и DD-нейтронам. В этом случае, с использованием метода возможно измерение относительного содержания указанных групп нейтронов, что также может служить для определения ионной температуры DT-плазмы [9, 15].

### 4. ВЫБОР “ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ” РЕАКЦИЙ АКТИВАЦИИ

Реализация метода предусматривает выбор реакций активации и соответствующих материалов активационных детекторов. Предлагаемый подход близок к методологии работ [14, 21, 23], посвященных анализу возможностей контроля ионной температуры равновесной DT-плазмы активационными детекторами. В работе [14] для определения ионной температуры  $\theta_i > 10$  кэВ рассматривается реакция  $^{197}\text{Au}(n, 3n)^{195}\text{Au}$  с порогом возбуждения 14.8 МэВ. В работе [21] для определения температуры предлагаются “чувствительные” реакции  $^{54}\text{Fe}(n, 2n)^{53}\text{Fe}$  и  $^{27}\text{Al}(n, 2n)^{26}\text{Al}$  с порогом возбуждения 13.5–13.6 МэВ. Использование “чувствительной” реакции  $^{53}\text{Cr}(n, np)^{52}\text{V}$  с порогом возбуждения 14.5 МэВ анализируется в работе [23].

Ряд недочетов в указанных работах не позволили воспользоваться их рекомендациями. Дело в том, что реакции  $^{27}\text{Al}(n, 2n)^{26}\text{Al}$  и  $^{197}\text{Au}(n, 3n)^{195}\text{Au}$  обладают значительными периодами полураспада дочерних продуктов ( $7.2 \times 10^5$  лет для  $^{26}\text{Al}$  и 192 суток для  $^{195}\text{Au}$ ), затрудняющими (если не исключаящими вообще) их использование для указанных целей. В работе [23] неверно указан порог возбуждения реакции  $^{53}\text{Cr}(n, np)^{52}\text{V}$ , составляющий согласно данным [24, 25] порядка 13 МэВ, что фактически исключает возможность ее использования для определения уширения спектрального распределения DT-нейтронов. Кроме того, в работе [23] не учтено влияние интерферирующей реакции на основном нуклиде хрома  $^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$ , маскирующей активацию  $^{53}\text{Cr}$ .

Отмеченные недочеты потребовали выполнения тщательного отбора материалов активационных детекторов с учетом максимальной близости порога возбуждения “чувствительных” реакций к средней энергии спектрального распределения DT-нейтронов, удобного для измерений периода полураспада дочернего продукта реакций, незначительного влияния интерферирующих реакций и высоких сечений активации.

**Таблица 1.** Характеристики “чувствительных” реакций

“Чувствительная” реакция	$^{46}\text{Ti}(n, 2n)^{45}\text{Ti}$	$^{92}\text{Mo}(n, 2n)^{91m}\text{Mo}$	$^{54}\text{Fe}(n, 2n)^{53}\text{Fe}$	$^{54}\text{Cr}(n, np)^{53}\text{V}$
Порог реакции, МэВ	13.5	13.5	13.6	13.7
Период полураспада, с	11088	65	511	97
Содержание, %	8.25	14.80	5.85	2.36
Сечение при 14.5 МэВ, мбарн	30	20	4	0.4
Энергия гамма квантов, МэВ	0.511   0.719	0.653   1.508	0.511   0.378	1.006   1.289
Интенсивность, %	172   100	49   24	196   42	90   10
Источник данных	[26], [28], [29]	[22], [27]	[21], [25], [28]	[24], [26], [28]

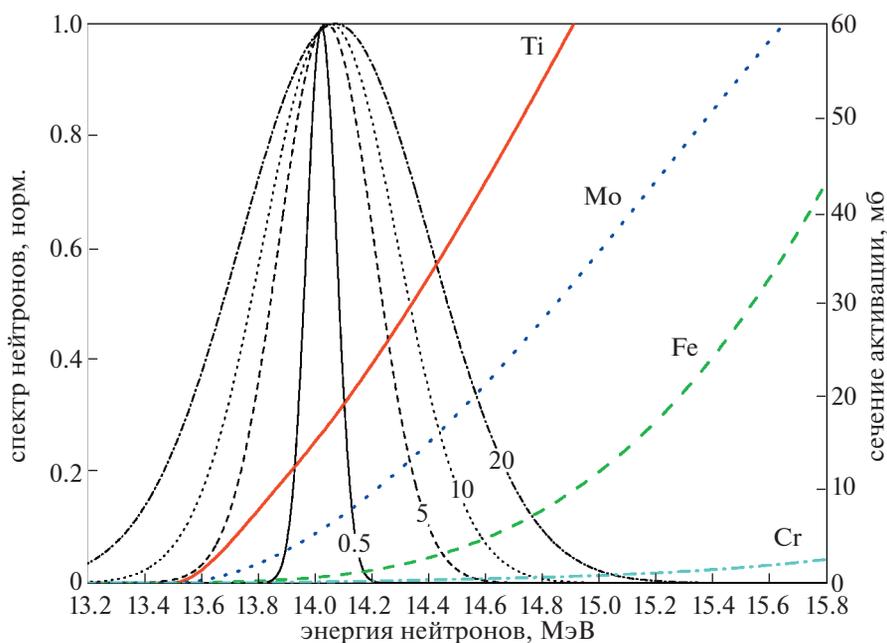
В таблице 1 представлены характеристики высокопороговых реакций, выбранных в качестве “чувствительных” для реализации предлагаемого метода (указаны рекомендованные сечения реакций при энергии нейтронов 14.5 МэВ). Гамма-кванты, испускаемые дочерними продуктами реакций, формируют в регистрируемых спектрах обособленные пики полного поглощения, не требующие высокого энергетического разрешения гамма-спектрометров. В этих условиях могут быть использованы неорганические сцинтилляционные детекторы, обладающие высокой эффективностью регистрации в диапазоне энергий гамма-квантов от 0.1 до 2 МэВ, сравнительно низкой стоимостью и простотой аппаратного обеспечения.

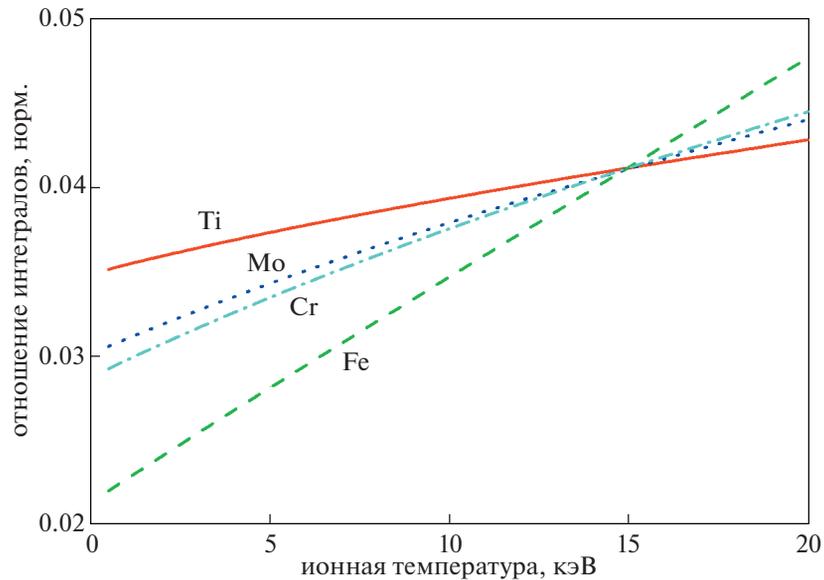
Зависимость сечений активации выбранных “чувствительных” реакций от энергии нейтронов представлена на рис. 1 (кривые помечены сокращенными обозначениями реакций). Сечения ак-

тивации реакций заимствованы из следующих работ:  $^{46}\text{Ti}(n, 2n)^{45}\text{Ti}$  [26],  $^{92}\text{Mo}(n, 2n)^{91m}\text{Mo}$  [27],  $^{54}\text{Fe}(n, 2n)^{53}\text{Fe}$  [21],  $^{54}\text{Cr}(n, np)^{53}\text{V}$  [24]. Здесь же показаны нормированные спектральные распределения DT-нейтронов для диапазона значений температуры плазмы от 0.5 до 20 кэВ с учетом температурного смещения их средней энергии [12] (числа у кривых указывают значения ионной температуры в единицах кэВ).

## 5. АНАЛИЗ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ МЕТОДА

Для выяснения возможностей метода были выполнены расчетные исследования зависимости отношения активационных интегралов  $A_s/A_b$  выбранных реакций в диапазоне значений ионной температуры DT-плазмы от 0.5 до 20 кэВ. Активационные интегралы рассчитывались по выражению из работы [30] для сечения DT-реакции,

**Рис. 1.** Нормированные спектральные распределения DT-нейтронов и сечения активации “чувствительных” реакций.



**Рис. 2.** Нормированные отношения активационных интегралов “чувствительной” и “опорной” реакций в зависимости от ионной температуры.

усредненного по максвелловскому распределению. Отношения активационных интегралов реакций (в качестве “опорной” рассматривалась реакция  $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92m}\text{Nb}$ ) представлены на рис. 2. Анализ полученных зависимостей позволил сделать следующие выводы в отношении выбранных “чувствительных” реакций:

$^{46}\text{Ti}(n, 2n)^{45}\text{Ti}$  — вследствие линейного характера роста сечения активации в диапазоне энергий от 13 до 15 МэВ, реакция чувствительна, в основном, к температурному смещению средней энергии ДТ-нейтронов.

$^{92}\text{Mo}(n, 2n)^{91m}\text{Mo}$  — реакция обладает чувствительностью к форме спектра ДТ-нейтронов, достаточной для целей диагностики. Является единственной из “чувствительных” реакций, которая может использоваться, начиная с наименьших значений температур.

$^{54}\text{Fe}(n, 2n)^{53}\text{Fe}$  — реакция обладает значимой чувствительностью к форме спектра ДТ-нейтронов. Важно отсутствие влияния интерферирующих реакций, и то, что активация на остальных нуклидах  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{57}\text{Fe}$  и  $^{58}\text{Fe}$  не приводит к позитронно-активным дочерним продуктам.

$^{54}\text{Cr}(n, np)^{53}\text{V}$  — реакция чувствительна к форме спектра ДТ-нейтронов, начиная со значений ионной температуры  $\theta_i > 1$  кэВ. Вследствие мешающего влияния интерферирующей реакции  $^{53}\text{Cr}(n, p)^{53}\text{V}$ , использование  $^{54}\text{Cr}(n, np)^{53}\text{V}$  приведет к необходимости обогащения по нуклиду  $^{54}\text{Cr}$ . Недостатком реакции являются низкие значения активационных интегралов.

Необходимо отметить возможность использования в качестве “чувствительной” реакции  $^{27}\text{Al}(n, 2n)^{26m}\text{Al}$  [21, 28]. Она характеризуется наиболее резким ростом отношения активационных интегралов и перспективна для контроля ионной температуры плазмы, начиная со значений  $\theta_i > 10$  кэВ. Недостатком являются крайне низкие абсолютные значения активационных интегралов реакции. Сечение реакции  $^{27}\text{Al}(n, 2n)^{26m}\text{Al}$  достигает максимума (~30 мбарн) в области энергий нейтронов ~25 МэВ [31] и поэтому она может служить индикатором сверхбыстрых нейтронов, рождаемых в некоторых типах плазм в ходе ДТ-реакции с участием высокоэнергетичных ионов. Такие ионы образуются в процессе упругого и неупругого рассеяния ДТ-нейтронов на ионах плазмы или в реакциях “на лету” [6, 8, 18]. Отношение выхода сверхбыстрых нейтронов к выходу первичных ДТ-нейтронов может применяться для контроля оптической толщины лазерной плазмы (центральная проблема диагностики сжатых лазерных мишеней) [6, 8]. Доля сверхбыстрых нейтронов составляет ~1% от ДТ-нейтронов [18] и при выходах последних  $\sim(10^{14}-10^{15})$  нейтр/имп использование реакции приведет к регистрируемой активации от сверхбыстрых нейтронов.

## 6. ГРАДУИРОВКА ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ КАНАЛОВ ПО ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Процедурой, в значительной степени определяющей диагностические возможности метода, является градуировка измерительных каналов (детекторов) по чувствительности к ширине

спектра DT-нейтронов. Градуировка включает в себя активацию выбранных комбинаций детекторов на известном спектре DT-нейтронов и может быть выполнена на статическом нейтронном генераторе типа НГ-150М.

Согласно расчетным оценкам, выполненным с использованием программы SRIANG [32], спектр DT-нейтронов, генерируемых в тритиевой мишени НГ-150М под углом  $93^\circ$  к направлению дейтронного пучка, имеет вид распределения Гаусса со средней энергией нейтронов  $E_0 = 14.03$  МэВ (что соответствует ионной температуре плазмы  $\theta_i \approx 2$  кэВ). Ширина спектра DT-нейтронов НГ-150М на полувысоте при этом составляет  $w \approx 252$  кэВ (для круглого детектора радиусом  $R$ , установленного относительно мишени с соблюдением условия  $R/L \approx 0.24$ ).

На НГ-150М, являющемся аттестованным образцовым источником нейтронов, может быть выполнена абсолютная градуировка измерительного канала “опорной” реакции по чувствительности к интегральному выходу DT-нейтронов. Градуировке подвергается измерительный канал в целом, включая активационный детектор, гамма-спектрометр и регистрирующую аппаратуру; ее погрешность оценивается в (2–3)%. В этом случае реально достижимая методическая погрешность измерений отношения активационных интегралов  $\sim 5\%$  приведет к (10–12)% погрешности определения ионной температуры (без учета неопределенностей в сечениях реакций).

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показаны возможности нового нейтронно-активационного метода контроля ионной температуры DT-плазмы; выбраны три новые (по сравнению с предшествующими работами) “чувствительные” реакции; рассмотрены способы градуировки измерительных каналов. Практическая реализация метода возможна в системах с инерциальным удержанием плазмы при интегральном выходе DT-нейтронов более ( $10^{12}$ – $10^{13}$ ) нейтр/имп и предполагает апробацию на мощных экспериментальных установках ВНИИЭФ (таких, как КПУ-200 с газоразрядной камерой ПНК-13 [33, 34]).

Предлагаемый метод открывает новые возможности для диагностики импульсных плазменных источников DT-нейтронов. Его развитие в дальнейшем потребует углубленного изучения вопросов градуировки по чувствительности и достигаемой точности результатов измерений ионной температуры. Ряд положений, касающихся уточнения сечений реакций (неопределенность которых является основной составляющей систематической погрешности метода), корректного учета вторичных процессов перерасеяния ионов

и реакций “на лету”, смягчения спектра генерируемых DT-нейтронов с ростом плотности плазмы, анализа особенностей метода применительно к неравновесной плазме, нуждается в более детальной методической проработке.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cooper G.W., Ruiz C.L. // Review of Scientific Instruments. 2001. V. 72. № 1. P. 814.
2. Cooper G.W., Ruiz C.L., Leeper R.J., Chandler G.A., Hahn K.D., Nelson A.J., Torres J.A., Smesler R.M., McWatters B.R., Bleuel D.L., Yeaman C.B., Knittel K.M., Casey D.T., Frenje J.A., Gatu-Johnson M., Petrasso R.D., Styron J.D. // Review of Scientific Instruments. 2012. V. 83. № 10. P. 10D918.
3. Krokhin O.N., Nikulin V.Y., Peregodova E.N., Volobuev I.V. // Problems of Atomic Science and Technology, Series: Plasma Physics. 2005. № 1. P. 101.
4. Jednorog S., Laszynska E., Batistoni P., Bienkowska B., Cufar A., Ghani Z., Giacomelli L., Klix A., Loreti S., Mikszuta K., Packer L., Peacock A., Pillon M., Popovichev S., Rebai M., Rigamonti D., Roberts N., Tardocchi M., Thomas D. // Fusion Engineering and Design. 2017. V. 125. P. 50.
5. Kuijper L., Herzing R., Cloth P., Filges D., Hecker R. // Nuclear Instruments and Methods. 1977. V. 144. № 2. P. 215.
6. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Рупасов А.А., Склизков Г.В., Шуканов А.С. Диагностика плотной плазмы. М.: Наука, 1989.
7. Tardocchi M., Gorini G., Henriksson H., Kallne J. // Review of Scientific Instruments. 2004. V. 75. № 3. P. 661.
8. Gus'kov S.Y., Il'in D.V., Perlado J.M., Rozanov V.B., Sherman V.E., Zmitrenko N.V. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2018. V. 60. P. 085004.
9. Гамалий Е.Г., Гуськов С.Ю., Соболевский Н.М. // Труды ФИАН. 1977. Т. 94. С. 10.
10. Brysk H. // Plasma Physics. 1973. V. 15. № 7. P. 611.
11. Scheffel J. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 1984. V. 224. № 3. P. 519.
12. Ballabio L., Kallne J., Gorini G. // Nuclear Fusion. 1998. V. 38. № 11. P. 1723.
13. Fraley G.S., Linnebur E.J., Mason R.J., Morse R.L. // Physics of Fluids. 1974. V. 17. № 2. P. 474.
14. Bogachev V.I., Kovalchuk V.D., Kozlova O.A., Frunze V.V. // Soviet Atomic Energy. 1990. V. 69. № 2. P. 681.
15. Gamalii E.G., Gus'kov S.Y., Krokhin O.N., Rozanov V.B. // JETP Letters. 1975. V. 21. № 2. P. 70.
16. Гуськов С.Ю., Розанов В.В. // Труды ФИАН. 1982. Т. 134. С. 115.
17. Filatenkov A.A. // IAEA report INDC(CCP)-0460, 2016.
18. Welch D.R., Kislev H., Miley G.H. // Review of Scientific Instruments. 1988. V. 59. № 4. P. 610.
19. Федоров Г.А., Зубова О.Н. // Измерительная техника. 1996. Вып. 1. С. 53.
20. Григорьев Е.И., Степанов Э.К., Фоминых В.И., Харитонов И.А., Ярына В.П. // Измерительная техника. 1994. Вып. 12. С. 52.

21. *Smither R.K., Greenwood L.R., Hendel H.* // Review of Scientific Instruments. 1985. V. 56. № 5. P. 1078.
22. *Nishimura K.* // Physics Letters. 1972. V. 38A. № 7. P. 535.
23. *Kirillov-Ugryumov M.V., Afremov D.A., Grinyuk K.A., Mishin V.V., Prorovich V.A.* // Plasma Physics Reports. 1994. V. 20. № 2. P. 168.
24. *Fessler A., Wattecamps E., Smith D.L., Qaim S.M.* // Physical Review C. 1998. V. 58. № 2. P. 996.
25. *Espósito B., Bertalot L., Loughlin M., Roquemore A.L.* // Review of Scientific Instruments. 1999. V. 70. № 1. P. 1130.
26. *Бычков В.М., Манохин В.Н., Пащенко А.Б., Пляскин В.И.* Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами. М.: Энергоиздат, 1982.
27. *Body Z., Csikai J.* // Handbook on Nuclear Activation Data: Technical Reports Series № 273. 1987. P. 261.
28. *Голашвили Т.В., Чечев В.П., Куприянов В.М., Демидов А.П.* Справочник нуклидов-2. М.: ЦНИИАтоминформ, 2002.
29. *Пляскин В.И., Косилов Р.А.* // Вопросы атомной науки и техники, серия: Ядерные константы, 2002. Вып. 1–2. С. 122.
30. *Bosch H.S., Hale G.M.* // Nuclear Fusion. 1992. V. 32. № 4. P. 611.
31. *Pavlik A., Hitznerberger-Schauer H., Vonach H., Chadwick M.B., Haight R.C., Nelson R.O., Young P.G.* // Physical Review C. 1998. V. 57. № 5. P. 2416.
32. *Gaganov V.V., Usenko P.L., Kryzhanovskaja M.A.* // Physics of Atomic Nuclei. 2017. V. 80. № 11. P. 1651.
33. *Zavyalov N.V., Maslov V.V., Rumyantsev V.G., Drozdov I.Y., Ershov D.A., Korkin D.S., Molodtsev D.A., Smerdov V.I., Falin A.P., Yukhimchuk A.A.* // Plasma Physics Reports. 2013. V. 39. № 3. P. 243.
34. *Maslov V.V., Rumyantsev V.G., Basmanov V.F., Budnikov D.V., Garin A.V., Drozdov I.Y., Ershov D.A., Korkin D.S., Makeev N.G., Molodtsev D.A., Moskvina N.I., Nazarenko S.T., Petrushin O.N., Falin A.P., Yukhnevich V.A.* // Instruments and Experimental Techniques. 2014. V. 57. № 2. P. 131.