

## Калибровка нейтронных счетчиков токамака Глобус-М2

© О.М. Скрекель, Н.Н. Бахарев, В.И. Варфоломеев, В.К. Гусев, М.В. Ильясова, А.Ю. Тельнова, Е.М. Хилькевич, А.Е. Шевелев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: fosa97@gmail.com

Поступило в Редакцию 21 мая 2021 г.  
В окончательной редакции 30 июля 2021 г.  
Принято к публикации 9 сентября 2021 г.

Обсуждены результаты калибровки двух коронных счетчиков нейтронов, используемых для измерения полного нейтронного выхода из плазмы токамака Глобус-М2. Калибровка проведена в экспериментальном зале установки Глобус-М2 при помощи  $\text{AmBe}$ -источника. В процессе калибровки источник равномерно двигался вокруг центрального соленоида в экваториальной плоскости вакуумной камеры, а один из детекторов постепенно отодвигался от токамака вдоль линии с постоянным тороидальным углом. Представлены значения полученного калибровочного коэффициента в зависимости от удаленности детектора от оси токамака. Методика калибровки позволила разделить в сигнале счетчика вклады от прямого нейтронного потока, излучаемого плазмой, и от потока нейтронов, рассеянных на элементах экспериментального зала.

**Ключевые слова:** нейтронная диагностика, сферический токамак, нейтронный выход, нейтронные счетчики, термоядерный синтез.

DOI: 10.21883/JTF.2022.01.51848.151-21

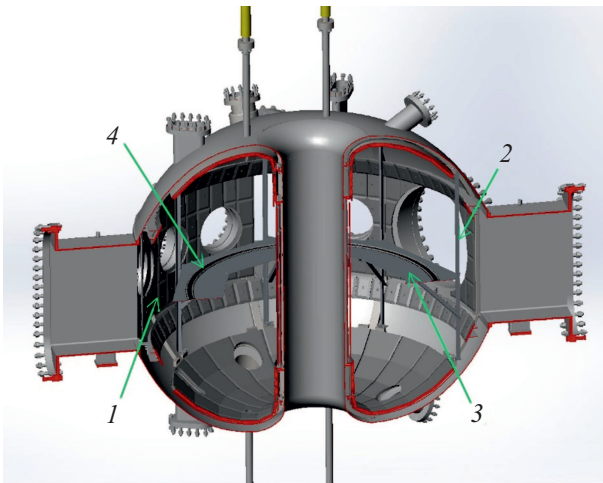
### Введение

В ходе реконструкции компактного сферического токамака Глобус-М, завершенной в 2018 г. [1–3], была спроектирована и изготовлена новая электромагнитная система установки. Это позволило повысить тороидальное магнитное поле и ток плазмы. Во время первых экспериментальных кампаний 2019–2020 гг. на токамаке Глобус-М2 удалось достигнуть значений поля 0.8 Т и тока 400 кА [4]. Достижение проектных значений (1 Т и 500 кА соответственно) запланировано на 2022 г. Вследствие повышения поля и тока улучшилось удержание быстрых ионов, возникающих при инжекции пучка атомов высокой энергии. Рождение нейтронов в плазме сферического токамака Глобус-М/М2 обусловлено взаимодействием быстрых частиц с ионами основной плазмы и друг с другом. Поэтому после модернизации установки полный нейтронный поток из плазмы токамака существенно увеличился [5]. Из-за этого возникла необходимость перемещения нейтронных детекторов от вакуумной камеры для исключения возможности перегруза счетчиков. При этом в потоке, попадающем на детектор, выросла доля нейтронов, рассеянных на конструктивных элементах экспериментального зала. Влияние эффекта рассеяния нейтронов существенно по причине отсутствия коллимации у нейтронных счетчиков, а также в силу особенностей планировки экспериментального зала, построенного из кирпича и бетона. Таким образом, было необходимо произвести калибровку *in situ* нейтронных счетчиков и оценить вклад рассеянных нейтронов в суммарный поток на детектор.

### 1. Особенности проведенной калибровки

Для калибровки использовался закрытый источник быстрых нейтронов с радионуклидом америций-241 типа ИБН-241-1-1, имеющий поток нейтронов в телесный угол  $4\pi \text{sr}$   $9.9 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ . Размеры активной части источника не более  $3 \times 3 \text{ mm}$ , следовательно, его можно считать точечным. Во время технического вскрытия токамака Глобус-М2 внутри вакуумной камеры были установлены тонкие металлические пластины. Поверх этих пластин вокруг центрального соленоида были проложены рельсы (рис. 1), по которым с равномерной скоростью в экваториальной плоскости камеры двигался источник. Таким образом, область испускания нейтронов имела форму тонкого кольца, имитирующего плазменный шнур.

Калибровочные коэффициенты рассчитывались для двух установленных на токамаке Глобус-М/М2 блоков детектирования нейтронного излучения БДН-20 (газоразрядный счетчик СНМ-11) с полиэтиленовым замедлителем. Получение сигнала в данном типе счетчиков нейтронов основано на протекании ядерной реакции  $B^{10}(n, \alpha) \text{Li}^7$ . В процессе калибровки первый детектор постепенно отодвигался от камеры токамака вдоль линии с постоянным тороидальным углом, в то время как местоположение второго детектора оставалось фиксированным. В каждой из выбранных точек, соответствующих планируемому местоположению детекторов в будущих экспериментальных кампаниях, время измерения нейтронных потоков выбиралось соответственно требуемому для регистрации необходимого числа отсчетов ( $N \approx 1000$ ). После проведения основных измерений был



**Рис. 1.** Вертикальное сечение вакуумной камеры токамака Глобус-М2 с внутрикамерными конструктивными элементами для эксперимента по калибровке нейтронных детекторов. 1 — вакуумная камера с графитовыми пластинами, 2 — крепления для металлических пластин, 3 — металлические пластины, 4 — рельсы, по которым двигался источник.

снят фоновый сигнал. В это время источник нейтронов находился вне помещения с детектором.

## 2. Обработка полученных данных

Сигнал со счетчика подавался на АЦП, установленный в персональном компьютере. Считывание сигнала производилось на частоте 50 МГц. Так как нагрузка детекторов не превышала 20 событий в секунду во всех измерениях и наложений импульсов не происходило, определение события регистрации нейтрона производилось по превышению импульсом порогового значения.

Скорость счета нейтронов детектором с учетом фона определялась следующим образом:

$$\omega(R) = \omega_f(R) - \omega_b = \frac{N_f(R)}{t_f} - \frac{N_b}{t_b}, \quad (1)$$

где  $R$  — расстояние от оси токамака до местоположения детектора,  $N_f$  — общее число зарегистрированных событий в процессе измерения с источником за время  $t_f$ ,  $N_b$  — число зарегистрированных фоновых событий без источника за время  $t_b$ .

Стандартное отклонение вычисленной скорости счета находилось по формуле

$$\sigma(\omega) = \sqrt{\sigma^2(\omega_f) + \sigma^2(\omega_b)} = \sqrt{\frac{N_f}{t_f^2} + \frac{N_b}{t_b^2}}. \quad (2)$$

## 3. Вычисление калибровочного коэффициента

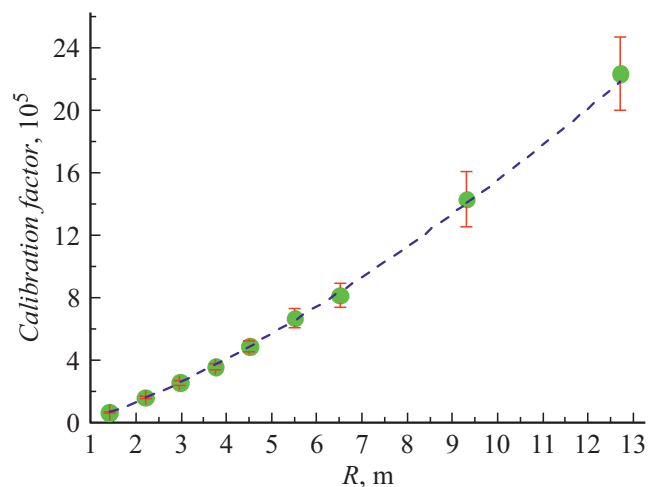
Отношение полного числа нейтронов, испускаемых AmBe-источником из камеры токамака,  $A$ , к вычисленной скорости счета детектора в данной точке пространства  $\omega(R)$  (1) является искомым калибровочным коэффициентом  $\xi(R)$ . Зная его и число отсчетов на детекторе  $X(R)$ , можно рассчитать экспериментальный нейтронный выход токамака в приближении испускания нейтронов из тонкого кольца  $Y_r$ :

$$Y_r = X(R) \frac{A}{\omega(R)} = X(R) \xi(R) \quad (3)$$

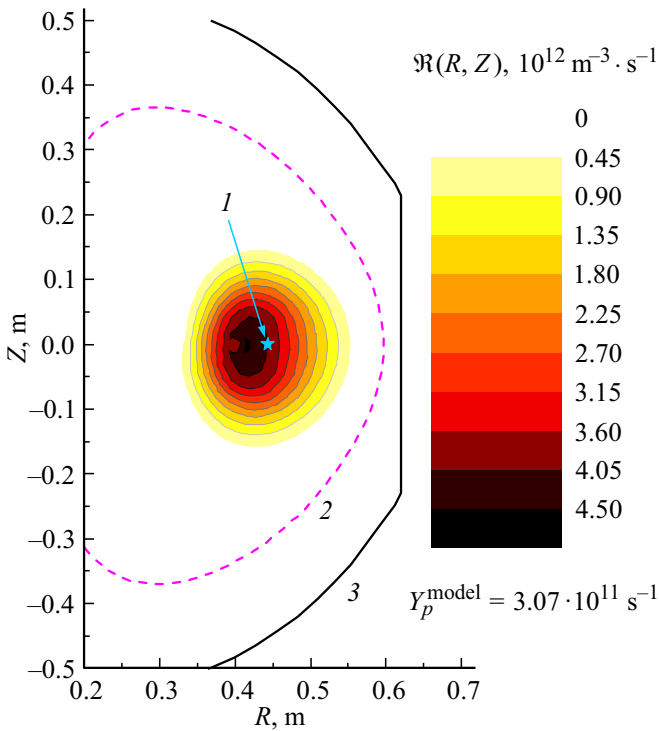
На рис. 2 представлены полученные значения данного калибровочного коэффициента для первого детектора в зависимости от расстояния от оси токамака до местоположения детектора.

В действительности область рождения нейтронов зависит от параметров проводимого эксперимента: на рис. 3 представлен пример рассчитанного [6] пространственного распределения нейтронного источника  $\mathcal{R}(R, Z)$  для характерного разряда токамака Глобус-М2. Из-за этого для определения нейтронного выхода из плазмы  $Y_p$  необходимо рассчитать переходный коэффициент, учитывающий геометрические отличия нейтронных источников. Для этого методом Монте-Карло в трехмерной геометрии моделируется прямой (испускание в сферу) нейтронный поток на детектор  $F(R)$  для двух случаев (рис. 3):

1) испускание нейтронов из плазмы. При этом используется рассчитываемая для каждого разряда функция источника нейтронов  $\mathcal{R}(R, Z)$ , рожденных в реакции



**Рис. 2.** Рассчитанные значения калибровочного коэффициента  $\xi(R)$  (3) с доверительными интервалами  $2\sigma$  (доверительная вероятность 95%) для первого детектора в зависимости от его расстояния до оси токамака Глобус-М2. Штриховой линией отмечена аппроксимационная кривая.



**Рис. 3.** Рассчитанная функция источника нейтронов, рожденных в результате взаимодействия между дейтронами  $\mathcal{R}(R, Z)$ . 1 — положение AmBe-источника при калибровке, 2 — граница плазмы, 3 — граница вакуумной камеры.  $Y_p^{\text{model}} = \int_V \mathcal{R}(R, Z) dV$  — вычисленный при моделировании полный нейтронный выход из плазмы токамака.

взаимодействия между дейтронами. В результате этих расчетов находится  $F_p(R)$ ;

2) испускание нейтронов из тонкого кольца. При этом источник располагается в соответствии с проведенным экспериментом по калибровке. Суммарный поток нейтронов из плазмы равен полному нейтронному выходу для данного разряда  $Y_p^{\text{model}} = \int_V \mathcal{R}(R, Z) dV$ . В результате этих расчетов определяется  $F_r(R)$ .

При моделировании предполагается тороидальная симметрия проводимого эксперимента. Расчет ведется в предположении, что переходный множитель одинаков для прямого и рассеянного нейтронного потока.

После этого нейтронный выход  $Y_p$  вычисляется через переходный коэффициент  $\mathcal{F}(R)$  вида

$$Y_p = Y_r F_p(R) / F_r(R) = Y_r \mathcal{F}(R) \quad (4)$$

Расчеты показали, что для характерных разрядов токамака Глобус-M2 рассматриваемый эффект незначителен, а  $\mathcal{F}(R)$  (4) отклоняется от единицы более, чем на 1%, только в непосредственной близости от вакуумной камеры.

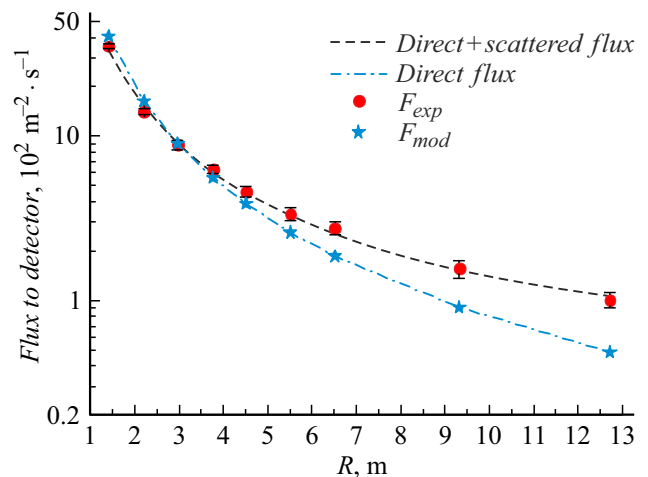
#### 4. Оценка вклада потока рассеянных нейтронов

Проведенный эксперимент по калибровке нейтронных счетчиков позволил оценить влияние эффекта рассеяния нейтронов на элементах экспериментального зала установки Глобус-M2 на величину измеряемого сигнала. Для этого было выполнено сравнение двух величин:

1) экспериментально измеренный в процессе калибровки поток на детектор  $F_{\text{exp}}(R)$ . Коэффициент перехода от числа счетов в секунду  $\omega(R)$  (1) к потоку на детектор от AmBe-источника  $F_{\text{exp}}(R)$  вычислялся в другом экспериментальном зале, где влияние эффекта рассеяния мало, а значит, поток должен быть  $\propto A/4\pi R^2$ ;

2) поток на детектор  $F_{\text{mod}}(R)$ , полученный в результате трехмерного моделирования методом Монте-Карло без учета эффекта рассеяния нейтронов и их энергетического спектра. Моделировался вклад за счет прямого нейтронного потока от источника, что соответствует равномерному испусканию в сферу  $\propto A/4\pi R^2$ . При моделировании предполагалась тороидальная симметрия проводимого эксперимента.

На рис. 4 показаны результаты проводимого сравнения для первого детектора. До калибровки предполагалось, что в ближайших к токамаку фиксированных точках прямой поток будет сильно доминировать над рассеянным, а значит, моделирование и пересчет с использованием переходного коэффициента должны дать примерно одинаковые значения потоков на детектор. Из рис. 4 видно, что предположения оказались верны. Превышение расчетных значений над экспери-



**Рис. 4.** Сравнение смоделированного и экспериментально измеренного нейтронных потоков. Звезды — нейтронный поток на первый детектор, полученный в результате трехмерного моделирования прямого нейтронного потока от AmBe-источника. Круги — экспериментально измеренный в процессе калибровки нейтронный поток на первый детектор (суммарный сигнал от прямого и рассеянного потоков). Для экспериментальных точек отмечены доверительные интервалы  $2\sigma$ , соответствующие доверительной вероятности 95%.

ментальными на  $\sim 15\%$  в первых двух фиксированных точках связано с рассеянием нейтронов на элементах установки, что не учитывалось при моделировании. На расстоянии  $\sim 3\text{ м}$  от оси токамака прямой и экспериментальный потоки совпадают, а по мере дальнейшего удаления детектора от вакуумной камеры экспериментально измеренный в процессе калибровки поток превышает смоделированный. Это объясняется тем, что доля рассеянных нейтронов в суммарном потоке на детектор вносит существенный вклад в величину измеряемого сигнала. Проведенная калибровка позволит учесть данный эффект для будущих экспериментальных кампаний, в которых детекторы планируется располагать на расстояниях  $\sim 7\text{--}12\text{ м}$  от оси токамака.

## Заключение

Проведенная при помощи AmBe-источника калибровка коронных счетчиков нейтронов в условиях экспериментального зала токамака Глобус-М2 позволила рассчитать калибровочный коэффициент  $\xi(R)$  (3), связывающий локально измеренное число отсчетов детектора с полным экспериментальным нейтронным выходом из плазмы. Сравнение рассчитанного и экспериментально измеренного в процессе калибровки потоков на детектор показало увеличение влияния нейтронов, рассеянных на элементах экспериментального зала, на величину измеряемого сигнала по мере удаления детектора от вакуумной камеры токамака.

Использованный при калибровке AmBe-источник имеет энергетический спектр со средней энергией нейтронов  $\cong 4\text{ MeV}$ . Однако в экспериментах на токамаке Глобус-М2 нейтроны рождаются в результате реакции  $D + D \rightarrow n + {}^3\text{He}$ , из-за чего имеют другой энергетический спектр со средней энергией  $\cong 2.4\text{ MeV}$ . Как было показано в работе [7], подобные различия в энергетических спектрах источников приводят к систематической ошибке калибровочного коэффициента до 10%. Таким образом, в дальнейшем необходимо рассчитать поправку калибровочного коэффициента  $\xi(R)$ , учитывающую описанные выше особенности проведенной калибровки.

## Финансирование работы

Эксперименты выполнены на уникальной научной установке „Сферический токамак Глобус-М“, входящей в состав федерального центра коллективного пользования „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“ (уникальный идентификатор RFMEFI62119X0021). Калибровка нейтронных детекторов, обработка полученных данных и вычисление калибровочного коэффициента (разд. 1–3) выполнены при поддержке Российского Научного Фонда, проект № 21-72-20007. Оценка вклада рассеянных нейтронов (разд. 4) осуществлялась в рамках государственного задания Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук (№ 0040-2019-0023).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] V.B. Minaev, V.K. Gusev, N.V. Sakharov et al. J. Phys.: Conf. Ser., **1094**, 012001 (2018). DOI: 10.1088/1742-6596/1094/1/012001
- [2] V.B. Minaev, V.K. Gusev, N.V. Sakharov et al. Nucl. Fusion, **57**, 066047 (2017). DOI: 10.1088/1741-4326/aa69e0
- [3] V.K. Gusev, N.N. Bakharev, V.A. Belyakov et al. Nucl. Fusion, **55**, 104016 (2015). DOI: 10.1088/0029-5515/55/10/104016
- [4] G.S. Kurskiev, V.K. Gusev, N.V. Sakharov et al. Nucl. Fusion, **61**, 064001 (2021) DOI: 10.1088/1741-4326/abe08c
- [5] Н.Н. Бахарев, И.М. Балаченков, В.И. Варфоломеев и др. Физика плазмы, **46**, 579–587 (2020). DOI: 10.31857/S036729212007001X [N.N. Bakharev, I.M. Balachenkov, F.V. Chernyshev et al. Plasma Phys. Rep., **46**, 675–682 (2020). DOI: 10.1134/S1063780X20070016]
- [6] О.М. Скрекель, Н.Н. Бахарев, В.К. Гусев, Е.О. Киселев. Письма в ЖТФ, **47**, 22 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.04.50640.18548 [O.M. Skrekel, N.N. Bakharev, V.K. Gusev, E.O. Kiselev. Tech. Phys. Lett., **47**, 177 (2021). DOI: 10.1134/S1063785021020280]
- [7] M. Angelone, P. Batistoni, L. Bertalot et al. Rev. Sci. Instrum., **61**, 3536 (1990). DOI: 10.1063/1.1141565