

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук.
Отделение физики плазмы, атомной физики и астрофизики.

НАУЧНО-КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

НАУЧНЫЙ ДОКЛАД

Модернизация нейтронной диагностики токамака Глобус-М2

по направлению подготовки 03.06.01 физика и астрономия

профиль 01.03.09 физика плазмы

Выполнил:

Аспирант лаб. физики высокотемпературной плазмы

О.М. Скрекель

Санкт-Петербург

2025

Руководитель:

к.ф.-м.н., с.н.с. лаб. физики высокотемпературной плазмы
ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Н.Н. Бахарев

Рецензент:

к.ф.-м.н., нач. сектора ДМНП ОНСД
частное учреждение «ИТЭР-Центр»

Т.М. Кормилицын

Рецензент:

к.ф.-м.н., н.с. лаб. атомных столкновений
ФТИ им. А.Ф. Иоффе

В.Г. Несеневич

СОДЕРЖАНИЕ

СОДЕРЖАНИЕ	3
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.....	4
Актуальность темы работы	4
Цель и задачи научного исследования	5
Научная новизна работы.....	6
Практическая значимость работы.....	6
Личный вклад автора	7
Апробация работы.....	7
ГЛАВА 1. РАСЧЕТ ФУНКЦИИ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА	9
1.1. Скорость реакции ядерного синтеза	9
1.2. Алгоритм расчета функции распределения быстрых ионов и функции источника.....	12
Вывод к главе 1.....	18
ГЛАВА 2. КОМПЛЕКС НЕЙТРОННОЙ ДИАГНОСТИКИ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М2	18
2.1. Описание диагностического комплекса.....	18
2.2. Система сбора и обработки данных	23
2.3. Восстановление энергетического спектра нейтронов	24
2.4. Калибровка нейтронных детекторов	27
Вывод по главе 2	30
ГЛАВА 3. МОНТЕ-КАРЛО РАСЧЕТЫ В ПАКЕТЕ ПРОГРАММ GEANT4	30
3.1. Разработка 3D модели эксперимента и источника излучения.....	32
3.2. Расчет поправки калибровочного коэффициента	33
3.3. Оценка доли рассеянных нейтронов в сигнале нейтронных детекторов	36
Вывод по главе 3	39
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	40
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ	42

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы работы

В период энергетического кризиса, в котором на данный момент находятся многие развитые страны [1], остро стоит вопрос об альтернативных источниках энергии, независимых от ископаемого топлива (газ, нефть, уголь). Одним из наиболее перспективных вариантов является развитие гибридных реакторов типа синтез-деление [2], позволяющих замкнуть ядерный топливный цикл. Ядром данного типа реакторов выступает компактный источник нейтронов термоядерных энергий на базе сферического токамака – установки с аспектным отношением (отношение большого радиуса к малому) < 2 . Достижение термоядерных параметров плазмы и выполнение требований, необходимых для зажигания термоядерной плазмы, на установках данного типа не требуется. Однако высокая плотность усваиваемой мощности дополнительного нагрева и хорошее удержание быстрых ионов (энергия которых значительно выше энергии основных ионов плазмы) являются необходимыми условиями для получения плотности нейтронного потока, достаточной для работы гибридного реактора (требуемая нейтронная нагрузка на стенку $0.2 - 1 \text{ МВт/м}^2$) [3]. Достоверное измерение энергетического спектра и абсолютного выхода нейтронов из плазмы – также важная задача, которую необходимо уметь решать для контроля ключевых параметров реактора нового поколения.

Компактный сферический токамак Глобус-М2 (большой и малый радиусы $R=0.36 \text{ м}$ и $a=0.24 \text{ м}$ соответственно) запущен в 2018 году после модернизации электромагнитной системы установки Глобус-М: проектные значения тороидального магнитного поля $B_T=1 \text{ Тл}$, тока плазмы $I_p=0.5 \text{ МА}$ [4]. Обновление комплекса дополнительного нагрева плазмы [5], наряду с обновлением диагностического комплекса токамака [6] позволило проводить эксперименты в широком диапазоне плазменных параметров, достигая рекордных для сферических токамаков значений плазменных величин (температура ионов плазмы, плотность нейтронного потока) [7]. Также это позволило расширить границы области знаний

о поведении высокоэнергетических ионов и провести исследования процессов, влияющих на величину нейтронного выхода в компактных установках, в новых условиях.

Цель и задачи научного исследования

Целью данной работы является модернизация нейтронной диагностики токамака Глобус-М2, включающая расширение возможностей диагностического комплекса установки и создание синтетической нейтронной диагностики плазмы.

Для достижения данной цели были поставлены следующие задачи:

- Разработать алгоритм расчета функции нейтронного источника на основании функции распределения быстрых ионов, вычисленной в приближении ведущих центров и при помощи полноорбитного моделирования;
- Модернизировать комплекс нейтронной диагностики токамака Глобус-М2 для обеспечения нейтронных измерений во всех режимах работы установки (нейтронный выход 10^9 - 10^{13} с⁻¹);
- Провести калибровку модернизированного комплекса нейтронной диагностики при помощи эталонного радионуклидного источника для получения калибровочного коэффициента, связывающего измеренную скорость счета нейтронного детектора с абсолютным нейтронным выходом из плазмы токамака;
- Разработать упрощенную 3D модель экспериментального зала, установки и нейтронного диагностического комплекса для моделирования распространения нейтронных потоков методом Монте-Карло в программном пакете Geant4 в условиях, приближенных к реальному эксперименту на токамаке Глобус-М2. Провести моделирование для расчета поправки калибровочного коэффициента, учитывающей различия в геометрии и в энергетическом спектре калибровочного и реального нейтронного источника;

- Разработать алгоритм определения оптимальных гиперпараметров при проведении процедуры деконволюции нейтронных спектров, измеренных при помощи нейтронного спектрометра на токамаке Глобус-М2.

Научная новизна работы

Впервые на сферическом токамаке с высоким значением магнитного поля ($B_T > 0.65$ Тл) выполнена калибровка нейтронных детекторов и вычислен калибровочный коэффициент и его поправка для связи измеренных потоков на детектор с абсолютным нейтронным выходом из плазмы.

Впервые на сферическом токамаке выполнена оптимизация поиска параметров деконволюции нейтронного спектра.

Практическая значимость работы

Динамический диапазон модернизированной нейтронной диагностики токамака Глобус-М2 позволяет проводить измерения нейтронных потоков при значениях нейтронного выхода из плазмы от 10^9 до 10^{13} с⁻¹. Проведенная абсолютная *in situ* калибровка нейтронных детекторов связывает измеренную скорость счета детекторов с нейтронным выходом из плазмы токамака. Модернизированная нейтронная диагностика обладает временным разрешением до 50 мкс, позволяя исследовать влияние быстрых плазменных процессов на нейтронный выход с хорошей статистикой.

Реализованный алгоритм расчета функции нейтронного источника обеспечивает подготовку входных данных и поэтапный запуск расчетов по цепочке из нескольких кодов, что позволяет выполнять систематическую обработку большого числа плазменных разрядов с минимальными временными затратами.

Подготовка упрощенной трехмерной модели экспериментального зала, установки и детекторов позволяет проводить Монте-Карло расчеты в программном пакете Geant4 для любых задач, требующих моделирование распространения излучения из плазмы в условиях реальной геометрии эксперимента на токамаке Глобус-М2. Упрощенная модель содержит только крупные геометрические объекты, с которыми может взаимодействовать излучение по мере его

распространения. Упрощение инженерных моделей, включающее уменьшение на порядок количества учитываемых деталей и уменьшение детализации сложных деталей, необходимо для ускорения Монте-Карло расчетов.

Разработанный алгоритм оптимизации поиска параметров деконволюции нейтронного спектра позволяет улучшить энергетическое разрешение восстанавливаемого нейтронного спектра. Также он может быть адаптирован и использован для решения других аналогичных обратных задач.

Личный вклад автора

Представленные в работе результаты получены при непосредственном активном участии автора. Автор принимал участие в подготовке плазменного эксперимента на токамаке Глобус-М2, а также впоследствии проводил измерения нейтронных потоков из плазмы. При этом его роль была определяющей при модернизации комплекса нейтронной диагностики токамака Глобус-М2. Автором был разработан алгоритм расчета функции источника нейтронов на основании экспериментально измеренных данных и вычисленной функции распределения быстрых ионов. Под руководством автора разработана схема проведения *in situ* калибровки нейтронных детекторов и вычислены калибровочные коэффициенты. Автором выполнена подготовка упрощенной трехмерной модели экспериментального зала, установки и нейтронного диагностического комплекса. Монте-Карло расчеты в пакете программ Geant4 также произведены непосредственно самим автором. Автором разработан алгоритм определения оптимальных гиперпараметров для решения обратной задачи восстановления нейтронных спектров.

Апробация работы

Результаты работы были опубликованы в рецензируемых журналах:

- Скрекель О.М., Бахарев Н.Н., Гусев В.К. и др. «Расчет нейтронного выхода токамака Глобус-М2 с учетом анизотропии по скоростям функции распределения ионов при нейтральной инжекции атомов высокой энергии» // ПЖТФ, 2021, Т.47, В.4, с.22-25

- Скрекель О.М., Бахарев Н.Н., Варфоломеев В.И. и др. «Калибровка нейтронных счетчиков токамака Глобус-М2» // ЖТФ, 2022, Т.92, В.1, с.32-35
- Piasova M.V., Shevelev A.E., Khilkevitch E.M. et al. «Neutron diagnostic system at the Globus-M2 tokamak» // NIM A, 2022, 1029, 166425
- Петров Ю.В., Багрянский П.А., Балаченков И.М., и др. «Диагностический комплекс сферического токамака Глобус-М2» // Физика плазмы, 2023, Т. 49, № 12, с.1249-1270

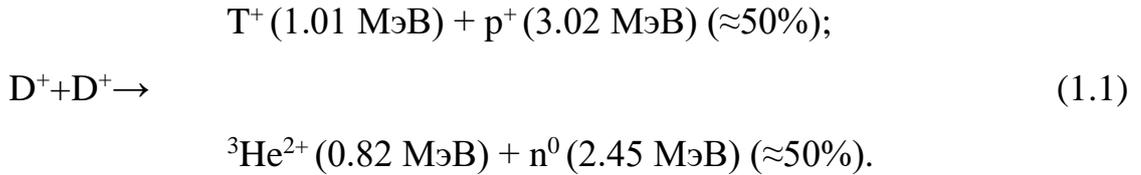
Результаты работы были представлены на конференциях:

- Скрекель О.М., Бахарев Н.Н., Гусев В.К. и др. «Моделирование нейтронного потока из плазмы сферического токамака Глобус-М2 в экспериментах с нейтральной инжекцией». 48 Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород, 15 - 19 марта, 2021 г. (сборн. тезисов стр.66).
- Скрекель О.М., Бахарев Н.Н., Варфоломеев В.И. и др. «Создание и верификация синтетической нейтронной диагностики токамака Глобус-М2», 19 Всероссийская конференция Диагностика Высокотемпературной Плазмы, г.Сочи, 27 сентября – 1 октября, 2021 г. (сборн. тезисов стр. 155–156).
- Скрекель О.М., Бахарев Н.Н., Варфоломеев В.И. и др. «Развитие комплекса нейтронной диагностики токамака Глобус-М2». 49 Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород, 14 - 18 марта, 2022 г. (сборн. тезисов стр.51).
- Скрекель О.М., Бахарев Н.Н., Варфоломеев В.И. и др. Экспериментальные измерения нейтронного выхода на токамаке Глобус-М2». 50 Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород, 20 - 24 марта, 2023 г. (сборн. тезисов стр.84).
- Скрекель О.М., Балаченков И.М., Бахарев Н.Н. и др. «Диагностика нейтронных потоков и жесткого рентгеновского излучения на токамаке Глобус-М2», 20 Всероссийская конференция Диагностика Высокотемпературной Плазмы, 18 сентября – 22 сентября 2023 г. (сборн. тезисов с. 231-232)

ГЛАВА 1. РАСЧЕТ ФУНКЦИИ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА

1.1. Скорость реакции ядерного синтеза

Рождение нейтронов в плазме сферического токамака Глобус-М2 обусловлено взаимодействием ядер дейтерия. Нейтроны рождаются в одной из веток ядерной реакции синтеза [8]:



Скорость реакции ядерного синтеза при взаимодействии ядер двух типов в общем случае рассчитывается при помощи следующего выражения:

$$\mathcal{R} = \frac{n_a n_b}{1 + \delta_{ab}} \langle \sigma v \rangle_{ab}, \quad (1.2)$$

$$\langle \sigma v \rangle_{ab} = \iint f_a(\mathbf{v}_a) f_b(\mathbf{v}_b) |\mathbf{v}_{rel}| \sigma(|\mathbf{v}_{rel}|) d\mathbf{v}_a d\mathbf{v}_b, \quad (1.3)$$

где $\langle \sigma v \rangle_{ab}$ – удельная скорость реакции (реактивность), n_a, n_b – плотности топливных ядер сорта a и b , $f_a(\mathbf{v}_a), f_b(\mathbf{v}_b)$ – нормализованные функции распределения ионов по скоростям, \mathbf{v}_{rel} – относительная скорость между двумя частицами, σ – сечение реакции синтеза. Дельта символ Кронекера δ_{ab} обеспечивает деление на 2 при взаимодействии ядер одного сорта. Выражение (1.3) для реактивности приведено с использованием интегрального сечения ядерной реакции без учета анизотропии. Выражение в общем виде можно найти в работе [9].

В плазме омического разряда топливные ионы с массой m_i , находящиеся в тепловом равновесии при температуре T_i , имеют Максвелловское распределение:

$$f^{thermal}(v) = \left(\frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m_i v^2}{2T_i}}. \quad (1.4)$$

Скорость реакции термоядерного синтеза в этом случае рассчитывается при помощи выражения (1.5), которое получено преобразованием выражения (1.3) через подстановку в него функций распределения ионов вида (1.4) [10]:

$$\langle \sigma v \rangle_{ab}^{(tt)} \left(\frac{\mu_{ab}}{T} \right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_0 \gamma^{3/2} \int_0^{+\infty} \sigma(y) f(y) dy, \quad (1.5)$$

где $f(y) = ye^{-\gamma y}$ – безразмерная функция, $y = \frac{v^2}{v_0^2}$ – безразмерная переменная, $v_0 \approx 2.188 \cdot 10^6$ м/с – единица атомной скорости, $\gamma = \frac{\mu_{ab} v_0^2}{2T}$ – безразмерная константа, $\mu_{ab} = \frac{m_a m_b}{m_a + m_b}$ – приведенная масса.

Использование методов дополнительного нагрева плазмы, таких как инжекция пучка атомов высокой энергии (NBI) или введение волн ионно-циклотронного диапазона частот (ICRH), приводит к появлению в плазме фракции частиц с надтепловой энергией – быстрых частиц, распределение которых анизотропно и не может быть описано аналитически [11]. Для расчета данной составляющей ионного распределения используют специально разработанные компьютерные коды, например NUBEAM [12], ASCOT [13] и др., в которых при помощи метода Монте-Карло для каждой пробной частицы решается кинетическое уравнение движения в магнитном и электрическом полях с учетом их столкновений и взаимодействий с другими частицами плазмы, взаимодействий с магнитогидродинамическими неустойчивостями и других возможных процессов. Поскольку распределение ионов плазмы в этом случае можно разделить на несколько составляющих (тепловую часть и надтепловую), то и скорость реакций ядерного синтеза (1.2) данных ионов также можно представить как сумму нескольких компонент:

$$\mathcal{R}^{total} = \mathcal{R}^{tt} + \mathcal{R}^{bt} + \mathcal{R}^{bb}. \quad (1.6)$$

В (1.6) содержатся следующие слагаемые:

1. \mathcal{R}^{tt} – target–target / thermal-thermal составляющая, получаемая при взаимодействии ионов основной плазмы друг с другом (реакция термоядерного синтеза, см. выражение (1.5));
2. \mathcal{R}^{bt} – beam–target / beam-thermal составляющая, получаемая при взаимодействии быстрых ионов с ионами основной плазмы. В данном случае распределение быстрых частиц (частицы сорта a) по скоростям относительно

тепловых ионов плазмы (частицы сорта b) можно выразить при помощи изотропной функции распределения $F(v_a)$ и вычислить скорость реакции ядерного синтеза при помощи упрощенной формулы (1.7) [10]:

$$\langle \sigma v \rangle_{ab}^{(bt)} = 4\pi \int_0^{+\infty} v_a^2 F(v_a) \langle \sigma v \rangle_{ab}^{(bt^*)} \left(v_a, \frac{m_b}{T} \right) dv_a, \text{ где}$$

$$\langle \sigma v \rangle_{ab}^{(bt^*)} \left(V, \frac{m_b}{T} \right) = \tag{1.7}$$

$$= \frac{1}{V} \sqrt{\frac{2m_b}{\pi T}} \exp\left(-\frac{m_b V^2}{2T}\right) \int_0^{+\infty} v^2 \sigma(v) \sinh\left(\frac{m_b v V}{T}\right) \exp\left(-\frac{m_b v^2}{2T}\right) dv.$$

В (1.7) выражение $\langle \sigma v \rangle_{ab}^{(bt^*)}$ отвечает за случай взаимодействия частиц сорта a , имеющих однонаправленное моноэнергетическое распределение $f_a(\mathbf{v}_a) = \delta(\mathbf{v}_a - \mathbf{V})$, с максвелловской мишенью (частицы сорта b);

3. \mathcal{R}^{bb} – beam-beam составляющая, получаемая в случае взаимодействия быстрых ионов между собой. Для расчета скорости реакции ядерного синтеза в данном случае необходимо непосредственно вычислить шестимерный интеграл из выражения (1.3).

Для сферических токамаков, с относительно небольшой температурой основных ионов плазмы, определяющими компонентами нейтронного выхода являются \mathcal{R}^{bt} и \mathcal{R}^{bb} , в то время как \mathcal{R}^{tt} составляет всего несколько процентов. Процентное соотношение данных компонент зависит от рассматриваемого плазменного сценария.

Обычно при моделировании нейтронного источника предполагается симметрия по тороидальному обходу токамака, и искомая функция источника является двумерной $\mathcal{R}(R, Z)$ [$m^{-3}c^{-1}$], где R – координата вдоль большого радиуса токамака, Z – расстояние по вертикали от экваториальной плоскости токамака. Интегрирование скорости реакции по объему позволяет вычислить ожидаемый интегральный выход ядерной реакции из плазмы Y [c^{-1}].

1.2. Алгоритм расчета функции распределения быстрых ионов и функции источника

Алгоритм расчета функции нейтронного источника основан на вычислении шестимерного интеграла из выражения (1.2)-(1-3). Ключевыми компонентными данного выражения являются функция распределения ионов по скоростям и сечение рассматриваемой ядерной реакции. Используемое при расчетах сечение реакции было взято из базы данных EXFOR (Experimental Nuclear Reaction Data) [14]. Блок-схема алгоритма расчета функции распределения быстрых частиц и связанной с ней функции нейтронного источника представлена на рисунке 1.1. Распределение тепловых ионов плазмы задавалось Максвелловским.

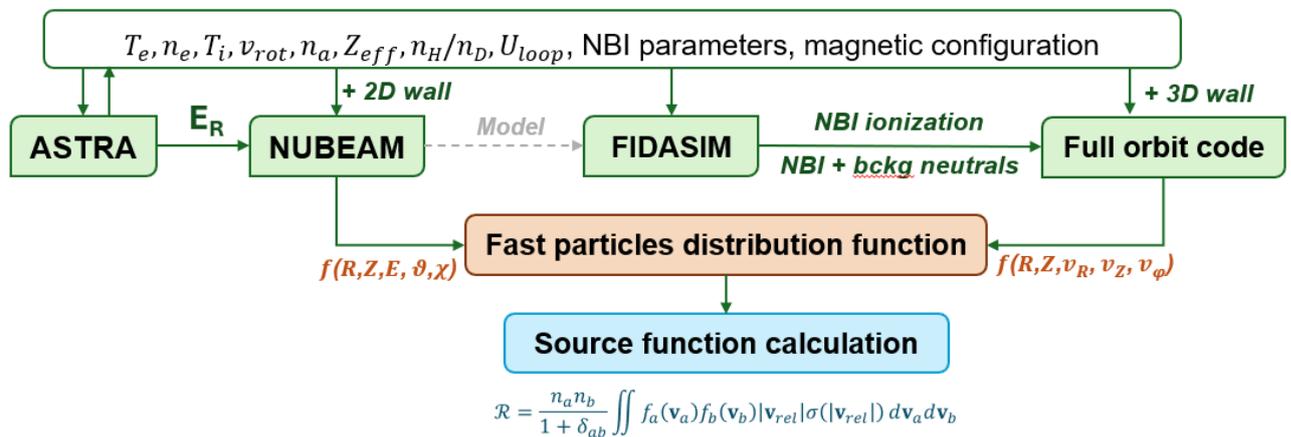


Рисунок 1.1. Блок-схема алгоритма расчета функции распределения быстрых ионов и связанной с ней функции нейтронного источника на токамаке Глобус-М2.

В качестве входных данных для расчета функции распределения быстрых ионов в одной из временных точек рассматриваемого разряда выступают:

$T_e(\rho)$, $n_e(\rho)$ – профили температуры и концентрации электронов, измеренные при помощи диагностики томсоновского рассеяния [15];

$T_i(\rho)$, $v_{rot}(\rho)$ – профили температуры и скорости вращения ионов, измеренные при помощи диагностики активной спектроскопии перезарядки [16];

Z_{eff} – эффективный заряд плазмы, вычисленный на основе измерений мощности тормозного излучения плазмы [17]. Основной примесью плазмы на токамаке Глобус-М2 является углерод, поскольку он является основным компонентом графитовых пластин, из которых изготовлена первая стенка токамака. На данный

момент измерение профиля эффективного заряда на токамаке Глобус-М2 не реализовано: вычисляется значение Z_{eff} усредненное вдоль хорды наблюдения, а соответствующий профиль $Z_{eff}(\rho)$ задается плоским;

n_H/n_D – изотопное отношение атомов водорода, измеренное при помощи анализатора атомов перезарядки [18]. Как и в случае Z_{eff} , измерение профиля данной величины на токамаке Глобус-М2 не реализовано и при расчетах её профиль задается плоским;

На основании Z_{eff} , n_H/n_D , n_e и уравнения квазинейтральности рассчитываются профили n_C (основная плазменная примесь), n_D и n_H (изотопы водорода основной плазмы):

$$\begin{aligned} n_C &= n_e \frac{Z_{eff} - 1}{Z_C(Z_C - 1)}; \\ n_{DH} &= n_e \frac{Z_C - Z_{eff}}{Z_C - 1}; \\ n_I &= n_{DH} + n_C, \end{aligned} \tag{1.8}$$

где $Z_C = 6$ – зарядовое число основной плазменной примеси (углерод), n_{DH} – суммарная концентрация ионов изотопов водорода основной плазмы (разделение на n_D и n_H производится согласно измеренному изотопному отношению n_H/n_D), n_I – суммарная концентрация ионов плазмы;

$n_a(\rho)$ – профиль фоновых нейтральных частиц с границы плазмы. Данный параметр напрямую на токамаке Глобус-М2 не измеряется. Используемый при расчетах профиль оценивался при помощи моделирования в коде DOUBLE-MC [19];

U_{loop} – напряжение на обходе, измеренное при помощи магнитных петель [6];

NBI parameters – основные параметры пучков атомов высокой энергии [5]: геометрические параметры инжекции, компонентный состав по току, мощность и энергия инжекции;

Magnetic configuration – реконструкция магнитного равновесия плазмы, рассчитанная при помощи специализированных кодов, в которых решается уравнение Грэда-Шафранова [20] в предположении, что положение последней замкнутой магнитной поверхности определяется в процессе решения (равновесие

со свободной границей). В данной работе использовались данные, полученные при помощи кода ruGSS [21];

ρ – относительная магнитная координата: $\rho = \sqrt{|\Psi - \Psi_0|/|\Psi_{bry} - \Psi_0|}$, здесь Ψ – магнитный поток, Ψ_0 – магнитный поток на оси, Ψ_{bry} – магнитный поток на границе.

Все экспериментальные профили аппроксимируются при помощи выражения (1.9) для сглаживания входных данных (рис. 1.2):

$$f(x) = f_1 + (f_0 - f_1) \cdot [1 - |x|^{q_1}]^{q_2}, \quad (1.9)$$

где $x = \rho$, f_0 – значение профиля на границе слева ($\rho = 0$), f_1 – значение профиля на границе справа ($\rho = 1$), q_1 и q_2 – показатели, контролирующие форму профиля.

#44220, t=173 ms: $Z_{eff}=1.8$, %H=16, $U_{loop}=1.8$, $E_{NBI}=40$ keV, $P_{NBI}=560$ kW

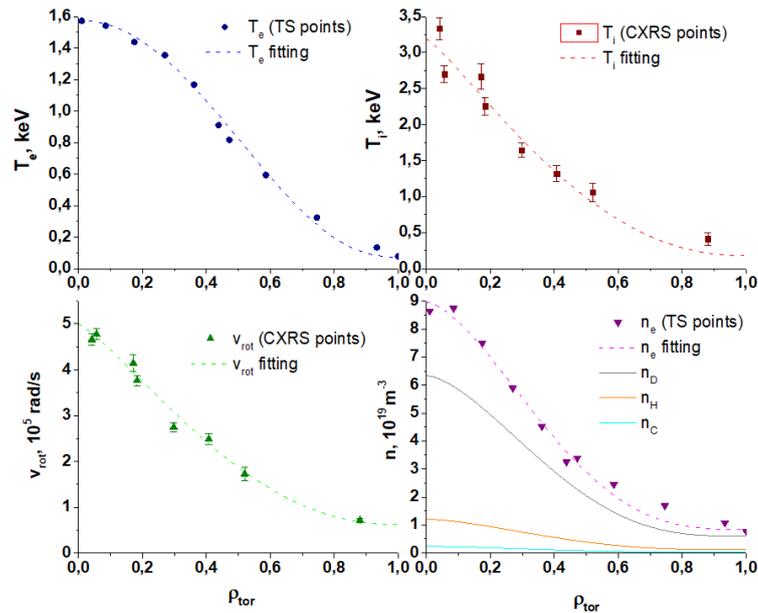


Рисунок 1.2. Пример обработки экспериментальных профилей при подготовке входных данных для расчета функции распределения быстрых ионов для характерного разряда токамака Глобус-М2. Погрешность измерения данных диагностики томсоновского рассеяния сравнима с величиной точки.

В реализованный алгоритм поэтапного расчета функции распределения быстрых частиц на токамаке Глобус-М2 вошли следующие коды:

ASTRA – транспортный код [22], который в рассматриваемом алгоритме использовался для вычисления профиля радиального электрического поля на

основании экспериментально измеренных профилей плазмы. Данный шаг алгоритма может быть заменен прямым расчетом $E_r(\rho)$ на основе решения уравнения баланса сил [23];

NUBEAM – наиболее распространенный в мире код для расчёта физических процессов при инжекции в плазму пучка атомов высокой энергии [12]. Кодом рассчитывается: профиль ионизации атомов инжекционного пучка, функция распределения быстрых ионов плазмы, профили мощности поглощенной от быстрых ионов, профиль тока увлечения и крутящего момента, а также вычисляются компоненты потерь быстрых частиц (на пролет, с первой орбиты, на перезарядку и др.). Итоговая функция распределения представлена в координатах энергии E , питч-угла ϑ (угол между вектором скорости частицы и вектором магнитного поля) и гиро-угла χ частицы (угол фазы ларморовского вращения). В *NUBEAM* уравнение движения иона решается в дрейфовом приближении с поправкой на конечность ларморовского радиуса частицы [24]. Для сферических токамаков расчеты в приближение ведущего центра могут оказаться некорректны. Малые значения тороидального магнитного поля приводят к большим значениям ларморовских радиусов быстрых частиц. Сильный градиент тороидального магнитного поля изменяет форму ларморовской и дрейфовой орбит. Таким образом, дрейфовое приближение для расчетов в условиях сферических токамаков плохо применимо в большинстве случаев. Следует отметить, что в коде *NUBEAM* при расчете учитывается поправка на неоднородность тороидального магнитного поля, однако это в полной мере не решает отмеченную проблему [25]. Для проверки данного предположения используется следующая ветка рассматриваемого алгоритма: связка кодов *FIDASIM* + Full orbit code.

FIDASIM – программный пакет [26] для моделирования проникновения пучка нейтральных частиц в плазму и основанного на нем расчета сигналов диагностик быстрых ионов (*FIDA* – Fast Ion D-alpha и *NPA* [27]). При помощи кода *FIDASIM* в рассматриваемом алгоритме рассчитывалось распределение плотности атомов при инжекции пучка высокоэнергетических атомов, а также профиль ионизации атомов инжектируемого пучка (рис. 1.3).

Найденные при помощи кода FIDASIM данные передаются в *Full orbit code*, в котором моделирование функции распределения быстрых ионов производится при помощи полноорбитных расчетов: в этом случае решение уравнений движения частиц в электрическом и магнитном полях производится без использования дрейфового приближения. Итоговая функция распределения представлена в координатах вектора скорости частицы v_R, v_Z, v_φ .

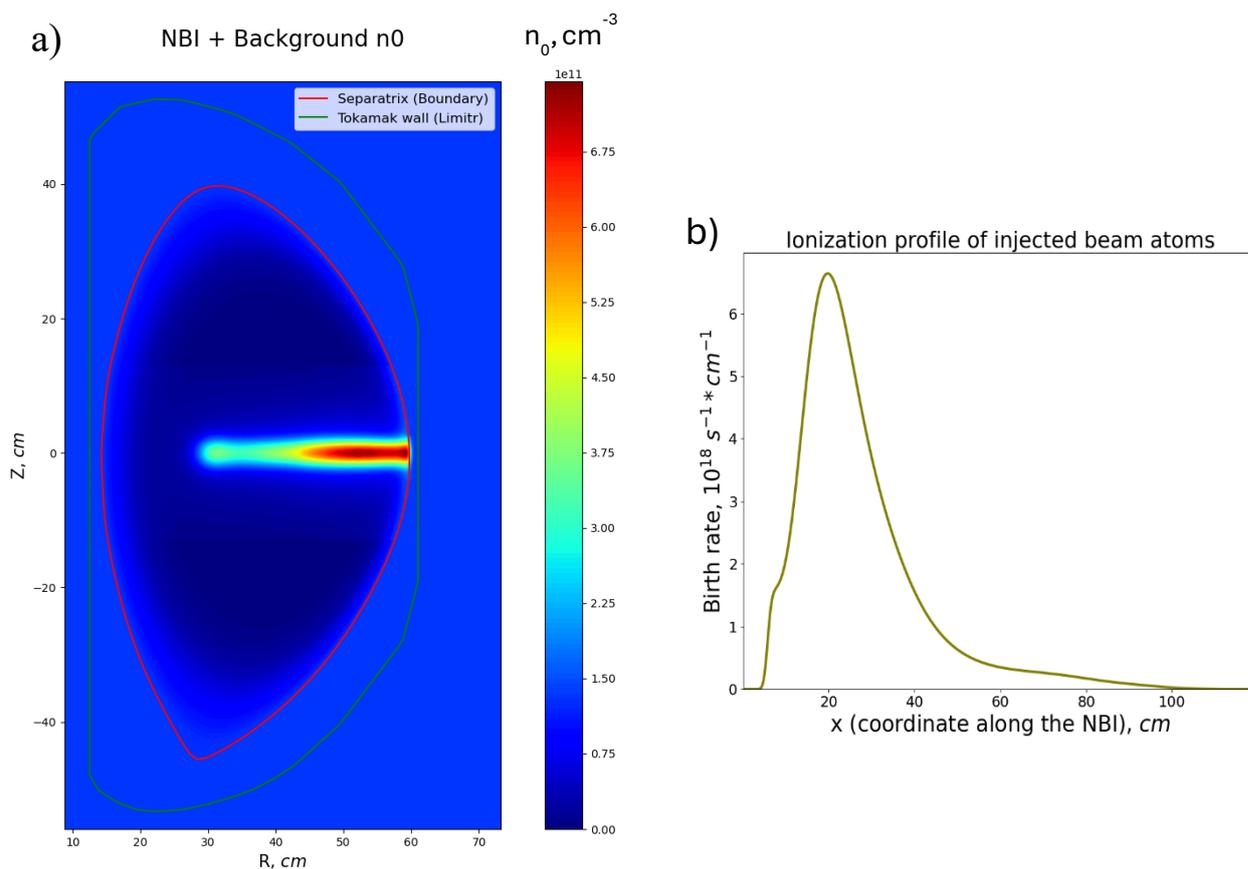


Рисунок 1.3. Полученные из расчетов в коде FIDASIM: а) профиль нейтральных частиц (фоновых и от инжектированного пучка), б) профиль ионизации атомов инжектированного пучка вдоль линии инжекции (координата x).

Также входными данными для расчетов выступает информация о геометрии первой стенки установки: в коде NUBEAM используется двумерная стенка, поскольку при расчетах предполагается тороидальная симметрия стенки, в то время как для расчетов в *Full orbit code* была подготовлена полноценная трехмерная модель первой стенки токамака.

Найденные в результате расчетов связкой рассматриваемых кодов функции распределения быстрых частиц плазмы передаются вместе с остальными экспериментально измеренными данными в разработанный код расчета функции источника нейтронов (подробнее про данный код можно найти в статье [28]). Таким образом, разработанный алгоритм связывает все коды из цепочки (рис. 1.1) и обеспечивает поэтапный расчет данных для вычисления скорости реакции ядерного синтеза. Пример рассчитанного кодом NUBEAM профиля плотности быстрых ионов и найденного на основе вычисленной в NUBEAM функции распределения быстрых ионов функции нейтронного источника представлен на рисунке 1.4.

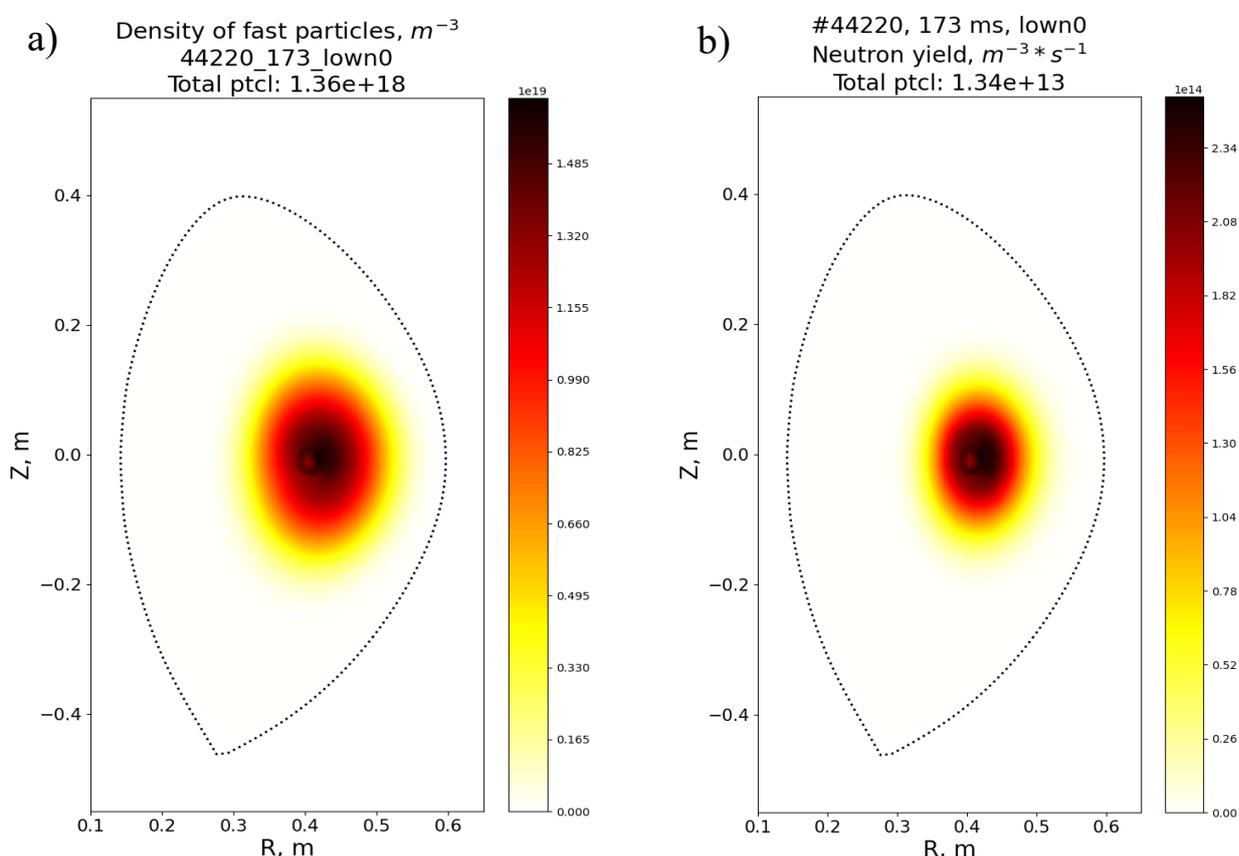


Рисунок 1.4. а) Полученный в результате расчетов в коде NUBEAM профиль плотности быстрых частиц плазмы, б) Вычисленный на основе расчетов в коде NUBEAM профиль нейтронного источника.

Вывод к главе 1

Для вычисления функции нейтронного источника токамака Глобус-М2 необходимо знать функцию распределения быстрых (надтепловых) ионов, которая является анизотропной по скоростям и рассчитывается при помощи специальных Монте-Карло кодов, поскольку не может быть описана аналитически. Расчеты в дрейфовом приближении, используемые в наиболее распространенном коде NUBEAM, могут быть неприменимы для сферических токамаков.

Разработан и реализован алгоритм, включающий подготовку входных данных с последующим поэтапным запуском цепочки из нескольких расчетных кодов (рис. 1.1), обеспечивающий вычисление функции распределения быстрых ионов и рассчитывающейся на её основе функции нейтронного источника. Расчет функции распределения быстрых ионов и функции источника в двух видах – в приближении ведущих центров и с применением полноорбитных расчетов – позволяет сравнить ожидаемые результаты плазменных величин, полученные при моделировании, с экспериментально измеренными, полученными при помощи диагностического комплекса установки, и установить границы применимости расчетов в дрейфовом приближении (NUBEAM) для токамаков Глобус-М/М2. Это также необходимо для выбора методов расчета функции распределения быстрых ионов для разрабатываемой в настоящий момент установки нового поколения – токамака Глобус-3 [29].

ГЛАВА 2. КОМПЛЕКС НЕЙТРОННОЙ ДИАГНОСТИКИ ТОКАМАКА ГЛОБУС-М2

2.1. Описание диагностического комплекса

Для измерения нейтронных потоков из плазмы еще на токамаке Глобус-М было установлено 2 коронных ^{10}B детектора [30]. Детекторы состоят из счетчика СНМ-11 и полиэтиленового замедлителя (рис. 2.1а). Замедлитель необходим для увеличения числа зарегистрированных событий, поскольку сечение лежащей в основе работы данного типа детекторов ядерной реакции $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ растет с уменьшением энергии налетающих нейтронов. Данный тип детекторов имеет

низкую чувствительность к фоновому гамма-излучению и низкую стоимость, однако максимально возможная скорость счета для них невелика и её необходимо определять экспериментальным путем – детектор начинает работать с просчетами, что невозможно отследить по измеряемым осциллограммам. На рисунке 2.2 изображена измеренная во время экспериментальной кампании на токамаке Глобус-М2 кривая загрузки для данных детекторов (детекторы располагались на разных расстояниях от оси токамака). Видно, что при малой загрузке оба детектора работают без просчетов – прямой участок измеренной кривой загрузки. Однако, начиная со скорости счета ~ 100 кГц (10^5 с⁻¹) ближний к токамаку детектор начинает работать с просчетами – кривая загрузки постепенно отклоняется от прямой, уходя в насыщение. Следовательно, уровень сигнала необходимо контролировать так, чтобы измеряемая детекторами скорость счета была $\sim 10^5$ с⁻¹. По мере увеличения тороидального магнитного поля и тока плазмы на токамаке Глобус-М2 улучшалось удержание быстрых ионов, и, как следствие, росли нейтронные потоки из плазмы [31]. Для обеспечения измерений в условиях возросшего нейтронного выхода была проведена модернизация диагностики: для одного из детекторов был изготовлен коллиматор из полиэтилена низкого давления (ПНД), который блокирует влияние потоков рассеянного нейтронного излучения (толщина стенок 20 см) и позволяет контролировать скорость счета детектора от прямого потока нейтронов путем изменения количества плит ПНД, закрывающих коллиматор спереди (рис.2.1b) (толщина спереди от 2 до 20 см с шагом 2 см).

В конце 2024 года на токамаке Глобус-М2 был установлен прототип камеры деления с радиатором на основе ^{235}U [32] производства ИТЭР-центр [33]. Подобная диагностика планируется впоследствии использоваться на строящемся в настоящий момент токамаке ИТЭР [34]. Как и коронный монитор, детектор на основе реакции деления ядер ^{235}U также преимущественно чувствителен к нейтронам низких энергий, поэтому детектор помещен в замедлитель из парафина (рис.2.3а). Камеры деления являются наиболее подходящим типом детекторов для измерений в экспериментах на токамаке, несмотря на их высокую стоимость и уникальность производства: детекторы данного типа низко чувствительны к

фоновому гамма-излучению, имеют высокую максимальную скорость счета $\sim 2 \cdot 10^6$ с^{-1} и не требуют коллиматоров для контроля уровня регистрируемого сигнала, поскольку по мере увеличения загрузки происходит поэтапный переход из одного режима работы детектора в другой по цепочке: импульсный \rightarrow флуктуационный \rightarrow токовый [35].

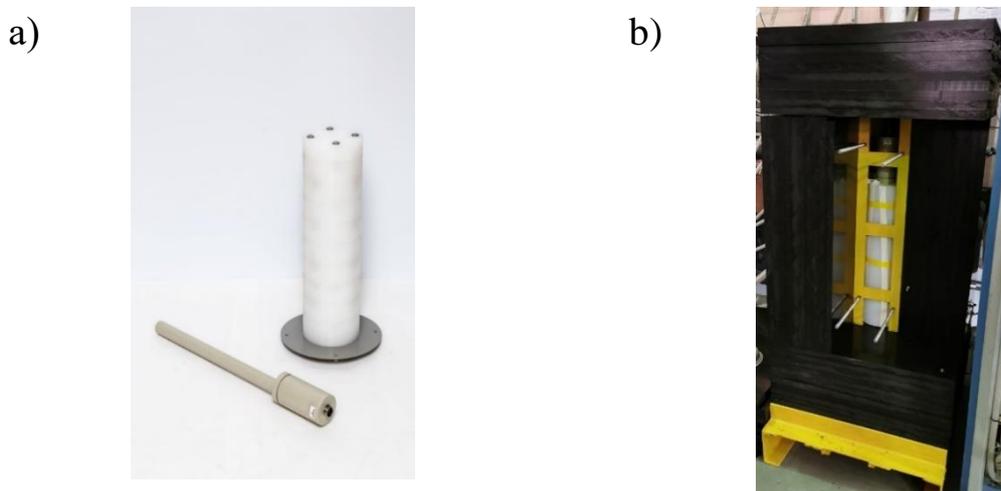


Рисунок 2.1. а) ^{10}B нейтронный детектор: коронный счетчик СММ-11 и цилиндрический замедлитель из полиэтилена; б) ^{10}B нейтронный детектор в сборке внутри коллиматора из листов полиэтилена низкого давления (на рисунке коллиматор в открытом состоянии: 0 см ПНД спереди).

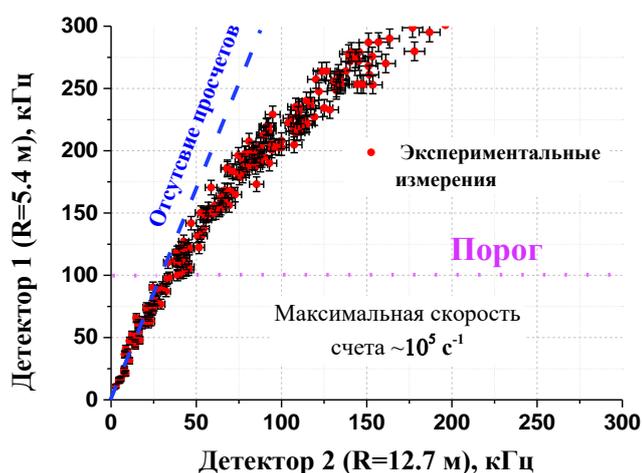


Рисунок 2.2. Измеренная во время экспериментальной кампании на токамаке Глобус-М2 кривая загрузки (скорость счета в кГц) для коронных ^{10}B детекторов, расположенных на разном расстоянии от оси токамака. Детекторы установлены без дополнительных коллиматоров.

На рисунке 2.3b приведен пример временной эволюции регистрируемых нейтронных потоков во время характерного разряда токамака Глобус-М2 с развитием пилообразных колебаний. Урановая камера деления работала в импульсном режиме. Из рисунка видно, что временное разрешение нейтронной диагностики с появлением данного типа детекторов улучшилось, поскольку максимально возможная статистическая нагрузка для них на порядок выше, чем для коронных ^{10}B детекторов.

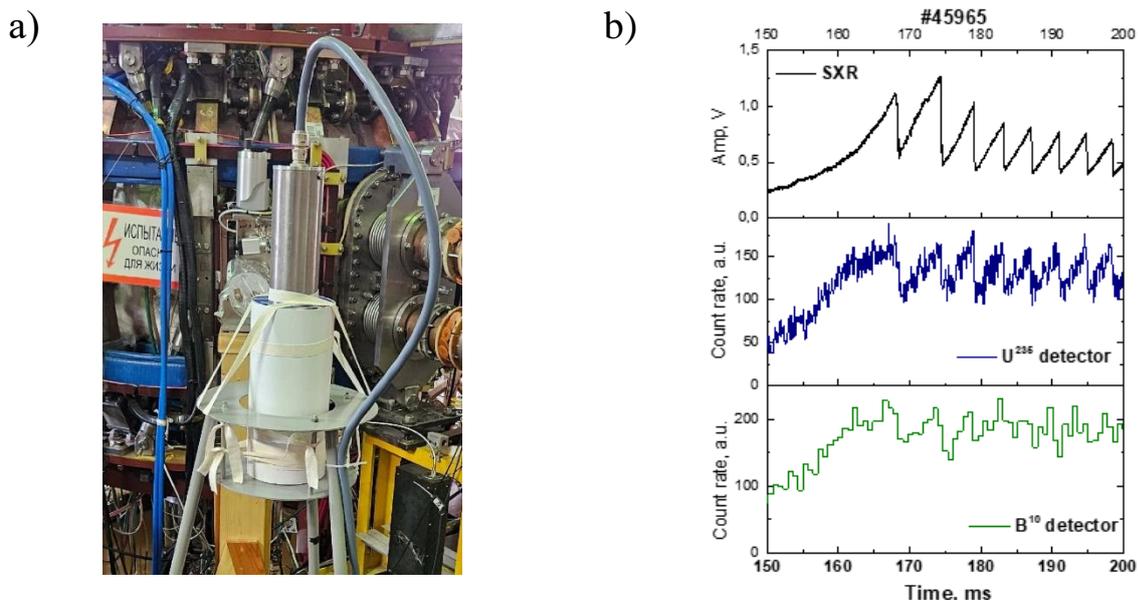


Рисунок 2.3. а) ^{235}U камера деления в цилиндрическом замедлителе из парафина; б) Временная зависимость нейтронных потоков во время пилообразных колебаний на токамаке Глобус-М2, сверху вниз: сигнал мягкого рентгеновского излучения, сигнал с камеры деления, сигнал с коронного детектора.

Для изучения энергетических спектров нейтронного излучения из плазмы на токамаке Глобус-М2 установлен нейтронный спектрометр (рис.2.4а), на основе жидкого органического сцинтиллятора BC501А производства Saint-Gobain [36]. Размер сцинтиллятора $\varnothing 50.8$ мм х 50.8 мм, спектрометр укомплектован фотоэлектронным умножителем типа Hamamatsu R329-02 [37]. Максимальная возможная скорость счета данного спектрометра $\sim 5 \times 10^5 \text{ c}^{-1}$. Для контроля уровня регистрируемого сигнала для спектрометра также был изготовлен коллиматор (рис. 2.4б). Поскольку спектрометр чувствителен как к нейтронному, так и к гамма-

излучению, коллиматор изготовлен двухслойным: внутренний слой – свинец толщиной 10 см по бокам и 18 см спереди с входным коллимационным отверстием $\varnothing 13$ мм; внешний слой – ПНД, толщиной 18 см по бокам и 36 см спереди с входным коллимационным отверстием контролируемого размера $\varnothing 1-10$ см (рис. 2.5).

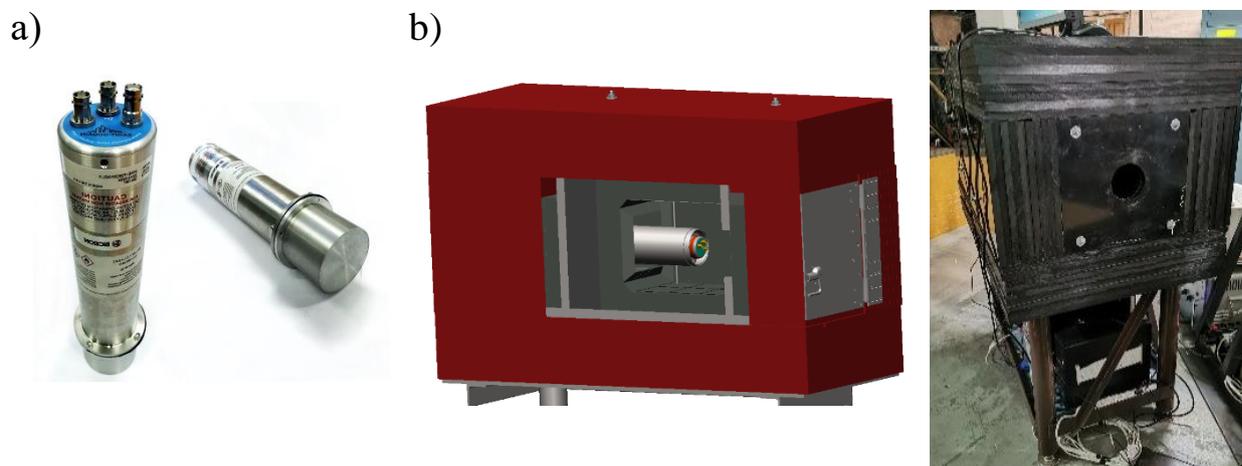


Рисунок 2.4. а) Нейтронный спектрометр на основе жидкого органического сцинтиллятора BC501A производства Saint-Gobain; б) 3D CAD модель и вид изготовленного на её основе коллиматора для нейтронного спектрометра. Коллиматор состоит из листов полиэтилена низкого давления снаружи и блоков свинца внутри.

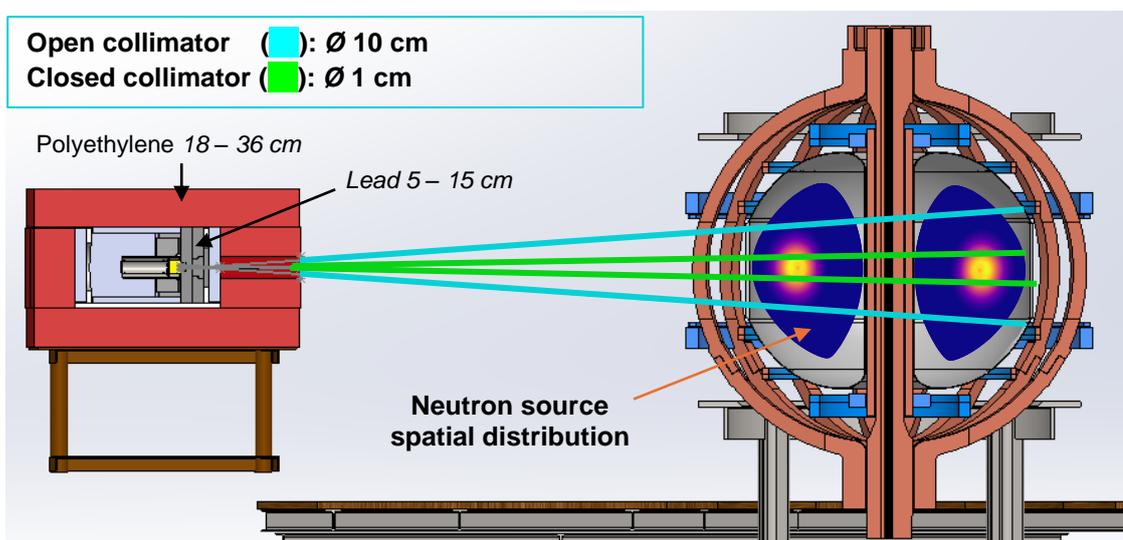


Рисунок 2.5. Схематическое изображение области наблюдения нейтронного спектрометра в зависимости от диаметра выбранной щели коллиматора.

Рассмотренные в данном пункте коллиматоры разрабатывались на основе оценок необходимых материалов и толщин защиты для экранировки потоков ионизирующего излучения из плазмы с использованием аналитических формул и табличных значений [38].

2.2. Система сбора и обработки данных

Блок-схема системы сбора и обработки данных для отмеченных в данной работе диагностик приведена на рисунке 2.6. Для записи сигналов с нейтронных спектрометров BC501A используется 14-битная плата АЦП National Instruments (NI) 5164, оцифровка сигналов происходит на частоте 500 МГц. Запись сигналов с камер деления производится при помощи 14-битной платы АЦП NI PXIe-5761 на частоте 250 МГц. Оба АЦП имеют возможность изменения динамического диапазона и установлены в шасси крейта NI PXIe-1082, подключённого к персональному компьютеру через интерфейс Thunderbolt 3 с использованием платы NI PXIe-8301.

Сигнал с коронных детекторы оцифровывается на протяжении всего разряда с частотой дискретизации 30 МГц с использованием 12-битной платы АЦП AMBPCM/ADM414x60M от Instrumental Systems, подключённой к персональному компьютеру через шину PCI.

Процедура сбора и обработки данных осуществляется при помощи программного пакета DeGaSum [39], разработанного в ФТИ им. А.Ф. Иоффе. При помощи DeGaSum на токамаке обеспечивается:

- Управление устройствами записи сигналов детекторов (АЦП) и коммуникация с системами управления и сбора данных токамака, инициирующих запись и хранение сигналов;
- Первичная обработка сигнала: Разделение n - γ сигналов спектрометра по форме импульса (PSD – pulse shape discrimination) [40]; обработка сигналов с нейтронных мониторов (РНА – pulse height analysis) с учетом разделения наложенных импульсов [41]; создание массива время-амплитуда и

построение амплитудных спектров для любого временного интервала разряда;

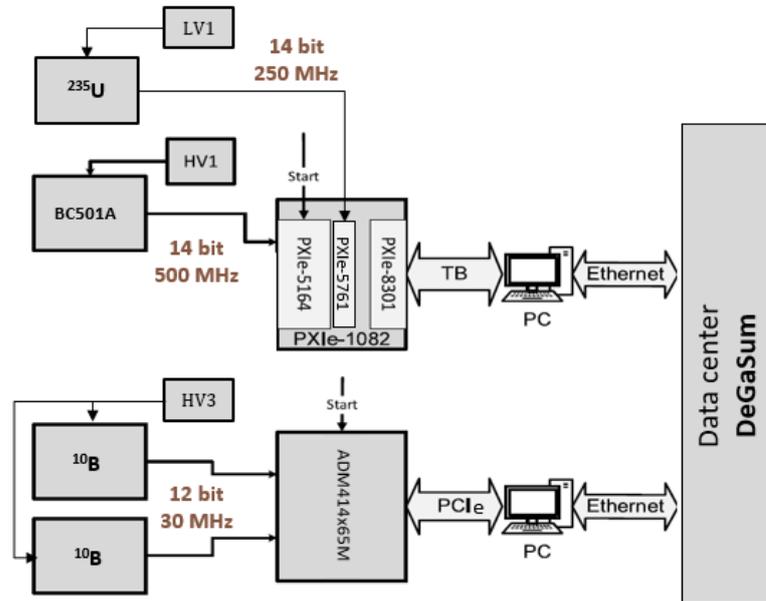


Рисунок 2.6. Блок-схема системы сбора и обработки данных для комплекса нейтронной диагностики токамака Глобус-М2.

2.3. Восстановление энергетического спектра нейтронов

Процедура разделения n - γ сигналов по форме импульса производится в DeGaSum при помощи аппроксимации каждого зарегистрированного импульса аналитической формулой (2.1) с подбором соответствующих свободных параметров, главные из которых: $A(E)$ – амплитуда импульса (пропорциональна энергии, выделенной в объеме сцинтиллятора зарегистрированной частицей), B – параметр, определяющий время спада импульса (излучение от частиц разного типа имеет разное характерное время затухания), t_0 – время старта импульса (необходимо для построения массива время-амплитуда).

$$U(E, t) = A(E) \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_1}}\right)^p \cdot \left(e^{\frac{t-t_0}{\tau_2}} + B \cdot e^{\frac{t-t_0}{\tau_3}}\right) \quad (2.1)$$

На рисунке 2.7а представлен пример аппроксимации импульса по формуле (2.1) при регистрации спектрометром нейтрона и гамма-кванта. Пример выполненной процедуры PSD для одного из характерных плазменных разрядов токамака Глобус-М2 приведен на рисунке 2.7б.

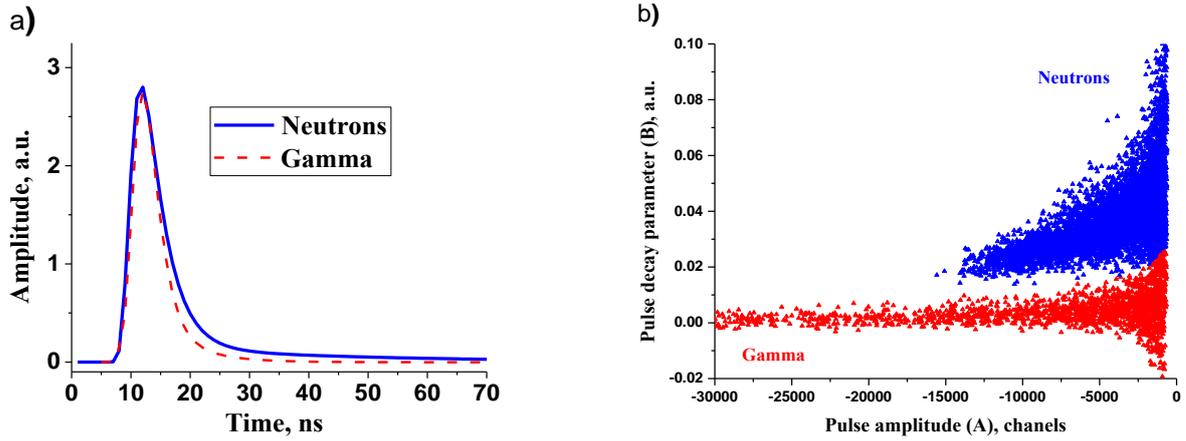


Рисунок 2.7. а) Формы импульсов сигналов от регистрации нейтрона (синяя сплошная кривая) и гамма-кванта (красная пунктирная кривая); б) Результат процедуры разделения n - γ сигналов по форме импульса в DeGaSum.

Аппаратный измеренный нейтронный спектр $y(\varepsilon)$ представляет собой свертку (конволюцию) нейтронного спектра из плазмы токамака $f(\varepsilon')$, регистрируемого спектрометром, с функциями отклика нейтронного спектрометра на моноэнергетический поток нейтронов $h_d(\varepsilon, \varepsilon')$:

$$y(\varepsilon) = \int_0^{\infty} d\varepsilon' h_d(\varepsilon, \varepsilon') f(\varepsilon') + n(\varepsilon), \quad (2.2)$$

где $n(\varepsilon)$ – статистический шум.

Таким образом, для получения нейтронного спектра из плазмы необходимо решить некорректно поставленную обратную задачу (провести деконволюцию). Для этого необходимо знать функции отклика детектора, которые могут быть смоделированы при помощи различных Монте-Карло кодов [42-43], либо, как в нашем случае, экспериментально измерены на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе [44].

Деконволюция проводилась при помощи фреймворка Tomotak [45]. Для уменьшения ошибки восстановления был разработан алгоритм поиска оптимальных гиперпараметров при проведении процедуры деконволюции. Для этого был использован модельный нейтронный спектр, полученный с диагностики до модернизации эвристическим методом (без оптимизации) [39], который сворачивался с измеренными функциями отклика спектрометра, после чего

разыгрывалось добавление случайного пуассоновского шума. Для данного спектра с помощью различных методов (ART, MART, SIRT – алгебраические методы, MLE – метод максимального правдоподобия) решалась обратная задача при разных параметрах регуляризации. Сходимость решения определялась на основе сравнения, полученного при деконволюции нейтронного спектра с его модельным значением через минимум квадрата невязки (RMS). В качестве дополнительного условия минимизации использовалось ограничение на гладкость решения. Также предполагалась не отрицательность решения. Гладкость регулировалась меж-итерационной фильтрацией данных с вариацией значений стандартного отклонения для ядра Гаусса (σ , в единицах шага по энергии) и весового коэффициента дополнительных условий регуляризации (α). В ходе оптимизации поиска параметров деконволюции выбор был остановлен на MLE методе [46-47], поскольку ему для достижения сходимости требовалось на два порядка меньше шагов. На рисунке 2.8 представлен усредненный по 200 розыгрышам шумовой добавки график зависимости значений минимума квадрата невязки от выбора параметров гладкости решения при ограничении на количество шагов итерационного алгоритма $N_{\text{step}} = 20000$.

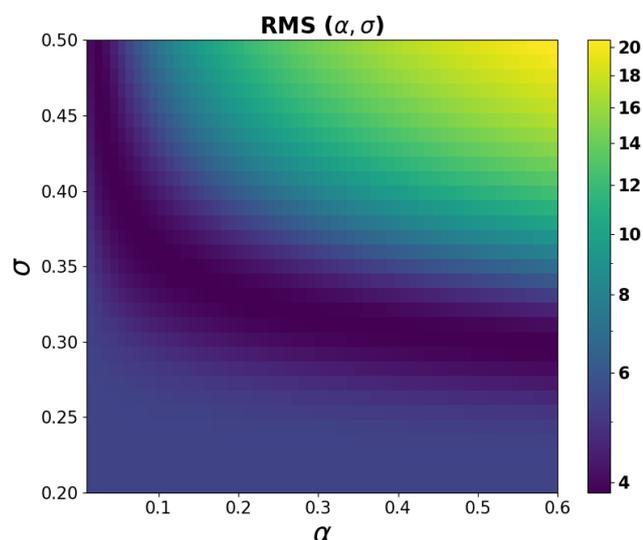


Рисунок 2.8. Статистически усредненный график зависимости минимума квадрата невязки восстановленного и модельного спектров от выбора параметров гладкости решения. Метод регуляризации MLE, сглаживание фильтром Гаусса.

Из рисунка 2.8 видно, что существует область наиболее подходящих параметров, при которых наблюдается наименьшее значение квадрата невязки. На рисунке 2.9 приведен пример восстановленного нейтронного спектра (зеленая кривая) по аппаратному спектру (синяя кривая). Четко выделяется нейтронный пик 2.45 МэВ, однако также виден пик 1.8-2.1 МэВ от нейтронов, однократно рассеянных на углероде (входит в состав ПНД).

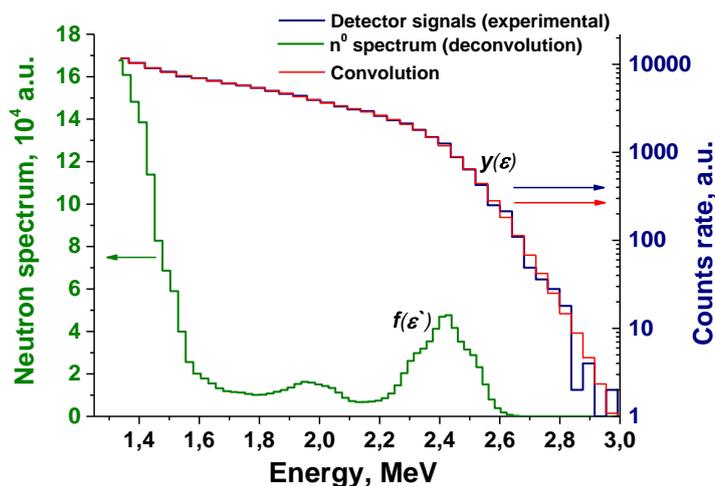


Рисунок 2.9. Восстановленное энергетическое распределение нейтронов (зеленая линия) по аппаратному спектру нейтронного излучения из плазмы (синяя линия). Красная линия – обратная свертка восстановленного энергетического распределения нейтронов с функциями отклика спектрометра.

2.4. Калибровка нейтронных детекторов

Процедура *in situ* калибровки нейтронных детекторов при помощи эталонного радионуклидного нейтронного источника ИБН-241 [48] описана в статье [49]. Во время калибровки AmBe источник двигался равномерно вокруг центрального соленоида в экваториальной плоскости вакуумной камеры по специально спроектированной (рис.2.10а) и сконструированной (рис.2.10б) подложке с рельсами, имитируя таким образом испускание нейтронов из плазменного шнура. Во время калибровки ^{10}B детектор без ПНД коллиматора (подвижной) постепенно отодвигался от оси токамака вдоль линии с постоянным тороидальным углом, таким образом для него была вычислен калибровочный

коэффициент как функция расстояния до оси токамака. Для ^{10}B детектора в коллиматоре (стационарный, расстояние до оси токамака $R=6.2$ m) в процессе калибровки изменялось количество плит ПНД, закрывающих детектор от прямого потока нейтронов, таким образом калибровочный коэффициент был получен как функция от толщины слоя полиэтилена спереди коллиматора.

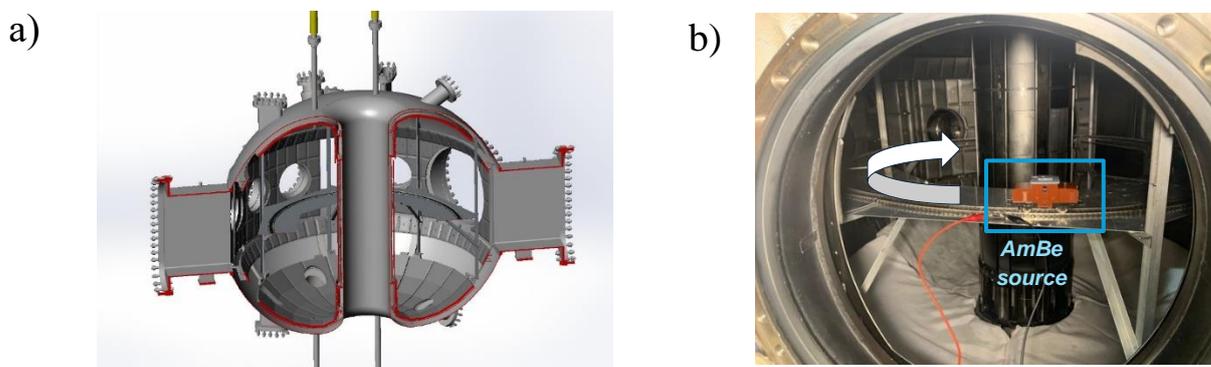


Рисунок 2.10. а) CAD модель вертикального сечения вакуумной камеры токамака Глобус-М2 с внутрикамерными конструкционными элементами для проведения *in situ* калибровки нейтронных детекторов; б) Реализация данной CAD модели во время вскрытия токамака Глобус-М2 с обозначением траектории движения нейтронного AmBe источника во время калибровки.

Во время калибровки измерялась скорость счёта детекторов от излучения источника ω_f , а после завершения калибровки источник был убран для измерения фонового сигнала ω_b . Таким образом, итоговая скорость счёта детекторов с учётом фона определялась как:

$$\omega = \omega_f - \omega_b = \frac{N_f}{t_f} - \frac{N_b}{t_b}, \quad (2.3)$$

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

где N_f – число отсчётов, зарегистрированных в процессе измерения с источником за время t_f , N_b – число отсчётов, зарегистрированных в процессе измерения фона без источника за время t_b , $\sigma(\omega)$ – стандартное отклонение скорости счёта.

Искомый калибровочный коэффициент α^{AmBe} связывает измеренную во время калибровки скорость счета детекторов ω (2.3) с полным числом нейтронов, испускаемых AmBe источником из камеры токамака I_0 ($I_0 = 9.9 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$ – активность источника):

$$\alpha^{AmBe} = \frac{I_0}{\omega}. \quad (2.4)$$

На рисунке 2.11 приведен результат полученных в результате проведенной *in situ* калибровки калибровочных коэффициентов для коронных детекторов. Из рисунка 2.11b видно, что 12 см ПНД спереди коллиматора уменьшают скорость счета детектора в ~12 раз по сравнению с его скоростью счета в состоянии с открытым коллиматором (0 см ПНД спереди). Таким образом, в полностью закрытом состоянии (20 см ПНД спереди) коллиматор обеспечит снижение скорости счета в ~30 раз.

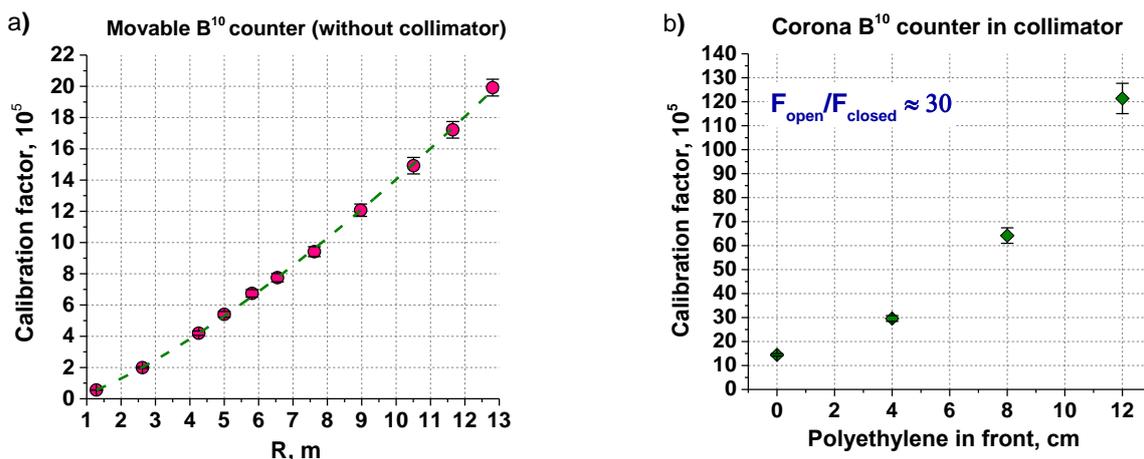


Рисунок 2.11. а) Зависимость калибровочного коэффициента от расстояния до оси токамака подвижного коронного монитора; б) Зависимость калибровочного коэффициента от толщины слоя полиэтилена, закрывающего стационарный коронный детектор от прямого потока нейтронов из плазмы. “Усами” отмечен доверительный интервал 2σ (доверительная вероятность 95%).

Найденный калибровочный коэффициент в первом приближении связывает экспериментально измеренную скорость счета детектора с абсолютным нейтронным выходом из плазмы токамака. Подробнее про расчет поправки для измеренных калибровочных коэффициентом будет описано в следующей главе.

Вывод по главе 2

Для возможности проведения измерений нейтронных потоков, возрастающих по мере выхода установки на проектные параметры, проведена модернизация комплекса нейтронной диагностики токамака Глобус-М2. В рамках модернизации для одного из двух коронных детекторов и нейтронного спектрометра были изготовлены коллиматоры. Также комплекс был дополнен урановой камерой деления, которая имеет лучшее временное разрешение. Для отмеченных детекторов в главе приведено подробное описание системы сбора и обработки сигналов (блок-схема рис. 2.6).

Разработан алгоритм оптимизации поиска гиперпараметров при решении обратной задачи восстановления нейтронных спектров из плазмы по аппаратурно измеренным спектрам спектрометра. Данный алгоритм позволяет уменьшить ошибку восстановления и может быть адаптирован для применения для других аналогичных задач деконволюции.

Выполнена калибровка нейтронных коронных детекторов и найден калибровочный коэффициент (рис. 2.11): а) для стационарного детектора, помещенного в дополнительный коллиматор, при разных толщинах слоя полиэтилена, закрывающего детектор от прямых нейтронных потоков из плазмы; б) для подвижного детектора без дополнительной защиты – как функция расстояния до оси токамака.

ГЛАВА 3. МОНТЕ-КАРЛО РАСЧЕТЫ В ПАКЕТЕ ПРОГРАММ GEANT4

Калибровка нейтронных детекторов, описанная в разделе 2.4 проводилась при помощи эталонного AmBe нейтронного источника, который по геометрическим и спектральным характеристикам отличается от реального плазменного источника нейтронов (рис.3.1). Для расчета поправочного коэффициента, учитывающего различия в энергетическом спектре и в пространственном распределении реального и калибровочного нейтронного источника, в программном пакете Geant4 [50] была разработана модель, которая

позволяет воссоздать реальный эксперимент на токамаке Глобус-М2. Представленные в данной главе расчеты проведены для коронных ^{10}B счетчиков.

Разработанная модель была также использована для оценки доли рассеянного нейтронного излучения в сигнале ^{10}B нейтронных детекторов. Помимо этого, созданную модель планируется в дальнейшем использовать для разработки полноценной синтетической нейтронной диагностики и диагностики жесткого рентгеновского излучения на токамаке Глобус-М2 [51].

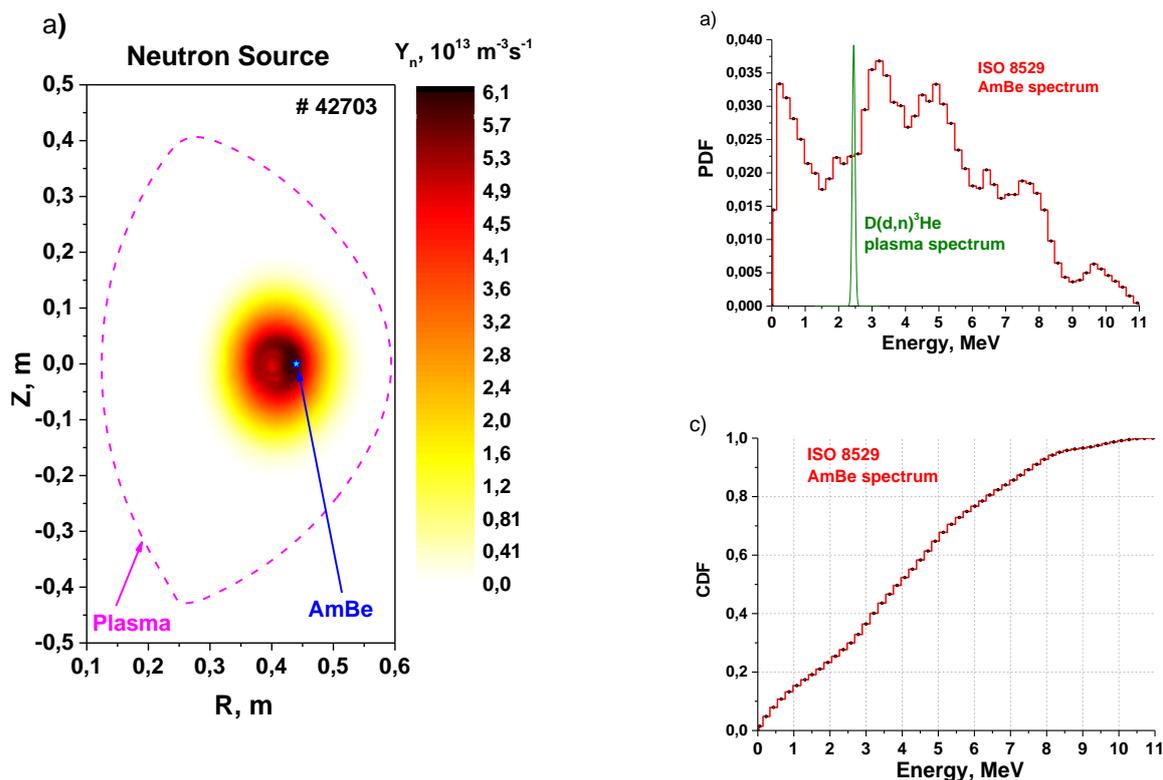


Рисунок 3.1. а) Сравнение реального и калибровочного источников: рассчитанная функция нейтронного источника для характерного разряда токамака Глобус-М2 и точка, характеризующая расположение калибровочного AmBe источника, пунктирная линия – граница плазмы; б) Сравнение энергетических спектров калибровочного и реального источников: красная кривая – характерный спектр калибровочного AmBe источника, зеленая кривая – характерный спектр плазменного источника в разряде с инжекцией нейтрального пучка с энергией $E_{\text{NBI}}=50$ кэВ; в) Пример подготовленной для расчетов в коде Geant4 на основе плотности вероятности (PDF) функции распределения AmBe источника по энергии (CDF).

3.1. Разработка 3D модели эксперимента и источника излучения

Для Монте-Карло расчетов в пакете программ Geant4 необходимо подготовить трехмерные модели для всех элементов, которые располагаются на пути распространения излучения и с которым это излучение взаимодействует. Также необходимо задать из каких материалов состоят данные геометрические объекты. Для этой цели была создана упрощенная 3D CAD (Computer-Aided Design) модель экспериментального зала, также были существенно упрощены инженерные 3D CAD модели детекторов и экспериментальной установки (рис.3.2). Помимо этого, модель была переделана для устранения пересечений в геометрических элементах, чтобы избежать ошибок при расчете распространения частиц. После этого объекты были сохранены в формате STL (информация об объекте хранится как список треугольных граней и их нормалей) и при помощи специального скрипта [52] переведены в формат GDML (Geometry Description Markup Language – формат, используемый в пакетах моделирования физики элементарных частиц).

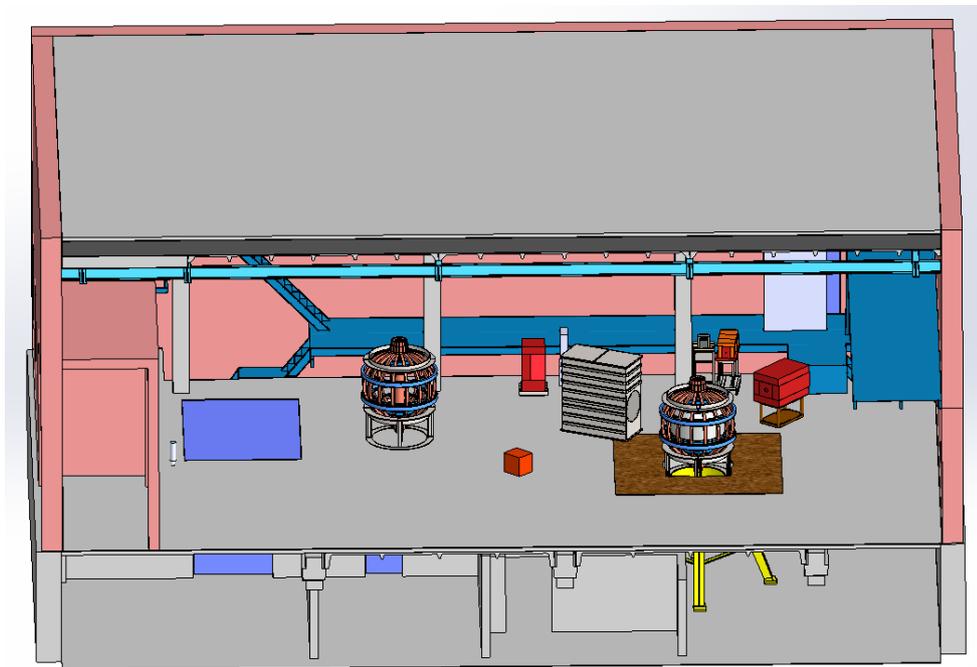


Рисунок 3.2. Упрощенная 3D CAD модель экспериментального зала, детекторов и установки.

Также для расчета распространения излучения необходимо задать модель источника излучения. Закладываемая модель источника варьировалась согласно следующим сценариям расчета:

1. Моделирование *in situ* калибровки: точечный AmBe источник (активная часть 3×3 мм) – нейтроны испускаются из тонкого кольца, соответствующего траектории движения источника при калибровке. Энергетический спектр нейтронов для эталонного радионуклидного источника задавался на основании международных стандартов ISO 8529-1 [53].
2. Промежуточное моделирование: геометрия источника как в сценарии №1, однако энергия рождаемых нейтронов 2.45 МэВ (монолиния) – упрощенная модель спектра нейтронов, испускаемых при ядерных реакциях $D(d, n)^3\text{He}$.
3. Моделирование разряда токамака Глобус-М2: источник нейтронов задавался на основании рассчитанной двумерной функции нейтронного источника. Предполагалась тороидальная симметрия плазмы. Энергетический спектр нейтронов как в сценарии №2.

Для задания пространственного или энергетического распределения источника, основываясь на плотности вероятности данной величины (PDF – probability density function) вычислялась его функция распределения (CDF - Cumulative distribution function). Пример PDF и CDF для энергетического спектра AmBe источника представлен на рисунке 3.1b-с.

3.2. Расчет поправки калибровочного коэффициента

Искомая поправка выступает дополнительным множителем в выражении, связывающем экспериментально измеренную скорость счета детектора C_n^{plasma} с величиной полного нейтронного выхода из плазмы токамака Y_n^{plasma} :

$$Y_n^{plasma} = C_n^{plasma} * \alpha^{AmBe} * \beta^{corr}, \quad (3.1)$$

где α^{AmBe} – калибровочный коэффициент (п. 2.4, рис.2.11), β^{corr} его поправка.

В процессе моделирования в программном пакете Geant4 рассчитывались потоки нейтронов, падающие на коронные ^{10}B счетчики. На данном этапе расчета

внешняя стенка счетчика СМ-11 считалась для излучения абсолютно чёрным телом, то есть прилетающая на неё частица считалась зарегистрированной с соответствующей энергией. На основе данных расчетов для подвижного детектора была получена зависимость числа отсчётов от его местоположения в экспериментальном зале. Моделируемые позиции соответствовали реальным положениям, в которых детектор находился во время *in situ* калибровки. Для стационарного детектора во время моделирования, как и при калибровке, регулировалось количество ПНД пластин, закрывающих детектор от прямого нейтронного потока из плазмы.

Сравнение результатов расчетов с источниками излучения сценариев №2 и №3 (см. п. 3.1) позволили оценить величину поправки за счет различия в геометрических размерах источников (рис.3.3). Из рисунка видно, что незначительное влияние наблюдается только для подвижного детектора при его расположении в непосредственной близости к установке (нетипичное местоположением для данного детектора).

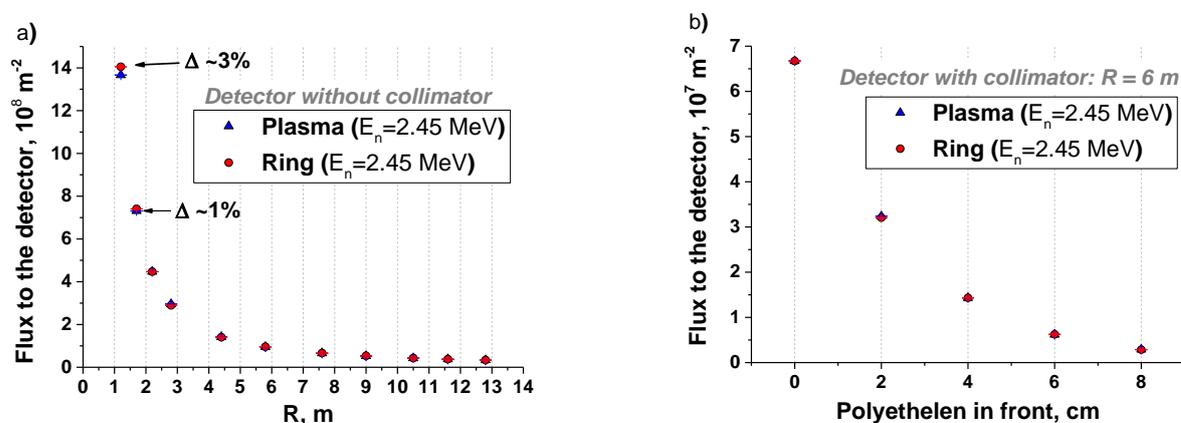


Рисунок 3.3. Сравнение результатов моделирования для источников излучения сценариев №2 (круги) и №3 (треугольники): а) Поток нейтронов на подвижный ^{10}B детектор в зависимости от его удаленности от оси токамака; б) Поток нейтронов на стационарный ^{10}B детектор в зависимости от толщины слоя полиэтилена спереди коллиматора. Δ – относительная разница значений.

Сравнение результатов расчетов с источниками излучения сценариев №1 и №2 (см. п. 3.1) позволили оценить поправку за счет различия в энергетических спектрах

источников (рис.3.4). Из рисунка видно, что наиболее сильно отличается прохождение нейтронов разной энергии через слой полиэтилена толщиной > 4 см.

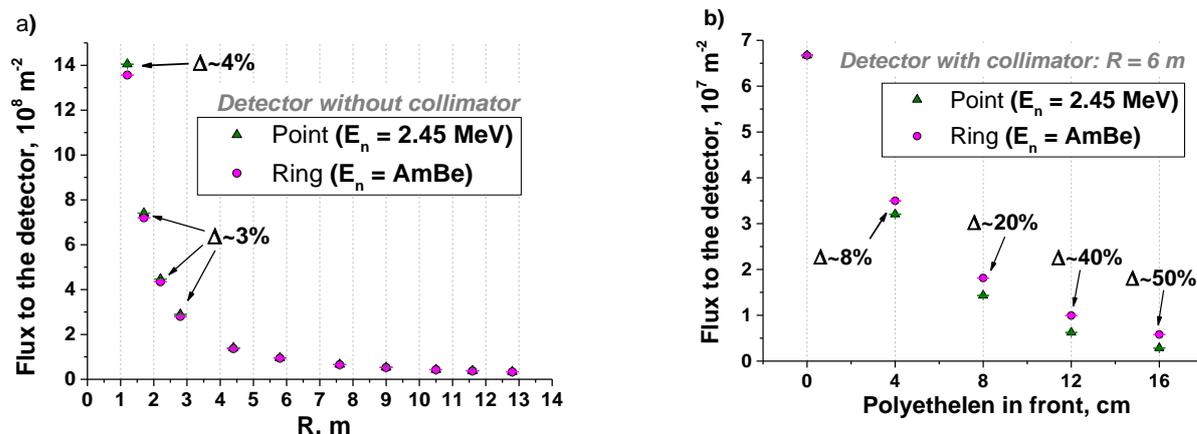


Рисунок 3.4. Сравнение результатов моделирования для источников излучения сценариев №1 (круги) и №2 (треугольники): а) Поток нейтронов на подвижный ^{10}B детектор в зависимости от его удаленности от оси токамака; б) Поток нейтронов на стационарный ^{10}B детектор в зависимости от толщины слоя полиэтилена спереди коллиматора. Δ – относительная разница значений.

Эффективность регистрации для данных коронных детекторов неизвестна, как неизвестна и необходимая для моделирования толщина слоя бора на внутренней поверхности счетчика. Однако оценку эффективности регистрации для ^{10}B детекторов можно произвести на основании полученных при моделировании энергетических спектров нейтронов, приходящих на детектор, и сечения реакции $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ [54]. На рисунке 3.5 приведены значения итоговой поправки для экспериментально измеренных калибровочных коэффициентов, рассчитанной с учетом оценки эффективности регистрации детекторов и без неё. Искомая величина β^{corr} (3.1) определялась для каждой из точек (рис.3.5) как среднее между результатами двух способов расчета. Сами результаты расчета определяют погрешность данной величины.

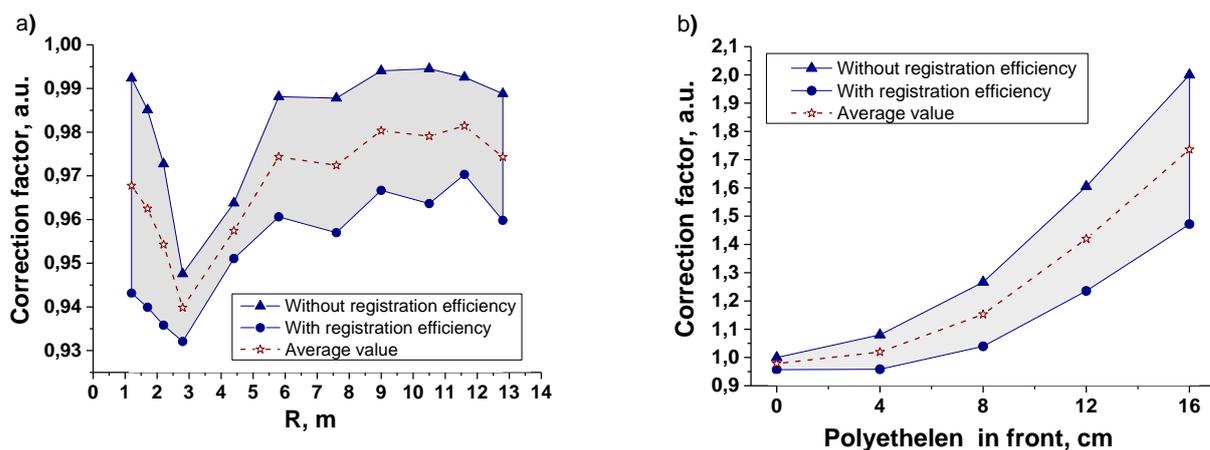


Рисунок 3.5. Величина поправки для калибровочных коэффициентов для: а) подвижного ^{10}B нейтронного счетчика в зависимости от его удаленности от оси токамака, б) стационарного ^{10}B нейтронного счетчика в зависимости от толщины слоя полиэтилена, закрывающего детектор от прямого нейтронного потока из плазмы; круги – поправка, полученная с учетом оценки эффективности регистрации нейтронных детекторов, треугольники – без учета эффективности, звезды – среднее значение между ними.

Из рисунка 3.5 следует, что для подвижного детектора поправка калибровочного коэффициента мала ($\beta \sim 1$) для любого из рассматриваемых местоположений в экспериментальном зале, однако данный детектор возможно использовать лишь в разрядах с относительно небольшими нейтронными потоками из плазмы. Для стационарного детектора величина данной поправки растет и становится более существенной по мере увеличения слоя полиэтиленовой защиты спереди коллиматора. В разрядах с рекордным нейтронным выходом была использована защита из ПНД толщиной 16 см, в таком случае поправка калибровочного коэффициента равна примерно 2.

3.3. Оценка доли рассеянных нейтронов в сигнале нейтронных детекторов

При помощи разработанной модели (см. п. 3.1) в программном пакете Geant4 проведено исследование влияния рассеяния нейтронных потоков, испускаемых из плазмы, на регистрируемый нейтронными детекторами сигнал. Рассеяние

происходит при взаимодействии нейтронов с конструктивными элементами установки, диагностики и экспериментального зала. Для уменьшения его влияния во время модернизации были изготовлены коллиматоры (см. п. 2.1). При моделировании, как и в пункте 3.2, внешняя стенка счетчика СНМ-11 была задана для излучения абсолютно чёрным телом. По результатам моделирования анализировался энергетический спектр нейтронных потоков.

Расчеты для стационарного счетчика проводились в 2 этапа (рис. 3.6а, 3.7): без коллиматора (имитируя состояние диагностики до модернизации), и с коллиматором (диагностика в текущем состоянии). Расчеты для стационарного счетчика без коллиматора (расстояние до оси токамака $R=6.2$ м) и для подвижного счетчика, расположенного на максимальном удалении от установки (расстояние до оси токамака $R=12.7$ м), проводились по следующим сценариям:

1. Из модели были убраны элементы установки и экспериментального зала: моделировался случай регистрации прямого потока от источника излучения (красная кривая на рис. 3.6);
2. В модель были возвращены элементы токамака: оценка рассеяния нейтронных потоков на установке (зеленая кривая на рис. 3.6);
3. Моделирование в реальной геометрии: оценка доли потока нейтронов, рассеянных на конструктивных элементах установки и экспериментального зала, в суммарном потоке нейтронов, регистрируемом детекторами (синяя кривая на рис. 3.6).

Результаты моделирования показали, что рассеяние на установке добавляет ~3-6% сигнала к прямому потоку для ближнего детектора и ~1-3% для дальнего детектора. В случае полной геометрии наибольший вклад вносит рассеяние на элементах экспериментального зала, состоящих из бетона: суммарная доля рассеянного сигнала в регистрируемом может составлять ~50-55% для ближнего детектора и ~65-70% для дальнего. Если же оценивать эффективность регистрации коронного счетчика для нейтронов разной энергии, как это было сделано в пункте 3.2, то результат окажется еще существеннее: рассеяние на установке добавляет ~26-30%

рассеянного сигнала для каждого из детекторов, а суммарная доля рассеянного сигнала может составить ~75-80% для ближнего детектора и ~85-90% для дальнего.

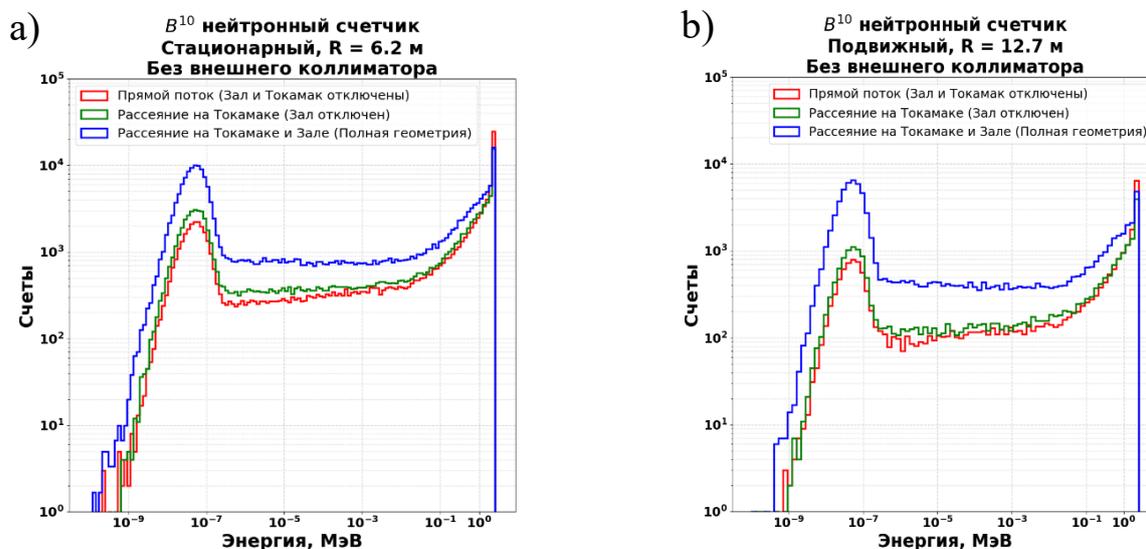


Рисунок 3.6. Энергетические спектры нейтронных потоков, приходящих на коронные нейтронные детекторы, расположенные на расстоянии а) $R=6.2$ м и б) $R=12.7$ м от оси токамака в разных местах экспериментального зала установки Глобус-М2. Разными цветами обозначены разные сценарии моделирования.

Влияние изготовленного коллиматора из ПНД на регистрируемый сигнал представлен на рисунке 3.7. Моделирование проводилось в приближении реальной геометрии для следующих вариантов состояния детектора:

1. Детектор без коллиматора (диагностика до модернизации) (красная кривая на рис. 3.7);
2. Коллиматор в открытом положении (спереди толщина ПНД 0 см) (зеленая кривая на рис. 3.7);
3. Коллиматор в закрытом положении (спереди толщина ПНД 20 см) (синяя кривая на рис. 3.7).

Из приведенных результатов можно сделать следующие выводы: в открытом положении коллиматор отсекает ~50% потока рассеянного нейтронного излучения, при этом полный поток на детектор уменьшается примерно на четверть. Полное

закрытие коллиматора позволяет еще в ~ 40 раз (в ~ 25 раз при учете оценки эффективности регистрации) уменьшить нейтронный поток на детектор.

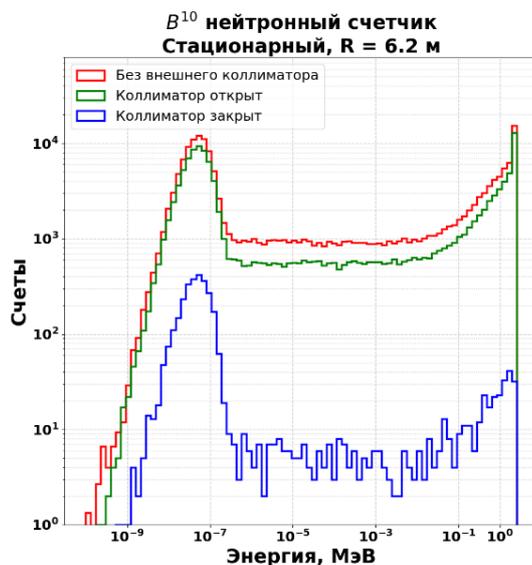


Рисунок 3.7. Энергетический спектр нейтронных потоков, приходящих на коронный нейтронный детектор, расположенный на расстоянии $R=6.2$ м от оси токамака. Разными цветами кривых обозначены разные сценарии моделирования.

Вывод по главе 3

Разработана упрощенная 3D модель экспериментального зала, установки и диагностического комплекса (рис. 3.2), а также подготовлена модель источника (рис.3.1) для проведения Монте-Карло расчетов распространения излучения в программном пакете Geant4. Данная модель была использована для расчета поправки калибровочного коэффициента (рис.3.5), учитывающей различия в геометрии и в энергетическом спектре реального нейтронного источника (плазма токамака) и калибровочного нейтронного источника (ИБН-241). Также данная модель использовалась для оценки доли рассеянного на элементах установки и экспериментального зала нейтронного излучения в сигнале нейтронных детекторов (рис.3.6) и для проверки эффективности изготовленных для детекторов коллиматоров (рис.3.7).

Разработанная модель может быть дополнена и использована для создания полноценной синтетической диагностики нейтронного излучения и излучения жесткого рентгеновского излучения на токамаке Глобус-М2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью представленной работы являлась модернизация нейтронной диагностики токамака Глобус-М2: расширение возможностей диагностического комплекса установки и создание синтетической нейтронной диагностики. Для достижения этой цели в ходе выполнения работы были решены следующие задачи:

- Разработан алгоритм расчета функции источника нейтронов с использованием функции распределения быстрых ионов в приближении ведущих центров и при помощи полноорбитного моделирования. Работа алгоритма начинается с аппроксимации экспериментальных профилей и формирования массива входных данных для моделирования. После этого алгоритм обеспечивает поэтапные расчеты в цепочке из нескольких кодов, позволяя проводить систематический анализ разрядов токамака Глобус-М2. Сравнение рассчитанных в разных подходах данных позволяет определить границы применимости дрейфового приближения на токамаках Глобус-М/М2, что особенно важно в рамках проектирования установки нового поколения – токамака Глобус-3;
- Проведена модернизация комплекса нейтронной диагностики токамака Глобус-М2: для нейтронного спектрометра и коронного монитора изготовлены коллиматоры, позволяющие контролировать уровень измеряемых сигналов; также в эксплуатацию введена камера деления, способная работать при любых условиях эксперимента на токамаке Глобус-М2, не требуя дополнительной защиты. Модернизация обеспечила возможность проводить измерения нейтронных потоков из плазмы во всех режимах работы установки и улучшила временное разрешение диагностики. Это позволит более детально исследовать плазменные процессы, приводящие к потерям или перераспределению в пространстве быстрых ионов (например, различные магнитогидродинамические неустойчивости);
- Разработан алгоритм определения оптимальных гиперпараметров при проведении процедуры деконволюции нейтронных спектров, экспериментально измеренных при помощи нейтронного спектрометра на

токамаке Глобус-М2. Алгоритм позволяет уменьшить ошибку восстановления и обосновать выбор методов регуляризации и априорных ограничений при решении обратных задач. Данный алгоритм может быть адаптирован и использован для решения схожих обратных задач;

- При помощи эталонного радионуклидного источника проведена калибровка ^{10}B монитора, помещенного в изготовленный для него при модернизации дополнительный коллиматор. Также проведена калибровка ^{10}B монитора без дополнительной защиты. Получен калибровочный коэффициент, связывающий измеренную скорость счета детектора с абсолютным нейтронным выходом из плазмы токамака для: а) стационарного детектора – как функция толщины слоя дополнительной полиэтиленовой защиты, блокирующей прохождение прямых потоков нейтронов из плазмы; б) подвижного детектора – как функция расстояния до оси токамака. В планах повторить калибровку для недавно установленных камер деления;
- Разработана упрощенная 3D модель экспериментального зала, установки и нейтронного диагностического комплекса. Выполнен перенос рассчитанного источника излучения в программный пакет Geant4. Выполнено моделирование распространения нейтронных потоков методом Монте-Карло в условиях, приближенных к реальному эксперименту на токамаке Глобус-М2. Данная модель может быть дополнена и впоследствии использована вместе с разработанным алгоритмом расчета источника излучения для создания синтетической нейтронной диагностики и диагностики жесткого рентгеновского излучения на токамаке Глобус-М2;
- При помощи моделирования в программном пакете Geant4 рассчитана поправка калибровочного коэффициента, учитывающая различия в геометрии и в энергетическом спектре калибровочного и реального нейтронного источника. Проведена оценка доли рассеянных на элементах установки и экспериментального зала потоков нейтронов в сигнале ^{10}B коронных детекторов и выполнена проверка эффективности изготовленного для ^{10}B детектора коллиматора.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Global energy crisis [Электронный ресурс] // International Energy Agency (IEA). – URL: <https://www.iea.org/topics/global-energy-crisis> (дата обращения: 08.05.2025).
- [2] Кутеев Б.В., Хрипунов В.И. «Современный взгляд на гибридный термоядерный реактор» // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2009, В.1, с.3
- [3] Wu Y.C., Qian J.P., Yu J.N. «The fusion-driven hybrid system and its material selection» // Journal of Nuclear Materials, 2002, 307–311, 1629
- [4] Minaev V.B., Gusev V.K., Sakharov N.V. et al. «Spherical tokamak Globus-M2: design, integration, construction» // Nucl. Fusion, 2017, 57, 066047
- [5] Щеголев П.Б., Минаев В.Б., Тельнова А.Ю. и др. «Комплекс нейтральной инжекции сферического токамака Глобус-М2» // Физика плазмы, 2023, Т.49, №12, с.1293
- [6] Петров Ю.В., Багрянский П.А., Балаченко И.М., и др. «Диагностический комплекс сферического токамака Глобус-М2» // Физика плазмы, 2023, Т.49, №12, с.1249
- [7] Kurskiev G.S., Minaev V.B., Sakharov N.V. et al. «Confinement, heating, and current drive study in Globus-M2 toward a future step of spherical tokamak program in Ioffe Institute» // Phys. Plasmas, 2024, 31, 062511
- [8] Bosch H. S. and Hale G. «Improved formulas for fusion cross-section and thermal reactivities» // Nuclear Fusion, 1992, 32, 611
- [9] Goncharov P.R., Bakharev N.N. «Anisotropic distributions of deuterium–deuterium nuclear fusion products in a compact tokamak» // Plasma Phys. Control. Fusion, 2020, 62, 125016
- [10] Goncharov P.R. «Practical Calculation of Nuclear Fusion Power for a Toroidal Plasma Device with Magnetic Confinement» // Plasma and Fusion Research: Regular Articles, 2010, 5, S1028
- [11] Heidbrink W.W., Sadler G.J. «The behaviour of fast ions in tokamak experiments» // Nucl. Fusion, 1994, 34, 535

- [12] Pankin A., McCune D., Andre R et al. «The tokamak Monte Carlo fast ion module NUBEAM in the national transport code collaboration library» // Computer Physics Communications, 2004, 159 (3), 157.
- [13] Hirvijoki E., Asunta O., Koskela E. Et al. «ASCOT: Solving the kinetic equation of minority particle species in tokamak plasmas» // Computer Physics Communications, 2014, 185 (4), 1310.
- [14] EXFOR: Experimental Nuclear Reaction Data [Электронный ресурс] // International Atomic Energy Agency (IAEA), Nuclear Data Services. – URL: <https://www-nds.iaea.org/exfor/> (дата обращения: 08.05.2025).
- [15] Zhiltsov N.S., Kurskiev G.S., Tolstyakov S.Yu. et al. «Thomson scattering diagnostics at the Globus-M2 tokamak» // Fusion Engineering and Design, 2025, 211, 114753
- [16] Larionova M.M., Miroshnikov I.V., Gusev V.K. et al. «CXRS measurements of ion temperature profile in NBI shots of the Globus-M spherical tokamak» // Journal of Physics: Conference Series, 2019, 1400 (7), 077018
- [17] Tukhmeneva E.A., Bakharev N.N., Varfolomeev V.I. et al. «Measurement of Radiation Losses and Effective Ion Charge on the Globus-M2 Tokamak» // Technical Physics Letters, 2021, 47 (1), 9
- [18] Bakharev N.N., Melnik A.D., Chernyshev F.V. «Review of the NPA Diagnostic Application at Globus-M/M2» // Atoms, 2023, 11, 53
- [19] Миронов М.И., Чернышев Ф.В., Афанасьев В.И. и др. «Плазмoфизический код DOUBLE-МС: моделирование потоков атомов, выходящих из плазмы» // Физика плазмы, 2021, Т.47, №1, с.29
- [20] Shafranov V.D. «On magnetohydrodynamical Equilibrium configurations» // Soviet Physics JETP, 1958, 6 (33), 545
- [21] Киселев Е.О., Балаченков И.М., Бахарев Н.Н. и др. «Расчет равновесия со свободной границей в сферическом токамаке Глобус-М2 с помощью кода PYGSS» // Физика плазмы, 2023, Т.49, №12, с.1357
- [22] Pereverzev G. and Yushmanov P.N. «ASTRA. Automated System for TRansport Analysis in a tokamak» // 2002

- [23] Staebler G.M., Waltz R.E., Wiley J.C. «The role of rotation in tokamak internal transport barriers» // Nuclear Fusion, 1997, 37 (3), 287.
- [24] Belova E.V., Gorelenkov N.N., Cheng C.Z. «Self-consistent equilibrium model of low aspect-ratio toroidal plasma with energetic beam ions» // Physics of Plasmas, 2003, 10 (3), 3240.
- [25] Solano E.R. «Fast ion orbits in spherical tokamaks» // Phys.Plasmas, 1996, 3 (4), 1187
- [26] FIDASIM: Fast Ion Distribution Analysis and Simulation [Электронный ресурс] // D3D Energetic. – URL: <https://d3denergetic.github.io/FIDASIM/page/index.html> (дата обращения: 09.05.2025)
- [27] Geiger B., Stagner L., Heidbrink W.W. et al. «Progress in modelling fast-ion D-alpha spectra and neutral particle analyzer fluxes using FIDASIM» // Plasma Phys. Control. Fusion, 2020, 62, 105008
- [28] Скрекель О.М., Бахарев Н.Н., Гусев В.К. и др. «Расчет нейтронного выхода токамака Глобус-М2 с учетом анизотропии по скоростям функции распределения ионов при нейтральной инжекции атомов высокой энергии» // ПЖТФ, 2021, Т.47, В.4, стр. 22
- [29] Минаев В.Б., Минеев А.Б., Сахаров Н.В. и др. «Разработка концепции сферического токамака следующего поколения. Токамак Глобус-3» // Физика плазмы, 2023, Т.49, №12, стр.1375
- [30] Алейников В.Е., Архипов В.А., Бескровная Л.Г. и др. «Сравнительные исследования характеристик газоразрядных детекторов нейтронов при работе в полях с высокими уровнями гамма-излучения» //1997, ОИЯИ Дубна, P16-97-158
- [31] Бахарев Н.Н., Балаченков И.М., Варфоломеев В.И. и др. «Результаты первых экспериментов на токамаке Глобус-М2» // Физика Плазмы, 2020, Т.46, В.7, с.579
- [32] Aristov I.N., Danilov V.F., and Kuzelev N.R. «Gas-Discharge Detectors for Monitoring the Total Neutron Yield in the International Thermonuclear Experimental Reactor» // Inst. and Exper. Tech., 2004, 47, 147

- [33] Проектный центр ИТЭР РОСАТОМ [Электронный ресурс] // Официальный сайт проекта ITER в России. – URL: <https://www.iterf.ru/> (дата обращения: 09.05.2025).
- [34] Kovalev A.O., Rodionov R.N., Vorobiev V.A. et al. «Measurements of ITER Fusion Power by Neutron Flux Monitors» // *Phys.Atom.Nucl.*, 2023, 86 (2), S187
- [35] Воробьев В.А., Обудовский С.Ю., Джурик А.С. и др. «О возможности калибровки флукуационного канала нейтронной диагностики плазмы» // *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2023, Т.46, В.1, с. 106
- [36] Документ по детекторам BC501, BC501A, BC519, Liquid Scintillators: Technical Data Sheet [Электронный ресурс] // Luxium Solutions. – 2021. – URL: <https://www.luxiumsolutions.com/sites/default/files/2021-09/BC501-501A-519-Data-Sheet.pdf> (дата обращения: 09.05.2025)
- [37] Документ по ФЭУ Hamamatsu, R329-02: Photomultiplier Tube Datasheet [Электронный ресурс] // Hamamatsu Photonics. – 2022. – URL: https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/R329-02_TPMH1254E.pdf (дата обращения: 09.05.2025)
- [38] Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. — М. : Энергоатомиздат, 1995. — 496 с.
- [39] Iliasova M.V., Shevelev A.E., Khilkevitch E.M. et al. «Neutron diagnostic system at the Globus-M2 tokamak» // *NIM A*, 2022, 1029, 166425
- [40] Roush, M. L., Wilson, M. A., and Hornyak, W. F. «Pulse shape discrimination» // *NIM*, 1964, 31, 112
- [41] Saputra C., Waris A. et al. «Pulse Height Analyzer with Coincidence Correction» // *Journal of Physics: Conference Series*, 2022, 2243, 012037
- [42] Arneodo F., Benetti P., Bettini A. et al. «Calibration of BC501A liquid scintillator cells with monochromatic neutron beams» // *NIM A*, 1998, 418, 285
- [43] Klein H., Neumann S. «Neutron and photon spectrometry with liquid scintillation detectors in mixed fields» // *NIM A*, 2002, 476, 132

- [44] Iliasova M.V., Shevelev A.E., Khilkevitch E.M. et al. «Calibration of neutron spectrometers based on a BC-501A liquid scintillator using the neutron–gamma coincidence method» // NIM A, 2020, 983, 164590
- [45] Koliaska / toமாக [Электронный ресурс] : программное обеспечение // GitHub. – URL: <https://github.com/Koliaska/tomomak> (дата обращения: 10.05.2025).
- [46] Richardson W.H. «Bayesian-Based Iterative Method of Image Restoration» // J. Opt. Soc. Am., 1972, 62, 55
- [47] Lucy L.B. «An iterative technique for the rectification of observed distributions» // Astron. J., 1974, 79, 745
- [48] Источники нейтронного излучения [Электронный ресурс] // Официальный сайт АО "ИзоТоп". – URL: <http://www.isotop.ru/files/treecontent/nodes/attaches/0/96/noname..pdf> (дата обращения: 10.05.2025).
- [49] Скрекель О.М., Бахарев Н.Н., Варфоломеев В.И. и др. «Калибровка нейтронных счетчиков токамака Глобус-М2» // ЖТФ, 2022, Т.92, В.1, с.32
- [50] S. Agostinelli, et al. «GEANT4 - a simulation toolkit» // Nucl. Instr. and Meth. A, 2003, 506 (3), 250
- [51] Jardin A., Bielecki J., Dąbrowski W. et al. «Energy-resolved x-ray and neutron diagnostics in tokamaks: Prospect for plasma parameters determination» // Phys. Plasmas, 2024, 31, 082514
- [52] Tykhonov A. Программный конвертер CAD-моделей для Geant4: cad-to-geant4-converter [Электронный ресурс] / tihonav // GitHub. – Версия 1.0. – 2023. – URL: <https://github.com/tihonav/cad-to-geant4-converter> (дата обращения: 10.05.2025).
- [53] ISO 8529-1:2021 Neutron reference radiations fields. Part 1: Characteristics and methods of production [Электронный ресурс] // International Organization for Standardization. – 2021. – URL: <https://www.iso.org/ru/standard/80060.html> (дата обращения: 11.05.2025).
- [54] Anon. The $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ cross section [Электронный ресурс] // Update to nuclear data standards for nuclear measurements: Summary report of a consultants' meeting / International Atomic Energy Agency. – Vienna : IAEA, 1997. – С. 17-22. –

(INDC(NDS)—368). – URL: <https://inis.iaea.org/records/6kpw7-tb040> (дата обращения: 11.05.2025).