

Частное учреждение  
Государственной корпорации по атомной энергии "Росатом"  
"Проектный центр ИТЭР"

На правах рукописи

Кормилицын Тимофей Михайлович

Развитие методов нейтронной диагностики термоядерной плазмы токамака в  
условиях интенсивного дополнительного нагрева

1.3.9 – физика плазмы

Диссертация  
на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
Кашук Юрий Анатольевич, к.ф.-м.н.

Москва – 2022

## Оглавление

Введение .....	4
Цели и задачи работы .....	7
Методы исследования .....	8
Научная новизна работы.....	8
Практическая значимость работы.....	9
Положения, выносимые на публичное представление.....	10
Степень достоверности и апробация результатов работы .....	11
Глава 1: Современные методы спектрометрии быстрых нейтронов .....	13
1.1: Органические сцинтилляторы .....	13
1.2: Времяпролетные системы .....	16
1.3: Спектрометр протонов отдачи .....	18
1.4: Алмазные детекторы.....	19
1.5: Хлорсодержащие сцинтилляторы .....	21
1.6 Сравнительный анализ современных методов нейтронной спектрометрии .....	23
Выводы к главе 1 .....	24
Глава 2: Высокотемпературная плазма, как источник быстрых нейтронов .....	25
2.1: Быстрые нейтроны, рождаемые в высокотемпературной плазме .....	25
2.2: Кинематика реакции синтеза с рождением быстрого нейтрона.....	28
2.3: Параметризация сечения реакции синтеза .....	28
2.4: Особенности спектра быстрых нейтронов в плазме с интенсивным дополнительным нагревом .....	29
Выводы к главе 2:.....	34
Глава 3: Спектрометр DD-нейтронов на основе кристалла $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ .....	35
3.1 Хлорсодержащие сцинтилляторы в диагностическом комплексе токамака .....	35
3.2 Наладка и калибровка спектрометра на основе кристалла $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ .....	36
3.3 Метод разделения частиц по форме импульса .....	39
3.4 Испытание спектрометра в условиях облучения быстрыми нейтронами .....	42
3.5 Расчет аппаратурных спектров детектора для токамака Туман-3М. ....	50

Выводы к главе 3.....	52
Глава 4: Нейтронный спектрометр в составе диагностики ААП ИТЭР.....	54
4.1 Роль нейтронного спектрометра в диагностическом комплексе ААП ИТЭР.....	54
4.2 Расположение и конструкция нейтронного спектрометра ААП ИТЭР.....	55
4.3 Моделирование потока нейтронов в месте расположения детекторов нейтронного спектрометра.....	58
4.4 Моделирование и верификация экспериментом отклика сцинтилляционного детектора.....	63
4.5 Моделирование и верификация экспериментом функции отклика алмазного детектора.....	66
4.6 Анализ измерительных характеристик диагностики «Нейтронный спектрометр» в составе диагностического комплекса АПП в различных сценариях токамака-реактора ИТЭР.....	69
Выводы к главе 4.....	78
Заключение.....	80
Список источников.....	82

## Введение

В настоящее время наибольший прогресс в области управляемого термоядерного синтеза (УТС) достигнут в экспериментах с магнитным удержанием плазмы. Значительные успехи в нагреве плазмы достигнуты на токамаке JET, когда в ходе D-T экспериментов DTE1 (2019 г.) получено рекордное значение  $Q = 0,67$  при рекордно высокой термоядерной мощности 16 МВт. В эксперименте DTE2 (2022 г.) [1] в течение 5 секунд произведено 59 МДж энергии (достигнутая мощность составила 11 МВт) (рис.1).

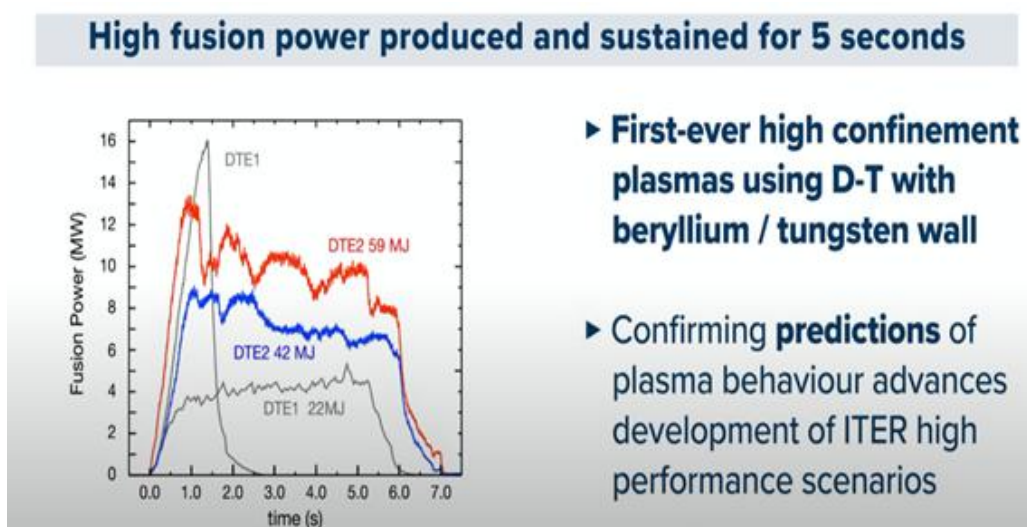


Рис. 1 Эксперименты с D-T плазмой на токамаке JET с рекордной термоядерной мощностью (16 МВт) и рекордной произведенной энергией (59 МДж).

Новые рекорды по удержанию плазмы недавно получены в экспериментах на токамаке EAST [2]. Дейтериевая плазма, нагретая до температуры  $\sim 10$  кэВ (120 миллионов  $^{\circ}\text{C}$ ) удерживалась в течение более 100 секунд (2021 г.). В 2022 г. плазменный разряд при температуре  $\sim 6$  кэВ (70 миллионов  $^{\circ}\text{C}$ ) стабильно удерживался более 1000 секунд.

Сегодня во всем мире разрабатываются новые проекты токамаков с реакторными параметрами на основе ВТСП магнитных систем – SPARC (США), DTT (Италия), TRT (Россия) и др.. Создание термоядерных установок с более сильными магнитными полями и мощными системами дополнительного нагрева

позволяет открыть новую страницу в УТС исследованиях – изучение зажигания и поддержания горения высокотемпературной термоядерной плазмы. В этих экспериментах будут образовываться фракции высокоэнергетических частиц, возникающих при дополнительном нагреве плазмы, а также за счет удержания  $\alpha$ -частиц, образовавшихся в реакциях синтеза, их поведение необходимо исследовать. Увеличение мощности и длительности дополнительного нагрева плазмы, в частности – инъекции пучка нейтральных атомов и ВЧ нагрева на частоте ионно-циклотронного резонанса (ИЦР), приводит к появлению и значительному росту количества быстрых ионов в плазме. В свою очередь это увеличивает опасность выхода высокоэнергетических частиц из объема плазмы на первую стенку установки, попутно снижая эффективность нагрева самой плазмы, вследствие чего задача удержания и контроль поведения быстрых частиц становится одной из основных задач физики плазмы современных установок УТС с магнитным удержанием. Таким образом, разработка и построение специализированных ядерных диагностических приборов, в частности нейтронных спектрометров, является актуальной задачей для исследования D-D и D-T плазмы реакторного масштаба в новых термоядерных экспериментах.

На действующих токамаках энергия инжектируемых нейтралов может достигать 500 кэВ [3]. В экспериментах на токамак-реакторе ИТЭР планируют использовать инъекцию нейтралов с максимальной энергией, достигающей 1 МэВ [4]. Вкупе с систематическим ростом мощности инъекции и ИЦР, такая высокая энергии, в силу кинематики реакции синтеза, приведет к значительному уширению наблюдаемого энергетического распределения нейтронов, рожденных в реакции синтеза. Термоядерные нейтроны традиционно используются для исследования полного нейтронного выхода плазмы, мощности реакций синтеза и ионной температуры. В условиях значительной плотности и высокой энергии фракции быстрых ионов в плазме нейтронная диагностика также позволяет получать информацию о топливном отношении (соотношении плотности трития и дейтерия в плазме), времени замедления пучковых частиц и об эффективности дополнительного нагрева плазмы.

Представленная работа направлена на развитие методов спектрометрии термоядерных нейтронов с целью исследования фракции быстрых частиц в плазме на установках с магнитным удержанием (токамаки, стеллараторы). Значительный прогресс в развитии методов нейтронной спектрометрии в последнее время позволил решать научную задачу исследования особенностей энергетического распределения быстрых нейтронов в современных термоядерных экспериментах. Одним из ключевых результатов данной работы стала разработка нового нейтронного спектрометра быстрых D-D нейтронов на основе кристалла хлорида лантана, легированного церием, а также подготовка к его применению на действующих термоядерных установках Туман-3М, Глобус-М2 и EAST.

Результаты работы также позволили провести детальную разработку диагностики Нейтронный Спектрометр для токамака-реактора ИТЭР. В составе диагностического комплекса ИТЭР данная диагностика позволит проводить независимые измерения таких параметров плазмы, как ионная температура, нейтронный выход, термоядерная мощность, топливное отношение, время замедления пучковых частиц.

В данной работе представлены результаты, полученные в ходе разработки современных нейтронных спектрометров для регистрации термоядерных нейтронов, образующихся в D-D плазме ( $E_n=2,45$  МэВ) и D-T плазме ( $E_n=14,1$  МэВ). Проведено моделирование сигналов диагностики, разработаны методики настройки и калибровки нейтронных спектрометров для работы на действующих токамаках. Полученный опыт использован при разработке диагностик «Нейтронный спектрометр» для токамака-реактора ИТЭР и для российского проекта «Токамак с реакторными технологиями» (TRT). Основываясь на обширном экспериментальном опыте регистрации нейтронов стильбеновыми и хлорсодержащими сцинтилляционными детекторами, а также алмазными детекторами, проведено детальное исследование измерительных характеристик диагностики в условиях ряда сценариев работы токамака-реактора ИТЭР и токамака с реакторными технологиями TRT.

Впервые в мире сцинтилляционный детектор на основе кристалла хлорида лантана был применен для спектрометрии потоков быстрых D-D нейтронов. Проведено моделирование и выполнено детальное экспериментальное исследование отклика детектора в поле излучения быстрых нейтронов в диапазоне энергий, соответствующем нейтронам, рожденным в дейтериевой плазме. Анализ нейтронных потоков на токамаках Туман-3М, Глобус-М2, EAST показал, что разработанный нейтронный спектрометр будет полезным и надежным инструментом исследования эффективности методов нагрева плазмы. Показан значительный потенциал применения такого типа детектора на установках УТС в экспериментах с дейтериевой плазмой.

### Цели и задачи работы

Основной целью данной работы является:

Развитие современных методов нейтронной спектрометрии для изучения термоядерной плазмы в широком диапазоне ионной температуры и топливного отношения, а также анализа эффективности ее дополнительного нагрева в токамаке.

Для достижения цели решены следующие задачи:

- Проведен анализ характеристик спектров термоядерных нейтронов, образующихся в условиях интенсивного дополнительного нагрева термоядерной плазмы. Продемонстрирован потенциал и ограничения современных методов нейтронной спектрометрии для получения информации о характеристиках плазмы в условиях интенсивного дополнительного нагрева, о фракции надтепловых ионов термоядерной плазмы, а также об ионной температуре, топливном отношении;
- Разработан новый сцинтилляционный спектрометр D-D нейтронов на основе кристалла  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ . Образцы спектрометров испытаны в потоках D-D нейтронов и подготовлены для измерений на токамаках Туман-3М, Глобус-М2, EAST и других установках УТС;

- Разработан проект диагностики «Нейтронный спектрометр» для токамака-реактора ИТЭР на основе алмазного и стильбенового спектрометров нейтронов в составе диагностического комплекса «Анализатор атомов перезарядки».

### Методы исследования

Исследование характеристик разрабатываемых нейтронных спектрометров требует решения задачи прямого моделирования сигналов детекторов в различных режимах плазмы токамака. Для моделирования спектра быстрых нейтронов, регистрируемого детектором использовались данные сценариев, полученные в программном пакете ASTRA, позволяющим решать ряд уравнение переноса для высокотемпературной плазмы в тороидальной геометрии и широко применяемом для моделирования параметров плазмы на действующих токамаках. Плазменный шнур, являясь объёмным источником, испускает нейтроны в определенном энергетическом спектре. В детекторе зарегистрированные нейтроны генерируют сигналы, образующие амплитудный спектр. Такое преобразование описывается функцией отклика нейтронного спектрометра. Для решения поставленных задач проводилось моделирование функции отклика нейтронных спектрометров с помощью программного пакета GEANT4. Этот программный пакет широко используется научным сообществом для моделирования транспорта ионизирующего излучения (нейтронов и гамма-квантов) в веществе, и был неоднократно апробирован организацией CERN, в том числе в экспериментах на Большом Адронном Коллайдере. Созданные модели функций отклика нейтронных спектрометров были валидированы в экспериментах с термоядерными нейтронами в поле излучения D-D и D-T нейтронных генераторов.

### Научная новизна работы

Научная новизна работы заключается в следующем:

- Созданы и валидированы в экспериментах с термоядерными нейтронами модели функции отклика нейтронных спектрометров (стильбен, хлорид



лантана, монокристалл алмаза), обеспечивающие глубокое понимание процессов, происходящих при регистрации нейтронного излучения плазмы;

- Методом прямого моделирования сигналов диагностики «Нейтронный Спектрометр» определены диапазоны измерения ионной температуры и топливного отношения в различных сценариях плазмы токамака ИТЭР, в которых статистическая погрешность измерений не превышает 5%;
- Впервые создан и экспериментально апробирован в потоках D-D нейтронов спектрометр на основе кристалла хлорида лантана. Опытные образцы нейтронного спектрометра впервые в мире подготовлены к установке и измерениям на токамаках Туман-3М, Глобус-М2, EAST и других установках УТС.

#### Практическая значимость работы

Практическая значимость полученных результатов заключается в следующем:

- Разработаны модели функций откликов нейтронных спектрометров, которые применяются при анализе характеристик создаваемых и поставляемых комплексов нейтронных диагностик в виде вклада РФ в натуральной форме (*in-kind*) в проект ИТЭР;
- Создан нейтронный спектрометр на основе кристалла хлорида лантана и применен для исследования излучения генераторов термоядерных нейтронов, используемых в испытаниях нейтронных диагностик для токамака-реактора ИТЭР. Спектрометр подготовлен к исследованиям фракции быстрых частиц на основе анализа спектра быстрых нейтронов токамаков Туман-3М, Глобус-М2, EAST и других установок УТС.
- Оптимизирован метод разделения сигналов нейтронов и гамма-квантов по форме импульса и предложен метод калибровки нейтронного спектрометра на основе кристалла хлорида лантана по собственному фоновому излучению с целью контроля и анализа результатов

измерений в экспериментах с регистрацией термоядерных нейтронов на установках УТС;

- Разработаны методики анализа спектров нейтронов, образующихся в режимах плазмы с интенсивным дополнительным нагревом, применяемые при проектировании и анализе характеристик нейтронной диагностики плазмы токамака-реактора ИТЭР.

#### Положения, выносимые на публичное представление

- Обоснование с помощью прямого моделирования потенциала использования нейтронной диагностики для анализа параметров плазмы в том числе для разрядов с интенсивным дополнительным нагревом.
- Созданные модели функций отклика спектрометров термоядерных нейтронов (стильбен, алмаз, хлорид лантана), используемые для прямого моделирования сигналов детекторов в условиях различных режимов работы токамака. Проведенная верификация моделей функции отклика детекторов в экспериментах с быстрыми D-D и D-T нейтронами.
- Результаты исследования характеристик алмазного и стильбенового детекторов диагностики «Нейтронный Спектрометр» в составе диагностического комплекса «Анализатор атомов перезарядки» токамака-реактора ИТЭР в условиях различных сценариев экспериментов с D-D и D-T плазмой. Результаты детального моделирование транспорта нейтронного излучения из плазмы к месту размещения детекторов Нейтронного Спектрометра. Полученные диапазоны значений ионной температуры и топливного отношения, в которых статистическая погрешность показаний нейтронной диагностики Нейтронный Спектрометр не превышают 5% для временного разрешения от 100 мс до 30 с.

- Апробированная методика использования собственного фонового  $\alpha$ -излучения кристалла  $\text{LaCl}_3$  для калибровки спектрометра. Определенные по результатам эксперимента с нейтронным излучением отношения световых выходов  $\alpha/\beta$  и  $p/\beta$ , составившие 0,3 и 0,8 соответственно.
- Разработанный сцинтилляционный детектор на основе кристалла хлорида лантана для измерения потоков и спектров D-D нейтронов. Разработанный оптимальный метод  $n/\gamma$  разделения сигналов спектрометра в условиях интенсивного сопутствующего гамма-излучения. Подтвержденные в эксперименте характеристики спектрометра на основе кристалла  $\text{LaCl}_3$  - энергетическое разрешение  $\Delta E/E = 8\%$ , чувствительность к D-D нейтронам  $\varepsilon = 0,04 \text{ см}^2$

#### Степень достоверности и апробация результатов работы

Выводы и результаты исследования обоснованы аналитическими расчётами и моделированием с использованием апробированных кодов для расчета транспорта нейтронного излучения методами Монте-Карло. Результаты моделирования хорошо согласуются с результатами экспериментов с термоядерными нейтронами, проведенных для анализа характеристик разрабатываемых нейтронных спектрометров.

Материалы, вошедшие в диссертацию, представлены на нескольких семинарах Международной Организации ИТЭР, а также на международных совещаниях экспертной группы ИТРА (International Tokamak Physics Activity) по диагностике плазмы (ИТРА Diagnostics Topical Group).

Результаты и материалы по теме исследования опубликованы в следующих журналах «Review of Scientific Instruments», «Journal of Instrumentation», «Письма в журнал Элементарных Частиц и Атомного Ядра», «Вопросы Атомной Науки и Техники: Серия Термоядерный Синтез». Перечень публикаций по теме диссертации

[A1-A7] представлен в списке источников. Результаты исследования представлены на нескольких международных и Всероссийских конференциях:

- 45th EPS Conference on Plasma Physics, Prague, Czech Republic, 2018 г.
- 3rd European Conference on Plasma Diagnostics, Lisbon, Portugal, 2019 г.
- 23rd Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Santa Fe, New Mexico, United States, 2020 г.
- 46, 47 и 48 Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, 2019-2021 гг.
- 18 и 19 Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы», 2019-2021 гг.

## Глава 1: Современные методы спектрометрии быстрых нейтронов

Комплексы нейтронной диагностики современных токамаков призваны выполнить требования по контролю за термоядерной мощностью и эффективностью нагрева плазмы, накладываемые на современные установки УТС. По мере перехода к токамакам-реакторам, к современным установкам растет интерес также с точки зрения ядерных регуляторов. Данный раздел рассказывает об основных методах нейтронной спектрометрии, входящих в диагностические комплексы современных установок с магнитным удержанием плазмы. Каждый метод обладает своими характерными параметрами – чувствительностью, энергетическим разрешением, объемом, инженерной сложностью. Экскурс начинается с органических сцинтилляторов, пропорциональных  $^3\text{He}$ -счётчиков, продолжится кратким обзором комплексных времяпролётных систем, используемых, в частности, на токамаке JET, спектрометры протонов отдачи, утилизирующие также достаточно простую кинематику упругого рассеяния нейтрона на водороде, и закончится наиболее современными методами нейтронной спектрометрии, основанными на ядерных реакциях в веществе детектора – хлорсодержащими материалами для спектрометрии D-D нейтронов и CVD-алмазными детекторами для спектрометрии D-T нейтронов.

### 1.1: Органические сцинтилляторы

Основным методом спектрометрии быстрых нейтронов традиционно является реакция упругого рассеяния на водороде. Этим объясняется высокая популярность органических сцинтилляторов, как метода решения этой задачи. Также важными факторами можно считать высокое содержание водорода, отсутствие сложных примесей и простота изготовления. Как следствие, преимуществом детектора на основе органического сцинтиллятора является его высокая эффективность  $\sim 1\div 5\%$  и потенциально высокая скорость счёта, т.к. характерная длина импульса такого детектора лежит в пределах 100 нс. Развитие электроники также позволило использовать методы разделения частиц по форме импульса. Среди недостатков –

большое энергетическое разрешение  $\sim 7\div 10\%$  [5], нелинейная зависимость световыхода от энергии регистрируемого ядра отдачи и низкая температурная стойкость.

Сечение реакции упругого рассеяния нейтрона на водороде имеет вид, представленный на рисунке 1.1(1). Характер функции в области энергии быстрых D-D и D-T нейтронов можно считать монотонно убывающим.

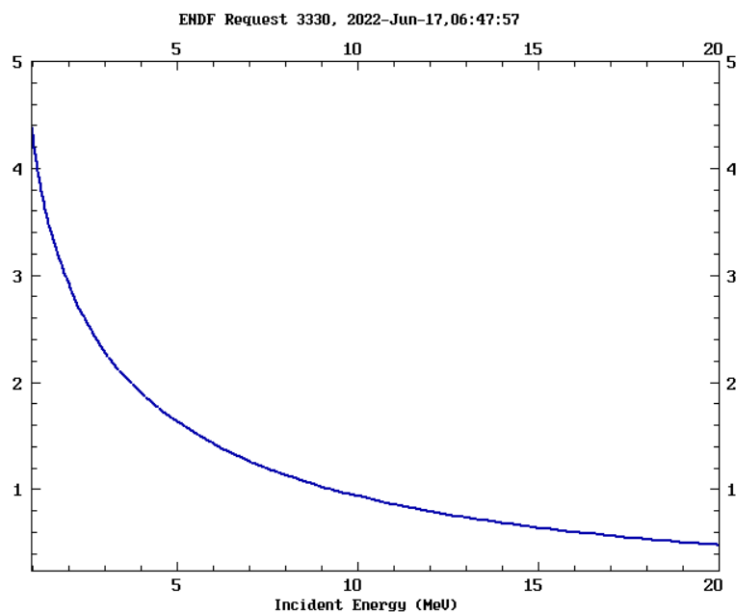


Рис. 1.1(1) Сечение упругого рассеяния нейтрона на ядре водорода для диапазона энергии нейтрона от 1 до 20 МэВ.

Ввиду простой кинематики реакции упругого рассеяния нейтрона на водороде, несложно получить представление о распределении протонов отдачи по энергии для случая моноэнергетического нейтронного излучения. Характерный вид спектра протонов отдачи представлен на рисунке 1.1(2).

Стоит заметить, что  $E_{p,max} = E_n$  для случая рассеяния на водороде. Предположение, что процесс рассеяния нейтрона на водороде изотропен в системе центра масс, т.е. дифференциальное сечение рассеяния не зависит от угла, оказывается справедливым для  $E_n < 15$  МэВ. Именно этим предположением объясняется столь удобное столообразное распределение протонов отдачи по энергии в объеме детектора.

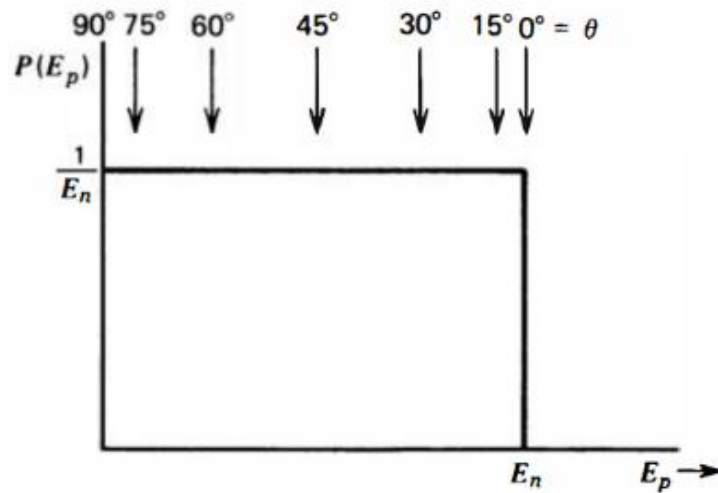


Рис. 1.1(2) Распределение протонов отдачи по энергии при некоторой энергии налетающего нейтрона

Разумеется, перечень факторов влияет на это распределение, искажая его первоначальную форму: первичное рассеяние на других ядрах (например, на углероде в случае органических сцинтилляторов), нелинейность световыхода сцинтиллятора, финитное энергетическое разрешение. Характерный отклик органического сцинтиллятора на DD- и DT-нейтроны представлен на рисунке 1.1(3). Более детально особенности такого отклика на быстрые нейтроны рассмотрены в главе 2.

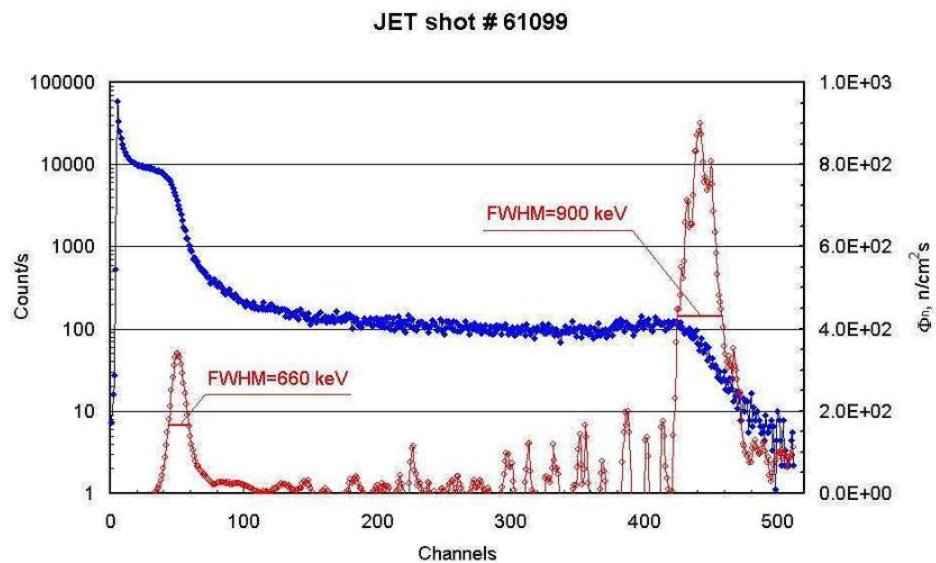


Рис. 1.1(3) Аппаратурный спектр стильбена, полученный в ходе разряда №61099 токамака JET в ходе кампании с напуском трития в дейтериевую плазму

Тем не менее, вкпе с современными методами цифрового  $n$ - $\gamma$  разделения по форме импульса и низкой стоимостью, органические сцинтилляторы остаются крайне привлекательным способом решения задачи спектрометрии как D-D, так и D-T быстрых нейтронов.

Одной из целей данной работы стала детальная разработка спектрометра на основе органического кристалла – стильбена для установки на токамаке-реакторе ИТЭР в качестве подсистемы «Нейтронный Спектрометр» в составе диагностического комплекса «Анализатор Атомов Перезарядки».

### 1.2: Времяпролетные системы

Логическим продолжением спектрометра на органическом сцинтилляторе стала система времяпролётной спектрометрии. Принципиальная схема работы такого детектора представлена на рисунке 1.2(1).

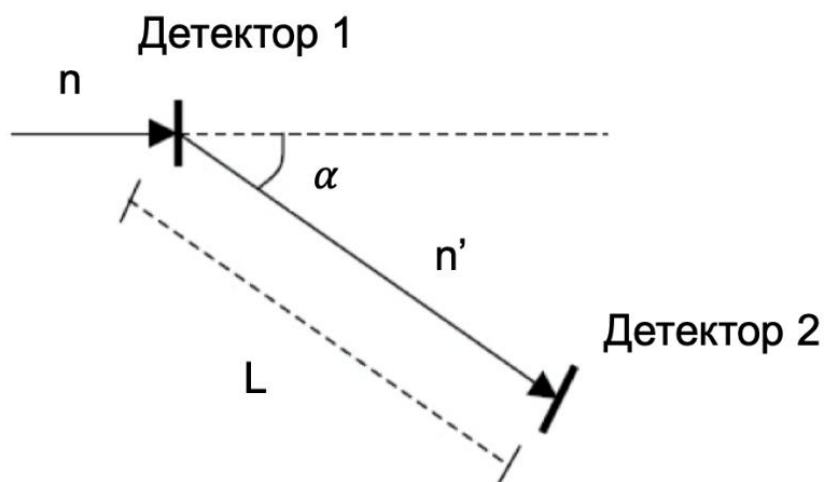


Рисунок 1.2(1): Схема работы времяпролетного спектрометра быстрых нейтронов.

Детекторы 1 и 2 традиционно представляют из себя органические сцинтилляторы, каждый из которых используется получить информацию о *времени* регистрации сигнала, ассоциируемого с быстрым нейтроном. Зная плечо спектрометра  $L$  и угол, на который должен был рассеяться нейтрон –  $\alpha$ , можно оценить время, которое требуется быстрому нейтрону, чтобы преодолеть это



расстояние. Это характерное время и будет использоваться, чтобы отследить момент регистрации рассеянного нейтрона вторым детектором. Таким образом, зная  $t_1$  – время регистрации нейтрона детектором 1,  $t_2$  – время регистрации вторым детектором этого же рассеянного нейтрона, положив  $t_{\text{TOF}} = t_2 - t_1$ , энергия исходного зарегистрированного нейтрона восстанавливается как  $E_n = 2mr^2/t_{\text{TOF}}^2$ , где  $r = L / 2 / \cos \alpha$ .

Диагностический комплекс нейтронной спектromетрии такого типа установлен на токамаках JET и EAST [6]. Характерный вид такого детектора представлен на рисунке 1.2(2).

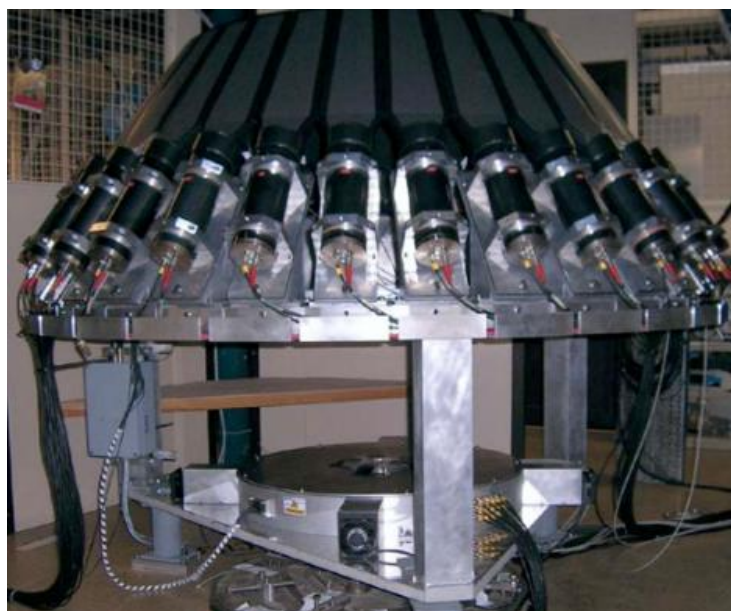


Рисунок 1.2(2) Фотография времяпролетного спектрометра в сборе на токамаке JET.

К достоинствам этого метода спектromетрии стоит отнести достаточно большую эффективность  $\sim 10\%$ , энергетическое распределение  $\sim 7\%$ . К недостаткам – многократно возросшую, по сравнению с одним органическим сцинтиллятором, сложность и стоимость. Требования к системе управления также значительно возрастают, ввиду необходимости реализации тонко (в пределах 100 нс) настроенной системы совпадения. Для токамака-реактора ИТЭР планируется установка диагностического комплекса – High Resolution Neutron Spectrometer (HRNS), включающий в себя два времяпролётных детектора.

### 1.3: Спектрометр протонов отдачи

Концептуально похожая на спектрометр на основе органического сцинтиллятора, данная диагностика отличается принципом измерения энергии протона. Восстановление энергии налетевшего нейтрона происходит через регистрацию протона отдачи с измеряемой энергией. Схема такого спектрометра представлена на рисунке 1.3(1).

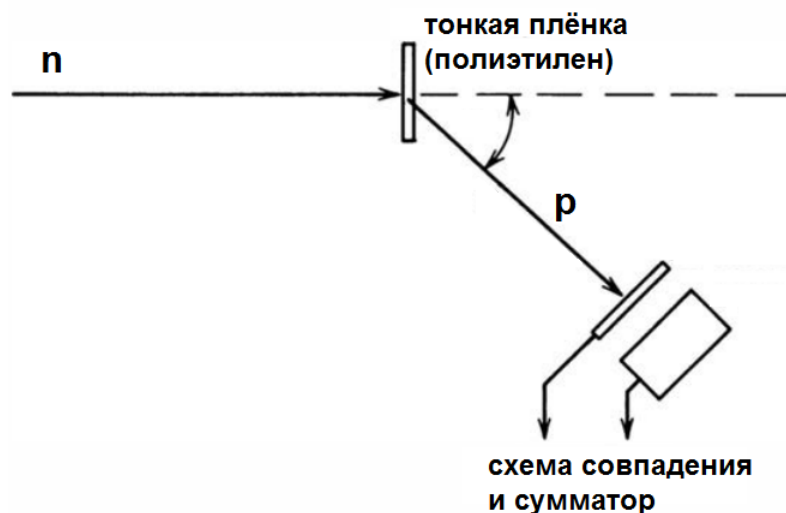


Рисунок 1.3(1) Принципиальная схема времяпролетного спектрометра, основанного на регистрации протона отдачи

Энергия протона в таком случае будет связана с энергией налетающего нейтрона как  $E_p = E_n \cos^2\theta$ . Способ регистрации протона отдачи может отличаться, на схеме, например, представлен двухслойный детектор, который используется также, чтобы убедиться, что событие в детекторе можно ассоциировать с протоном, вылетевшим из тонкой пленки.

Тонким местом такой диагностики можно назвать как раз-таки эту тонкую пленку. Ее малая толщина ограничивает эффективность регистрации с одной стороны, а с другой даже малая толщина обеспечивает заметную потерю энергии протона еще до того, как он успел покинуть объем пленки. Несмотря на высокое энергетическое разрешение  $\sim 3\div 4\%$  его крайне низкая чувствительность  $\sim 6 \times 10^{-6} \text{ см}^2$  делает применение такой диагностики крайне сложным на существующих установках.

Для токамака-реактора ИТЭР планируется установка диагностического комплекса – High Resolution Neutron Spectrometer (HRNS), включающий в себя такой спектрометр протонов отдачи на тонкой пленке (Thin-foil Proton Recoil - TPR).

#### 1.4: Алмазные детекторы

Особенное место в данной работе отводится твердотельному детектору на основе синтезированного монокристалла алмаза с низким содержанием примесей. Детектор представляет из себя объем кристалла, заключенный между обкладками конденсатора. Таким образом, порожденные нейтроном заряженные частицы создают в объеме кристалла электрон-дырочные пары. Результирующий объемный заряд собирается на обкладках конденсатора с помощью приложенного напряжения смещения.

Особенностью именно алмазного твердотельного детектора является удобная с точки зрения спектрометрии быстрых нейтронов реакция  $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ . В этой пороговой реакции, сечение которой представлено на рисунке 1.4(1), рождается две частицы с длинами свободного пробега менее 20 мкм, что даже при типично малых размерах кристалла (характерная толщина  $\sim 500$  мкм) оказывается достаточно, чтобы обеспечить эффективную конверсию кинетической энергии осколков в объемный заряд. Причем величина этого заряда оказывается пропорционально связана с энергией осколков, а значит и с энергией налетающего нейтрона.

Достаточно низкое сечение вкупе с малым объемом детектора ведет к низкой чувствительности детектора к 14 МэВ нейтронам – на уровне  $5 \times 10^{-5}$  см<sup>2</sup>. Однако низкая чувствительность такого детектора компенсируется крайне высокими энергетическим разрешением  $\sim 1-2\%$  [7], а также фантастической компактностью (общий вид детектора представлен на рисунке 1.4(2)).

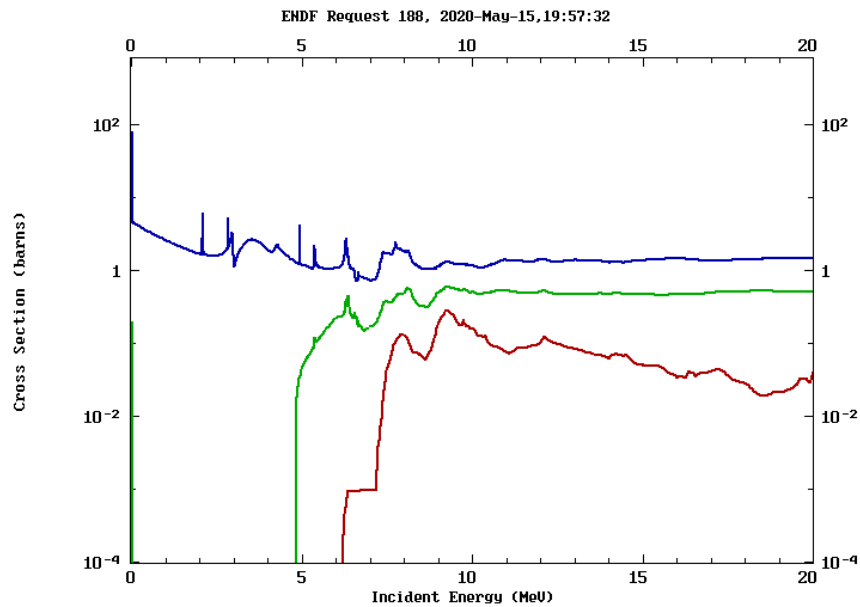


Рис. 1.4(1). Оцененные значения сечений из базы данных ENDF-B/VIII.0, здесь красным -  $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ , зеленым -  $^{12}\text{C}(n,n)\text{C}^*$  и сумма - синим.



Рисунок 1.4(2): Общий вид детектора на основе монокристалла алмаза

Такой детектор на основе монокристалла алмаза был использован для регистрации быстрых нейтронов на ряде токамаков – JET, TFTR [8-9]. Существует опыт по регистрации быстрых D-D нейтронов алмазным детектором на JET [10]. В случае энергии нейтронов  $\sim 2.45$  МэВ доминирующей является реакция упругого рассеяния на углероде, что нивелировало спектрометрические характеристики детектора.

Положительный опыт со спектрометрией D-T нейтронов привел к обширным планам по разработке алмазных спектрометров быстрых нейтронов и для строящегося токамака-реактора ИТЭР. Данный тип детекторов используется в Вертикальной и Радиальной Нейтронных Камерах, а также в диагностике Нейтронный Спектрометр (подсистеме диагностического комплекса «Анализатор Атомов Перезарядки).

Особенности отклика и детали калибровки алмазного детектора в интенсивных потоках быстрых D-T нейтронов представлены в главе 4.

### 1.5: Хлорсодержащие сцинтилляторы

Недавним прорывом в тематике спектрометрии быстрых D-D нейтронов стали сцинтилляционные детекторы на основе хлорсодержащих кристаллов – CLYC, CLLBC,  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$  [11-13]. Общий вид последнего в защитном кожухе представлен на рисунке 1.5(1). Детальное изучение сечения пороговых реакций (n,p) и (n, $\alpha$ ) на ядрах хлора-35 позволило раскрыть потенциал данных детекторов. Связь энергии протона и налетающего нейтрона можно считать приближено линейной  $E_p \sim E_n$ , форма отклика таких детекторов оказывается классической, хорошо описываемой функцией Гаусса. Схожая зависимость справедлива и для энергии  $\alpha$ -частицы в реакциях (4-6). Далее будут рассмотрены принципиальные отличия реакций, представленных в таблице 1.5(1).

№	Реакция	Состояние образовавшегося ядра	Q, МэВ
1	$^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$	Основное состояние	0,615
2		1-ое возбужденное состояние	-0,956
3		2-ое возбужденное состояние	-1,376
4	$^{35}\text{Cl}(n,\alpha)^{32}\text{P}$	Основное состояние	0,938
5		1-ое возбужденное состояние	0,860
6		2-ое возбужденное состояние	0,425

Таблица 1.5(1): Основные каналы реакций (n,p) и (n, $\alpha$ ) на ядрах  $^{35}\text{Cl}$ .



Рис. 1.5(1): Общий вид кристалла  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$   $\text{Ø}1'' \times 1''$  в защитном кожухе со стороны оптически прозрачного окна

На рисунке 1.5(2) представлены сечения реакций  $(n,p)$  для случаев образования в качестве продукта реакции ядра серы в различных состояниях – основном, 1-ом возбужденном и 2-ом возбужденном. Также на рисунке представлено сечение реакции  $(n,\alpha)$  для случаев, в которых образуется ядро фосфора в одном из тех же трёх состояний.

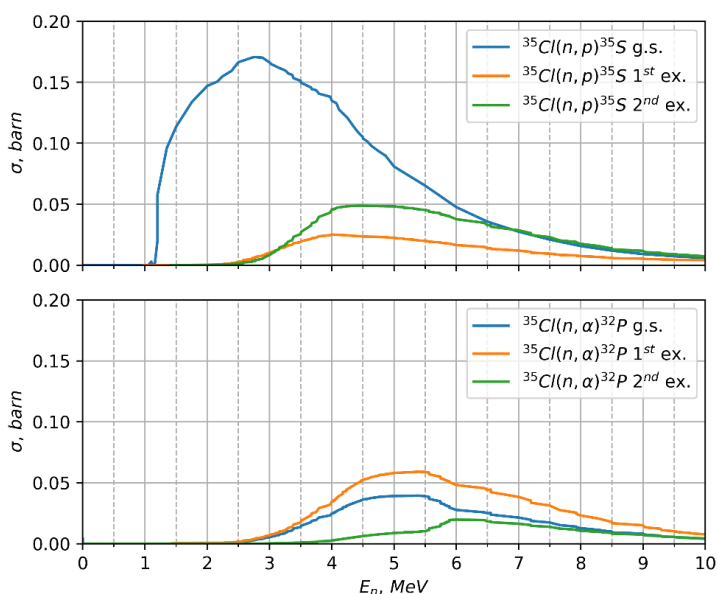


Рис. 1.5(2): Сечения реакций  $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}$  – сверху и  $^{35}\text{Cl}(n,\alpha)^{32}\text{P}$  – снизу [14]. Представлены сечения реакции с образованием остаточного ядра в основном (—), 1-ом возбужденном (—) и 2-ом возбужденном (—) состояниях.

Наиболее «полезной» с точки зрения регистрации быстрых нейтронов реакцией является  $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S}_{(g.s.)}$  (1). Это обусловлено целым рядом причин. Среди этих причин основной является тот факт, что сечение лишь этой реакции достаточно велико в «зоне интереса» - в диапазоне с энергиями нейтрона от 1,5 до 5 МэВ. Более того, при рассмотрении реакций 2 и 3 из таблицы 1.5(1) оказывается, что значение Q для этих реакций принимает отрицательные значения (-0,956 МэВ и -1,376 МэВ соответственно), что отделяет отсчёты на амплитудном спектре детектора от основной группы, сдвигая их в зону меньших энергий. Такие отсчёты с большой вероятностью могут оказаться неразличимыми на фоне отсчётов, вызванных  $\gamma$ -излучением.

Методы цифрового разделения частиц по форме импульса позволили достоверно выделять импульсы, соответствующие регистрации быстрых нейтронов, на фоне гамма-излучения также, как и в случае с органическими сцинтилляторами. Энергетическое же разрешение оказывается сопоставимым  $\sim 8\%$  при более низкой эффективности  $\sim 0.05\%$ .

Одним из ключевых результатов данного исследования стала разработка, калибровка и подготовка к размещению детектора на основе хлорсодержащего сцинтиллятора на одном из действующих токамаков ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

### 1.6 Сравнительный анализ современных методов нейтронной спектрометрии

Тип	Режим работы				Характерные особенности	X, м
	DD		DT			
	dE/E, %	$\epsilon$ , см <sup>2</sup>	dE/E, %	$\epsilon$ , см <sup>2</sup>		
C <sub>x</sub> H <sub>x</sub>	~10	~1	~5	~0.1	Неклассическая форма отклика, два режима работы	~0.3
TOF	5.8%	0.12	-/-	-/-	Сложная ССД, большой размер	~2
PR	~6.0	5×10 <sup>-4</sup>	~1.5	5×10 <sup>-5</sup>	Сложная и большая конструкция, 2 режима работы	~3
Cl <sub>x</sub>	~8	5×10 <sup>-2</sup>	-/-	-/-	Средняя чувствительность, классическая форма отклика	~0.3
Diam.	-/-	10 <sup>-3</sup>	~1.5	5×10 <sup>-5</sup>	Низкая чувствительность, классическая форма отклика,	~0.04

Таблица 1.6(1) Сравнение характеристик основных методов нейтронной спектрометрии на современных установках УТС

В таблице 1.6(1) представлены некоторые ключевые характеристики нейтронных спектрометров различной сложности, используемых на современных токамаках – сокращенные названия соответствуют  $C_xH_x$  – органические сцинтилляторы, TOF – time-of-flight – времяпролетные системы, PR – proton recoil – анализаторы протонов отдачи,  $Cl_x$  – хлорсодержащие сцинтилляторы, Diam. – спектрометр на основе монокристалла алмаза, X – характерный размер диагностической системы, основанной на конкретном методе.

Можно видеть, что комбинация алмазного детектора и двух типов сцинтилляторов – органического и хлорсодержащего, обеспечивает измерение плотности потока и распределения нейтронов по энергиям как в дейтериевых, так и в дейтерий-тритиевых разрядах при помощи крайне компактного оборудования, без использования сложных, менее надежных и более дорогостоящих диагностических комплексов, линейные размеры детекторных узлов не превышают 50 см. Этим фактом объясняется фокусировка данного исследования на такой комбинации нейтронных детекторов.

### Выводы к главе 1.

По мере роста количества установок, проводящих кампании экспериментов с дейтериевой и дейтерий-тритиевой плазмой, растёт также необходимость обеспечивать диагностические комплексы таких установок современными нейтронными диагностиками. Растет необходимость использования нейтронных спектрометров для анализа разрядов с точки зрения контроля термоядерной мощности, эффективности нагрева и удержания быстрых ионов.

Проведен обзор ключевых современных методов спектрометрии быстрых D-D и D-T нейтронов – органических и хлорсодержащих сцинтилляторов, времяпролётных систем, спектрометров протонов отдачи, алмазных детекторов. Сравнительный анализ методов нейтронной спектрометрии служит иллюстрацией направлений развития нейтронных диагностических комплексов на современных установках УТС.



## Глава 2: Высокотемпературная плазма, как источник быстрых нейтронов

### 2.1: Быстрые нейтроны, рождаемые в высокотемпературной плазме

Установки управляемого термоядерного синтеза с магнитным удержанием дейтериевой или дейтерий-тритиевой извлекают значительную научную выгоду при использовании современных методов нейтронной диагностики. Пространственное и энергетическое распределение быстрых нейтронов используется в целях получения оценок различных параметров плазмы, независимых от магнитных, оптических и СВЧ диагностик.

Целевая реакция в экспериментах на действующих установках УТС - D-T, сопровождающаяся образованием нейтрона и альфа-частицы, где на нейтрон приходится 14.0 МэВ энергии. Высокий выход энергии, достаточно высокое сечение и низкая пороговая энергия делают данную реакцию крайне привлекательной. Однако, особенности работы с тритием, требующие полноценного комплекса по обращению трития при научной установке, а также более значительная, чем в случае D-D реакции, активация конструкций установки, делают дейтериевую плазму более предпочтительной для исследовательских институтов по всему миру. В D-D реакции в 50% случаев рождается нейтрон с энергией 2.45 МэВ. На рисунке 2.1(1) представлены сечения ключевых реакций синтеза слева, и  $\langle\sigma v\rangle$  для этих реакций - справа. Таким образом, ключевые реакции, участвующие в образовании быстрых нейтронов в плазме современной установки УТС с магнитным удержанием плазмы:

- $D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$  (2.45 МэВ)
- $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$  (14.0 МэВ)
- $T + T \rightarrow {}^4\text{He} + n + n$  (0-8.8 МэВ)

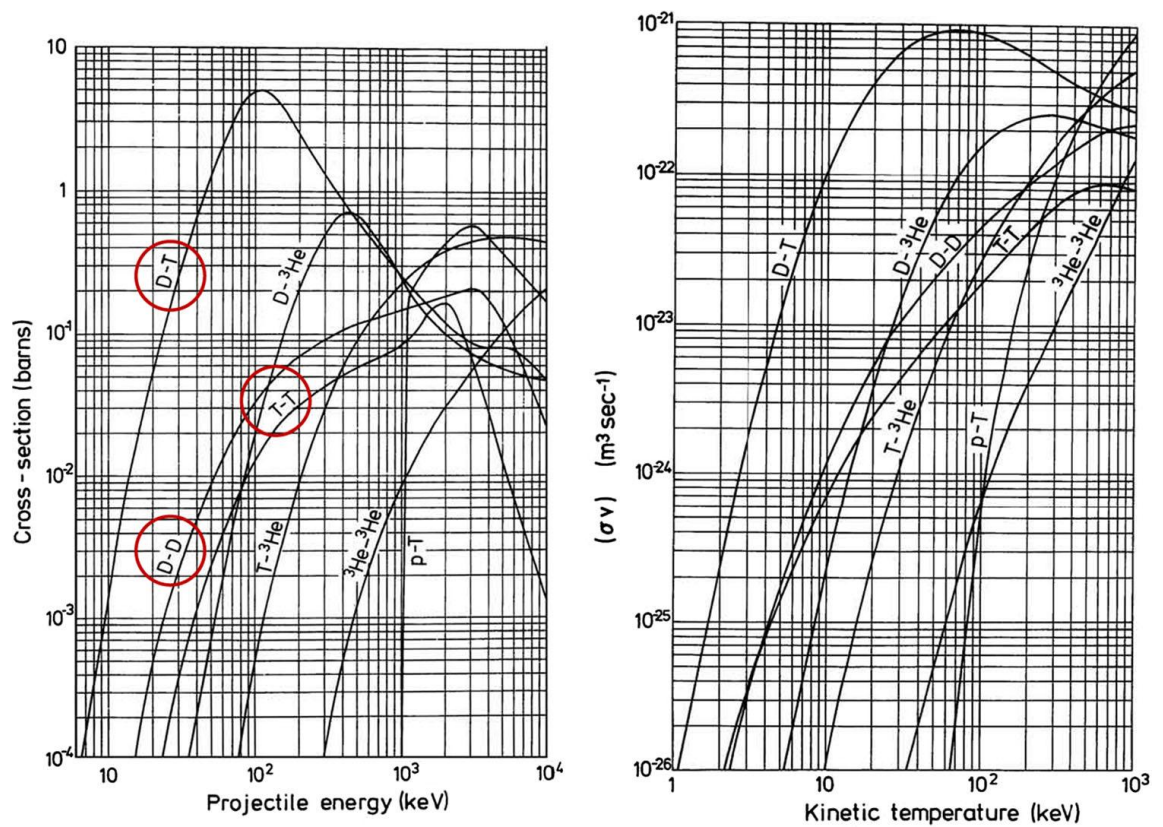


Рисунок 2.1(1) Сечение реакций синтеза (слева), скорость реакции синтеза в зависимости от ионной температуры (справа) из [15]

Дополнительные каналы образования нейтронов представляют из себя реакции взаимодействия ионов плазмы с примесными ионами, выбитыми, например, из первой стенки:

- $D + \{3\text{He}, 4\text{He}, 9\text{Be}, \dots\} \rightarrow n + X$

Однако, исследование плотности источника таких нейтронов и их энергетического распределения находится за пределами данной работы.

В диапазоне достижимой на современных установках УТС ионной температуры доминирующей реакцией с точки зрения скорости является D-T. До 20 кэВ ионной температуры со скоростью реакции примерно в 30-50 раз меньшей идет реакция D-D. Величина  $\langle \sigma v \rangle$  является весьма важной с точки зрения интенсивности нейтронного источника, т.к. локально количество рожденных нейтронов можно выразить:

$$R = 1 / (1 + \delta_{ij}) n_i n_j \langle \sigma v \rangle, \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$$

Здесь  $n_i, n_j$  – плотности ионов, вступающих в реакцию, а  $\langle \sigma v \rangle$  – скорость реакции или реактивность, интеграл распределения ионов в пространстве скоростей, с весовым коэффициентом – сечением реакции:

$$\langle \sigma v \rangle = \iint f_i(\vec{v}_i) f_j(\vec{v}_j) \vec{v}_{omni} \sigma(\vec{v}_{omni}) d\vec{v}_i d\vec{v}_j, \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$$

Здесь,  $f_j$  – распределение Максвелла-Больцмана в приближении термодинамического равновесия плазмы:

$$f(v) = 4\pi v^2 (m / 2\pi k_B T_i)^{3/2} \exp(-mv^2 / 2k_B T_i)$$

Тогда распределение нейтронов по энергии можно приближенно оценить Гауссианой [16]:

$$f_{TH}(E_n) \approx (\sigma_w (2\pi)^{1/2})^{-1} \exp(-(E_n - \langle E_n \rangle)^2 / 2\sigma_w^2)$$

Введенный здесь параметр  $\sigma_w$  представляет из себя стандартное отклонение распределения нейтронов по энергиям и может быть выражен через ионную температуру плазмы:

$$2\sqrt{2 \ln 2} \sigma_w = FWHM_f = (2k_B T_i \langle E_n \rangle m_n / (m_a + m_b))^{1/2} \approx C(k_B T_i)^{1/2}$$

Причем для дейтериевой плазмы коэффициент  $C$  аналитически определен как 82.6, а для дейтерий-тритиевой 177. Таким образом, распределение быстрых нейтронов по энергиям должно иметь определенную форму Гауссианы, метрика которой позволяет измерять об ионной температуре.

В то же время ввиду того, что присутствие в плазме фракции высокоэнергетичных ионов приводит к изменению спектра быстрых нейтронов, отклонения от этой формы позволяют исследовать также эффекты дополнительного нагрева. В дейтериевой плазме, например, зачастую фракция источника нейтронов, соответствующая взаимодействию быстрых ионов с тепловой плазмой, оказывается доминирующей [17].

## 2.2: Кинематика реакции синтеза с рождением быстрого нейтрона

Расчёт потока покидающих плазму нейтронов усложняется кинематикой реакции. Рассматривается реакция  $a(b, n)X$ , где  $a, b$  — реактанты,  $n, X$  — продукты реакции. Частица  $a$  в рассматриваемой реакции является дейтерием, частица  $b$  может быть дейтерием или тритием, частица  $n$  — рождённый нейтрон, частица  $X$  может быть  ${}^3\text{He}$  или  ${}^4\text{He}$  в зависимости от реализуемой реакции. Энергия вылетающего нейтрона строго определяется направлениями и величинами скоростей реактантов, а также направлением полёта рождённого нейтрона. Величина этой энергии рассчитывается как следствие законов сохранения импульса и энергии [4]:

$$E_n = \frac{m_n}{m_n + m_X} (Q + K) + V_{\text{cm}} \cos(\theta) \sqrt{\frac{2m_n m_X}{m_n + m_X} (Q + K)} + \frac{1}{2} m_n V_{\text{cm}}^2$$

где  $m_a, m_b, m_n, m_X$  — массы реактантов и продуктов реакции слияния  $a(b, n)X$ ;

$K = \frac{1}{2} \frac{m_a m_b v_{\text{omni}}^2}{(m_a + m_b)}$  — относительная кинетическая энергия;  $\vec{v}_{\text{omni}} = \vec{v}_b - \vec{v}_a$  — относительная

скорость;  $\vec{V}_{\text{cm}} = \frac{m_a \vec{v}_a + m_b \vec{v}_b}{m_a + m_b}$  — скорость центра масс до реакции;  $\theta$  — угол между

вектором скорости центра масс и вектором скорости частицы  $n$  в системе центра масс;  $Q$  — энергетический выход реакции,  $Q = 3,27$  и  $17,49$  МэВ для D-D- и D-T-реакций соответственно.

## 2.3: Параметризация сечения реакции синтеза

В процессе расчётов потока покидающих плазму нейтронов был выбран метод параметризации сечений реакции синтеза, предложенный Бошем и Хейлом [15].

$$\sigma[10^{-27} \text{ cm}^2] = \frac{S(E)}{E \cdot \exp(B_G / \sqrt{E})}$$

Где  $B_G = \pi \cdot \alpha \cdot Z_1 \cdot Z_2 \sqrt{2m_r c^2}$  - константа Гамова,  $\alpha = e^2 / \hbar c = 1/137.03604$ ,  $m_r c^2$  — приведенная масса частицы в [кэВ]. В данной параметризации приведена энергия частицы в системе центра масс. Для частицы  $A$  массой  $m_A$ , налетающей на частицу

В с массой  $m_B$ :  $E_A = E(m_A + m_B)/m_B$ . Используемая функция  $S(E)$  является достаточно гладкой, что позволяет подобрать аппроксимационный полином:

$$S(E) = \frac{A_1 + E \cdot (A_2 + E \cdot (A_3 + E \cdot (A_4 + E \cdot A_5)))}{1 + E \cdot (B_1 + E \cdot (B_2 + E \cdot (B_3 + E \cdot B_4)))}$$

Коэффициенты  $A_i$  и  $B_i$  для наиболее актуальных для данного исследования реакций синтеза представлены в таблице 2.3(1). Для информации в таблице также приведены значения константы Гамова для интересующих реакций.

Важно отметить, что для резонансной реакции  $T(d,n)^4He$  присутствуют два набора аппроксимационных параметров покрывающие разные энергетические диапазоны, для реакций  $D(d,p)T$  и  $D(d,n)^3He$  существует единый набор на всём интересующем энергетическом диапазоне.

	$T(d,n)^4He$	$T(d,n)^4He$	$D(d,p)T$	$D(d,n)^3He$
Диапазон [кэВ]	0.5-550	550-4700	0.5-5000	0.5-4900
$B_G$	34.3827		31.3970	
$A_1$	$6.927 \times 10^4$	$-1.4714 \times 10^6$	$5.5576 \times 10^4$	$5.3701 \times 10^4$
$A_2$	$7.454 \times 10^8$	0.0	$2.1054 \times 10^2$	$3.3027 \times 10^2$
$A_3$	$2.050 \times 10^6$	0.0	$-3.2638 \times 10^{-2}$	$-1.2706 \times 10^{-1}$
$A_4$	$5.2002 \times 10^4$	0.0	$1.4987 \times 10^{-6}$	$2.9327 \times 10^{-5}$
$A_5$	0.0	0.0	$1.8181 \times 10^{-10}$	$-2.5151 \times 10^{-9}$
$B_1$	$6.38 \times 10^1$	$-8.4127 \times 10^{-3}$	0.0	0.0
$B_2$	$-9.95 \times 10^{-1}$	$4.7873 \times 10^{-6}$	0.0	0.0
$B_3$	$6.981 \times 10^{-5}$	$-1.0748 \times 10^{-9}$	0.0	0.0
$B_4$	$1.728 \times 10^{-4}$	$8.5184 \times 10^{-14}$	0.0	0.0

Таблица 2.3(1): Аппроксимационные параметры для сечений реакций синтеза.

#### 2.4: Особенности спектра быстрых нейтронов в плазме с интенсивным дополнительным нагревом

Рассмотрим особенности энергетического распределения термоядерных нейтронов на примере сценария разряда токамака-реактора ИТЭР, когда в плазме присутствует фракция высокоэнергетических ионов дейтерия с энергиями до 1 МэВ, взаимодействующими с локально Максвелловской плазмой с ионной температурой в центре шнура 25 кэВ. Профили параметров плазмы такого разряда ( $n_T/n_D = 50/50$ ,

$I_p = 15$  МА,  $B = 5.3$  Т,  $Y_n \sim 3 \times 10^{21}$  н/с) с инжекцией быстрых нейтронов ( $P_{\text{DNBI}} = 33$  МВт,  $E_{\text{DNBI}} = 1$  МэВ) в зависимости от малого радиуса плазменного шнура представлены на рисунке 2.3(1). Пример численного моделирования энергетического распределения ожидающихся в плазме нейтронов для этого сценария выглядит таким, как представлено на рисунке 2.3(2), где «Т» - иллюстрирует полный наблюдаемый спектр, «В» - нейтроны, рожденные максвелловской («тепловой») плазмой, «NBI» - нейтроны, рожденные при взаимодействии надтепловой фракции с тепловой плазмой и, наконец, «AKN» - нейтроны, рожденные в реакциях «тепловой» плазмы с ионами, которые приобрели свою энергию при взаимодействии с быстрыми  $\alpha$ -частицами, в свою очередь рожденными в D-T реакциях.

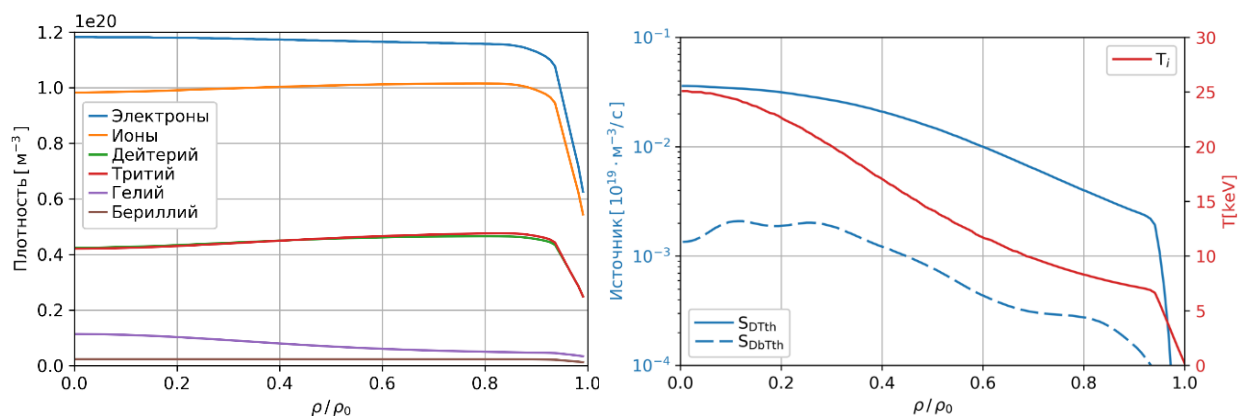


Рис. 2.3(1) Профили параметров плазмы для  $P_{\text{fus}} = 500$  МВт сценария работы токамака-реактора ИТЭР. (а) – плотность компонентов, (б) – ионная температура и мощность источника нейтронов

Для моделирования наблюдаемой детектором компоненты распределения нейтронов по энергиям, соответствующей максвелловской плазме справедливо будет воспользоваться следующим соотношением:

$$S_{\text{TH}} = \int_0^L \frac{n_i n_j}{1 + \delta_{ij}} \langle \sigma v \rangle_{ij} \Delta \Omega dl$$

, где  $n_{i,j}$  - плотность ионов максвелловской плазмы,  $\langle \sigma v \rangle$  - скорость реакции синтеза.

В данном случае алгоритм прямого моделирования наблюдаемого детектором распределения быстрых нейтронов по энергиям в случае взаимодействия надтеплого дейтерия с ионом трития максвелловской плазмы сводится к:

$$S_{BT}(E) = \int_0^L n_T v \sigma(v) f_{fast}(l, \mathbf{v}) \delta(E - E_n) \Delta\Omega dl d^3\mathbf{v}$$

, где  $n_T(l)$  - плотность ионов трития в плазме,  $v$  – скорость надтеплого иона,  $f_{fast}$  – функция распределения надтепловых ионов,  $l$  – расстояние вдоль линии наблюдения,  $\sigma(v)$  - сечение реакции,  $E_n(\mathbf{v}, \theta)$  – энергия нейтрона из уравнения кинематики реакции,  $\theta(l)$  - угол между линией наблюдения и направлением магнитного поля,  $\Delta\Omega$  - телесный угол коллиматора.

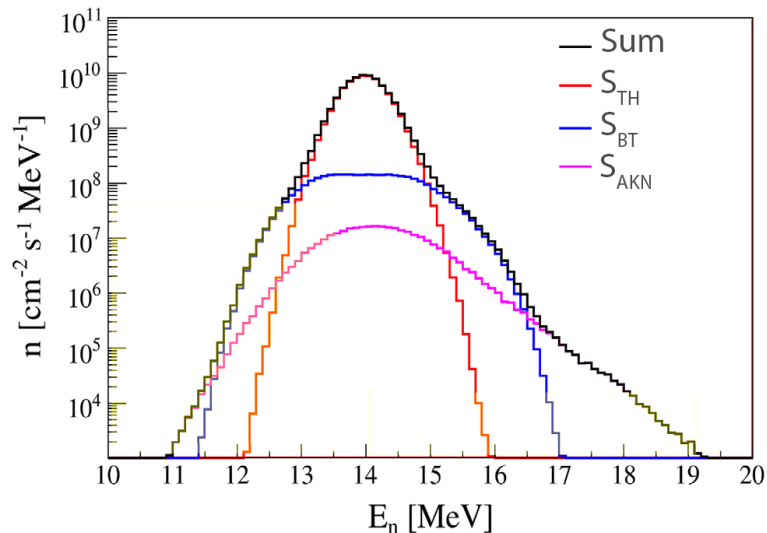


Рис. 2.3(2) Численное моделирование распределения нейтронов по энергиям для дейтерий-тритиевого сценария работы токамака-реактора ИТЭР (из [18]).

Общий вид функции распределения быстрых ионов  $f_{fast}(r, v, \cos \mu)$ , где,  $v = |\vec{v}|$ ,  $\cos \mu = \vec{v} \cdot \vec{B} / (v |\vec{B}|)$  при  $r=0$ , для основного сценария работы токамака-реактора ИТЭР представлен на рисунке 2.3(3). Данное распределение получено с помощью ПО ASTRA [19], широко используемое для моделирования поведения плазмы на современных токамаках.

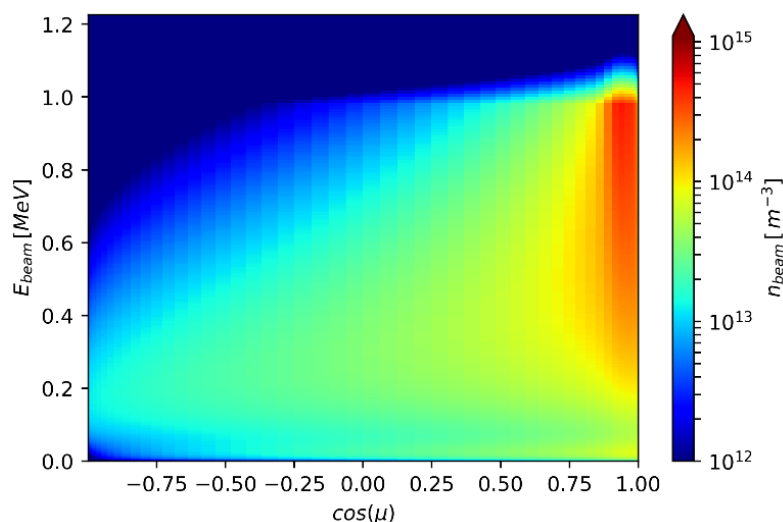


Рис. 2.3(3) Общий вид функции распределения надтепловой фракции ионов дейтерия для основного сценария работы токамака-реактора ИТЭР для  $r = 0$ .

В условиях низкого содержания трития в плазме (<1%) наблюдаемые распределения нейтронов по энергии оказываются сопоставимы ввиду разницы сечений реакции. При содержании трития в плазме более 10% по плотности, количество рассеянных в конструкционных материалах на пути к детектору DT-нейтронов оказывается превосходящим потенциально наблюдаемый поток DD-нейтронов [18]. В этом случае связь топливного отношения, определяемая по показаниям детектора как  $n_T / n_D \approx \frac{S_{TH} \langle \sigma v \rangle_{DD}}{2S_{BT} \langle \sigma v \rangle_{DT}}$ , может быть оценена исключительно из наблюдаемого детектором распределения быстрых DT-нейтронов с учётом компоненты, вызванной присутствием в плазме надтепловой фракции ионов:

$$\frac{n_T}{n_D} \approx \frac{(S_{BT})^2 \langle \sigma v \rangle_{TH}}{S_{TH} (\langle \sigma v \rangle_{BT})^2 \left( \int_0^L \frac{\partial n_{db}}{\partial l} dl \right)^2}$$

, где  $n_{db}$  – оцененная плотность быстрых ионов дейтерия вдоль линии наблюдения детектора,  $L$  – полная длина линии наблюдения внутри объема плазмы. Такая аналитическая модель, таким образом, позволяет корректно интерпретировать показания детекторов нейтронной диагностики ИТЭР в реальных условиях работы установки.



Пример работы детекторного узла нейтронной диагностики, расположенного на расстоянии 5 метров от центра плазменного шнура с апертурой диаметром 4 см и коллиматором длины  $\sim 0.5$  м в радиальной плоскости установки, позволяет сделать следующую оценку наблюдаемого энергетического распределения нейтронов, представленную на рисунке 2.3(4). Выполнено несколько итераций такого расчёта для различных значений максимальной энергии инжекции в диапазоне от 200 кэВ до 1 МэВ.

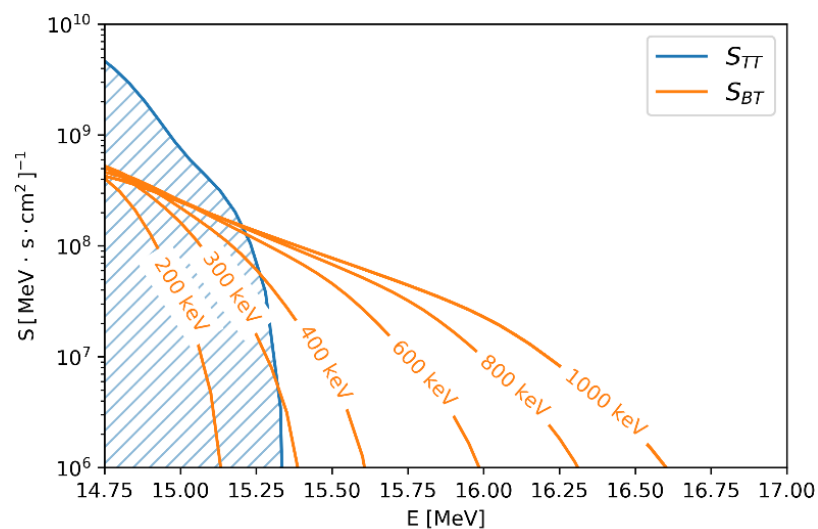


Рис. 2.3(4) Результат прямого моделирования наблюдаемого детекторным узлом спектра нейтронов для случая нескольких максимальных энергий инжекции пучка.

Результаты используемого алгоритма расчётов позволяют утверждать, что, с учётом энергетического разрешения детектора в 2%, что консервативно соответствует, например, спектрометру на основе монокристалла алмаза (типичное энергетическое разрешение алмаза достигает 1% в эксперименте), наблюдаемый край распределения быстрых нейтронов по энергии позволяет получить данные о присутствии и количестве быстрых ионов с энергиями более 500 кэВ в плазме в условиях сценария с высокой температурой максвелловской составляющей плазмы. Время падения нейтронного выхода, связанного с надтепловыми ионами, также пропорционально времени замедления быстрых ионов на электронах, которое в свою очередь связано с электронной температурой и плотностью формулой Спитцера [20]:

$$\tau_{se} = \frac{1.3 \times 10^9 T_e^{3/2}}{n_e \ln \Lambda} \propto T_e^{3/2} n_e^{-1}$$

, где  $\ln \Lambda$  – Кулоновский логарифм. Подобная зависимость была показана в эксперименте на токамаке HL-2A [21] с дейтериевой плазмой, где по показаниям штатной системы нейтронной диагностики на основе камеры деления была получена оценка времени замедления на электронах, согласующееся аналитической оценкой.

### Выводы к главе 2:

Регистрация быстрых нейтронов и анализ их распределения по энергии может дать количественную информацию по критическим параметрам разряда современной установки управляемого термоядерного синтеза, таким как ионная температура, топливное отношение, а также качественную информацию об эффективности нагрева плазмы.

Используемый в данной работе алгоритм для расчёта спектра быстрых нейтронов, принимающий во внимание профили параметров плазмы, а также распределение быстрых ионов в фазовом пространстве скоростей, позволяет проводить детальный анализ результатов измерений детекторами нейтронов в условиях разрядов с высокой мощностью средств дополнительного нагрева.

## Глава 3: Спектрометр DD-нейтронов на основе кристалла $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$

### 3.1 Хлорсодержащие сцинтилляторы в диагностическом комплексе токамака

Подавляющее большинство современных токамаков проводят кампании разрядов с дейтериевой плазмой. Ключевым параметром разряда с точки зрения эффективности нагрева плазмы и мощности термоядерного синтеза является динамика полного нейтронного выхода, вспомогательным параметром является распределение потока нейтронов по энергии. Традиционно на современных токамаках для этой задачи используются времяпролетные системы – комплексные системы, обладающие низкой чувствительностью, и органические сцинтилляторы, функции отклика которых отличаются от классической и требуют измерений с хорошей статистикой во всем энергетическом диапазоне для устойчивости решения обратной задачи.

В рамках указанных выше задач, нейтронные детекторы на основе хлорсодержащих сцинтилляторов занимают уникальную нишу компактных, надежных и в то же время производительных детекторов. Хлорсодержащие детекторы стали активно использовать для нейтронной спектроскопии с развитием кристаллов группы эльпасолитов – характерным представителем которой является сцинтилляционный детектор  $\text{Cs}_2\text{LiYCl}_6(\text{Ce})$  или CLYC [11], зарекомендовавший себя с точки зрения энергетического разрешения, чувствительности, и качестве разделения частиц по форме импульса. Наличие изотопа  ${}^6\text{Li}$  в составе позволяет, с одной стороны, регистрировать тепловые нейтроны, использование же  ${}^7\text{Li}$ -варианта кристалла обеспечивает отсутствие отсчетов от тепловых нейтронов, открывая путь для спектроскопии DD-нейтронов. Большое время высвечивания, достигающее микросекунд, упрощая процесс разделения частиц по форме импульса, накладывает значительное ограничение на предельную скорость счета такого детектора.

В данной работе представлены результаты разработки, калибровки и испытаний другого кристалла семейства эльпасолитов. Мы впервые в мире использовали кристалл хлорида лантана  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$  для целей спектроскопии D-D

нейтронов. Высокий световойход ( $\sim 4 \times 10^4$  фотонов/МэВ) и малое время высвечивания ( $\sim 28$  нс) обеспечивает данному кристаллу преимущество в сравнении с CLYC при регистрации интенсивных потоков нейтронного и гамма-излучения, возникающих на современных установках управляемого термоядерного синтеза.

### 3.2 Настройка и калибровка спектрометра на основе кристалла $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$

Сцинтилляционный детектор на основе кристалла  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$  был изготовлен в Частном учреждении «ИТЭР-Центр» и испытан на Стенде нейтронной диагностики плазмы в АО «ГНЦ РФ ТРИТИНИ». Сцинтилляционный кристалл  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$  размером  $\varnothing 1 \times 1$ '' присоединен к входному окну фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) Hamamatsu R6231-100 SBA, максимум. Блок-схема системы сбора данных спектрометра, используемая в первых тестах, представлена на рисунке 3.2(1). Использование усилителя-формирователя CAEN N968 обуславливает достаточную длительность единичного импульса ( $\sim 1$  мкс), при которой дигитайзер, работающий с частотой 100 MHz обеспечивает точное описание формы сигнала.

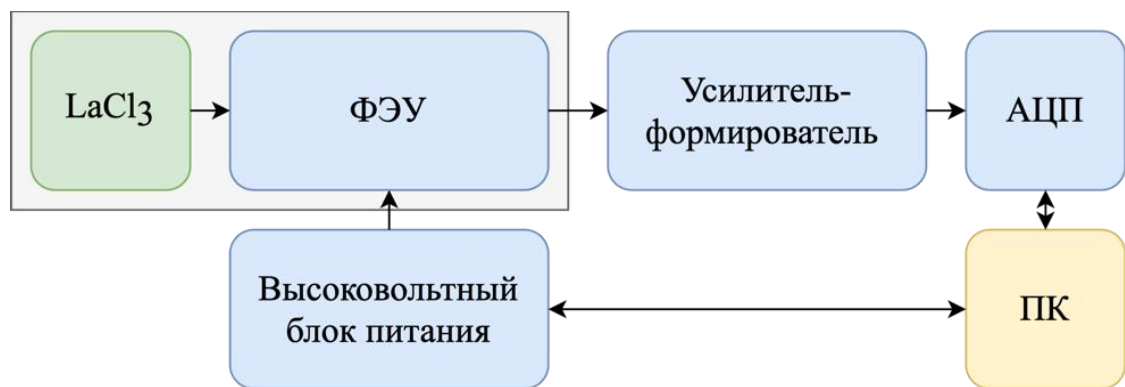


Рис. 3.2(1): Блок-схема системы сбора данных спектрометра на основе кристалла  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$  для первых тестов.

Специальный калибровочный  $\gamma$ -источник  $^{24}\text{Na}$  (полученный путем облучения образца высокочистого алюминия DT-нейтронным источником), с несколькими наблюдаемыми линиями использовался для калибровки энергетической шкалы детектора в широком диапазоне. На рисунке 3.2(2) представлен аппаратный спектр  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$  сцинтиллятора в поле излучения этого источника.

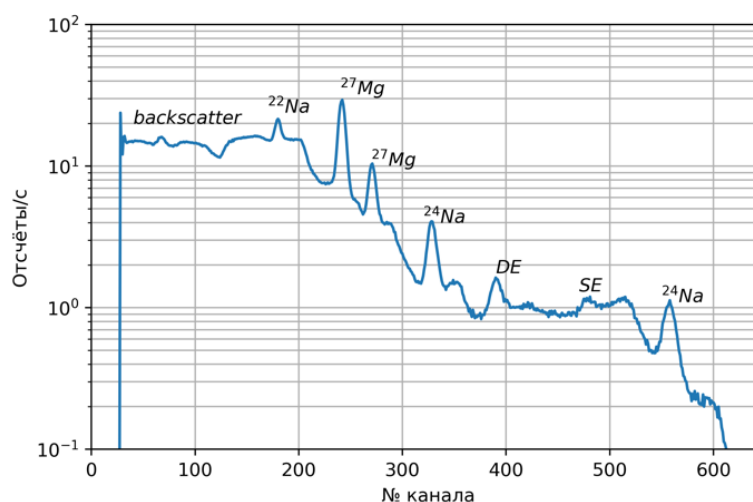


Рис. 3.2(2): Расшифрованный аппаратный спектр сцинтиллятора  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$  в поле излучения изотопа натрия-24.

Наблюдаемые линии – 844 кэВ и 1015 кэВ изотопа магния-27, а также 1369 кэВ и 2754 кэВ изотопа натрия-24. Такой набор точек, вкупе с пиками вылета аннигиляционных квантов (SE - single escape, DE – double escape) обеспечивает полноценное покрытие энергетического диапазона, в который попадают отсчёты, связанные с регистрацией протонов, рожденных в (n,p) реакции на хлоре при облучении кристалла нейтронами с энергией от 1.5 до 3 МэВ. Как проиллюстрировано на рисунке 3.2(3) – наилучшая линейность энергетической шкалы получена при напряжении на ФЭУ в 850В, что соответствует энергетическому разрешению детектора по линии 661 кэВ изотопа  $^{137}\text{Cs}$  в 3,4%. Значение напряжения в 1200В обусловлено оптимумом с точки зрения энергетического разрешения (~3,0%), однако ФЭУ при этом переходит в менее линейный режим работы.

Для целей проверки модельного представления детектора выполнен расчёт отклика детектора в поле излучения специального калибровочного источника  $^{24}\text{Na}$  с помощью кода, разработанного на основе пакета GEANT4 [22]. В расчёте область чувствительного элемента детектора задаётся таким образом, чтобы результатом расчёта одного налетающего нейтрона стала сумма  $dE/dx$  каждого отдельного продукта взаимодействия регистрируемой частицы с веществом детектора вдоль всей траектории торможения заряженной частицы. Таким образом, моделируется

перечень оставленной в кристалле энергии в соответствии с типом зарегистрированной частицы.

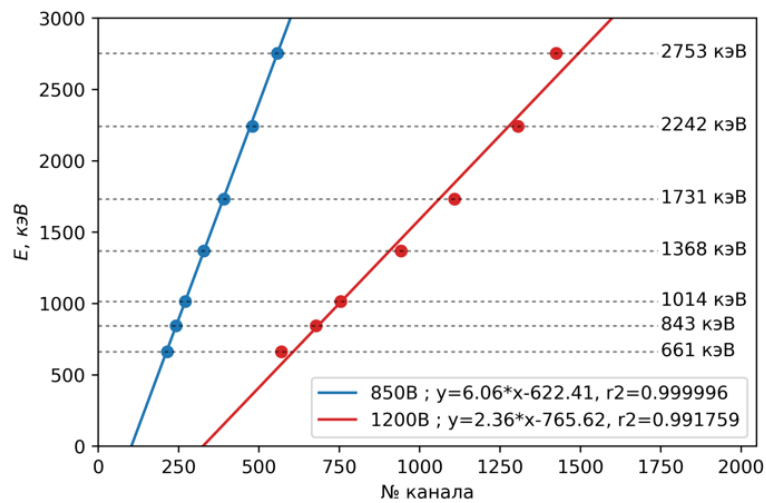


Рис. 3.2(3): Результаты калибровки спектрометра с кристаллом  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$  для случая напряжения на ФЭУ – 850 В (синим, оптимальная линейность) и 1200 В (красным, оптимальное энергетическое разрешение).

На рисунке 3.2(4) представлено сравнение измеренного амплитудного спектра сцинтилляционного детектора с результатами моделирования. Высокая степень совпадения результатов моделирования с экспериментальными данными позволяет говорить о корректности разработанной модели детектора.

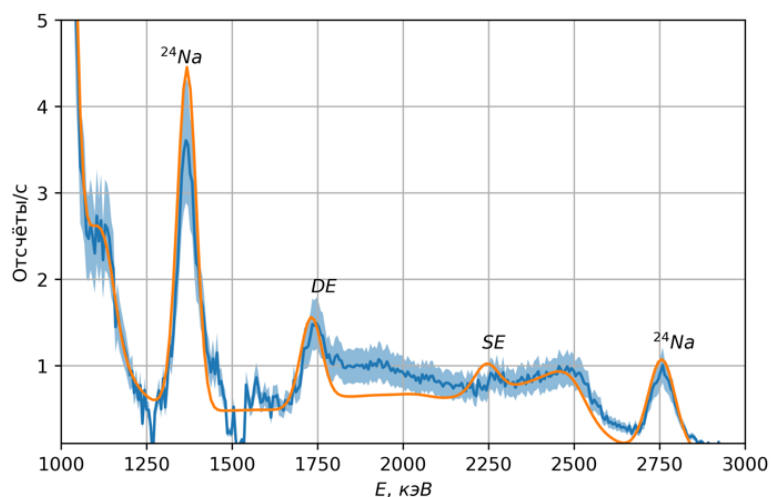


Рис. 3.2(4): Сравнение GEANT4-модели (оранжевым) и амплитудного спектра детектора (синим) в поле излучения специального калибровочного источника  $^{24}\text{Na}$ .

В ходе эксперимента был зарегистрирован рост собственного фона кристалла в результате его активации быстрыми нейтронами. Количество таких событий в секунду в амплитудном спектре детектора достаточно мало ( $\sim 30$  отсчётов/с), чтобы быть значимым в экспериментах с высокой плотностью потока нейтронов, и, как следствие, этим фоновым эффектом можно пренебречь при работе с большими потоками быстрых нейтронов.

### 3.3 Метод разделения частиц по форме импульса

Форма амплитудного спектра собственного фона детектора (рисунок 3.2(4)) в значительной мере совпадает со спектрами, полученными для других кристаллов семейства галогенидов лантана [23]. Большая интенсивность  $\alpha$ -излучения собственного фона позволяет говорить об увеличенной концентрации примесного изотопа  $^{227}\text{Ac}$  в исследуемом кристалле. Отношение  $\alpha/\beta$ , характеризующее отношение амплитуд импульсов альфа-частиц и электрона одной энергии, полученное при исследовании собственного фона кристалла находится в диапазоне  $0.3\sim 0.4$ , что также соответствует результатам работы [23].

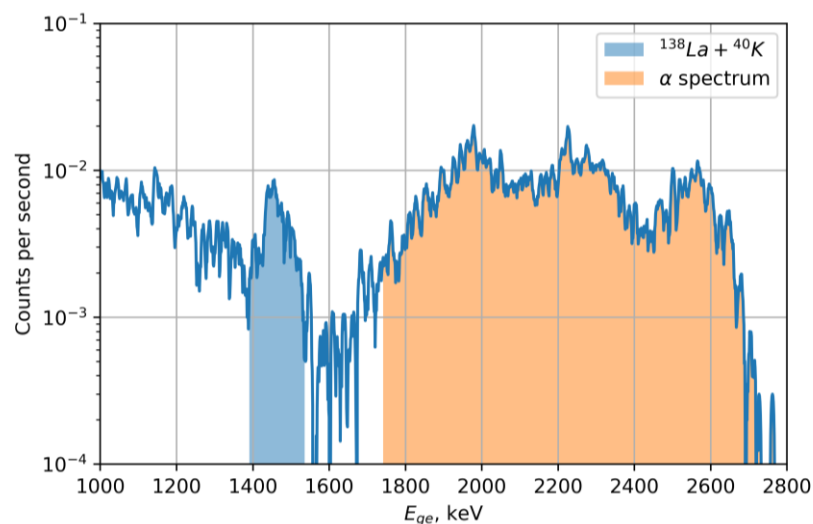


Рис. 3.3(1): Измеренный амплитудный спектр собственного фона кристалла. Синим – область импульсов от  $\gamma$ -квантов, оранжевым – область импульсов от  $\alpha$ -частиц.

Именно наличие в кристалле примесного изотопа актиния позволяет достоверно выделить две группы импульсов, первая – соответствующая откликам детектора на  $\gamma$ -кванты, вторая – на  $\alpha$ -частицы. Для целей данного исследования детекторный узел был напрямую подключен к быстрому цифровому АЦП Spectrum Instrumentation M4I.4450-X8 с разрешением 14 бит и частотой дискретизации 500 МГц. Такая схема измерения позволила получить усредненную форму импульсов и провести доработку алгоритма разделения, основанного на наличии двух компонент светового импульса – быстрой и медленной – соотношение которых зависит от типа регистрируемой частицы. На рисунке 3.3(2) представлена усредненная нормированная форма импульсов, соответствующих  $\gamma$ -кванту и  $\alpha$ -частице, а также вертикальными пунктирными линиями обозначены границы, по которым рассчитывалась характеристика разделения сигнала – Pulse-Shape Discrimination (PSD):

$$PSD = (Q_L - Q_S) / Q_L$$

, где  $Q_L = \int_{t_0}^{t_2} V(t) dt$  – «длинный» интеграл – площадь всего импульса,  $Q_S = \int_{t_0}^{t_1} V(t) dt$  – «короткий» интеграл – площадь быстрой компоненты световыхода.

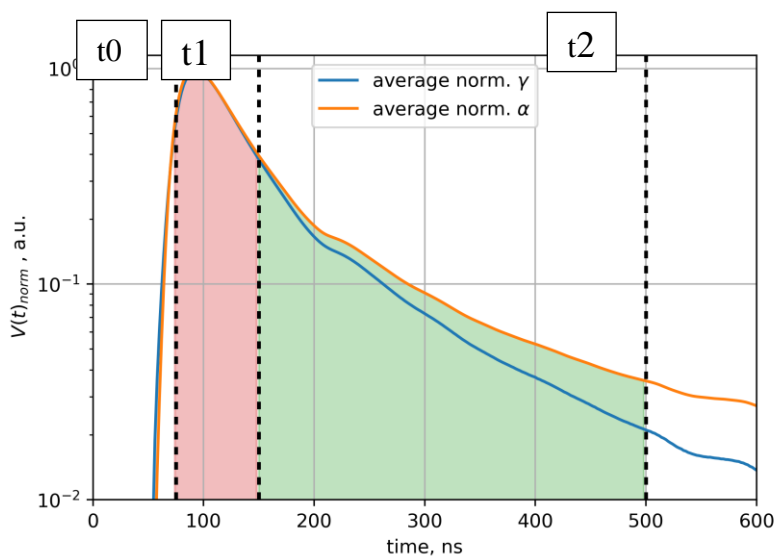


Рис. 3.3(2) Усредненная форма импульса, соответствующая разному типу частиц -  $\gamma$ -кванту и  $\alpha$ -частице при регистрации сцинтиллятором на основе кристалла  $LaCl_3$  собственного излучения.



Границы интегралов, соответствующие временам  $t_0$ ,  $t_1$  и  $t_2$  варьировались для нахождения оптимального диапазона параметров  $\alpha/\gamma$ -разделения в предположении, что схожие параметры разделения будут применимы для  $n/\gamma$ -разделения ввиду того, что массы регистрируемых детектором частиц зависят как  $m_\alpha > m_p \gg m_\beta$ . Используемая при этом метрика FoM (figure-of-merit) задавалась как:

$$FoM = (M_\alpha - M_\gamma) / (FWHM_\alpha + FWHM_\gamma)$$

, где  $M_x$  – среднее значение параметра PSD для группы импульсов, соответствующих частице  $x$ , и  $FWHM_x$  – ширина на полувысоте распределения группы импульсов, соответствующих частице  $x$  по параметру PSD.

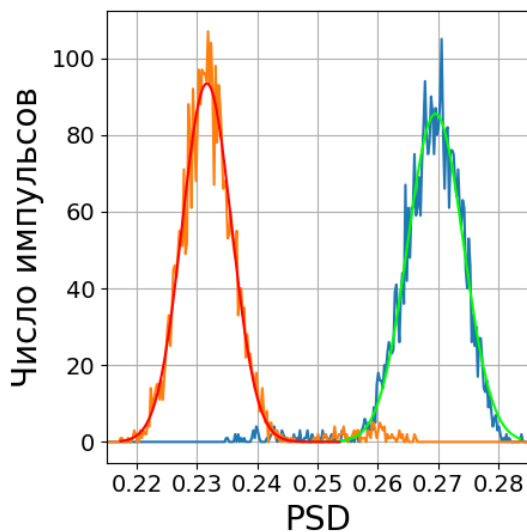


Рис. 3.3(3):  $\alpha/\gamma$ -разделение импульсов по параметру PSD, FoM  $\sim 1.85$ .

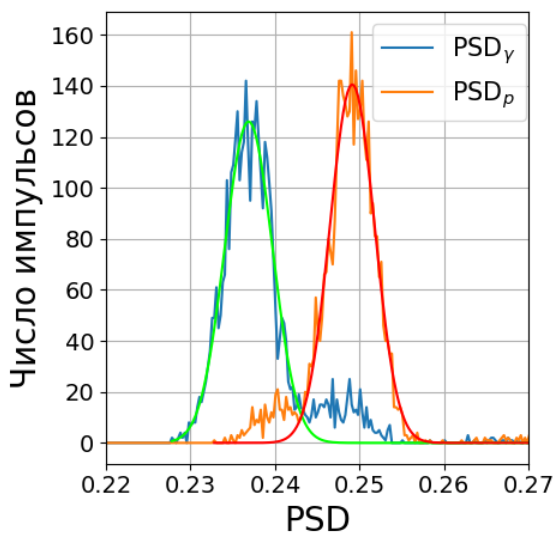


Рис. 3.3(4):  $n/\gamma$ -разделение импульсов по параметру PSD, FoM  $\sim 0.95$ .

На рисунках 3.3(3) и 3.3(4) представлены распределения количества импульсов в зависимости от параметра PSD для случаев  $\alpha/\gamma$ - и  $n/\gamma$ -разделения соответственно. Оптимизация выбранных диапазонов интегрирования позволила достичь метрик разделения  $\sim 1.85$  и  $\sim 0.95$  соответственно. Низкий уровень наложений импульсов  $\gamma$ -квантов и нейтронов друг на друга после оптимизации алгоритма, таким образом, позволяет использовать данный детектор для регистрации нейтронов даже в условиях значительного фона  $\gamma$ -излучения.

### 3.4 Испытание спектрометра в условиях облучения быстрыми нейтронами

Разработанный на основе пакета GEANT4 код позволил оценить ожидаемый отклик детектора на быстрые DD-нейтроны. Для целей проверки последующих измерений модельное распределение источника нейтронов было выбрана со следующими параметрами: средняя энергия – 2.75 МэВ, ПШПВ – 150 кэВ, что оказывается схожим со спектром нейтронного генератора ИНГ-07Д. Это распределение проиллюстрировано синим цветом на рисунке 3.4(1). Результат расчёта позволил ожидать классическую функцию отклика, причем наблюдаемое амплитудное распределение (красная сплошная линия) смещено в сторону меньших энергий относительно распределений поглощенной в кристалле энергии протонов (красный пунктир). Ввиду того, что количество света, рождаемого заряженной частицей в сцинтилляторе, убывает с ростом ее массы, амплитуда регистрируемых импульсов оказывается меньше. Для удобства здесь и далее введем коэффициент  $r/\beta$ , обозначающий отношение амплитуд сигналов, вызванных регистрацией в кристалле протона и электрона. В случае кристалла  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$  это соотношение лежит в диапазоне 0.7~0.8.

Видимое уширение отклика детектора по сравнению с шириной источника объясняется тем, что энергия протона, рожденного в реакции  $^{35}\text{Cl}(n,p)^{35}\text{S g.s.}$  варьируется в зависимости от угла вылета протона относительно скорости центра масс. Количество света, образованного тормозящимся в кристалле ядром серы, оказывается пренебрежимо мало, поскольку удельная ионизация  $dE/dx$  создаваемая ядром  $^{35}\text{S}$  много меньше удельной ионизация  $dE/dx$ , создаваемой протоном.

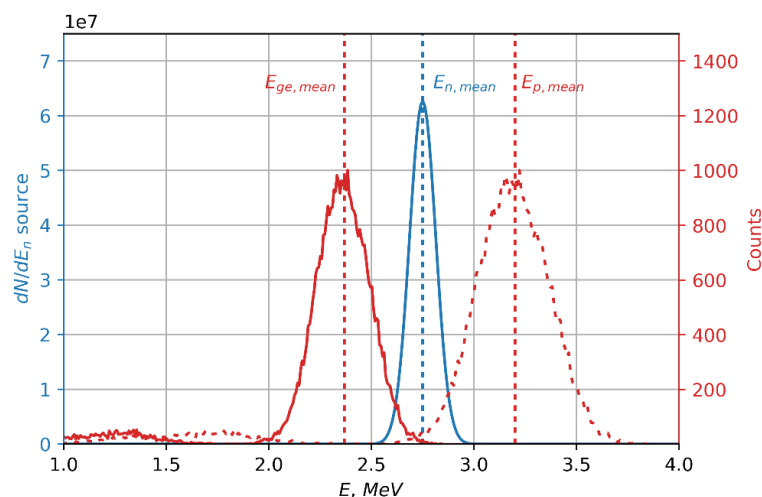


Рис. 3.4(1): Модель функции отклика хлорсодержащего сцинтиллятора при регистрации нейтронов со средней энергией 2.75 МэВ.

Для подтверждения гипотезы о форме отклика детектора на основе кристалла  $\text{LaCl}_3$  проведена серия экспериментов с использованием нейтронного генератора ИНГ-07Д производства Всероссийского научно-исследовательского института автоматики им. Н.Л. Духова, нейтронный выход которого составил  $\sim 10^7$  нейтр./сек. Размещение детекторного узла вблизи нейтронного генератора для обеспечения достаточной статистики, как показано на рисунке 3.4(2), позволило получить детальную картину отклика детектора в поле излучений нейтронного генератора.



Рис. 3.4(2): Фотография размещения детекторного узла в прямой видимости мишени нейтронного генератора ИНГ-07Д.

Алгоритм цифрового разделения частиц по форме импульса позволил добиться картины распределения отсчётов детектора по энергии и параметру PSD, представленной на рисунке 3.4(3).

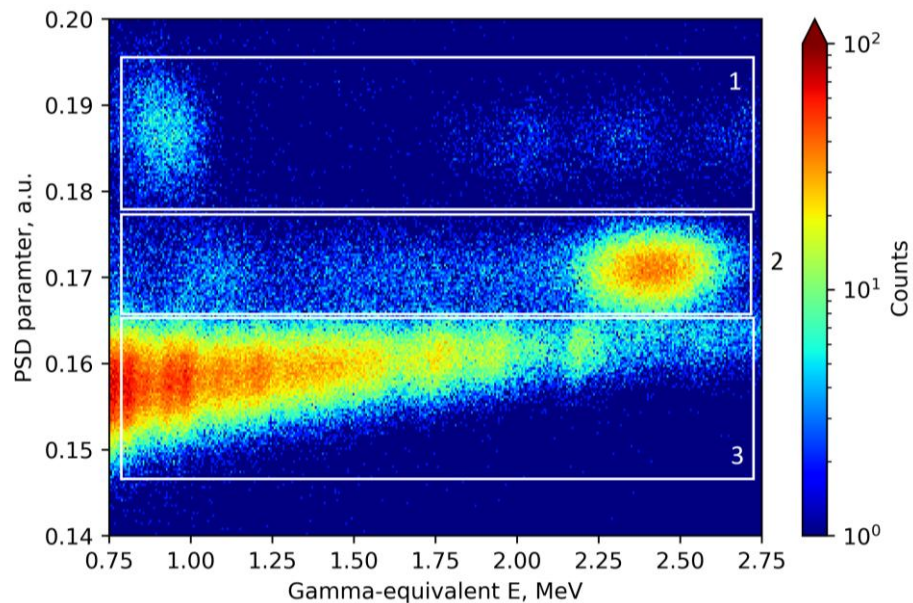


Рис. 3.4(3): Распределение отсчётов детектора на основе кристалла  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$  по гамма-эквивалентной энергии и параметру разделения. Группы отсчётов: 1 –  $\alpha$ -частицы, 2 – протоны, рожденные в (n,p)-реакциях на ядре хлора-35, 3 –  $\gamma$ -кванты.

Наблюдаемый пик в области отсчётов, ассоциируемых с регистрацией нейтронов, хорошо описывается гауссианой, что позволяет говорить о корректности нашей изначальной гипотезы. Дальнейшая декомпозиция амплитудного спектра детектора по обозначенным на рисунке 3.4(3) группам позволяет детальнее изучить отклик детектора на DD-нейтроны. Здесь и далее амплитудные спектры  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ -детектора иллюстрируются после такой декомпозиции.

Наблюдаемый в области от 1.0 до 1.25 МэВ гамма-эквивалентной энергии пик протонов связан с реакцией (n,p) на хлоре-35 с образованием ядра серы в первом возбужденном состоянии. Также на спектре  $\alpha$ -частиц присутствует пик, ассоциируемый с реакцией  $^{35}\text{Cl}(n,\alpha)^{32}\text{P}$ , который может быть использован для получения дополнительной информации об исходном распределении нейтронов по энергиям. Отдельно стоит отметить, что область энергий «нейтронного» пика совпадает с областью энергии собственных отсчётов детектора, вызванных

примесью актиния-227. Долгосрочная стабильность распределения собственных  $\alpha$ -частиц обеспечивает прибор на основе кристалла  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$  средством самокалибровки в энергетическом диапазоне, подходящем для регистрации DD-нейтронов.

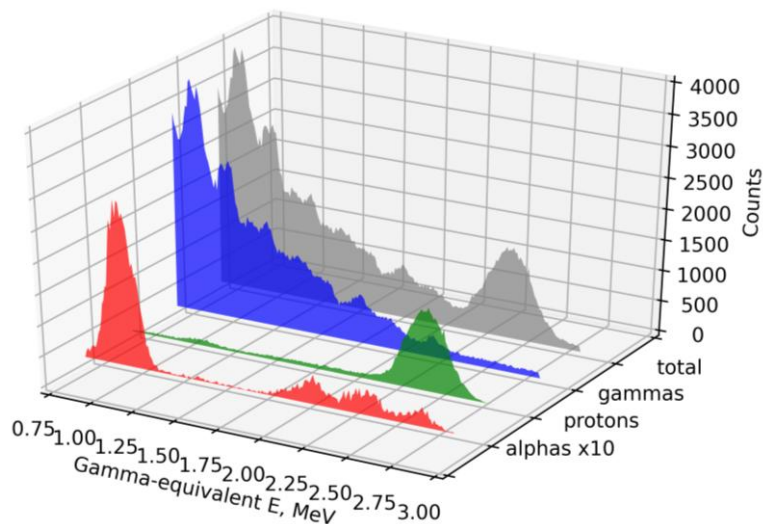


Рис. 3.4(4): Декомпозированный амплитудный спектр  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ -детектора. Красным – отсчёты, ассоциируемые с  $\alpha$ -частицами ( $\times 10$  для иллюстрации), зеленым – с протонами, синим – с  $\gamma$ -квантами.

Дальнейший сравнительный анализ моделируемого отклика детектора и данных, полученных в эксперименте, позволяет утверждать, что разработанная с помощью пакета GEANT4 модель детектора достаточно точно описывает процессы, происходящие в объеме детектора при его облучении быстрыми нейтронами.

Особенности такого источника DD-нейтронов, как нейтронный генератор, вытекают из принципа его работы. Пучок ионов дейтерия  $\text{D}^+$  и  $\text{D}_2^+$  в соотношении 5% / 95%, попадающий при ускоряющем напряжении 150 кВ на набивную мишень нейтронного генератора, содержащую гидрид титана, обеспечивает значительную анизотропию источника по углу относительно направления пучка ионов дейтерия в запаянной трубке. Используя аналитическую модель энергетического и углового распределения ионов в мишени, а также диффузионную модель концентрации дейтерия в мишени [24], становится возможным получить модель источника DD-

нейтронного генератора – распределение нейтронов по энергии и углу относительно оси НГ. Это распределение представлено на рисунке 3.4(5).

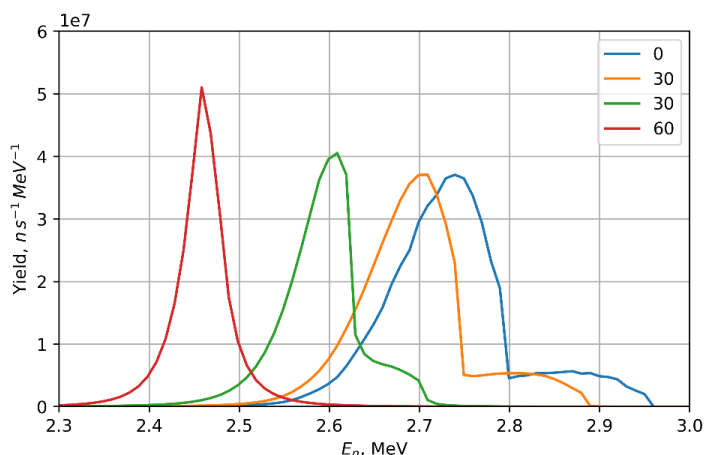


Рис. 3.4(5): Модель источника DD-нейтронов ИНГ-07Д для нескольких углов вылета нейтрона относительно оси нейтронного генератора.

При размещении детектора на известном расстоянии  $r$  и под фиксированным углом  $\alpha$ , согласно схеме на рисунке 3.4(6) был получен набор амплитудных спектров детектора, сравнение которых со сверткой модельной функции отклика детектора с заданным источником DD-нейтронов представлено на рисунке 3.4(7). Шкала энергий детектора, калиброванная с помощью эталонных  $\gamma$ -источников, приведена в единицы оставленной протонами энергии с учётом  $p/\beta$ -отношения = 0.75.

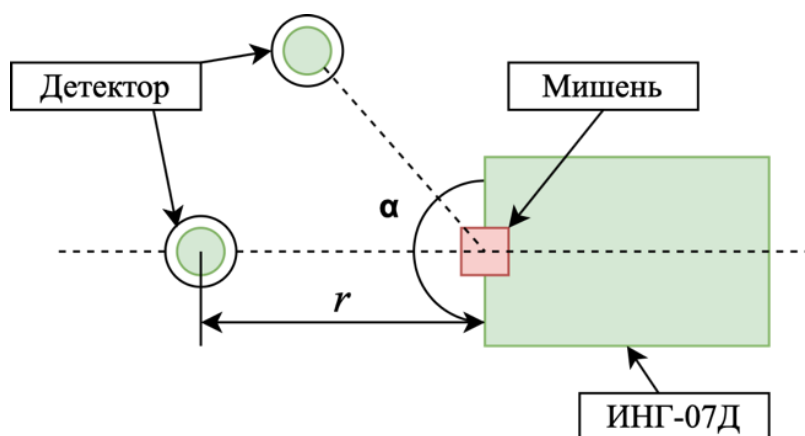


Рис. 3.4(6): Схема размещения детектора на основе кристалла  $LaCl_3(Ce)$  в поле излучения нейтронного генератора ИНГ-07Д.

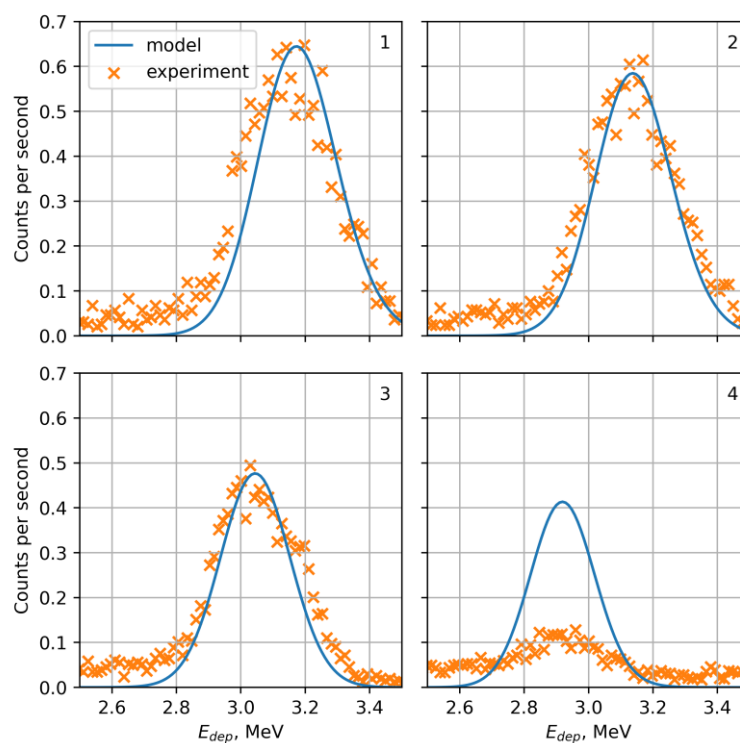


Рис. 3.4(7): Сравнение амплитудного спектра детектора в поле излучения ИНГ-07Д (оранжевым) с результатами моделирования (синим) для различных углов относительно оси нейтронного генератора: 1 – на оси, 2 – 30 градусов, 3 – 60 градусов, 4 – 90 градусов.

Расхождение результатов моделирования с полученным в эксперименте откликом для случая «90 градусов» объясняется исключительно особенностью корпуса нейтронного генератора, т.к. мишень погружена в него на  $\sim 1.5$  см. относительно переднего фланца. Таким образом, в случае «90 градусов» чувствительный объем детектора оказывается в тени корпуса НГ. Для остальных случаев наблюдаемый отклик детектора хорошо согласуется с моделью, достичь такой степени согласования удалось при оценённом энергетическом разрешении в  $\sim 9,5\%$  без учёта геометрического фактора и  $8\%$  с учётом изменения средней энергии нейтронов в рамках телесного угла. Чувствительность детектора к быстрым нейтронам в ходе эксперимента составила  $\sim 0,04 \text{ см}^2$

Аналогичный эксперимент с аналогичной системой сбора данных и ПО для обработки был проведен на установке «Циклотрон ФТИ им. А.Ф. Иоффе». В эксперименте использовался пучок ионов гелия-4 с варьируемой энергией – 2.81

МэВ и 4.55 МэВ. Углы расположения детектора относительно мишени из бериллия-9 также изменялись – 30° и 120°. Такая постановка эксперимента обеспечила облучение детектора пучками моноэнергетических нейтронов нескольких энергий согласно таблице 3.4(1). Фотография эксперимента представлена на рисунке 3.4(8).

Номер экспозиции	Энергия $\alpha$ -частицы, МэВ	Угол, градусы	Энергия нейтронов, МэВ		
			$E_{n0}$	$E_{n1}$	$E_{n2}$
1	2,81	30	7,99	3,76	-
2		120	6,18	2,48	-
3	4,55	30	9,87	5,27	1,76
4		120	7,20	3,36	0,73

Табл. 3.4(1): Таблица параметров эксперимента для облучения детектора  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$  на установке «Циклотрон ФТИ им. А.Ф. Иоффе»

Результаты обработки данных эксперимента после разделения частиц по форме импульса представлены на рисунках 3.4(9-10). Аппаратурные спектры после декомпозиции для экспозиции длиной 3000 сек,  $E_\alpha=4.55$  МэВ, угол относительно направления пучка – 30 градусов, представлены на рисунке 3.4(9). Несмотря на крайне высокое количество сопутствующих отсчётов, вызванных  $\gamma$ -квантами, качество разделения оказалось хорошим.



Рис. 3.4(8): Схема эксперимента для облучения детектора  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$  на установке «Циклотрон ФТИ им. А.Ф. Иоффе»



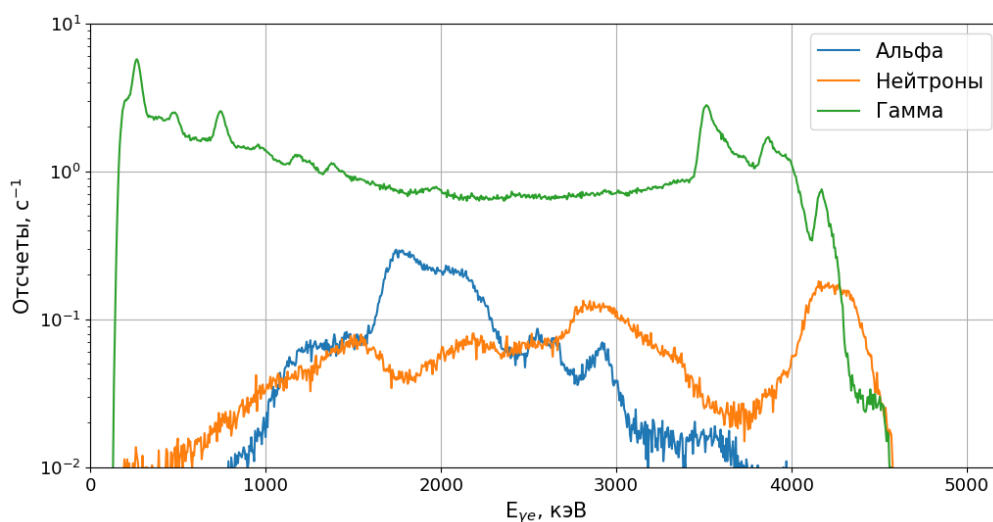


Рис. 3.4(10): Аппаратурные спектр детектора на основе кристалла  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$  после декомпозиции для нескольких экспозиций, согласно таблице 3.4(1).

В диапазоне энергий нейтронов от 2.48 до 3.76 МэВ наблюдается отдельно стоящий пик, ассоциируемый с регистрацией быстрых нейтронов. В спектре гамма-излучения выделяются пик полного поглощения, пики вылета аннигиляционных квантов (SE - single escape, DE – double escape) при регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma = 4,44$  МэВ из реакции  ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ .

В комбинации энергиями нейтронов, полученным в эксперименте на нейтронном генераторе, эти данные обеспечивают полное покрытие энергетического диапазона, которого можно ожидать на установках УТС (в частности, на токамаке Туман-3М). Дополнительно стоит отметить, что в отсутствие быстрых нейтронов с энергиями более 4 МэВ ассоциируемые с собственным  $\alpha$ -излучением кристалла положения пиков можно использовать для валидации калибровочных коэффициентов между разрядами.

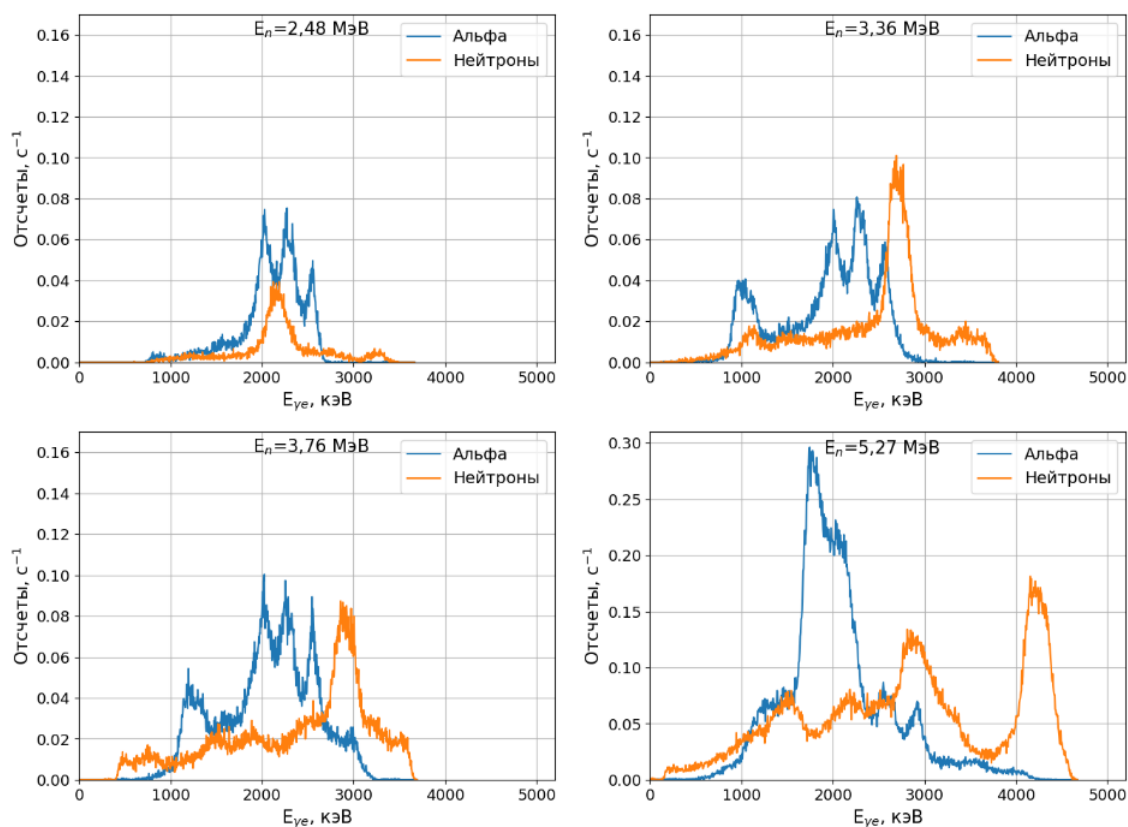


Рис. 3.4(10): Аппаратурные спектр детектора на основе кристалла  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$  после декомпозиции для нескольких экспозиций, согласно таблице 3.4(1).

### 3.5 Расчет аппаратурных спектров детектора для токамака Туман-3М.

Анализ измерительных характеристик позволил разработать план установки прототипа нейтронного спектрометра на основе кристалла лантана хлорида в ходе экспериментальной кампании дейтериевых разрядов на установке Туман-3М. Предварительные оценки отклика детектора проведены для положения детектора, аналогичного штатной нейтронной диагностике на основе жидкого органического сцинтиллятора ВС-501А [26]. Расположение диагностики представлено на рисунке 3.5(1).

За основной (референсный) сценарий в расчёте был взят разряд Туман-3М с тороидальным магнитным полем 1 Тл, током плазмы 0.18 МА, электронная плотность  $5 \times 10^{-19} \text{ м}^{-3}$  и ионной температурой  $\sim 0.2$  кэВ. В таком разряде на протяжении 30 мс работает инжектор быстрых нейтралов с мощностью  $P_b \sim 0.4$  МВт с энергией дейтронов 27 кэВ. Диагностика на основе органического сцинтиллятора

показала плотность потока в месте расположения детектора  $\sim 10^4$  н/см<sup>2</sup> за время разряда.

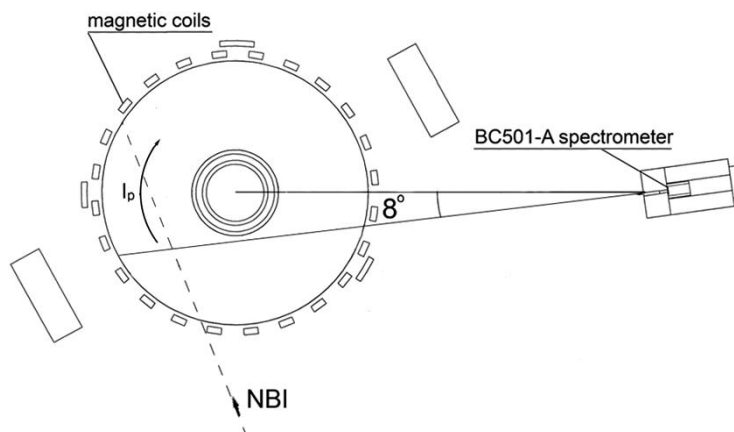


Рис 3.5(1): Расположение штатного нейтронного спектрометра на основе органического сцинтиллятора Saint Gobain BC-501A на установке Туман-3М.

При данной ионной температуре основной вклад в источник быстрых нейтронов вносит процесс взаимодействия пучковых ионов дейтерия с основным объемом плазмы. На рисунке 3.5(2) представлены результаты моделирования отклика детектора на основе кристалла хлорида лантана в случае его расположения на месте штатного детектора ( $\sim 3$  м от центра плазмы) для референсного, а также для нескольких схожих сценариев.

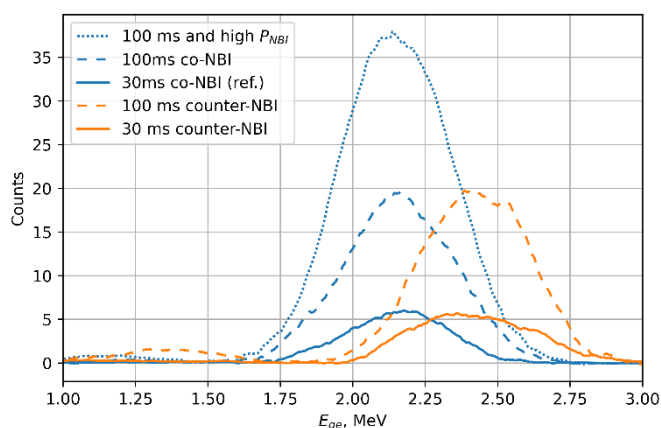


Рис. 3.5(2): Модельный отклик детектора на основе кристалла хлорида лантана для нескольких сценариев разряда установки Туман-3М. Шкала энергий – в единицах гамма-эквивалентной энергии.

Дополнительно представленные на рисунке 3.5(2) оценки сделаны также для сценария  $t_{NBI} = 100$  мс – голубая пунктирная линия, для сценария  $t_{NBI} = 100$  мс и  $P_{NBI} \sim 0.8$  МВт – голубая точечная линия. Средняя энергия нейтронов в таких разрядах оказывается равна  $\sim 2.3$  МэВ ввиду сонаправленности линии наблюдения и пучка инжектора.

Оранжевыми линиями на рисунке 3.5(2) проиллюстрированы отклики детектора разрядов Тумана-3М, в которых линия наблюдения детектор переориентирована на направление, встречное пучку нейтронов. Средняя энергия нейтронов, вылетающих из объема плазмы в направлении детектора в разрядах с противонаправленной пучку линии наблюдения будет выше ( $\sim 2.7$  МэВ), что позволяет детектору на основе хлорида лантана регистрировать события более эффективно, ввиду большего сечения реакции (n,p) на хлоре-35.

Таким образом, количество регистрируемых детектором событий в (n,p)-пике даже в наиболее слабом референсном разряде с  $t_{NBI} = 30$  мс со-направленным с линией наблюдения инжектором оказывается  $\sim 10^2$ , что является достаточным для анализа. Показано, что достижение большей ( $\sim 10^3$  в пике) статистики, позволяющей проводить детальную спектрометрию нейтронов с помощью кристалла хлорида лантана может быть достигнуто любым из следующих способов: суммированием разрядов с аналогичными характеристиками плазмы, увеличение времени инъекции, увеличение мощности инъекции, переориентация линии наблюдения нейтронного спектрометра.

### Выводы к главе 3.

В главе представлены результаты разработки, калибровки и испытаний, впервые использованного для целей DD-нейтронной спектрометрии, сцинтилляционного детектора из семейства галогенидов лантана –  $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ . Высокий световой выход ( $\sim 4 \times 10^4$  фотонов/МэВ) и малое время высвечивания ( $\sim 28$  нс) обеспечивает совместимость данного кристалла с условиями интенсивных потоков нейтронного и гамма-излучения, характерными для установок управляемого

термоядерного синтеза. Создан, изготовлен и испытан сцинтилляционный детектор на основе кристалла хлорида лантана для измерения потоков и спектров D-D нейтронов. Разработан оптимальный метод n/γ разделения сигналов спектрометра в условиях интенсивного сопутствующего гамма-излучения. По результатам испытаний полученные характеристики спектрометра на основе кристалла LaCl<sub>3</sub> составили: энергетическое разрешение  $\Delta E/E = 8\%$ , чувствительность к D-D нейтронам  $\varepsilon = 0,04 \text{ см}^2$ ,  $FoM_{n/\gamma} = 0,9$ .

## Глава 4: Нейтронный спектрометр в составе диагностики ААП ИТЭР

### 4.1 Роль нейтронного спектрометра в диагностическом комплексе ААП ИТЭР

Диагностический комплекс ИТЭР включает в себя более 100 систем, обеспечивающих измерения широкого ряда параметров плазмы, ее форму, плотность, температуру, скорость вращения, нейтронный выход, термоядерную мощность и др.

Нейтронные диагностики – счётчики, спектрометры, и основанные на них многоканальные коллиматоры для томографии, времяпролетные системы – служат для измерения и подтверждения ключевых параметров разряда – ионной температуры, напрямую связанную со скоростью реакций синтеза, полного нейтронного выхода и, как следствие термоядерной мощности установки.

В данной главе представлены результаты разработки и анализа измерительных характеристики диагностики «Нейтронный Спектрометр», входящей в состав диагностического комплекса Анализатор Атомов Перезарядки (ААП) ИТЭР [А7]. Основные задачи, стоящие перед этой диагностикой:

- Обеспечение интегрированных вдоль линии наблюдения измерений нейтронного потока и распределения по энергии вблизи детекторов Анализатора Атомов Перезарядки. Эти данные позволят подтвердить отсутствие или оценить влияние нейтронного потока, являющегося для детекторов ААП шумовым сигналом.
- Предоставление независимой от ААП оценки ионной температуры  $T_{i,core}$  и – в сценариях с низким содержанием трития - топливного отношения  $n_T/n_D$  плазмы для верификации данных ААП, поступающих в систему контроля плазмы ИТЭР, с целевыми параметрами согласно таблице 4.1(1).

Измеряемый параметр	Роль	Диапазон измерений	Погрешность
$n_T/n_D$ , усл. ед.	Вспомогательная	0.01 – 2	20%
$T_i$ , кэВ	Вспомогательная	10 - 40 кэВ	10%

Таблица 4.1(1) Требования, предъявляемые к Нейтронному Спектрометру в составе ААП ИТЭР для восстановления параметров плазмы токамака-реактора ИТЭР.

Для измерения в широком диапазоне мощности планируемых разрядов два заменяемых детекторных узла планируется к установке – органический сцинтилляционный детектор с высокой чувствительностью и менее чувствительный алмазный детектор.

#### 4.2 Расположение и конструкция нейтронного спектрометра ААП ИТЭР

Отличительной особенностью диагностического комплекса ААП, расположенного в экваториальном порту №11 токамака-реактора ИТЭР является длинный коллиматор, сообщающийся с основным объемом плазмы, длиной порядка 10 м. Анализаторы Атомов Перезарядки представляют из себя два прибора, использующие скрещенную конфигурацию электромагнитных полей для разделения регистрируемых ионов по массе и энергии, изготовленные для работы в двух разных диапазонах энергии. Общий вид диагностического комплекса ААП ИТЭР представлен на рисунке 4.2(1).

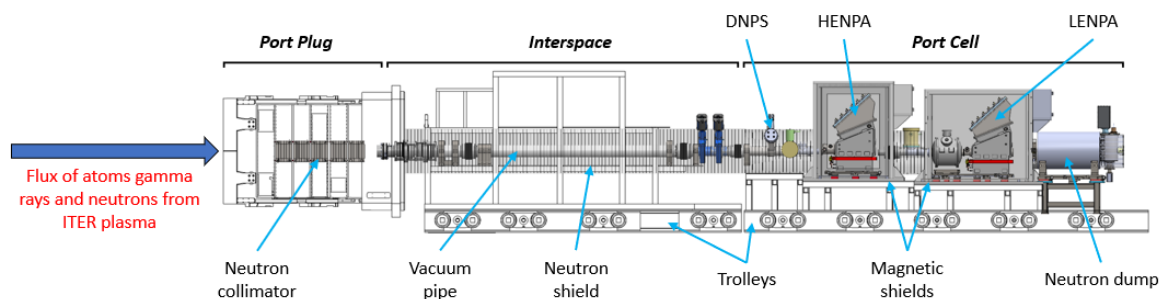


Рис 4.2(1) Общий вид проектируемого диагностического комплекса ААП ИТЭР без магнитной защиты анализаторов.

Наличие продолжительного коллиматора в сценариях с высоким нейтронным выходом приводит к значительным величинам потока быстрых нейтронов на заднем фланце ААП. Компенсировать отсутствие защитного материала на пути этого потока токамака призвана нейтронная ловушка, представляющая из себя массив

нержавеющей стали и бронзы, обеспечивающий снижение нейтронного потока (а значит, и эквивалентной мощности дозы) вокруг диагностики, в пространстве порт-камеры.

Две подсистемы ААП ИТЭР располагаются в нейтронной ловушке. С фронтальной стороны на подвижной каретке расположены два нейтронных спектрометра, тыльную часть занимает два заменяемых  $\gamma$ -детектора. Обе подсистемы используют длинный (более 15 м) коллиматор для наблюдения плазменного шнура, обеспечивающий хорошее соотношение сигнал/шум. Вкупе с этим обе системы механически изолированы от вакуума установки, что упрощает процесс ввода в эксплуатацию и дальнейшее обслуживание детекторных узлов в ходе проведения экспериментов. На рисунке 4.2(2) представлена более детальная иллюстрация ААП ИТЭР и расположение элементов диагностики относительно сектора вакуумной камеры токамака.

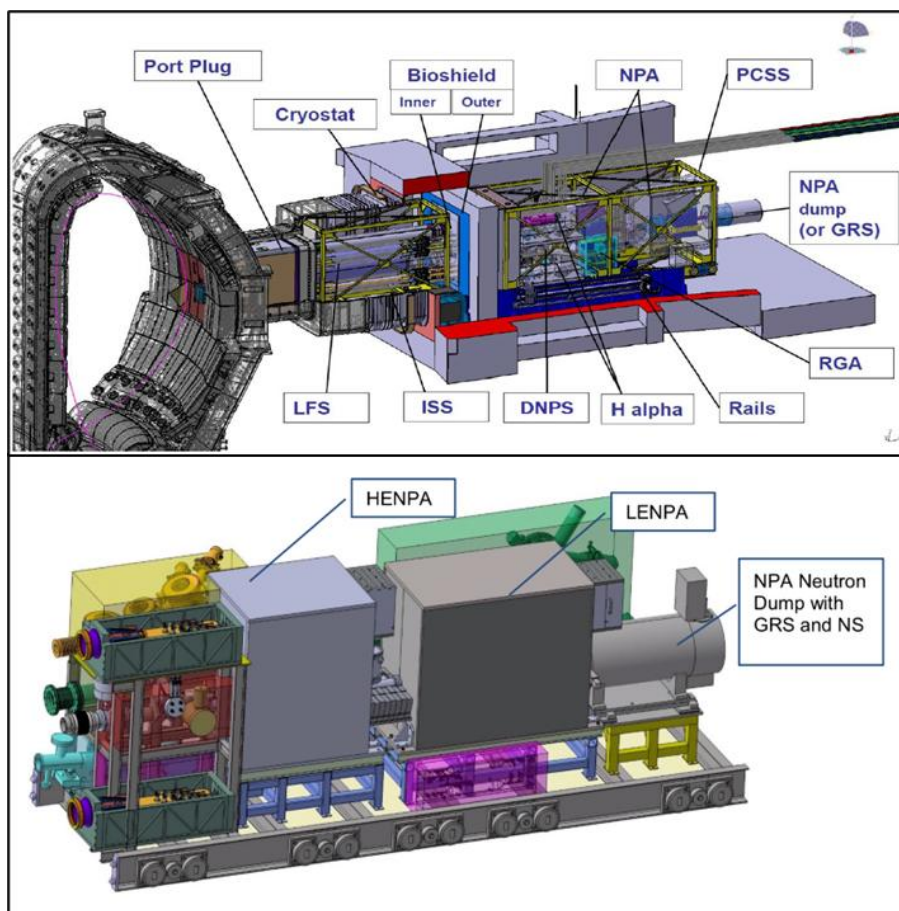


Рис 4.2(2) Сверху – расположение диагностического комплекса ААП относительно сектора вакуумной камеры ИТЭР, снизу – конструкционные элементы



ААП, включая нейтронную ловушку, расположенные на тележке обслуживания порт-камеры экваториального порта №11 ИТЭР.

Расположение детекторов нейтронного спектрометра на нейтронной ловушке ААП ИТЭР проиллюстрировано на рисунке 4.2(3). Прошедшая несколько стадий разработка конструкция позволяет помещать детекторные узлы в позицию, соосную с линией наблюдения ААП. Эти операции могут быть выполнены между разрядами ИТЭР. Также конструкция обеспечивает легкий доступ к детекторным узлам для их обслуживания и замены.

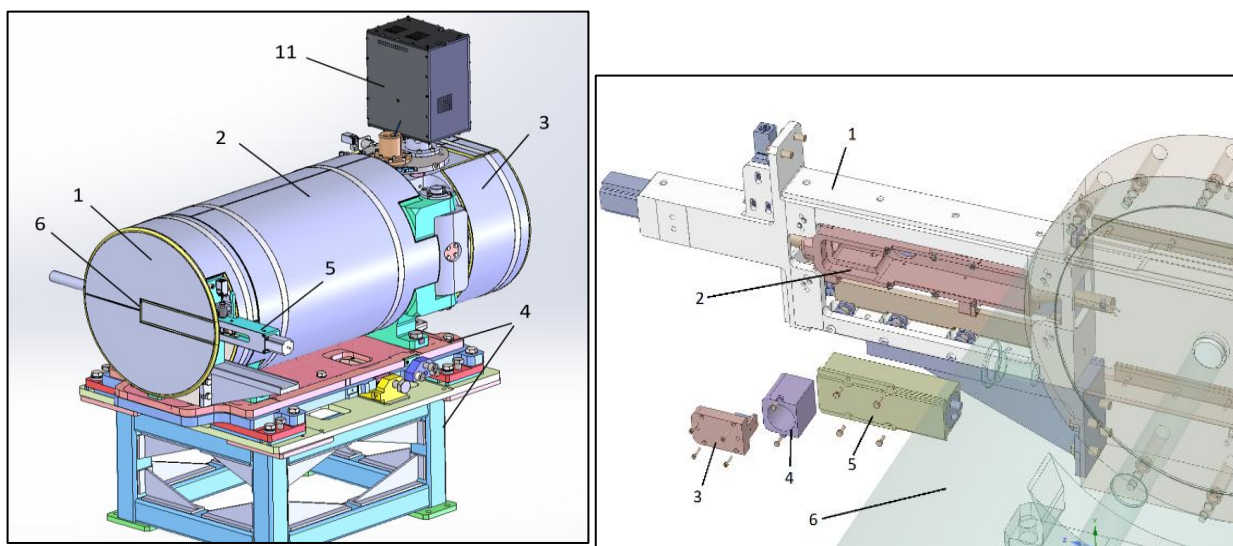


Рис 4.2(3) Общий вид нейтронной ловушки (слева), разобранный вид секции нейтронного спектрометра, выдвинутой из фронтальной части нейтронной ловушки (справа), где 1 – позиционирующее устройство нейтронного спектрометра, 2 – перемещаемая каретка с детекторными узлами, 3 – алмазный детектор с крышкой-креплением, 4 – секция с апертурой для  $\gamma$ -спектрометра, 5 – органический сцинтиллятор с ФЭУ и магнитным экраном в специальном корпусе.

Классическая функция отклика алмазного детектора и высокая радиационная стойкость обуславливают выбор этого детектора на роль нейтронного спектрометра в разрядах ИТЭР с максимальным нейтронным выходом [8]. При этом особенности процесса производства кристаллов алмаза методом осаждения из пара (Chemical Vapor Deposition) [27] накладывает значительные ограничения на максимальный размер чувствительного элемента детектора. Этим ограничением и обусловлен

выбор сцинтилляционного детектора на основе кристалла стибьена в качестве нейтронного спектрометра, обеспечивающего работу диагностики в дейтериевых разрядах и разрядах с напуском ограниченного количества трития. Существует обширный опыт использования органических сцинтилляторов в системах нейтронной диагностики [28-30] вкпе с высокой чувствительностью ( $\sim 1 \text{ см}^2$ ) к быстрым нейтронам. В ходе специальной кампании токамака JET кристалл стибьена был использован для одновременного измерения распределений DD- и DT-нейтронных потоков по энергиям [31].

#### 4.3 Моделирование потока нейтронов в месте расположения детекторов нейтронного спектрометра

В рамках подготовки к защите финального проекта системы анализатора атомов перезарядки проведен нейтронный анализ нейтронной ловушки, включающий в себя расчёт группового распределения нейтронов по энергиям в детекторах нейтронного спектрометра. Особенность Монте-Карло расчёта такой сложной и подробно описанной конструкции, как компоненты порта токамака, с учётом конструкций здания и вакуумной камеры, накладывает существенные требования на вычислительную мощность, необходимую для получения статистически достоверного результата. Двухэтапная схема расчёта позволила сократить время, необходимое на подготовку и проведение итерации расчёта, это стало возможно ввиду того, что компоненты установки в экваториальном порту №11 до биозащиты прошли финальные этапы согласования с Международной Организацией ИТЭР и являются фиксированными.

Таким образом, 1-ый этап включал в себя Монте-Карло расчёт транспорта нейтронов для компонентов порта №11 до биозащиты включительно (с записью направления и энергии частиц достигших поверхности биозащиты для дальнейшего формирования поверхностного источника в модели здания). Этот этап, выполненный с помощью ПО MCNP [32] для нейтронного источника, соответствующего ионной температуре плазмы 25 кэВ и термоядерной мощности разряда 500 МВт, проведен в референсной модели токамака-реактора ИТЭР, так

называемой «С-Model», иллюстрация которой в двух плоскостях представлена на рисунке 4.3(1).

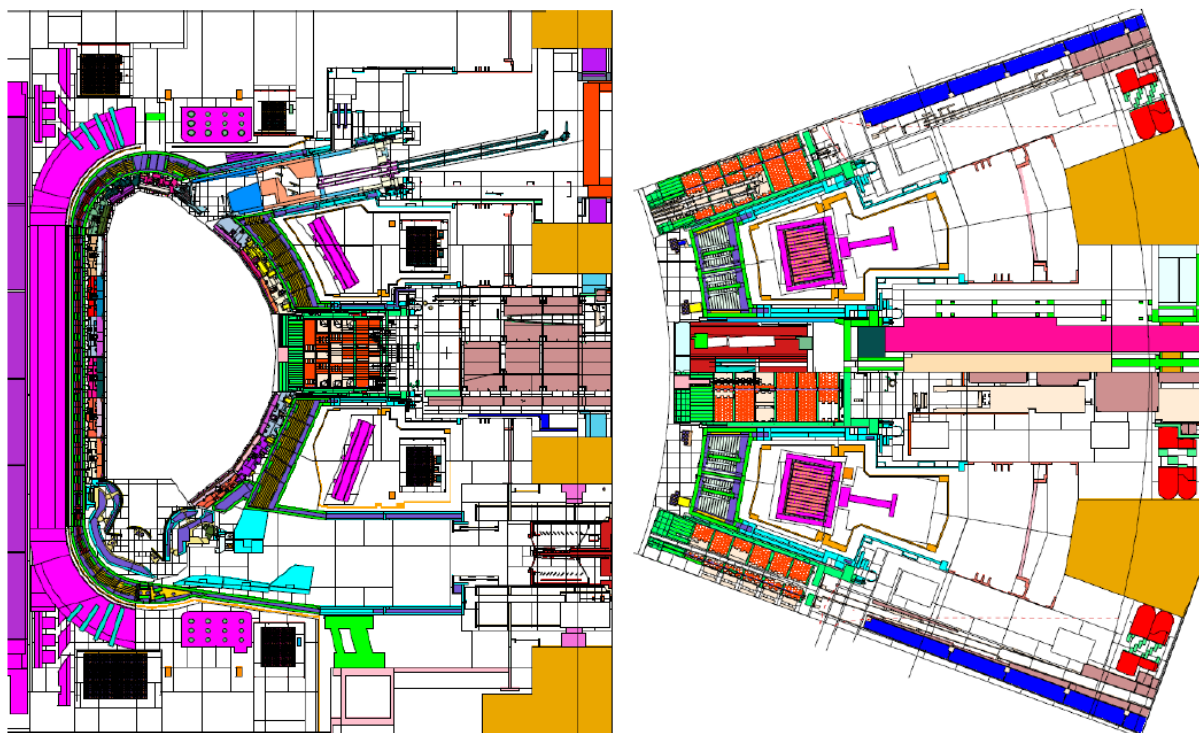


Рисунок 4.3(1) Вертикальное (слева) и горизонтальное (справа) сечение С-Model R190110 с компонентами диагностических защитных модулей экваториального порта №11, включая сечение вакуумной камеры и ограниченное слева биозащитой установки.

Используя результирующее распределение быстрых нейтронов по энергии и направлению, представленное на рисунке 4.3(2), как входные данные, второй этап расчёта нейтронного транспорта для компонентов после биозащиты, вплоть до нейтронной ловушки. Интегральная мощность источника составила  $4.76 \times 10^{13}$  н/с.

На рисунке 4.3(3) представлена MCNP-модель экваториального порта №11, использованная в расчете. В модель нейтронной ловушки, выделенной оранжевым цветом, включены детекторы нейтронного и гамма-спектрометров.

Рисунок 4.3(4) демонстрирует пространственное распределение плотности нейтронного потока в порт-камере экваториального порта №11 в горизонтальном сечении. Максимальное значение плотности потока нейтронов достигается в

коллиматоре анализатора атомов перезарядки и составляет  $5 \times 10^9$  н/(см<sup>2</sup>с). Поток на детекторах нейтронного спектрометра достигает  $5 \times 10^7$  н/(см<sup>2</sup>с).

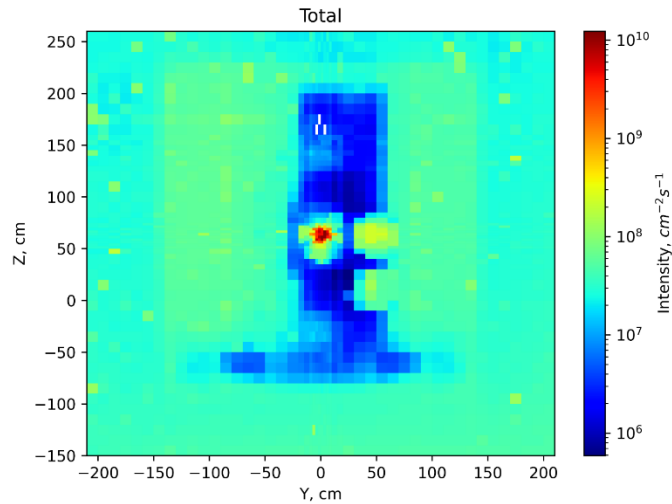


Рисунок 4.3(2) Поверхностный источник нейтронов, использованный во второй фазе расчётов, расположение его в модели соответствует физической границе биозащиты токамака.

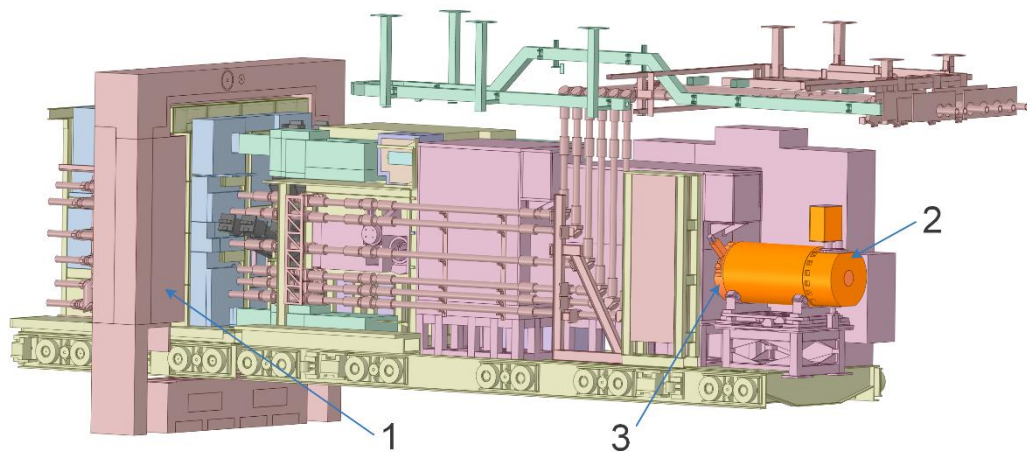


Рисунок 4.3(3) – MCNP-модель экваториального порта №11 ИТЭР расчётов нейтронной ловушки в составе анализатора атомов перезарядки. 1 – биозащита, 2 – нейтронная ловушка, 3 – место расположения детекторов нейтронного спектрометра.

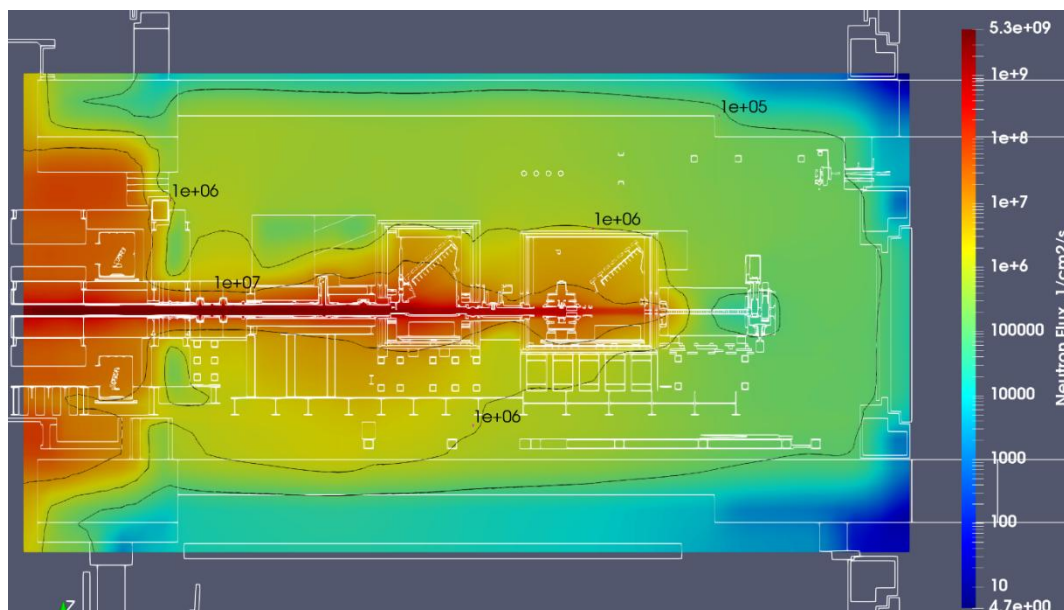


Рисунок 4.3(4) – Распределение полной плотности нейтронного потока в плоскости  $Z=65$  см в Порт-камере Экваториального Порта №11.

На рисунках 4.3(4), (5) представлены пространственные распределения нейтронных полей в области нейтронной ловушки в вертикальном и горизонтальном сечениях соответственно.

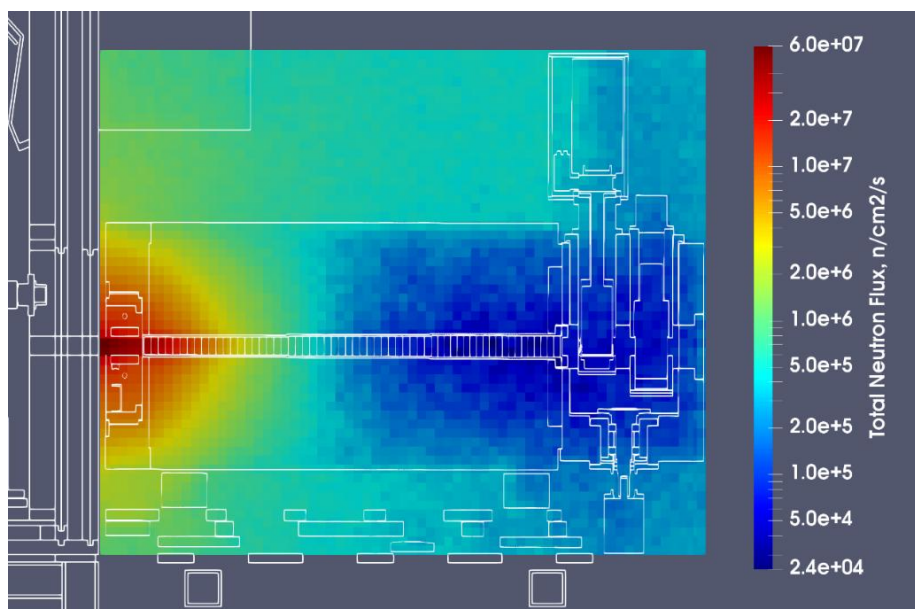


Рисунок 4.3(4) – Пространственной распределение полного потока нейтронов в нейтронной ловушке Анализатора Атомов Перезарядки (вертикальное сечение).

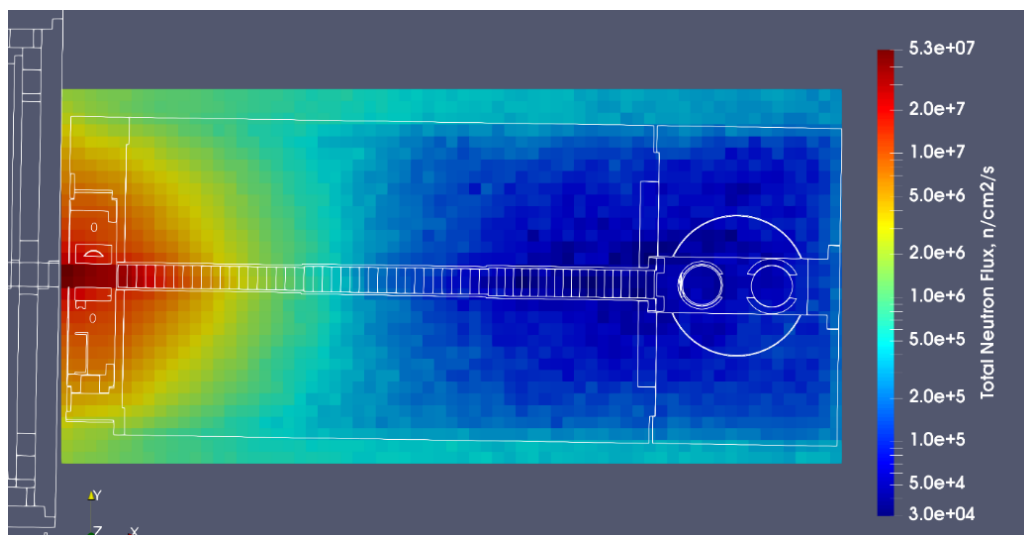


Рисунок 4.3(5) – Пространственное распределение полного потока нейтронов в нейтронной ловушке Анализатора Атомов Перезарядки (горизонтальное сечение).

В ходе расчётов получены важные результаты для подтверждения функциональности диагностики Нейтронный Спектрометр в составе ААП. На рисунке 4.3(6) проиллюстрировано пространственное распределение полного потока нейтронов в секции Нейтронного Спектрометра.

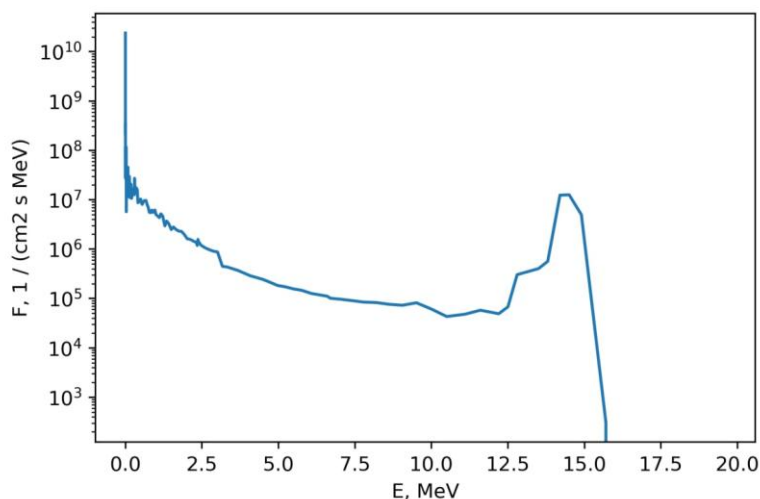


Рисунок 4.3(6) – Рассчитанное с помощью MCNP групповое распределение нейтронов по энергиям в точке расположения детекторов Нейтронного Спектрометра в составе ААП на оси диагностического комплекса.

Проведенный радиационно-транспортный показал, что доля прямых нейтронов в общем наблюдаемом нейтронном потоке оказывается доминирующей, а также позволил использовать эти данные для анализа измерительных характеристик

детекторов нейтронного спектрометра во множестве сценариев работы токамак-реактора ИТЭР.

#### 4.4 Моделирование и верификация экспериментом отклика сцинтилляционного детектора

Световыход сцинтилляционного кристалла зависит от типа регистрируемой заряженной частицы. Для удобства в литературе традиционно вводится понятие *гамма-эквивалентной энергии*, единица которой описывает количество света, возникшее в кристалле в результате взаимодействия с кристаллом электрона с энергией 1 МэВ. При этом энергия тяжелой заряженной частицы, необходимая для высвобождения света, соответствующего 1 МэВ гамма-эквивалентной энергии, составляет, как правило, несколько МэВ.

При регистрации протона отдачи, возникшего в результате взаимодействия быстрого нейтрона со сцинтиллятором, световыход сцинтиллятора подчиняется соотношению  $L=k \times E_p^{3/2}$ , тогда распределение импульсов в кристалле по световыходу можно качественно описать следующим соотношением  $dN/dL = k_1 \times L^{-1/2}$

Дополнительными факторами, влияющими на форму отклика детектора также являются: множественное рассеяние нейтрона (на ядре водорода или углерода), ядерные реакции на углероде, возникающие при высоких энергиях ( $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}(n,n')^3\alpha$  – реакции с порогом более 6 МэВ), а также неидеальное энергетическое разрешение, достигающее в случае органических сцинтилляторов значений 7÷9%.

Все вышеперечисленные факторы потребуется учесть для количественного сравнения аппаратурного отклика детектора, полученного в эксперименте, с модельной задачей.

Для исследования отклика детектора используется современный цифровой измерительный тракт. Кристалл стибьена закрепляется внутри корпуса детектора вплотную к фотокатоду фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), в данном случае был использован ФЭУ Hamamatsu R6231-100. После подачи высокого напряжения

сигнал с ФЭУ передается с помощью помехозащищенной линии на вход дигитайзера Spectrum Instrumentation M4I.4450-X8, обеспечивающего оконную запись формы сигнала детектора с частотой 500 МГц. Высокая частота семплирования сигнала обеспечивает высокое качество разделения сигналов по форме импульса, позволяя достоверно отличить сигналы, вызванные регистрацией детектором нейтрона от сопутствующего гамма-излучения.

На первом этапе для калибровки энергетической шкалы детектора используются эталонные гамма-источники на основе изотопов  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{60}\text{Co}$ . Полученные в эксперименте отклики детектора на эти источники и сравнение этих откликов с моделированием можно наблюдать на рисунке 4.4(2). Особенностью органического сцинтиллятора является доминирующий механизм комптоновского рассеяния  $\gamma$ -квантов на электронах по сравнению с механизмом фотоэффекта. Калибровку детектора в этом случае приходится проводить, оценивая максимальную энергию комптоновских электронов, как:

$$E_{\max} = 2E_{\gamma}\varepsilon / (1 + 2\varepsilon)$$

, где  $\varepsilon = E_{\gamma}/511$ , кэВ, а  $E_{\gamma}$  – исходная энергия зарегистрированного  $\gamma$ -кванта.

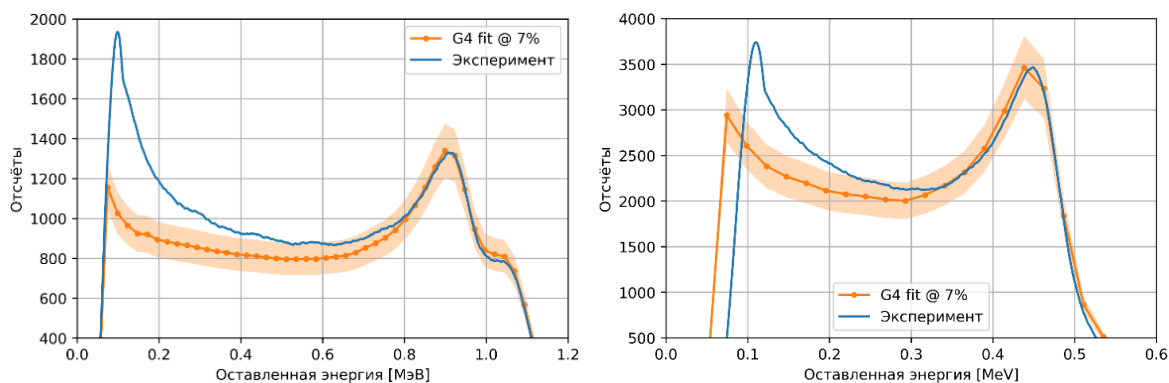


Рисунок 4.4(2): Аппаратурный спектр детекторов при регистрации гамма-излучения эталонных источников, (а) –  $^{60}\text{Co}$ , (б) –  $^{137}\text{Cs}$ .

Полученная в ходе экспериментальной кампании калибровочная зависимость представлена на рисунке 4.4(3). Дополнительная точка, отмеченная на рисунке зеленым, соответствует 4.44 МэВ  $\gamma$ -кванту, образованным специальным калибровочным источником AmBe, который для целей калибровки был помещен в



полиэтиленовый замедлитель. Полученная линейная зависимость позволяет говорить о штатной работе детекторного узла, а также будет использована для оценки гамма-эквивалентной энергии нейтронов, зарегистрированных с помощью этого детектора.

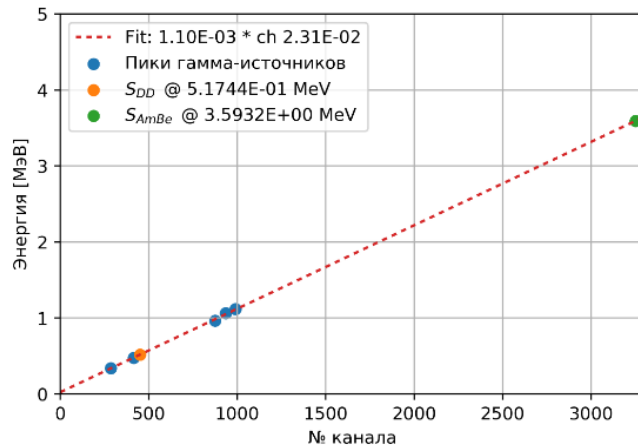


Рисунок 4.4(3): Калибровка энергетической шкалы детектора на основе кристалла стибьбена с помощью эталонных гамма-источников и специального источника AmBe.

Можно наблюдать высокую степень совпадения аппаратурных спектров, полученных в ходе калибровки детектора, и результатов моделирования. Такое совпадение позволяет переходить к эксперименту с облучением детектора быстрыми нейтронами.

Тогда, зная исходное распределение нейтронов по энергии  $S(E_n)$  аппаратурный спектр  $f(L)$  стибьбенового детектора можно рассчитать как:

$$f(L(E_p)) = K(L(E_p), E_n) S(E_n).$$

Использованная здесь параметризация световыхода детектора от энергии регистрируемого протона отдачи для органических сцинтилляторов [33]:

$$L(E_p) = B \sqrt{E_p^3} \exp(0.016E_p^{-3/2} - 0.021E_p^{0.9})$$

, где  $B$  — экспериментально определяемая константа,  $E_p$  — энергия регистрируемого протона отдачи.

На рисунке 4.4(5) представлен общий вид функции отклика стильбенового детектора для диапазона энергий нейтронов от 50 кэВ до 20 МэВ с учётом параметризации световыхода.

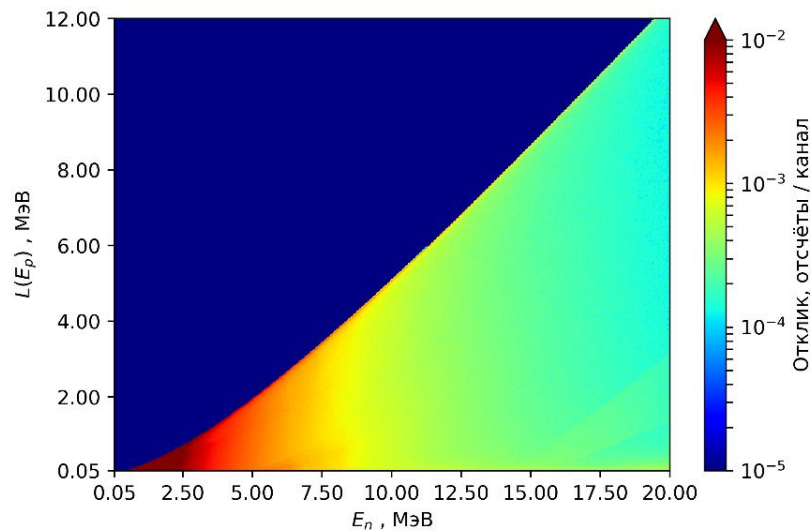


Рисунок 4.4(5): Функция отклика на нейтроны стильбенового детектора  $\text{Ø}40 \times 40$  мм.

Изменение угла между осью нейтронного генератора и линией наблюдения детектором мишени нейтронного генератора позволяет добиваться изменения средней энергии нейтронов в конкретной точке расположения детектора.

В измерительный тракт, использованный в эксперименте вошли: ФЭУ Hamamatsu R6231-100, дигитайзер Spectrum Instrumentation 500 МГц 14 бит, источник высокого напряжения Ortec и быстрый контроллер, обеспечивающий сегментированную запись сигнала детектора для дальнейшего анализа.

#### 4.5 Моделирование и верификация экспериментом функции отклика алмазного детектора

Использование пакета GEANT4 позволило также достоверно воспроизвести отклик алмазного детектора на быстрые нейтроны с энергией  $\sim 14$  МэВ. Модель функции отклика, представляющее из себя матрицу  $K(E_n, E_p)$ , представлена на рисунке 4.5(1).

Тогда, зная исходное распределение нейтронов по энергии  $S(E_n)$  аппаратный спектр  $f(E_{dep})$  алмазного детектора можно рассчитать как:

$$f(E_{dep}) = K(E_n, E_{dep})S(E_n).$$

Сравнительный анализ аппаратного спектра и модели, построенной с помощью пакета GEANT4, можно провести, зная вид распределения быстрых нейтронов по энергии нейтронного генератора.

В измерительный тракт, использованный в эксперименте вошли: предусилитель Canberra 2004, усилитель формирователь Ortec 673, источник высокого напряжения Ortec 556, дигитайзер Spectrum Instrumentation 500 МГц 14 бит и быстрый контроллер, обеспечивающий сегментированную запись сигнала детектора для дальнейшего анализа.

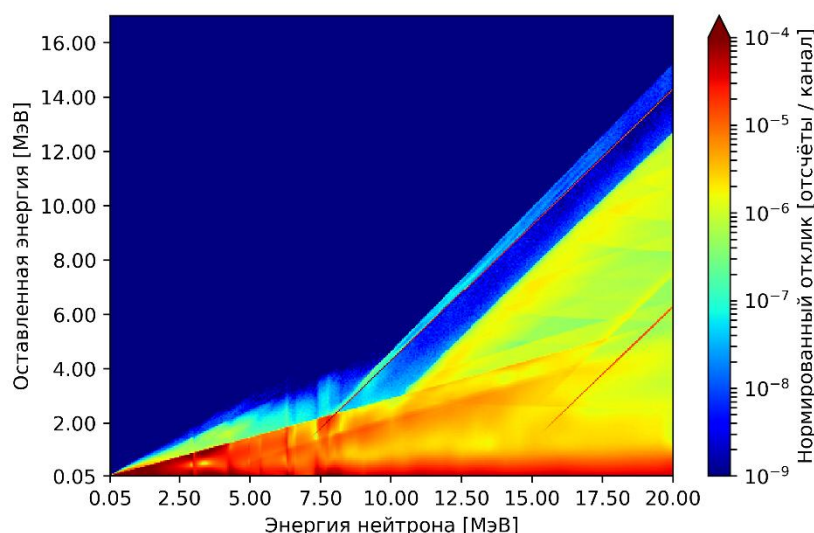


Рис 4.5(1) Функция отклика алмазного детектора размерами  $4 \times 4 \times 0.5$  мм на нейтроны энергий от 50 кэВ до 20 МэВ.

Для целей этого эксперимента использован нейтронный генератор НГ-24М, вид спектра нейтронов которого при направлении вылета вдоль оси НГ для ускоряющего напряжения 220 кВ, представлен на рисунке 4.5(2).

Сложная форма спектра, обусловленная наличием в пучке ионов нескольких фракций – дейтерия, трития, а также их молекулярных комбинаций, позволяет также оценить энергетическое разрешение детектора в эксперименте, в данном случае

составившее  $\sim 1\%$ . Результаты сравнительного анализа отклика, полученного в эксперименте и модели представлены на рисунке 4.5(3).

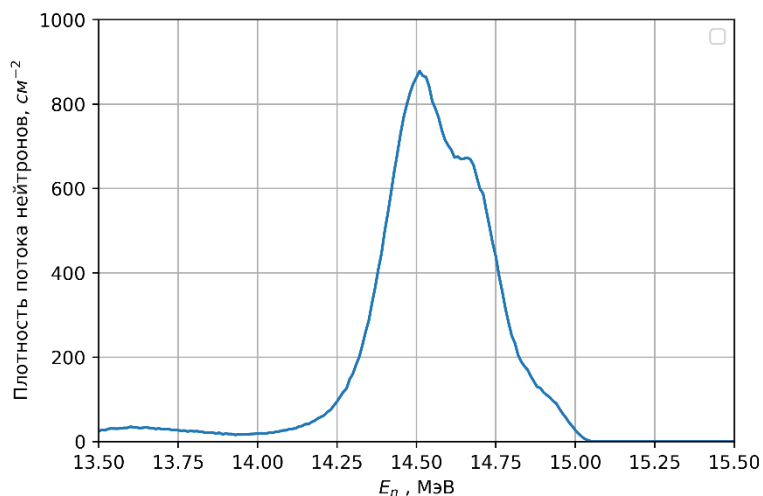


Рис. 4.5(2): Распределение нейтронов по энергиям для направления вдоль оси НГ-24М. Ускоряющее напряжение 220 кВ.

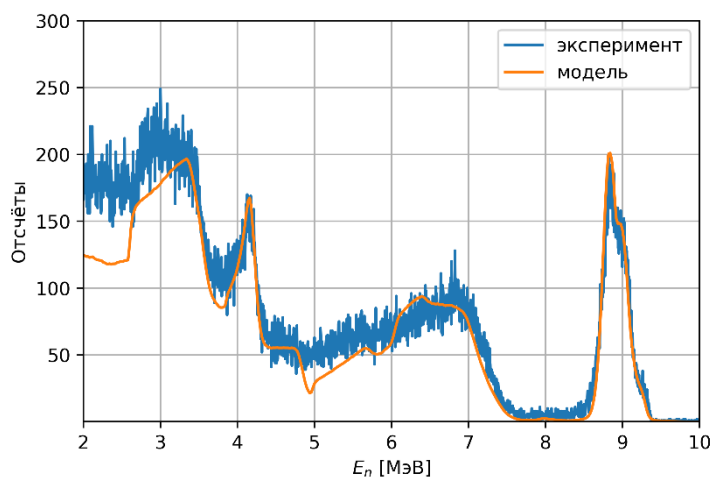


Рис. 4.5(3) Сравнение отклика алмазного детектора с моделью в эксперименте с нейтронным генератором НГ-24

Хорошая согласованность аппаратурного спектра алмазного детектора и модели позволяет говорить о достоверности модели в диапазоне энергий, характерном для термоядерных D-T нейтронов.

#### 4.6 Анализ измерительных характеристик диагностики «Нейтронный спектрометр» в составе диагностического комплекса АПП в различных сценариях токамака-реактора ИТЭР

При анализе характеристик детекторов нейтронного спектрометра в рассмотрении находились сценарии, представленные в таблице 4.6(1), согласно базе данных сценариев ИТЭР. В таблице приведены основные параметры разряда, включая ток плазмы, магнитное поле, ионную температуру, электронную плотность, процентное содержание трития, мощность нагрева методом инжекции нейтралов, а также интегральные значения выхода термоядерных нейтронов, как D-D, так и D-T.

№. название	I <sub>p</sub>	B	T <sub>i,core</sub>	<n <sub>e</sub> >	n <sub>T</sub> /n <sub>e</sub>	P <sub>NBI</sub>	S <sub>DT</sub>	S <sub>DD</sub>
	МА	Тл	кэВ	$10^{19} \text{ м}^{-3}$	%	МВт	$10^{19} \text{ с}^{-1}$	$10^{19} \text{ с}^{-1}$
1, half B, ohmic	7,5	2,65	1,88	2,99	$2,76 \times 10^{-6}$	0	$8,50 \times 10^{-8}$	$1,05 \times 10^{-5}$
2, half B, h-mode	7,5	2,65	5,19	3,61	$6,00 \times 10^{-3}$	32,5	$1,90 \times 10^{-3}$	$4,49 \times 10^{-2}$
3, full B, l-mode	15	5,3	9,11	3,66	$1,00 \times 10^{-2}$	0	$1,96 \times 10^{-4}$	$3,70 \times 10^{-3}$
4, full B, h-mode	15	5,3	26,64	5,00	$1,88 \times 10^{-2}$	33	$1,08 \times 10^{-2}$	0,11
5, half B, h-mode	7,5	2,65	11,12	3,77	20,0	32,5	0,52	$3,48 \times 10^{-2}$
6, half B, h-mode	7,5	2,65	11,12	3,77	50,0	32,5	0,93	$1,81 \times 10^{-2}$
7, full B, h-mode	15	5,3	25,05	5,71	44,5	32,7	9,15	$5,87 \times 10^{-2}$

Таблица 4.6(1) Сценарии работы токамака-реактора ИТЭР, использованные при анализе характеристик диагностики НС

Для измерения плотности потока нейтронов и распределения 14 МэВ нейтронов по энергиям в сценариях ИТЭР с наибольшей термоядерной мощностью предусмотрен детектор на основе кристалла алмаза. Как было отмечено ранее, регистрация быстрых нейтронов происходит путем  $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$  реакции, обеспечивающей хорошо наблюдаемый пик полного поглощения в амплитудном спектре детектора. Такая форма отклика детектора значительно упрощает восстановление исходного спектра быстрых нейтронов.

Несмотря на высокую радиационную стойкость (предельный флюенс  $\sim 5 \times 10^{14}$  н/см<sup>2</sup>), алмазный детектор обладает достаточно малыми размерами, а значит – низкой чувствительностью. Поток быстрых нейтронов на детекторе,

обеспечивающий достаточную статистику в пике реакции  $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$  при временном разрешении в 100 мс и статистической погрешности не более 10%, ограничен снизу значением  $10^7$  н/(см<sup>2</sup>с) для кристалла монокристаллического алмаза размерами 4×4×0.5 мм.

Используя модель функции отклика алмазного детектора, проведем прямое моделирование сигнала детектора для нескольких сценариев работы ИТЭР.

Текущая конфигурация крепления детектора и размера апертуры коллиматора позволяет рассмотреть к установке в качестве чувствительного элемента массив из 4-х монокристаллических алмазов, эффективно увеличивая чувствительность детекторного узла.

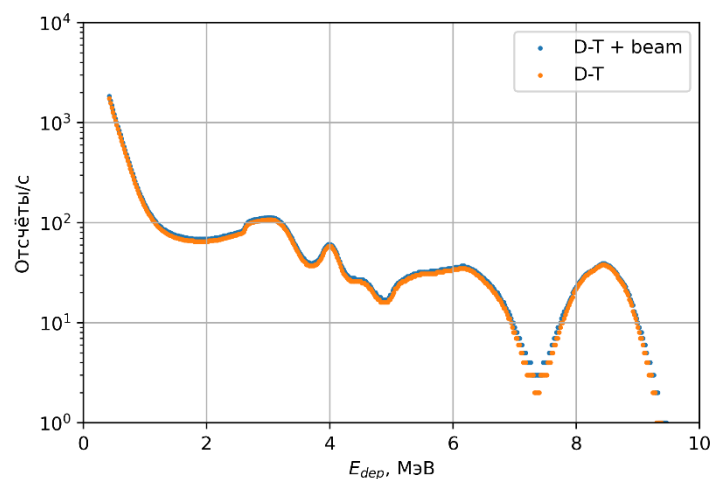


Рис. 4.6(1) Отклик алмазного детектора Нейтронного Спектрометра во время работы токамака-реактора ИТЭР для сценария №7 из таблицы 4.6(1). Время интегрирования – 0.1с.

На рисунке 4.6(1) представлен модельный отклик алмазного детектора на поток нейтронов с и без учёта составляющей нейтронного спектра, соответствующего «пучковым» ионам. Можно видеть, что для основного сценария работы ИТЭР с температурой 25 кэВ и полным магнитным полем 5.3 Тл, «пучковая» составляющая отклика оказывается незначительной и составляет 3-4%. Таким образом, процедура восстановления ионной температуры по (n,α)-пику даёт достаточно точный результат, соответствующих исходным данным.

Ситуация меняется при рассмотрении сценария с половинным полем, ионная температура в сценарии вдвое меньше, «пучковая» составляющая отклика (как и исходного распределения нейтронов по энергиям) ответственна более чем за половину потока 14 МэВ-ных нейтронов. Наблюдаемый отклик алмазного детектора в этом случае представлен на рисунке 4.6(2).

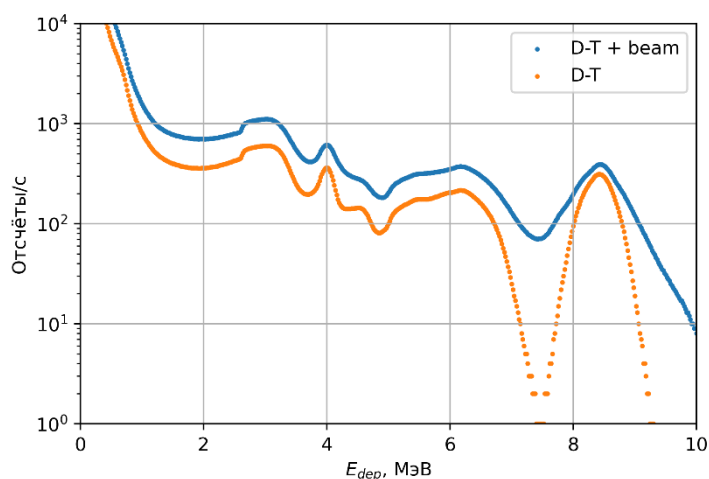


Рис. 4.6(2) Отклик алмазного детектора Нейтронного Спектрометра во время работы токамака-реактора ИТЭР для сценария №6 из таблицы 4.6(1). Время интегрирования – 10 с.

Форма отклика в этом случае не позволяет достоверно оценить полуширину «тепловой» составляющей спектра, и это необходимо учитывать при расшифровке. Аналогичный случай отклика алмазного детектора, представленный на рисунке 4.6(3) достигается в сценарии с низкой температурой и содержанием трития - №5 в таблице 4.6(1). Следует отметить, что без сопроводительного моделирования в ходе анализа, восстановление значения ионной температуры дает завышенный результат, соответствующий значениям в диапазоне от 20 до 30 кэВ, при исходном значении, составляющем 11.2 кэВ.

В сценариях с более низкой температурой и малым содержанием трития восстановление значения ионной температуры, при достаточном времени интегрирования, остается возможным, однако затрудненным ввиду присутствия в

плазме ионов трития, рожденных в D-D реакции, взаимодействующим с максвелловской плазмой.

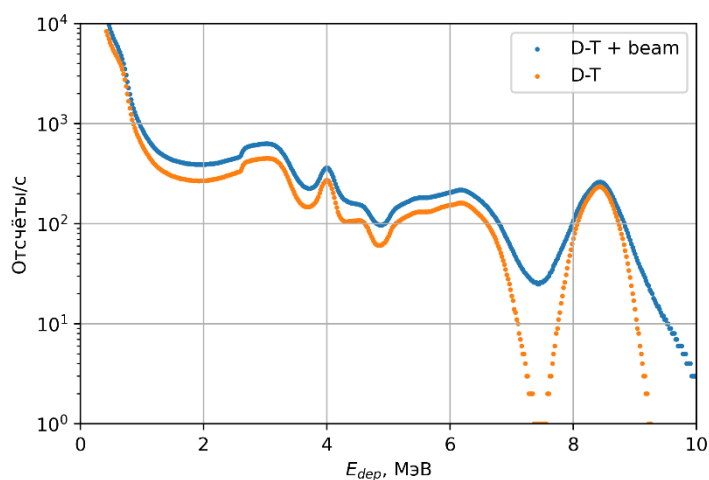


Рис. 4.6(3) Отклик алмазного детектора Нейтронного Спектрометра во время работы токамака-реактора ИТЭР для сценария №5 из таблицы 4.6(1). Время интегрирования – 10 с.

Таким образом, для набора сценариев с различной ионной температурой, варьируя время сбора амплитудного спектра, становится возможно построить поле статистической погрешности и, тем самым, определить диапазон ионной температуры, в которых возможно статистически достоверное ее восстановление. Рисунок 4.6(4) иллюстрирует поле статистической погрешности амплитудного спектра алмазного детектора для сценариев с температурой в диапазоне от 5 до 25 кэВ и при времени сбора спектра от 100 мс до 30 с.

Для сценариев с ионной температурой менее 10 кэВ оказывается невозможным обеспечить достаточно малую (менее 5%) статистическую погрешность даже при временном разрешении, достигающем 25 с. Пороговое значение 5% для статистической погрешности выбрано с целью заложить «бюджет» на систематические погрешности и погрешности кросс-калибровки детекторов. В сценариях с ионной температурой более 10 кэВ временное разрешение в 1 с оказывается достаточным для достижения статистической погрешности менее 5% при восстановлении формы пика полного поглощения. Для сценариев с ионной



температурой выше 20 кэВ, пороговое значение статистической погрешности не превышает уже при 100 мс временного разрешения.

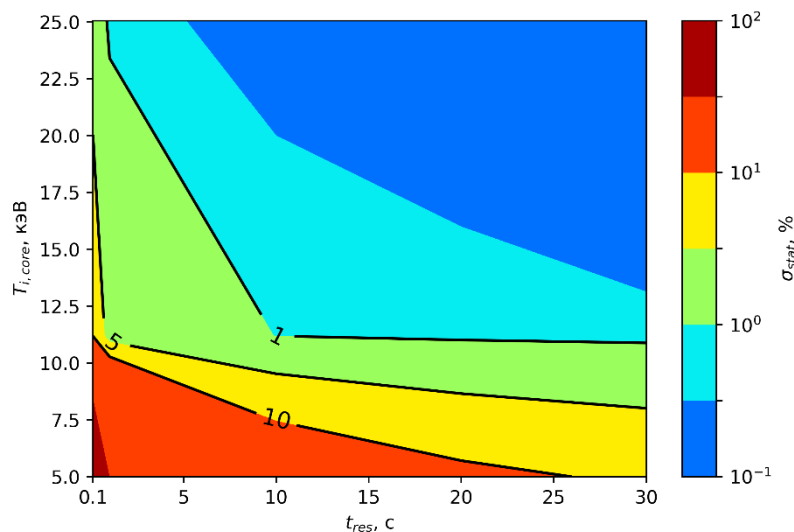


Рис. 4.6(4) Поле статистической погрешности при восстановлении формы спектра нейтронов для определения ионной температуры плазмы с помощью показаний алмазного детектора диагностики Нейтронный Спектрометр.

Для измерений в сценариях с малой термоядерной мощностью, меньшим содержанием трития и ионной температурой выбран нейтронный спектрометр на основе сцинтилляционного кристалла стильбена. Опыт использования такого детекторного узла для одновременного измерения распределений D-D и D-T нейтронов на JET, на три порядка большая чувствительность, а также возможность  $n$ - $\gamma$  разделения по форме импульса, являются серьезными аргументами в пользу такого выбора.

Используя модель функции отклика стильбенового детектора, проведем прямое моделирование сигнала детекторного узла для нескольких сценариев работы токамака-реактора ИТЭР.

На рисунке 4.6(5) представлен отклик стильбенового детектора в условиях основного разряда токамака-реактора ИТЭР с термоядерной мощностью 500 МВт и топливным отношением 50%-50% дейтерия и трития соответственно. Полный выход 2.45 МэВ нейтронов оказывается значительно ниже выхода 14 МэВ нейтронов, что затрудняет отделение компонент аппаратного спектра друг от друга.

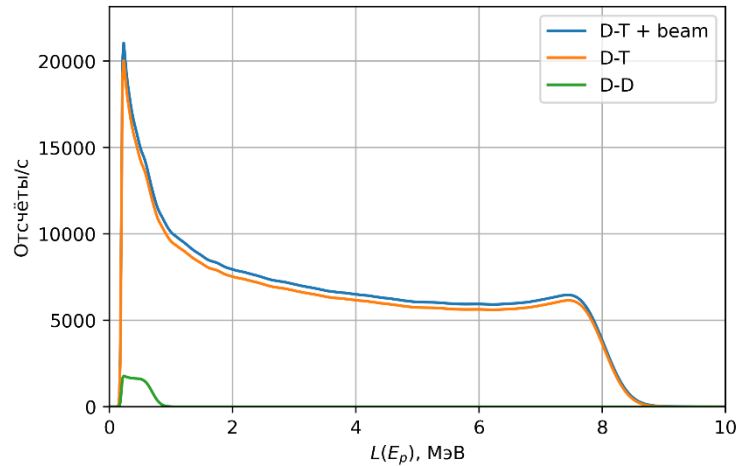


Рис. 4.6(5) Отклик стильбенового детектора Нейтронного Спектрометра после n-γ разделения во время работы токамака-реактора ИТЭР для сценария №7 из таблицы 4.6(1). Время интегрирования – 1 с.

Отличительной особенностью обладает также аппаратурный спектр детектора в условиях сценария №6, разделение двух компонентов представляется простой операцией, однако около половины отсчетов, вызванных 14 МэВ нейтронами, оказываются обусловленными «пучковыми» ионами, кратно изменяя восстановленное значение топливного отношения в пользу трития, при неизменном исходном  $n_t/n_d = 1$ . Этот факт подчеркивает роль сопроводительного моделирования условий эксперимента при анализе отклика детектора в условиях реального разряда.

Пример отклика стильбенового детектора в ходе разряда с крайне низким содержанием трития (0.02%) представлен на рисунке 4.6(7). Время интегрирование, выбранное для этой иллюстрации – 10 с – обеспечивает достаточную статистику обоим компонентам отклика, несмотря на крайне низкое целевое значения топливного отношения.

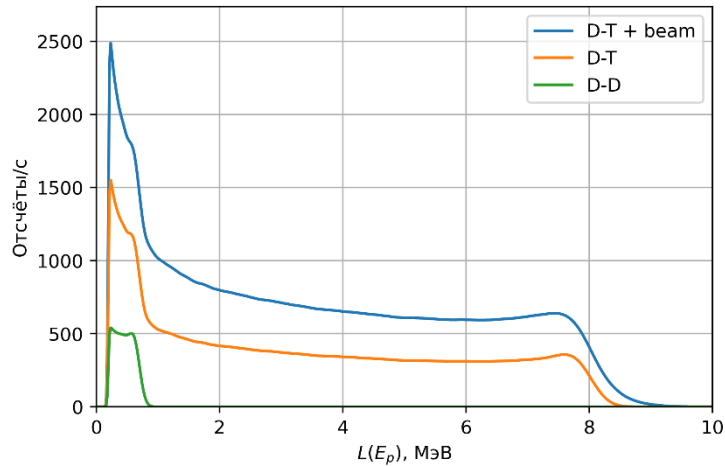


Рис. 4.6(6) Отклик стилбенового детектора Нейтронного Спектрометра после n-γ разделения во время работы токамака-реактора ИТЭР для сценария №6 из таблицы 4.6(1). Время интегрирования – 1 с.

Анализ вклада статистической погрешности при восстановлении значения топливного отношения плазмы можно свести к статистической погрешности восстановления локальных потоков D-D и D-T нейтронов, а также статистической погрешности восстановления количества отсчётов, вызванных D-D нейтронами на фоне отсчётов, вызванных D-T нейтронами. Тогда:

$$\sigma_{DT} = \sqrt{\int \frac{dN_{DT}}{dL} dL} - \text{статистическая погрешность определения полного потока D-}$$

$$\text{T нейтронов, } \sigma_{DD,stat} = \sqrt{\int \frac{dN_{DD}}{dL} dL} - \text{статистическая погрешность определения полного}$$

$$\text{потока D-D нейтронов и } \sigma_{DD,rel} = \sum_{E_0 < E < E_{DD,max}} \left( \frac{\sqrt{\frac{dN_{DT}}{dL}}}{\frac{dN_{DD}}{dL}} \right) / C - \text{относительная}$$

погрешность определения полного потока D-D нейтронов на фоне D-T нейтронов, где  $dN/dL$  – количество отсчётов в одном канале амплитудного спектра,  $C$  – количество каналов амплитудного спектра шириной  $dL$ , определение которой происходит в диапазоне энергий от пороговой  $E_0$  до максимальной энергии регистрируемого D-D нейтрона.

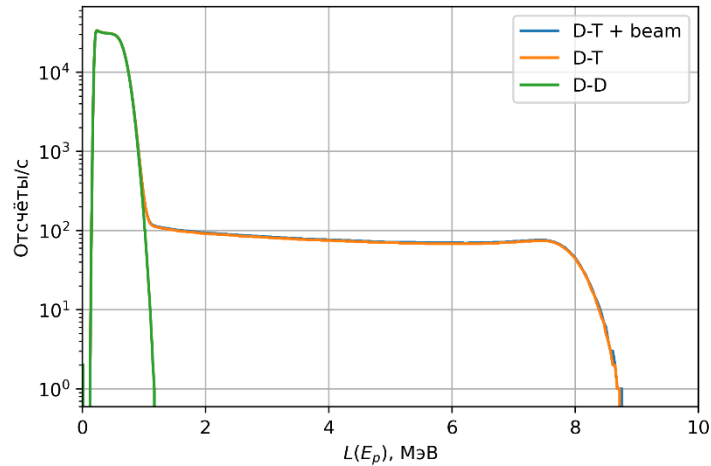


Рис. 4.6(7) Отклик стильбенового детектора Нейтронного Спектрометра после n-γ разделения во время работы токамака-реактора ИТЭР для сценария №4 из таблицы 4.6(1). Время интегрирования – 10 с.

На рисунке 4.6(8) представлено поле относительной статистической погрешности при восстановлении значения локального потока D-T нейтронов. Легко видеть, что статистически достоверно (<5%) восстановить этот параметр оказывается возможно в сценариях с содержанием трития более 10% и временным разрешением 1 и более секунд. Для временного разрешения 100 мс, статистическая ошибка не превышает 10% при содержании трития 0.01% и более – до 50%.

Задача восстановления значения локального потока D-D нейтронов (рисунок 4.6(9)) осложняется наличием в амплитудном спектре компоненты, связанной с регистрацией D-T нейтронов, таким образом, для сценариев с большим содержанием трития >10%, статистическая погрешность заведомо превышает 10% при любом времени сбора амплитудного спектра. Погрешность определения плотности потока D-D нейтронов остается в пределах 5% для сценариев с содержанием трития мене 20% при временном разрешении не более 5 с. При временах сбора амплитудного спектра 10 с и более – погрешность остается в пределах 5% для сценариев с любым содержанием трития в диапазоне от 0.01% до 50%.

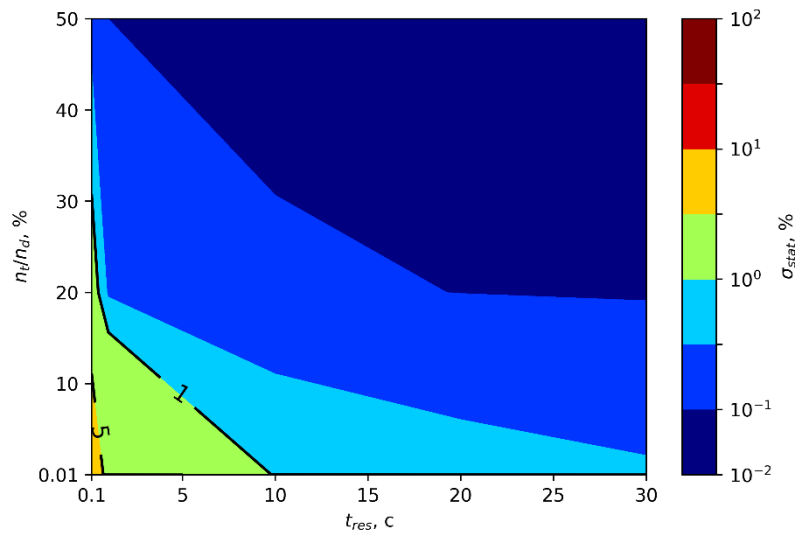


Рис. 4.6(8) Поле относительной статистической погрешности  $\sigma_{DT}$  при восстановлении локального потока прямых D-T нейтронов в месте расположения стильбенового детектора Нейтронного Спектрометра для диапазона топливного отношения от 0.01 до 50% и временном разрешении от 100 мс до 30 с.

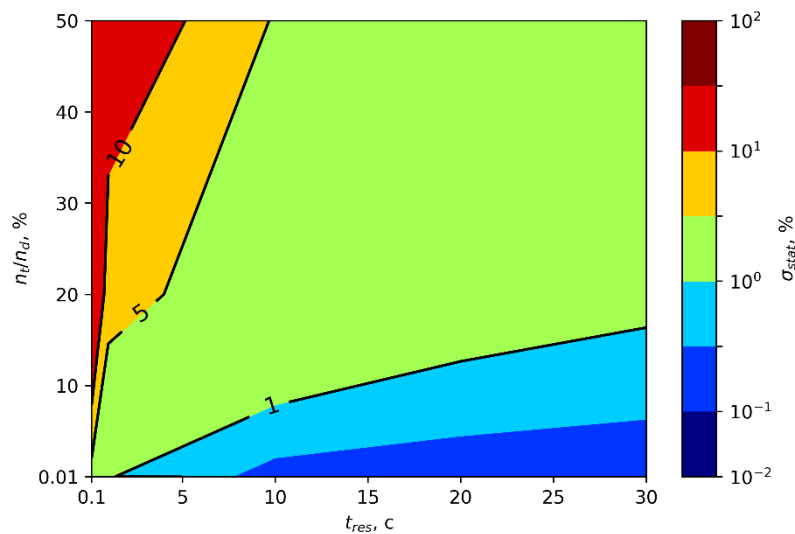


Рис. 4.6(9) Поле относительной статистической погрешности  $\sigma_{DD,rel} + \sigma_{DD,stat}$  при восстановлении локального потока прямых D-D нейтронов в месте расположения стильбенового детектора Нейтронного Спектрометра для диапазона топливного отношения от 0.01 до 50% и временном разрешении от 100 мс до 30 с.

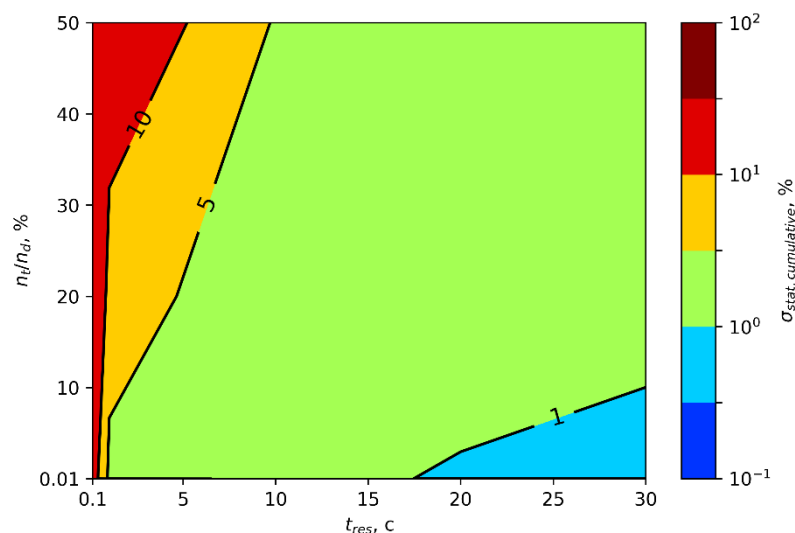


Рис. 4.6(10) Поле относительной статистической погрешности при восстановлении локального топливного отношения плазмы  $n_T/n_D$  на основании значений локальных потоков быстрых D-D и D-T нейтронов в месте расположения стильбенового детектора Нейтронного Спектрометра для диапазона топливного отношения от 0.01 до 50% и временном разрешении от 100 мс до 30 с.

Комбинация этих трех источников статистической погрешности позволяет оценить кумулятивную статистическую погрешность восстановления топливного отношения плазмы, поле которой представлено на рисунке 4.6(10).

Допустимое временное разрешение, позволяющее сохранить статистическую погрешность определения топливного отношения в пределах 10% - не менее 1 секунды. В пределах 5% статистическая погрешность остается в случае временного разрешения в диапазоне от 1 до 5 с и содержания трития не более 10%. Для сценариев с содержанием трития 20% и более необходимо увеличивать (5 и более секунд) время сбора амплитудного спектра, чтобы обеспечить статистическую погрешность восстановления значения топливного отношения плазмы по показаниям стильбенового детектора в пределах 5%.

#### Выводы к главе 4.

В данной главе представлены результаты разработки диагностики Нейтронный Спектрометр в составе диагностического комплекса ААП ИТЭР. Представлен детальный проект размещения детекторных узлов Нейтронного

Спектрометра в экваториальном порту №11 токамака-реактора ИТЭР. Проведены исследования отклика детекторов в поле излучения D-D и D-T нейтронных генераторов, а также сравнительный анализ разработанных моделей функций отклика с результатами эксперимента.

Получены результаты детального Монте-Карло моделирования транспорта быстрых нейтронов из плазмы до места размещения детекторных узлов Нейтронного Спектрометра, на их основании проведен анализ статистической погрешности при восстановлении параметров плазмы – ионной температуры и топливного отношения. Показаны диапазоны этих параметров и временного разрешения, при которых статистическая ошибка показаний диагностики Нейтронный Спектрометр оказывается в пределах 5%.

## Заключение

Для решения задачи прямого моделирования сигналов нейтронных спектрометров применена двухкомпонентная аналитическая модель энергетического распределения быстрых нейтронов высокотемпературной плазмы токамака при интенсивном дополнительном нагреве плазмы. Проведен анализ параметров плазмы, измерение которых позволяют проводить современные методы нейтронной спектрометрии, приведены свидетельства ограничений существующих методов при исследовании высокотемпературной плазмы с интенсивным дополнительным нагревом.

Применение этой модели также позволило, для основного сценария работы токамака реактора ИТЭР при  $n_T/n_D \sim 1$  и  $T_{i,core} = 25$  кэВ определить пороговое значение энергии надтепловых ионов - 500 кэВ, информацию о которых дает изучение наблюдаемого детектором распределения нейтронов по энергиям.

Созданные и верифицированные функции отклика для алмазного, органического и хлорсодержащего детекторов нейтронов позволяют детально анализировать показания нейтронных спектрометров в режимах плазмы с интенсивным дополнительным нагревом плазмы.

Моделирование показаний алмазного и стибненового детекторов диагностики Нейтронный Спектрометр позволило определить диапазоны  $n_T/n_D$  и  $T_i$ , в которых статистическая погрешность показаний диагностики Нейтронный Спектрометр не превышают 5% при временном разрешении, варьируемом от 100 мс до 30 с. Перспективы данной работы включают в себя разработку алгоритма, позволяющего в режиме реального времени обеспечивать оценку требуемых параметров для целей передачи этих оценок в систему контроля плазмы токамака-реактора ИТЭР.

Созданный в рамках исследования сцинтилляционный детектор на основе кристалла хлорида лантана оказался перспективным для целей D-D-нейтронной спектрометрии. Характеристики разработанного детекторного узла составили  $\text{LaCl}_3$



-  $\Delta E/E = 8\%$ ,  $\varepsilon = 0,04 \text{ см}^2$  и  $FoM_{n/\gamma} = 0,9$ , что позволяет говорить о целесообразности включения такого детектора в диагностический комплекс токамаков, имеющих опыт работы с дейтериевой плазмой, таких как Туман-3М, Глобус-М2 и EAST.

## СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. J. Mailloux et al., “Overview of JET results for optimising ITER operation,” *Nucl. Fusion*, vol. 62, no. 4, p. 042026, Apr. 2022, doi: 10.1088/1741-4326/ac47b4.
2. X. Gong et al., “Integrated operation of steady-state long-pulse H-mode in Experimental Advanced Superconducting Tokamak,” *Nucl. Fusion*, vol. 59, no. 8, p. 086030, Aug. 2019, doi: 10.1088/1741-4326/ab1c7b.
3. Y. Ikeda et al., “Technical design of NBI system for JT-60SA,” *Fusion Eng. Des.*, vol. 82, no. 5–14, pp. 791–797, Oct. 2007, doi: 10.1016/j.fusengdes.2007.05.077.
4. R. S. Hemsworth et al., “Overview of the design of the ITER heating neutral beam injectors,” *New J. Phys.*, vol. 19, no. 2, p. 025005, Feb. 2017, doi: 10.1088/1367-2630/19/2/025005.
5. G. Tardini, F. Gagnon-Moisan, and A. Zimbal, “Characterisation of a BC501A compact neutron spectrometer for fusion research,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 87, no. 10, Oct. 2016, doi: 10.1063/1.4964375.
6. M. Gatu Johnson et al., “The 2.5-MeV neutron time-of-flight spectrometer TOFOR for experiments at JET,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 591, no. 2, pp. 417–430, Jun. 2008, doi: 10.1016/j.nima.2008.03.010.
7. A. V. Krasilnikov, “Natural Diamond Neutron Spectrometer,” in *Diagnostics for Experimental Thermonuclear Fusion Reactors 2*, Boston, MA: Springer US, 1998, pp. 439–448.
8. A. V. Krasilnikov, V. N. Amosov, P. Van Belle, O. N. Jarvis, and G. J. Sadler, “Study of d-t neutron energy spectra at JET using natural diamond detectors,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 476, no. 1–2, pp. 500–505, Jan. 2002, doi: 10.1016/S0168-9002(01)01497-8.
9. A. V. Krasilnikov, V. N. Amosov, and Y. A. Kaschuck, “Natural diamond detector as high energy particles spectrometer,” in *IEEE Nuclear Science Symposium &*

- Medical Imaging Conference, 1997, vol. 1, pp. 525–529, doi: 10.1109/nssmic.1997.672638.
10. C. Cazzaniga et al., “Single crystal diamond detector measurements of deuterium-deuterium and deuterium-tritium neutrons in Joint European Torus fusion plasmas,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 85, no. 4, p. 043506, Apr. 2014, doi: 10.1063/1.4870584.
  11. A. Giaz et al., “Fast neutron measurements with  $^7\text{Li}$  and  $^6\text{Li}$  enriched CLYC scintillators,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 2016, doi: 10.1016/j.nima.2016.03.090.
  12. D. Rigamonti et al., “First neutron spectroscopy measurements with a compact C7LYC based detector at EAST,” in *Journal of Instrumentation*, Sep. 2019, vol. 14, no. 9, p. C09025, doi: 10.1088/1748-0221/14/09/C09025.
  13. P. P. Guss, T. G. Stampahar, S. Mukhopadhyay, A. Barzilov, and A. Guckes, “Scintillation properties of a  $\text{Cs}_2\text{LiLa}(\text{Br}_6)_90\%(\text{Cl}_6)_{10}\%:\text{Ce}$  (CLLBC) crystal,” in *Proceedings Volume 9215, Radiation Detectors: Systems and Applications XV*, Sep. 2014, p. 921505, doi: 10.1117/12.2060204.
  14. D. A. Brown et al., “ENDF/B-VIII.0: The 8th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library with CIELO-project Cross Sections, New Standards and Thermal Scattering Data,” *Nucl. Data Sheets*, vol. 148, pp. 1–142, Feb. 2018, doi: 10.1016/j.nds.2018.02.001.
  15. H. S. Bosch and G. M. Hale, “Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities,” *Nucl. Fusion*, vol. 32, no. 4, pp. 611–631, Apr. 1992, doi: 10.1088/0029-5515/32/4/I07.
  16. H. Brysk, “Fusion neutron energies and spectra,” *Plasma Phys.*, vol. 15, no. 7, pp. 611–617, Jul. 1973, doi: 10.1088/0032-1028/15/7/001.
  17. L. Bertalot, S. Conroy, A. Murari, M. Reginatto, H. Schuhmacher, and A. Zimbal, “Neutron energy measurements of trace tritium plasmas with NE213 compact spectrometer at JET,” in *32nd EPS Conference on Plasma Physics 2005, EPS 2005, Held with the 8th International Workshop on Fast Ignition of Fusion Targets - Europhysics Conference Abstracts*, 2005, vol. 1, pp. 594–597.

18. G. Ericsson, "Advanced Neutron Spectroscopy in Fusion Research," *J. Fusion Energy*, vol. 38, no. 3–4, pp. 330–355, Feb. 2019, doi: 10.1007/s10894-019-00213-9.
19. A. Polevoi, H. Shirai, and T. Takizuka, "BENCHMARKING OF THE NBI BLOCK IN ASTRA CODE, JAERI -Data/Code 97-014. March," 1997, vol. 2, Accessed: Jun. 28, 2018.
20. J. Wesson, *Tokamaks*, 4-ое издание, Oxford University Press, 2011.
21. Y. P. Zhang et al., "Measurements of the fast ion slowing-down times in the HL-2A tokamak and comparison to classical theory," *Phys. Plasmas*, vol. 19, no. 11, p. 112504, Nov. 2012, doi: 10.1063/1.4768425.
22. J. Allison et al., "Recent developments in GEANT4," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 835, pp. 186–225, Nov. 2016, doi: 10.1016/j.nima.2016.06.125.
23. W. Wolszczak and P. Dorenbos, "Shape of intrinsic alpha pulse height spectra in lanthanide halide scintillators," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 857, pp. 66–74, Jun. 2017, doi: 10.1016/j.nima.2017.02.041.
24. S. V. Syromukov et al., "NG-24 Neutron Generator for Nuclear Medicine and Thermonuclear Research," *At. Energy*, vol. 119, no. 1, pp. 68–71, Nov. 2015, doi: 10.1007/s10512-015-0031-5.
25. Р. Родионов и др, «Аналитическая модель энергетического и углового распределения нейтронов для нейтронного генератора НГ-24М», XVIII Всероссийская конференция Диагностика Высокотемпературной плазмы, 2019
26. M. V. Iliasova et al., "Measurements of neutron fluxes from tokamak plasmas using a compact neutron spectrometer," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 92, no. 4, p. 043560, Apr. 2021, doi: 10.1063/5.0040667.
27. R. S. Balmer et al., "Chemical vapour deposition synthetic diamond: Materials, technology and applications," *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 21, no. 36, p. 364221, Sep. 2009, doi: 10.1088/0953-8984/21/36/364221.

28. B. Esposito, Y. Kaschuck, A. Rizzo, L. Bertalot, and A. Pensa, “Digital pulse shape discrimination in organic scintillators for fusion applications,” in Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Feb. 2004, vol. 518, no. 1–2, pp. 626–628, doi: 10.1016/j.nima.2003.11.103.
29. Y. K. Kim, S. K. Lee, B. H. Kang, J. B. Son, and G. D. Kim, “Performance improvement of neutron flux monitor at KSTAR,” in Journal of Instrumentation, Dec. 2012, vol. 7, no. 6, doi: 10.1088/1748-0221/7/06/C06013.
30. L. Y. Liao et al., “A compact stilbene crystal neutron spectrometer for NBI-heated plasma neutron diagnostics at EAST,” Rev. Sci. Instrum., vol. 92, no. 4, Apr. 2021, doi: 10.1063/5.0043617.
31. Yu. Kashchuk, S. Popovichev, L. A. Trykov, L. Bertalot, A. A. Oleynikov, and A. Murari, “Neutron Measurements during Trace Tritium Experiments at JET using a Stilbene Detector,” 31st EPS Conf. Plasma Phys. Proc., vol. 28, no. 04, pp. 2–5, 2004, Accessed: Sep. 09, 2021.
32. J. T. Goorley et al., “Initial MCNP6 Release Overview - MCNP6 version 1.0,” Los Alamos, NM (United States), Jun. 2013. doi: 10.2172/1086758.
33. Кащук Ю. А., «Сцинтилляционные спектрометры нейтронного и гамма излучения для диагностики термоядерной плазмы», диссертация на соискание степени к.ф.-м.н., от 18.04.2007.

#### **Публикации автора по теме диссертации:**

- A1. **Kormilitsyn T.**, Polevoi A., Bertalot L., Mironov M., Krasilnikov V., Serikov A., Barnsley R., Kashchuk Yu., Loarte A., Pinches S., “Assessment of the Fast Particle Spectra for Tangential Spectrometer for H/He and DT ITER Operation”, Proc. of the 45th EPS Conference on Plasma Physics, 2018, P2.1005, 601-604.
- A2. **Кормилицын Т.М.**, Портнов Д.В., Кащук Ю.А., “Моделирование спектров быстрых частиц для Тангенциального Спектрометра ИТЭР”, Вопросы Атомной Науки и Техники: Серия Термоядерный Синтез, 2018, 41(4)

- A3. **Kormilitsyn, T.**, Nemtsev, G., Rodionov, R., Kashchuk, Y., Portnov, D., “Modelling of the NBI contribution to the neutron energy spectra for the ITER Vertical Neutron Camera”, *Journal of Instrumentation*, 2019, 14(10), C10019
- A4. **Kormilitsyn, T.**, Obudovsky, S., Kashchuk, Y., Rodionov R., Pankratenko, A., Dzhurik, A., “Application of the LaCl<sub>3</sub>(Ce) Scintillator to Fast Neutron Measurements”, *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 2021, 18(1), p. 75–81
- A5. **Kormilitsyn T.M.**, Obudovsky S.Yu., Rodionov R.N., Pankratenko A.V., Dzhurik A.S., Kashchuk Yu.A. and Krasilnikov A. V., “Novel LaCl<sub>3</sub>(Ce)-based spectrometer for deuterium plasma neutron diagnostics”, *Review of Scientific Instruments* 92, 043528 (2021)
- A6. Pankratenko A.V., **Kormilitsyn T.M.**, Obudovsky S.Yu., Dzhurik A.S., Kashchuk Yu.A., “Digital Pulse Shape Discrimination Method for D–D Neutron Spectrometry Using the LaCl<sub>3</sub>(Ce) Scintillator”, *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 2022, 19, p. 66-76
- A7. Afanasyev V.I., ..., **Kormilitsyn T.M.**, et al. “Development of the NPA based diagnostic complex in ITER” –*Journal of Instrumentation*, 2022, vol. 17, no. 07, p. C07001