

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
(ИЯИ РАН)

УДК 539.1, 539.12, 539.14, 539.17, 539.125

Пер. № 121121900030-0

Пер. №

УТВЕРЖДАЮ  
Директор ИЯИ РАН,  
профессор РАН

\_\_\_\_\_ М.В. Либанов

«28» января 2022 г.



**ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**

121121900030-0

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД, МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ, В ТОМ  
ЧИСЛЕ РАДИАЦИОННОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ, НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА,  
ФИЗИКА И ТЕХНИКА ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ

(заключительный за 2021 год)

ФЦП

Руководитель НИР,  
д.ф.-м.н.

Э.А. Коптелов  
«28» января 2022г.

Москва 2022 г.

## СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель НИР,  
г.н.с., д.ф.-м.н.



28.01.2022

подпись, дата

Э.А. Коптелов  
(введение, заключение)

Исполнители:  
г.н.с., д.ф.-м.н.



28.01.2022

подпись, дата

Н.М. Соболевский  
(введение, заключение,  
раздел 1)

в.н.с., к.ф.-м.н.



28.01.2022

подпись, дата

Р.А. Садыков  
(введение, заключение,  
разделы 3,4,6)

в.н.с., к.ф.-м.н.



28.01.2022

подпись, дата

С.Ф. Сидоркин  
(введение, заключение,  
раздел 5)

в.н.с., д.ф.-м.н.



28.01.2022

подпись, дата

Р.М. Джилкибаев  
(введение, заключение,  
раздел 2)

н.с., к.ф.-м.н.



28.01.2022

подпись, дата

А.А. Каспаров  
(введение, заключение,  
разделы 2, 6)

## РЕФЕРАТ

Отчёт содержит: 65 с., 29 рис., 0 табл., 11 источн, 0 прил.

**Ключевые слова:** ТРАНСПОРТНЫЙ КОД, МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, МОНТЕ-КАРЛО, ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, ЛИНЕЙНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ, ОБЛУЧЕНИЕ МАТЕРИАЛОВ, АКТИВАЦИЯ, ДОЗИМЕТРИЯ НЕЙТРОНОВ, ГИПЕРЯДРА, МУЛЬТИФРАГМЕНТАЦИЯ, КОСМИЧЕСКИЙ АППАРАТ, КОСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ПОГЛОЩЕННАЯ ДОЗА, ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ДОЗА, ТОРМОЗНАЯ СПОСОБНОСТЬ, НЕЙТРОННЫЙ РЕФЛЕКТОМЕТР, МАЛОУГЛОВОЕ РАССЕЙЯНИЕ НЕЙТРОНОВ, ДЕТЕКТОРЫ НЕЙТРОНОВ, НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, НЕЙТРОННЫЙ ДЕТЕКТОР, СЦИНТИЛЛЯТОР, ЛАВИННЫЙ ДИОД, КРЕМНИЕВЫЙ ФОТОУМНОЖИТЕЛЬ, ТОМОГРАФИЯ, РАДИОГРАФИЯ, ПЧД ДЕТЕКТОР, НЕЙТРОНЫ, ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕЙТРОНА, МЕТОД ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА, ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЕ СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ, ИМПУЛЬСНЫЕ ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ, ФОТОНЕЙТРОННЫЙ ИСТОЧНИК, АКТИВАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС, РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НЕЙТРОНА ЯДРОМ, ВЫСОКИЕ ДАВЛЕНИЯ, ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ, СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ, СИНТЕЗ НОВЫХ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ.

В отчёте представлены результаты фундаментальных и прикладных работ, проведённых по государственному заданию в соответствии с планом научных исследований ИЯИ РАН на 2021 год.

Выполнялись работы по Программе фундаментальных научных исследований в Российской Федерации на долгосрочный период, (2021 - 2030 годы), подпрограмма 2 "Фундаментальные и поисковые научные исследования".

Область научных знаний: 1. Естественные науки.

Направление науки: 1.3. Физические науки.

Направления фундаментальных и поисковых научных исследований:

1.3.2. Физика конденсированных сред и физическое материаловедение.

1.3.3. Ядерная физика и физика элементарных частиц.

1.3.3.5. Физика ускорителей заряженных частиц, включая синхротроны, лазеры на свободных электронах, источники нейтронов, а также другие источники элементарных частиц, атомных ядер, синхротронного и рентгеновского излучения.

1.3.3.6. Развитие методов детектирования элементарных частиц, атомных ядер и

ионизирующего излучения, методов рентгеновской и нейтронной оптики.

1.3.3.7. Ядерно-физические методы в медицине, энергетике, материаловедении, биологии, экологии, системах безопасности и других областях.

Представленный отчет отражает основные результаты, полученные сотрудниками Института в рамках работ по выполнению Государственного задания 2021 года по теме «Физика конденсированных сред, материаловедение, в том числе радиационное материаловедение, нейтронная физика, физика и техника источников нейтронов».

Основная деятельность направлена на разработку и оснащение научным оборудованием импульсного источника тепловых нейтронов ИН-06 (spallation типа) на основе сильноточного линейного ускорителя ионов водорода, разработку и реализацию программы фундаментальных и прикладных исследований на базе Нейтронного комплекса (включая облучательное устройство мишенно-ловушечного узла на прямом канале протонов – установку РАДЭКС, импульсный нейтронный источник ИН-06, спектрометр по времени замедления в свинце СВЗ-100).

Импульсные источники нейтронов, использующие каскадно-испарительные (spallation) реакции, являются на сегодняшний день наиболее перспективными, т. к. способны обеспечить наиболее интенсивные пучки нейтронов. Кроме того, эти источники более безопасны, т. к. не имеют делящихся материалов. В настоящее время на источнике нейтронов ИН-06 создан комплекс нейтронографических установок: нейтронного рефлектометра-малоуглового спектрометра «Горизонт», дифрактометров «Геркулес» и «Кристалл», многофункционального нейтронного спектрометра «МНС». Усовершенствование детекторной системы дифрактометров, в частности увеличение телесного угла детекторов позволит сократить время измерений (даже при существующей мощности пучка), а следовательно, повысить эффективность использования нейтронных пучков. Проводятся исследования на времяпролетном спектрометре на базе нейтронного источника РАДЭКС.

Создан интенсивный W-Be-фотонейтронный источник на основе серийного промышленного электронного ускорителя ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН, вольфрамовой тормозной мишени и фотонейтронной бериллиевой мишени. Источник обеспечивает поток тепловых нейтронов порядка  $10^7 - 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-2}$ , что сравнимо с параметрами реакторных источников нейтронов, нейтронных генераторов и микротронов при достаточно низком гамма-фоне и удовлетворительных размерах поля облучения.

Получен ряд результатов по основным направлениям исследований на базе нейтронных источников ИЯИ РАН, выделенных в конкретные задачи. Использовались как методы

нейтронной спектроскопии по времени пролета, так и комплементарные методы исследований структуры и свойств перспективных материалов, выполнены работы по компьютерному моделированию ядерно-физических процессов в веществе. Развитие комплементарных ядерно-физических методов анализа структуры и свойств веществ нашло своё отражение в приводимых ниже результатах исследования материалов в экстремальных условиях. Расчетно-теоретические работы направлены на обоснование новых подходов к созданию интенсивных нейтронных источников испарительного типа, описанию ядерно-физических процессов в конденсированных средах, включая биологические объекты.

Ряд данных носит предварительный характер и требует продолжения измерений. Результаты экспериментов обрабатываются, готовятся к публикации и частично опубликованы. В конце Отчета приведен список публикаций по результатам работ.

## СОДЕРЖАНИЕ

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ .....	2
РЕФЕРАТ .....	3
СОДЕРЖАНИЕ .....	6
ВВЕДЕНИЕ .....	8
1. Задача «Развитие и применение транспортного кода SHIELD ( <a href="http://www.inr.ru/shield/">http://www.inr.ru/shield/</a> , <a href="http://www.shieldhit.org">http://www.shieldhit.org</a> ) как инструмента математического моделирования взаимодействия частиц с веществом, включая развитие моделей ядерных реакций» .....	16
1.1 Монте-Карло моделирование потоков нуклонов и активации в экспериментальных установках ИЯИ РАН с целью их оптимизации .....	16
1.2 Развитие динамических и статистических моделей образования и распада нуклонной и гиперъядерной материи .....	18
2. Задача «Исследования по физике деления и нейтрон-ядерных взаимодействий» .....	20
2.1 Исследование выхода запаздывающих нейтронов фотоделения .....	20
2.2 Соотношение выходов каналов распада $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ и $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)^7\text{Li}$ под действием быстрых нейтронов с энергией от 1 до 6 МэВ .....	20
2.3 Измерение нейтронных сечений, установка ИНЕС на источнике РАДЭКС .....	24
3. Задача «Развитие экспериментальной базы импульсного нейтронного источника ИН-06 ИЯИ РАН для исследования конденсированных сред» .....	30
3.1 Разработка и тестирование прототипов позиционно-чувствительного детектора тепловых нейтронов на основе сцинтилляторов и лавинных диодов .....	30
3.2 Оптимизация работы системы нейтронных детекторов.....	33
3.3 Разработка спектрометра рассеяния эпитепловых нейтронов на импульсном источнике «РАДЭКС».....	33
4. Задача «Исследование структуры перспективных материалов, в том числе при экстремальных нагрузках (высоких давлениях, низких температурах, сильных магнитных полях)» .....	34
4.1 Исследование материалов при высоких давлениях и низких температурах .....	34
4.2 Исследование материалов при высоких температурах.....	41
4.3 Радиационное материаловедение .....	43
5. Задача: «Моделирование процессов, инициированных пучком протонов линейного ускорителя в установках Нейтронного комплекса ИЯИ, с целью улучшения и оптимизации параметров установок».....	44
6. Задача «Развитие новых методов исследований на нейтронных источниках» .....	47
6.1 Адаптация метода нейтронной радиографии и томографии для диагностики промышленных изделий и объектов культурного наследия.....	47

6.2	Возможность контроля максимальной энергии быстрых нейтронов по амплитудным спектрам от позиционно-чувствительного детектора нейтронов на основе $^{10}\text{B}$ .....	47
6.3	Развитие новых методов исследования фундаментальных взаимодействий при низких энергиях нейтронов. Разработка токового метода регистрации времяпролетных спектров .....	51
6.4	Развитие новых методов исследований на нейтронных источниках. Нейтронная рефлектометрия .....	55
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	58
	СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ .....	62
	ПУБЛИКАЦИИ .....	63

## ВВЕДЕНИЕ

**1. Задача «Развитие и применение транспортного кода SHIELD (<http://www.inr.ru/shield/>, <http://www.shieldhit.org>) как инструмента математического моделирования взаимодействия частиц с веществом, включая развитие моделей ядерных реакций».**

Подзадачи, входящие в работы по программе фундаментальных научных исследований:

**1.1 Монте-Карло моделирование потоков нуклонов и активации в экспериментальных установках ИЯИ РАН с целью их оптимизации.**

Цель работы — интерпретация экспериментальных данных о потоках быстрых нейтронов в экспериментальном зале ускорителя ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН, Монте-Карло моделирование переноса нейтронов в экспериментальном зале ускорителя ЛУЭ-8-5 с использованием транспортного кода SHIELD <https://www.inr.ru/shield/>.

В отчетном 2021 году транспортный код SHIELD применялся для моделирования потоков быстрых нейтронов, образующихся при фотоделении ядра  $^{238}\text{U}$ , в целях интерпретации результатов экспериментов, проводимых в ИЯИ РАН на импульсном ускорителе электронов ЛУЭ-8-5. Из ядер-осколков деления ядра  $^{238}\text{U}$  испускаются мгновенные и запаздывающие нейтроны, а также мгновенные и запаздывающие фотоны, создающие фон при регистрации мгновенных и запаздывающих нейтронов соответственно. Пучок электронов, пройдя через систему транспортировки, падает на мишень из металлического урана, содержащую 99.27% изотопа  $^{238}\text{U}$ . В этой мишени, имеющей толщину 2.2 см, образуются тормозные  $\gamma$ -кванты, которые вызывают акты деления  $^{238}\text{U}$ .

**1.2 Развитие динамических и статистических моделей образования и распада нуклонной и гиперъядерной материи.**

Проект посвящен изучению процессов образования и распада возбужденной гиперъядерной и нормальной ядерной материи в столкновениях тяжелых ионов,

Цель работы — развитие моделей образования и распада возбужденной ядерной и гиперъядерной материи. Сравнение расчетов с имеющимися экспериментальными данными.

В приводимых ниже работах представлен прогресс в развитии моделей образования (динамическая стадия) и распада (статистическое описание) возбужденной гиперъядерной и нормальной ядерной материи. Описание процессов испарения, Ферми-развала, деления и мультифрагментации обобщается на гиперъядра. Развиваются методы извлечения энергии связи гиперонов в ядрах. Результаты расчетов по образованию гиперъядер сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

## 2. Задача «Исследования по физике деления и нейтрон-ядерных взаимодействий».

### 2.1 Исследование выхода запаздывающих нейтронов фотоделения.

Экспериментальные исследования запаздывающих нейтронов проводились в ИЯИ РАН на импульсном линейном ускорителе электронов ЛУЭ-8-5, расположенном вместе с системой транспортировки пучка электронов в специальном ускорительном зале <https://www.inr.ru/rus/unu/lue.html>. Как отмечалось выше, из ядер-осколков от деления ядра  $^{238}\text{U}$  испускаются мгновенные нейтроны (МН), и запаздывающие нейтроны (ЗН). Также из ядер-осколков испускаются мгновенные фотоны (МФ) и запаздывающие фотоны (ЗФ), составляющие часть фона фотонов при регистрации МН и ЗН соответственно. Имеются также фоновые фотоны от неупругого рассеяния и радиационных захватов нейтронов. Основные параметры пучка электронов в этих экспериментах: кинетическая энергия ускоренных электронов  $E_e \approx 8$  МэВ, длительность импульсов пучка  $t=3$  мкс, средний ток пучка  $I_{\text{cp}}$  в диапазоне (0.04-0.1) мкА. Исследовалось влияние фоновых процессов на исследования запаздывающих нейтронов.

### 2.2 Соотношение выходов каналов распада $^{10}\text{B}(n, \alpha_0)^7\text{Li}$ и $^{10}\text{B}(n, \alpha_1\gamma)^7\text{Li}$ под действием быстрых нейтронов с энергией от 1 до 6 МэВ.

Соотношение выходов каналов распада реакций  $^{10}\text{B}(n, \alpha_0)^7\text{Li}$  и  $^{10}\text{B}(n, \alpha_1\gamma)^7\text{Li}$  исследовалось при взаимодействии нейтронов с ядром  $^{10}\text{B}$  при энергии от 1 до 6 МэВ. Нейтронный детектор на основе  $^{10}\text{B}$ -слоя служил и мишенью, и катодом проволочной камеры для регистрации ионизационных потерь вторичных ядер. Соотношение выходов реакций  $n + ^{10}\text{B} \rightarrow ^7\text{Li} + ^4\text{He}$  и  $n + ^{10}\text{B} \rightarrow ^7\text{Li} + ^4\text{He} + \gamma$  определялось из анализа амплитудных спектров от двух зазоров детектора вместе с моделированием ионизационных потерь ядер  $^4\text{He}$  с учетом кинематики обеих реакций.

Соотношение выходов распада реакций  $^{10}\text{B}(n, \alpha_0)^7\text{Li}$  и  $^{10}\text{B}(n, \alpha_1\gamma)^7\text{Li}$  при взаимодействии нейтронов с ядром  $^{10}\text{B}$  для тепловых и промежуточных энергий хорошо изучено и составляет 0.064. Однако, в области энергий свыше 1 МэВ данные библиотек ENDF/B-VII.1, JEFF-3.1.2 и JENDL-4.0 противоречат друг другу и потому подвергаются сомнению [1]. Подвергается критике также и сама величина сечения при этих энергиях. Целью работы является исследование соотношения выходов каналов  $\alpha_0$  к  $\alpha_1$  реакций  $^{10}\text{B}(n, \alpha_0)^7\text{Li}$  и  $^{10}\text{B}(n, \alpha_1\gamma)^7\text{Li}$  при взаимодействии нейтронов с ядром  $^{10}\text{B}$  при энергии от 1 до 6 МэВ.

Исследование проведено на созданном в ИЯИ РАН W-Ве-фотонейтронном источнике на базе линейного ускорителя электронов ЛУЭ-8-5. Источник обеспечивает поток тепловых нейтронов порядка  $10^7 - 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-2}$ , что сравнимо с параметрами реакторных источников

нейтронов, нейтронных генераторов и микротронов при достаточно низком гамма-фоне и удовлетворительных размерах поля облучения. Использовался созданный в ИЯИ РАН позиционно-чувствительный детектор (ПЧД) нейтронов на основе  $^{10}\text{B}$ -слоя, который служил и мишенью, и катодом проволочной камеры [2]. Ионизационные сигналы, которые пропорциональны потерям вторичных ядер, регистрировались в двух газовых зазорах камеры. Сигналы от нейтронов с энергией менее 0.5 МэВ подавлялись как кадмиевым фильтром, так и установкой высокого порога регистрации. Выполнялся анализ ионизационных потерь ядра  $^4\text{He}$ .

### **2.3 Измерение нейтронных сечений, установка ИНЕС на источнике РАДЭКС.**

Объектом исследований на установке ИНЕС, являются нейтрон-ядерные взаимодействия. Установка ИНЕС позволит повысить точность измерений нейтронных сечений радиационного захвата в области ядерных реакторов и ядерной астрофизики. Цель работы заключается в разработке и изготовлении электроники, предназначенной для работы с различными детекторами в условиях высокого уровня электрических помех. В качестве детекторов рассматриваются: кристаллы NaI, CsI, лавинные фотодиоды (APD), фото-электронные умножители (ФЭУ) и нейтронные газовые He3 счетчики. Разработка программного обеспечения по реконструкции сечений радиационного захвата нейтронов ядром.

### **3. Задача «Развитие экспериментальной базы импульсного нейтронного источника ИН-06 ИЯИ РАН для исследования конденсированных сред».**

Целью данной работы являлось проведение работ по оснащению нейтронографических установок «ИН-06» («Горизонт», «Геркулес», «Кристалл») современной аппаратурой, проведение отладки оборудования, проведение измерений, а также разработка методических рекомендаций по выбору оптимальных условий экспериментов.

#### **3.1 Разработка и тестирование прототипов позиционно-чувствительного детектора тепловых нейтронов на основе сцинтилляторов и лавинных фотодиодов.**

Целью работы является разработка и тестирования прототипа позиционно-чувствительного детектора основанного на особенностях прохождения и затухания света в световоде. За счет измерения количества света становится возможным определения координаты измеряя количество фотонов с 2х краев детекторов. В существующих детекторах определения координаты возможно проводить 2мя методами-сравнение амплитуды с 2х концов детектора либо создавая массив проводов-волокон, совпадение на которых и определяет координату. Метод, который планируется использовать при создание позиционно-чувствительных детекторов ранее нигде не применялся и будет реализован впервые.

#### **3.2 Оптимизация работы системы нейтронных детекторов.**

Объектом исследования является проверка параметров системы кольцевых детекторов и оптимизация параметров кольца и размеров счетчиков.

Цель работы получить оптимизированные данные для изготовления и модернизации существующих сцинтилляционных детекторов на основе органического световода и кремниевого фотоумножителя.

### **3.3 Разработка спектрометра рассеяния эпитепловых нейтронов на импульсном источнике «РАДЭКС».**

Цель работы создать спектрометр рассеяния эпитепловых нейтронов на импульсном источнике “РАДЭКС” для исследования тестовых образцов и тестирования нейтронных детекторов.

## **4. Задача «Исследование структуры перспективных материалов, в том числе при экстремальных нагрузках (высоких давлениях, низких температурах, сильных магнитных полях)».**

### **4.1 Исследование материалов при высоких давлениях и низких температурах.**

Настоящий проект направлен на исследование свойств, фазовых превращений и новых эффектов в простых и сложных материалах, возникающих при изменении межионных расстояний под воздействием сверхвысоких давлений (вплоть до 2-3 Мбар), высоких температур (вплоть до 3000-5000 К), криогенных температур (вплоть до 2 К), и сильных магнитных полей (до 9 Тл). Такие давления и температуры создаются в камерах высокого давления с алмазными наковальнями. Это позволит решать важные прикладные и фундаментальные задачи материаловедения, задачи синтеза новых веществ, а также проблемы сильно коррелированных электронных систем (высокотемпературная сверхпроводимость, микроэлектроника, спинтроника, мультиферроики, нанотехнологии), синтез новых метастабильных фаз лёгких элементов с уникальными свойствами, фундаментальные задачи геофизики включая изучение свойств и структуры кристаллов в условиях мантии и ядра Земли. Наряду с лабораторными методиками, будут использованы различные синхротронные и нейтронные методы для анализа функциональных свойств сильно сжатых материалов. Предлагаемые исследования обеспечат развитие теоретической и прикладной базы для создания различных классов материалов, имеющих потенциальное применение в новой микроэлектронике, энергетике, обработке материалов и других отраслях индустрии. Часть этих исследований тесно связана с новой бурно развивающейся областью физики магнитных материалов – спинтроникой. Выяснение свойств и взаимодействий между магнитной и электронной подсистемами при изменении межатомных расстояний обеспечит теоретический и прикладной базис для оптимизации свойств и параметров материалов для создания спинтронных устройств. Изучение параметров синтеза и

свойства новых материалов на основе лёгких элементов в экстремальных условиях является одной из приоритетных мировых проблем.

Решение этих задач должно обеспечить возможность создания принципиально новых продуктов, прорывных технологий и услуг, и содействовать прогрессу в решении научных задач, поставленных в ходе реализации Федеральных целевых программ.

*Цели:*

(1) Целью данной работы является синтез при высоких давлениях методом лазерного нагрева в алмазных наковальнях полигидридов европия и исследование их свойств при высоких давлениях.

(2) Целью данной работы является синтез при высоких давлениях методом лазерного нагрева в алмазных наковальнях нового высокотемпературного сверхпроводника - гексагибрида иттрия  $YN_6$  и изучение его структуры и других свойств при высоких давлениях, криогенных температурах и в сильных магнитных полях.

(3) Цель данной работы – исследование электрического транспорта, колебательных и структурных свойств эффективного термоэлектрического материала  $Cu_3Sb_{0.98}Al_{0.02}Se_4$  под давлением.

(4) Целью данной работы является исследование колебательных свойств монокристалла железо-иттриевого граната ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ) при высоком квазигидростатическом давлении методом спектроскопии комбинационного рассеяния света в области фазового перехода при 50 ГПа.

(5) Целью данной работы было исследование спиральной магнитной структуры  $Mn_{0.9}Fe_{0.1}Ge$  при квазигидростатическом давлении до 1 ГПа и построение фазовых диаграмм.

#### **4.2 Исследование материалов при высоких температурах.**

Теплоемкость твердых тел при высоких температурах отклоняется от закона Дюлонга-Пти и значительно превышает величину  $3R$ . Экспериментальный факт увеличения теплоемкости при высоких температурах обычно объясняют ангармоническими эффектами. Однако в наших работах было предложено другое объяснение экстремально высокой теплоемкости вблизи температуры плавления за счет накопления дефектов кристаллической структуры с малой энергией образования [1]. Методом DFT с помощью программы QuantumESPRESSO было выполнено моделирование протяженных дефектов в двумерной кристаллической решетке графена, которое позволило оценить верхнюю границу температуры плавления графита.

#### **4.3 Радиационное материаловедение.**

Объектом исследования являются радиационные повреждения в облучаемых металлах при температурах вакансионного распухания.

Цель работы – теоретическое исследование влияния одномерно движущихся междоузельных атомов, непрерывно генерируемых облучением в каскадах межатомных столкновений, на пространственные характеристики ансамбля вакансионных пор в облучаемых металлах.

**5. Задача: «Моделирование процессов, инициированных пучком протонов линейного ускорителя в установках Нейтронного комплекса ИЯИ, с целью улучшения и оптимизации параметров установок».**

**5.1 Задача — исследование влияния смешанного протонного, нейтронного и гамма излучения на конструкционные материалы экспериментальных физических установок.**

Экспериментальные физические установки в процессе своей работы подвергаются жесткому ионизирующему излучению различной физической природы. Это воздействие может оказывать влияние на надёжность получаемых результатов и на качество работы экспериментального оборудования находящегося в зоне облучения. Исследованиям подвергалась физическая установка — спектрометр по времени замедления нейтронов в свинце (СВЗ-100), расположенная в Экспериментальном комплексе ИЯИ РАН.

**5.1.1 Физические процессы, приводящие к активации конструкционных материалов экспериментальных физических установок.**

Конструктивные элементы спектрометра подвергались облучению протонами с энергией 209 МэВ, производимыми линейным ускорителем. В результате их взаимодействия с веществом мишени (свинец) рождались нейтроны (каскадно-испарительный процесс) и гамма-кванты. Гамма-кванты образовывались также от взаимодействия нейтронов с конструкционными материалами установки (радиационный захват). Основными (по массе) элементами СВЗ-100 являются рабочий объём из свинца (Pb) и конечный участок ионопровода из алюминия (Al).

**5.1.2 Регистрация гамма-спектров облучённых элементов установок.**

Регистрация спектров гамма-излучения от активированных материалов установки проводилась сцинтиляционным спектрометром на основе кристалла NaI. Результаты измерений приводятся на рисунке -- 1 и рисунке -- 2. Полученные данные показывают, что изотопы дающие вклад в гамма-излучение образуются при взаимодействии протонов с ядрами входящими в состав веществ, из которых состоят конструкционные материалы.

**5.1.3 Влияние наведённой активности на характер погрешностей в экспериментальных данных, получаемых на установке спектрометр по времени замедления нейтронов в свинце СВЗ-100.**

На результаты измерений могут влиять рециклические нейтроны. Т.е. нейтроны образовавшиеся от протонных импульсов прошедших до рабочего протонного импульса, нейтроны от которого используются в текущем экспериментальном цикле.

Также на результаты измерений может влиять наведенная активность материалов установки.

Цель работы — установить влияние вышеперечисленных факторов на измерения.

## **6. Задача « Развитие новых методов исследований на нейтронных источниках.**

Подзадачи, входящие в работы по программе фундаментальных научных исследований:

### **6.1 Адаптация метода нейтронной радиографии и томографии для диагностики промышленных изделий и объектов культурного наследия.**

Объектом исследования является адаптация метода нейтронной радиографии и томографии для диагностики промышленных изделий и объектов культурного наследия. Цель работы получить параметры пучка и требуемые параметры детектора для использования при диагностике промышленных изделий и объектов культурного наследия для оптимизации радиографических и томографических экспериментов на нейтронных источниках ИЯИ РАН.

### **6.2 Возможность контроля максимальной энергии быстрых нейтронов по амплитудным спектрам от позиционно-чувствительного детектора нейтронов на основе $^{10}\text{B}$ .**

С помощью созданного позиционно-чувствительного детектора нейтронов на основе слоя  $^{10}\text{B}$  и многопроволочной камеры исследована возможность контроля максимальной энергии нейтронов в потоке путем анализа амплитудных спектров от  $^{10}\text{B}$ -детектора. Моделировались ионизационные потери вторичных ядер  $^4\text{He}$  и  $^7\text{Li}$  в двух зазорах детектора. Обнаружена однозначная экспериментальная зависимость положения максимума и формы этих спектров от максимальной энергии нейтронов в потоке  $E_{n \text{ max}}$ .

Измерение энергии в интенсивном потоке быстрых нейтронов из источника на основе реакторов и ускорителей – важная, но очень сложная задача. Использование активационных детекторов дает только общую картину нейтронного поля, требует использования дорогостоящего германиевого детектора и сложного вычислительного анализа, проводимого после завершения эксперимента. Сцинтилляционные нейтронные детекторы обладают высокой чувствительностью к гамма- и рентгеновским квантам, интенсивность которых в экспериментах значительно превышает поток нейтронов. Кроме того, большая масса материала сцинтиллятора вносит искажение в измеряемое нейтронное поле. Пропорциональные и ионизационные газовые камеры и счетчики, заполненные газами  $^3\text{He}$  или  $^{10}\text{BF}_3$ , обладают высокой эффективностью только для медленных и тепловых нейтронов. Все вышеперечисленные детекторы измеряют поток нейтронов на высоком фоне рассеянных нейтронов и не обладают избирательной чувствительностью к направлению нейтронного потока. При измерении энергии нейтронов сцинтилляционными детекторами используются методы протонов отдачи и времени пролета.

При использовании сцинтилляционных детекторов отсутствует однозначная зависимость между ионизационными потерями и амплитудой сигнала [3]. При измерении энергии по методу времени пролета необходимо большое пролетное расстояние для получения достаточного разрешения. При этом поток нейтронов значительно уменьшается, что делает затруднительным постановку экспериментов. Многих из этих недостатков лишен новый созданный в ИЯИ РАН позиционно-чувствительный детектор на основе слоя  $^{10}\text{B}$  и ионизационной камеры [2]. Цель работы состоит в рассмотрении его применения для оценки потока нейтронов из канала источника.

### **6.3 Развитие новых методов исследования фундаментальных взаимодействий при низких энергиях нейтронов. Разработка токового метода регистрации времяпролетных спектров.**

Цель работы – разработка метода регистрации времяпролетных спектров интенсивных нейтронных потоков. Предполагается, что развитие метода позволит использовать возможности нейтронного спектра реактор ИБР-2 ОИЯИ для получения дополнительной информации фундаментального характера о времени жизни нейтрона.

### **6.4 Развитие новых методов исследований на нейтронных источниках. Нейтронная рефлектометрия.**

Нейтронная рефлектометрия при высоких давлениях представляет интерес для таких областей как энергетика (подземные хранилища газа, отходов), геология (геофизические процессы на глубине), а также в технике — для изучения процессов окисления, коррозии и диффузии в экстремальных условиях.

## 1. Задача «Развитие и применение транспортного кода SHIELD

(<http://www.inr.ru/shield/>, <http://www.shieldhit.org>) как инструмента математического моделирования взаимодействия частиц с веществом, включая развитие моделей ядерных реакций»

### 1.1 Монте-Карло моделирование потоков нуклонов и активации в экспериментальных установках ИЯИ РАН с целью их оптимизации

Из ядер-осколков от деления ядра  $^{238}\text{U}$  испускаются мгновенные нейтроны (МН), и запаздывающие нейтроны (ЗН). Также из ядер-осколков испускаются мгновенные фотоны (МФ) и запаздывающие фотоны (ЗФ), составляющие часть фона фотонов при регистрации МН и ЗН соответственно. Имеются также фоновые фотоны от неупругого рассеяния и радиационных захватов нейтронов.

Проведены расчеты с целью интерпретации экспериментальных данных о потоках быстрых нейтронов в экспериментальном зале ускорителя ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН, Монте-Карло моделирование переноса нейтронов в экспериментальном зале ускорителя ЛУЭ-8-5 с использованием транспортного кода SHIELD.

Экспериментальные исследования запаздывающих нейтронов проводились в ИЯИ РАН на импульсном линейном ускорителе электронов ЛУЭ-8-5, расположенном вместе с системой транспортировки пучка электронов в специальном ускорительном зале <https://www.inr.ru/rus/unu/lue.html>.

Основные параметры пучка электронов в упомянутых выше экспериментах, следующие: кинетическая энергия ускоренных электронов  $E_e \approx 8$  МэВ, длительность импульсов пучка  $\tau = 3$  мкс, средний ток пучка  $I_{cp}$  в диапазоне (0.04-0.1) мкА.

Пучок электронов из ЛУЭ-8-5 проходил через систему транспортировки пучка и выпускался, через титановую фольгу толщиной 50 мкм, на мишень из металлического урана, содержащую 99.27% изотопа  $^{238}\text{U}$  и имеющую толщину 2.2 см. В такой мишени образуются тормозные  $\gamma$ -кванты, которые вызывают акты деления  $^{238}\text{U}$ .

Выполнено Монте-Карло моделирование спектров запаздывающих нейтронов, образующихся при фотоделении ядра  $\text{U}238$ . Расчеты выполнялись в различных вариантах с учетом влияния нескольких факторов:

1. отражение нейтронов от бетонных стен внутри зала, либо отсутствие стен (воздух вместо бетона): **2 варианта;**

2. различная толщина защитного свинцового кожуха  $t$  вокруг сцинтилляционного спектрометра быстрых нейтронов (ССБН) на основе монокристалла стильбена: отсутствие свинцового кожуха (воздух вместо свинца), толщина свинца  $t=2, 5, 10$  и  $15$  см.: **5 вариантов**;

3. три значения начальной кинетической энергии нейтронов источника при моделировании:  $E_{n\_нач} = 0.5, 1.0$  и  $1.5$  МэВ: **3 варианта**.

Всего было выполнено, по числу вариантов, 30 расчетов.

Число нейтронов источника в каждом расчете одинаково:  $N_n=10^7$ .

Общий вид геометрической конфигурации расчета представлен на рис. 1.1.

На рис. 1.2, представлена схема блока регистрации спектров нейтронов. Он же обозначен как- “neutron spectra scoring block” на рис.1.1. Данные расчетов согласуются с результатами измерений, представленных в пункте 2.1. Результаты моделирования представлены в работах [1.1] и [1.2], а также в докладе [1.3].

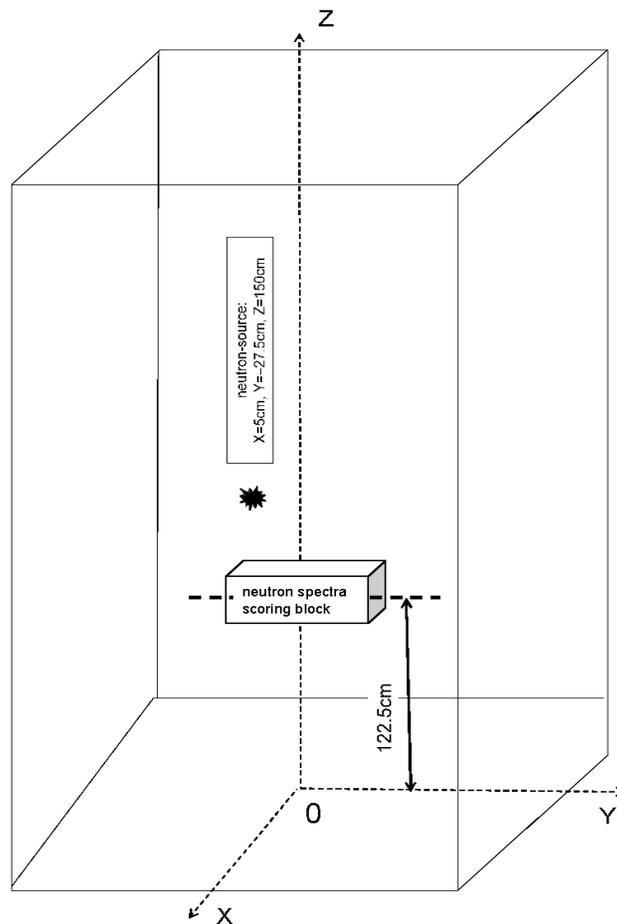


Рисунок 1.1 – общий вид геометрической конфигурации расчета

### Эскиз установки (для расчета)

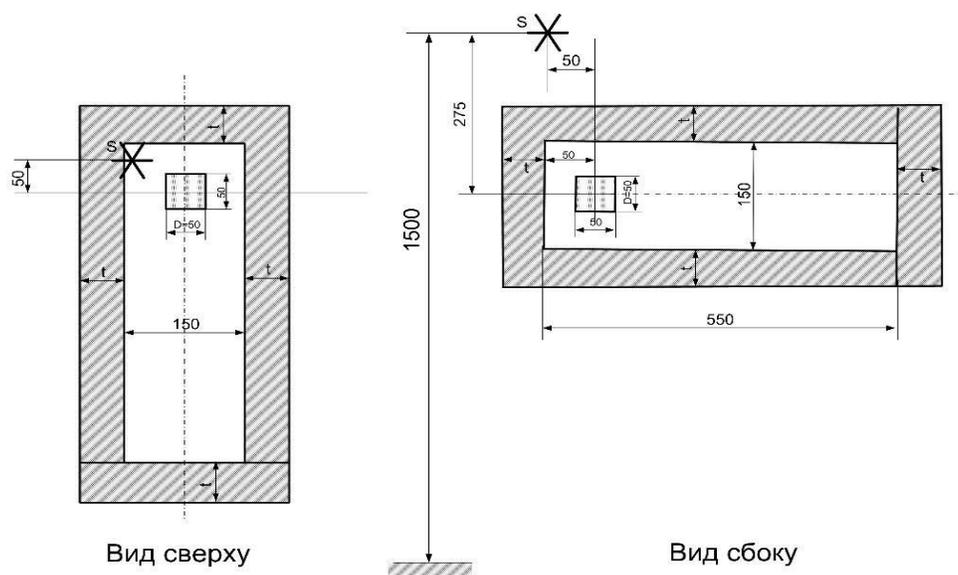


Рисунок 1.2 – Схема блока регистрации спектров нейтронов (на рис.1.1 обозначен как- “neutron spectra scoring block”)

## 1.2 Развитие динамических и статистических моделей образования и распада нуклонной и гиперъядерной материи

Развитие моделей ядерных реакций, включенное в пункт 1.2 Плана проведения фундаментальных научных исследований в 2021 году, отражено в работах [1.4 - 1.7].

В работе [1.4] рассматривается связь динамических и статистических механизмов образования барионных кластеров при столкновениях ядер промежуточных и высоких энергий. Центральные столкновения ядер производят большое количество барионов, из которых могут образовываться ядерные кластеры. Модели коалесценции широко используются для описания образования легких ядер в широком диапазоне энергий, включая важную зависимость образования изотопа He от энергии сталкивающихся релятивистских ионов. Рассматриваются закономерности образования легких фрагментов, их выход, изоспин и характеристики кинетической энергии. Предлагается обобщение механизма кластеризации для гиперъядерного вещества.

Работа [1.5] посвящена изучению возможности внутриядерного наблюдения нейтрон-антинейтронных превращений. Такие исследования начинаются с разработки генератора событий для моделирования этого редкого процесса. Был проведен ряд экспериментов по поиску

внутриядерных нейтрон-антинейтронных превращений, в основном с использованием ядра  $^{16}_8\text{O}$ , в черенковских детекторах подземных вод, таких как Супер-Камиоканда. В настоящей работе представлена новая версия генератора событий для интерпретации таких экспериментов. Этот генератор включает новое распределение вероятности радиальной (позиционной) аннигиляции и соответствующий фактор внутриядерного подавления для  $^{16}_8\text{O}$ , а также современную модель ядерной мультифрагментации с фотонным девозбуждением.

В докладах [1.6] (<https://nsp2021.selcuk.edu.tr/>) и [1.7] (<https://indico.cern.ch/event/1018424/>) процесс коалесценции рассматривается как двухступенчатый процесс:

- 1) образование барионной материи низкой плотности, которая может быть разделена на первичные кластеры с ограниченной энергией возбуждения, и
- 2) последующий статистический распад таких кластеров, приводящий к образованию холодных ядер.

Центральные столкновения ядер производят большое количество барионов, из которых могут образовываться ядерные кластеры. Образование ядер из взаимодействующих барионов является естественным следствием ядерного взаимодействия при субъядерных плотностях, приводящего к ядерному фазовому переходу, типа жидкость-газ в конечных системах.

## **2. Задача «Исследования по физике деления и нейтрон-ядерных взаимодействий»**

### **2.1 Исследование выхода запаздывающих нейтронов фотоделения**

Экспериментальные исследования запаздывающих нейтронов проводились в ИЯИ РАН на импульсном линейном ускорителе электронов ЛУЭ-8-5, расположенном вместе с системой транспортировки пучка электронов в специальном ускорительном зале <https://www.inr.ru/rus/unu/luc.html>. Основные параметры пучка электронов в этих экспериментах: кинетическая энергия ускоренных электронов  $E_e \approx 8$  МэВ, длительность импульсов пучка  $t=3$  нс, средний ток пучка  $I_{cp}$  в диапазоне (0.04-0.1) мкА.

Пучок электронов из ЛУЭ-8-5 проходил через систему транспортировки пучка и выпускался, через титановую фольгу толщиной 50 мкм, на мишень из металлического урана, содержащую 99.27% изотопа  $^{238}\text{U}$  и имеющую толщину 2.2 см. В такой мишени образуются тормозные  $\Gamma$ -кванты, которые вызывают акты деления  $^{238}\text{U}$ .

Образующиеся при фотоделении  $^{238}\text{U}$  запаздывающие нейтроны регистрировались сцинтилляционным спектрометром быстрых нейтронов (ССБН) на основе монокристалла стиблена, просматриваемого фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Большая загрузка ССБН во время импульса пучка электронов может приводить к искажениям регистрации запаздывающих нейтронов. Для ослабления такого влияния большой загрузки спектрометра ССБН использовался управляемый делитель для питания ФЭУ.

Для ослабления фотонного фона (особенно от рентгеновских фотонов) спектрометр ССБН размещался внутри “глухого” (то есть закрытого со всех сторон) свинцового “дома” - пассивной защиты, с варьируемой толщиной стенок. Выяснение роли такого “дома” в возможных искажениях регистрации потоков и спектров быстрых нейтронов при разных значениях толщины стенок представлено в работах [2,3].

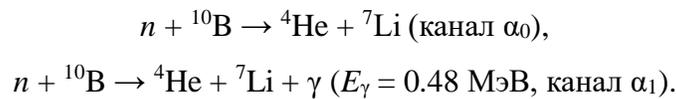
### **2.2 Соотношение выходов каналов распада $^{10}\text{B}(n, \alpha_0)^7\text{Li}$ и $^{10}\text{B}(n, \alpha_1\gamma)^7\text{Li}$ под действием быстрых нейтронов с энергией от 1 до 6 МэВ**

Создание W-Be-фотонейтронного источника нейтронов на базе линейного ускорителя электронов ЛУЭ-8 дало возможность исследовать соотношение реакций  $^{10}\text{B}(n, \alpha_0)^7\text{Li}$  и  $^{10}\text{B}(n, \alpha_1\gamma)^7\text{Li}$  при быстрых нейтронах с энергией от 1 до 6 МэВ и ядра  $^{10}\text{B}$ .

Электроны с фиксированной энергией в диапазоне от 5 до 8 МэВ из линейного ускорителя ЛУЭ-8 создавали в вольфрамовой мишени тормозной спектр гамма-квантов. Для

генерации нейтронов этот спектр падал на мишень из бериллия [4]. Так как порог рождения нейтронов при взаимодействии  $\gamma$ -кванта с ядром на бериллии составляет 1.67 МэВ, то максимальная энергия вылетающих нейтронов  $E_{n \max}$  может быть от 3.13 до 5.77 МэВ в зависимости от энергии электронов. Выводной коллимированный канал нейтронов располагался под углом  $67^\circ$ . Кадмиевая пластина толщиной 5 мм, установленная перед детектором позволяла снизить общую загрузку медленных нейтронов. Большая часть нейтронов с энергией менее 0.55 эВ поглощалась, а высокий амплитудный порог позволял подавить регистрацию в ПЧД нейтронов с энергией менее 0.5 МэВ.

Детектор нейтронов [5] выполняет одновременно роль мишени и детектирующей системы. Чувствительный слой  $^{10}\text{B}$  толщиной 3 мкм находится на стеклянной пластине. Он покрыт слоем алюминия толщиной 0.2 мкм, который служит первым катодом проволочной пропорциональной камеры. Из слоя  $^{10}\text{B}$  под действием нейтрона могут вылетать ядра  $^4\text{He}$  и  $^7\text{Li}$  в результате двух ядерных реакций



Эти ядра затем регистрируются в ионизационной камере с измерением ионизационных потерь в двух ее последовательных чувствительных зазорах [6]. Соотношение выходов этих двух реакций определялось из анализа амплитудных спектров от двух газовых зазоров детектора вместе с моделированием ионизационных потерь ядра  $^4\text{He}$  в газе детектора.

Рассчитанные в работе [7] абсолютные значения потоков тормозных фотонов из вольфрамовой мишени для различных энергий электронов, использовались для получения энергетических спектров нейтронов в реакции  $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$ . В дальнейшем эти энергетические распределения нейтронов были использованы для расчета кинематики ядер  $^4\text{He}$  для двух исследуемых каналов распада  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$ . При этом для расчетов использовалась экспериментальная зависимость сечения взаимодействия нейтронов с ядром  $^{10}\text{B}$  в диапазоне от 1 до 7 МэВ, полученная в работе [1]. Для этой зависимости была получена интерполяционная формула

$$\sigma = \sum_{i=1}^6 A_i \frac{e^{-B_i E_n}}{E_n} \text{ при } E_n \leq 0.25 \text{ МэВ,}$$

$$\sigma = \sum_{i=1}^6 A_i e^{-\frac{(E_n - B_i)^2}{2\gamma_i^2}} \text{ при } E_n \geq 0.25 \text{ МэВ,} \quad (2.1)$$

где  $A_1 = 0.93$ ;  $A_2 = 0.54$ ;  $A_3 = 0.36$ ;  $A_4 = 0.3$ ;  $A_5 = 0.11$ ;  $A_6 = 0.049$ ;  $w_1 = 0.32$ ;  $w_2 = 0.30$ ;  $w_3 = 0.3$ ;  
 $w_4 = 0.45$ ;  $w_5 = 1.6$ ;  $w_6 = 6.0$ ;  $B_1 = 0.40$ ;  $B_2 = 1.80$ ;  $B_3 = 2.75$ ;  $B_4 = 3.70$ ;  $B_5 = 6.1$ ;  $B_6 = 15.0$ .

Моделированные спектры ионизационных потерь ядер  ${}^4\text{He}$  в 1-ом и 2-ом газовых зазорах детектора для двух реакций аппроксимировались распределением Рэля

$$f(\Delta E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp\left(-\frac{(\Delta E - \mu)^2}{2\sigma^2}\right), \text{ если } \Delta E > \Delta E_0 \text{ и}$$

$$f(\Delta E) = 0, \text{ при } \Delta E < \Delta E_0 \quad (2.2)$$

с целью определить положение и высоту максимума для каждой из двух реакций. В эксперименте триггер возникает если ионизационный сигнал во 2-ом газовом зазоре превысил амплитудный порог. Расчет показал, что триггер запускается для нейтронов с энергией  $E_n > 0.5$  МэВ. Поэтому при моделировании рассматривались только нейтроны с энергией  $E_n > 0.5$  МэВ. На рис. 2.1 представлены расчетные спектры для 1-ого (рис. 1а) и для 2-ого (рис. 1б) газовых зазоров детектора с аппроксимирующими их кривыми при энергии нейтронов  $E_n = 3$  МэВ. Определены параметры этих кривых.

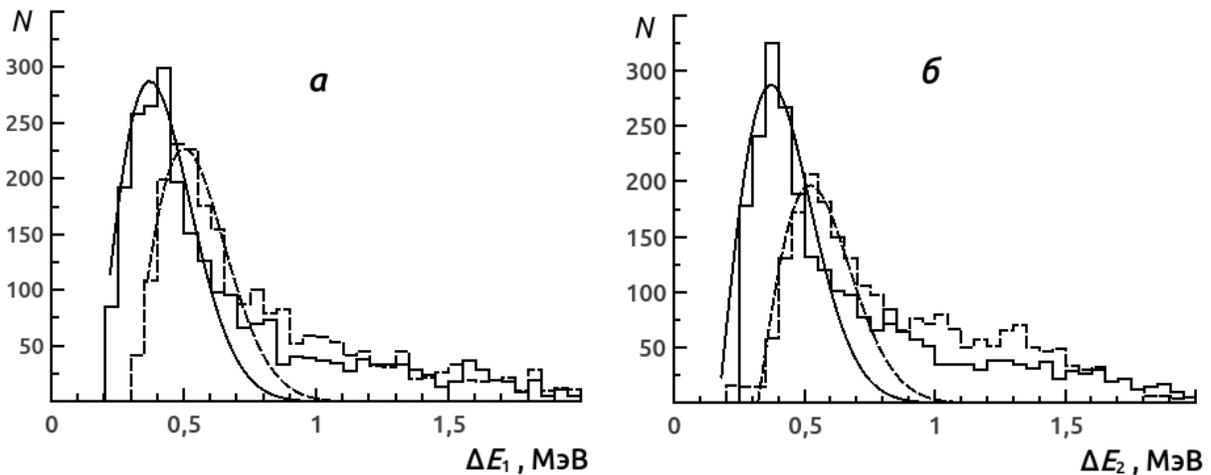


Рисунок 2.1 – Расчетные спектры ионизационных потерь ядра  ${}^4\text{He}$ : *a* – в 1-ом (x-координата) газовом зазоре; *б* – во 2-ом (y-координата) газовом зазоре детектора при энергии нейтронов 3 МэВ. Кривые – аппроксимация: пунктирная линия – канал  $\alpha_0$ , точечная линия – канал  $\alpha_1$ .

Экспериментальные амплитудные спектры демонстрируют поведение, в котором проявляются максимумы, соответствующие потерям ядра  ${}^4\text{He}$  из двух исследуемых каналов распада  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$ . Та же процедура применялась для обработки спектров, как и для вычисления параметров расчетных спектров ионизационных потерь. На рис. 2.2 показаны экспериментальные спектры для 1-ого (рис. 2.2а) и для 2-ого (рис. 2.2б) газовых зазоров детектора с аппроксимирующими их распределениями Рэля для максимальной энергии потока

нейтронов  $E_{n \max} = 3.13$  МэВ.

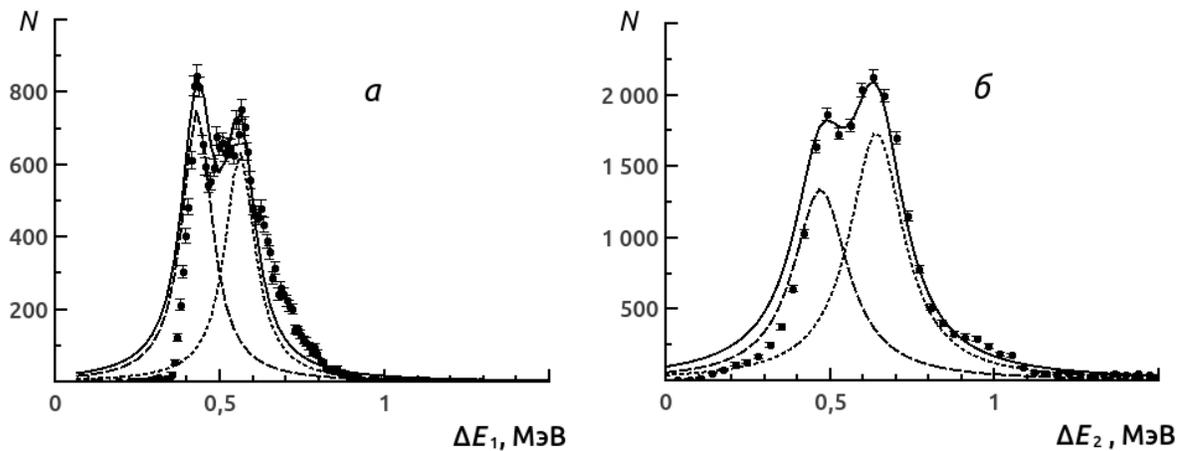


Рисунок 2.2 – Экспериментальные амплитудные спектры ионизационных потерь: *а* – в 1-ом (х-координата) газовом зазоре; *б* – во 2-ом (у-координата) газовом зазоре детектора для потока с максимальной энергией нейтронов 3.13 МэВ. Кривые – аппроксимация: пунктирная линия – канал  $\alpha_0$ , точечная линия – канал  $\alpha_1$ .

На рис. 2.3 показаны экспериментальные спектры для 1-ого (рис. 2.3а) и для 2-ого (рис. 2.3б) зазоров детектора, и кривые аппроксимации для  $E_{n \max} = 5.77$  МэВ.

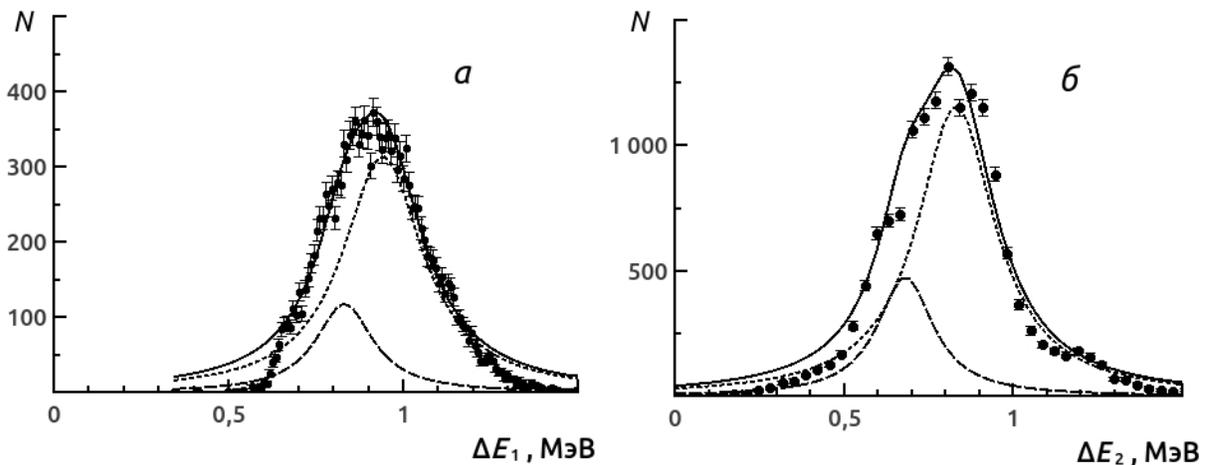


Рисунок 2.3 – Экспериментальные амплитудные спектры ионизационных потерь: *а* – в 1-ом (х-координата) газовом зазоре; *б* – во 2-ом (у-координата) газовом зазоре детектора для потока с максимальной энергией нейтронов 5.77 МэВ. Кривые – аппроксимация: пунктирная линия – канал  $\alpha_0$ , точечная линия – канал  $\alpha_1$ .

Вычислив величины максимума для полученных кривых (каналов  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$ ) и нормируя их на соответствующие расчетные величины, было получено соотношение выходов  $\alpha_0$  к  $\alpha_1$  (рис. 2.4).

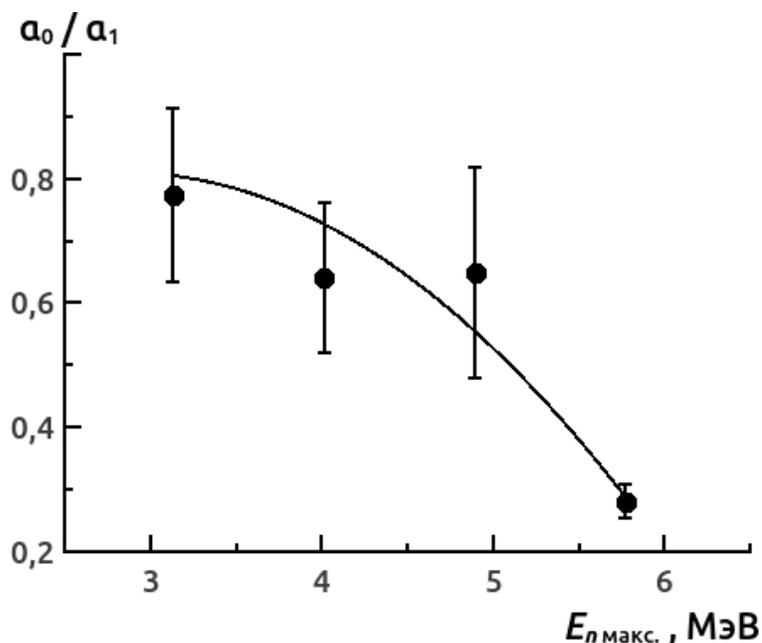


Рисунок 2.4 – Зависимость величины соотношения выходов распадов выходов каналов распада реакций  $^{10}\text{B}(n, \alpha_0)^7\text{Li}$  и  $^{10}\text{B}(n, \alpha_1\gamma)^7\text{Li}$  при взаимодействии нейтронов с ядром  $^{10}\text{B}$  от максимальной энергии нейтронов в потоке. Кривая – аппроксимация.

Можно видеть спадающий характер отношения  $\alpha_0/\alpha_1$  при увеличении максимальной энергии в потоке нейтронов, который объясняет различие в экспериментальных спектрах, показанных на рис. 2.2 и рис. 2.3. Результаты работы представлены в [2.1].

### 2.3 Измерение нейтронных сечений, установка ИНЕС на источнике РАДЭКС

Развитие атомной энергетики и технологии реакторов на быстрых нейтронах ставит актуальную задачу по измерению нейтронных сечений новых конструкционных и топливных материалов с высокой точностью (2-3%) в области энергий быстрых нейтронов 0.1 - 100 кэВ. Установка ИНЕС по измерению полных и парциальных ( $n, \gamma$ ) нейтронных сечений позволит повысить точность измерений до необходимых 2-3%. Установка ИНЕС использует времяпролетную (TOF) методику для измерения сечений и состоит из сцинтилляционного  $\gamma$ -детектора (8 секций), мониторных (4 счетчика) и пучковых (4 счетчика) нейтронных  $^3\text{He}$  счетчиков.

В 2021 г. проводились работы по разработке системы сбора и регистрации данных с возможностью отображения текущего счета детекторов установки и графика работы детекторов за предыдущие сутки на web-странице установки <http://ines.inr.ru:1880/ui>. Эта информация позволяет оперативно оценивать качество работы ускорителя и установки по набору статистики.

Проведено измерение спектра нейтронов на импульсном источнике нейтронов РАДЭКС центра коллективного пользования (ЦКП) ИЯИ РАН. Проведен один сеанс установки ИНЕС с образцами золота  $Au^{197}$ , тантала  $Ta^{181}$ , гольмия  $Ho^{181}$  на импульсном нейтронном пучке. Протонный пучок имел следующие параметры: частота 50 Гц, импульсный ток 5 мА, энергия протонов 267 МэВ, длительность протонного пучка 0.3 мкс

### 2.3.1 Разработка и тестирование системы сбора данных установки

В рамках работы разработана система сбора и обработки данных. Система состоит из электроники детекторов (усилители и формирователи сигналов, ВЦП 16-канальный временной ВЦПДВ с USB-интерфейсом) и программы обработки и сжатия цифровой информации, написанная на языке C++. Цифровые сигналы с гамма-детектора (8 каналов) и Не-детектора регистрируются с помощью ВЦП. Аналоговые сигналы обрабатываются выборочно 16-канальным АЦП CAEN DT5742.

На рисунке 2.5 показана часть информации с web-страницы установки для 8 детекторов.



Рисунок 2.5 – Текущий счет 8 детекторов установки и графики работы детекторов за предыдущие сутки на web-странице установки <http://ines.inr.ru:1880/ui>

### 2.2.2 Измерение спектра нейтронов источника РАДЭКС

Источник нейтронов РАДЭКС использует вольфрамовую мишень с водяным охлаждением для образования нейтронов импульсным протонным пучком. Протонный пучок имеет энергию 209 - 267 МэВ, импульсный ток 5-7 мА, длительность 0.3 мкс с частотой импульсов 50 Гц. Энергия нейтронов определяется по времени пролета, измеряемое многоканальным TDC кодировщиком с непрерывной записью сигналов от гамма-детектора каждые 100 нсек в течении 19.66 мсек, который запускается синхроимпульсом протонного пучка. Время пролета нейтрона  $T$  [мкс] определяется пролетной базой установки  $L$  [м] и энергией нейтрона  $E$  [эВ], следующим образом  $T = 72.29 L E^{-1/2}$ . Пролетная база установки  $L$  определяется расстоянием между мишенью источника и мишенью установки и равна 49.42 м. Относительная погрешность в измерении энергии нейтрона зависит от временной неопределенности  $\delta T$ , следующим образом  $\delta E/E = 2.78 E^{1/2} \delta T/L$  (%). Основной вклад во временную неопределенность  $\delta T$  вносит длительность протонного пучка равная 0.3 мкс. Можно оценить время пролета и относительную ошибку в измерении энергии для нейтрона с энергией 100 эВ, которые равны 358 мкс и 0.22%, соответственно. Нейтронные каналы источника РАДЭКС направлены на вольфрамовую мишень и расположены близко к оси протонного пучка. Поэтому в каналы попадают первичные гамма кванты и высоко энергичные нейтроны образованные протонами в мишени. Энергетический спектр нейтронов простирается вплоть до максимальной энергии равной энергии протонов. На рис. 2.6 представлен спектр нейтронов, вылетающих из мишени вперед в угле  $0-10^0$  относительно протонного пучка, смоделированный по программе SHIELD. При моделировании предполагалось, что протонный пучок с энергией 300 МэВ попадает в центр мишени из вольфрама толщиной 8 см и поперечным размером 13x13 см. Мишень состоит из 80% W и 20% H<sub>2</sub>O. Поток нейтронов в каждом бине определяется как число нейтронов в энергетическом диапазоне, определяемым границами бина, нормированное на площадь мишени (169 см<sup>2</sup>) и число первичных протонов, равное  $2 \times 10^6$ .

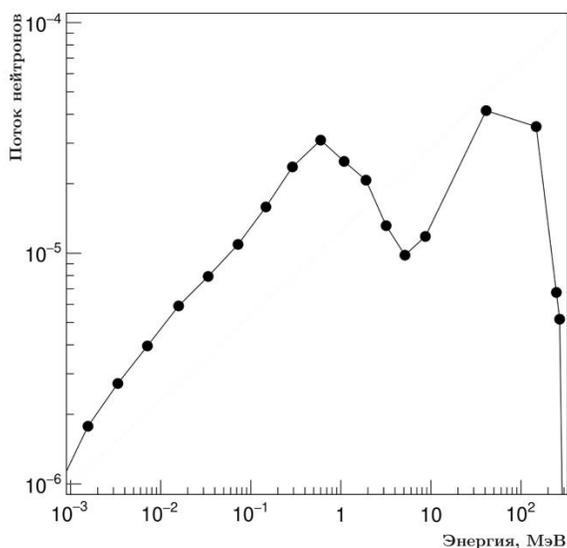


Рисунок 2.6 – Спектр нейтронов, вылетающих из мишени вперед в угле  $0-10^0$ , относительно протонного пучка, в зависимости от энергии нейтронов (МэВ). По вертикали показан поток нейтронов, который измеряется в единицах на первичный протон: число нейтронов/см<sup>2</sup>/протон.

Спектр нейтронов (рисунок 2.6) имеет минимум в районе энергий 5 МэВ и начиная с энергии 10 МэВ поток нейтронов резко возрастает.

Для калибровочных измерений использовалась мишень из золота (Au) толщиной 1.08 мм и поперечным размером 44x44 мм. На рис. 2.7а показана начальная часть ( $0 \div 3$  мкс) временного спектра, зарегистрированного секцией детектора при взаимодействии нейтронов и гамма квантов пучка в мишени (Au) установки. По вертикале показано число событий во временном диапазоне, определяемым границами бина, который равен 1 каналу TDC (100 нсек). Гамма кванты рожденные протонами в мишени нейтронного источника достигают первыми мишень установки и формируют первый пик (рисунок 2.7а). При взаимодействии протонов с мишенью (W) источника рождается гамма квантов на порядок больше, чем нейтронов на первичный протон. При этом все гамма кванты достигают мишень (Au) в узком временном интервале равным длительности протонного пучка (0.3 мкс) в отличии от нейтронов, которые имеют значительно больший разброс. Например, нейтрон с энергией 20 МэВ достигает мишени установки на 0.6 мкс позже, чем гамма кванты.

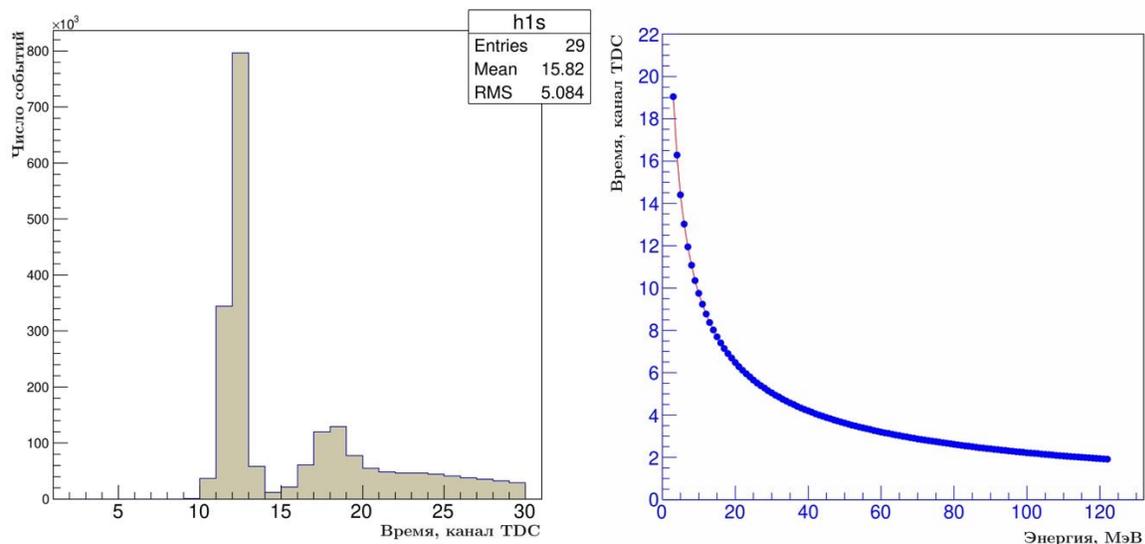


Рисунок 2.7 – Гистограмма числа событий зарегистрированных секцией детектора от времени, измеренного в каналах TDC (100 нс) (а); Разница во времени достижения мишени (Au) между нейтроном и гамма квантом в зависимости от энергии нейтрона (б).

Тепловые нейтроны (0.25 эВ) имеют разницу во времени равную 20 мс. Разница во времени достижения мишени установки между нейтроном и гамма квантом в зависимости от энергии нейтрона показана на рисунке 2.7б. При этом разница во времени измеряется в каналах TDC (100 нс). Расстояние между двумя пиками временного спектра (рисунок 2.7а) составляет величину равную 0.6 мкс (6 каналов TDC). Второй пик временного спектра обусловлен нейтронами с энергиями выше 20 МэВ (см. рисунок 2.7б), которые дают разницу во времени достижения мишени установки между нейтроном и гамма квантом меньшую 0.6 мкс.

На рисунке 2.8 показан измеренный спектр нейтронов источника РАДЭКС в интервале от 10 до 30000 эВ с результатом фита спектра зависимостью  $C/E^{1-a}$ , с параметрами  $C = 1.5E+5$  и  $a = 0.1$ . Параметр  $a$  описывает отличие реального спектра нейтронов от спектра Ферми. Провал в спектре нейтронов в области энергий 340 эВ связан с примесью марганца  $Mn^{55}$  в материале (Д16Т) фланцев нейтронного канала.

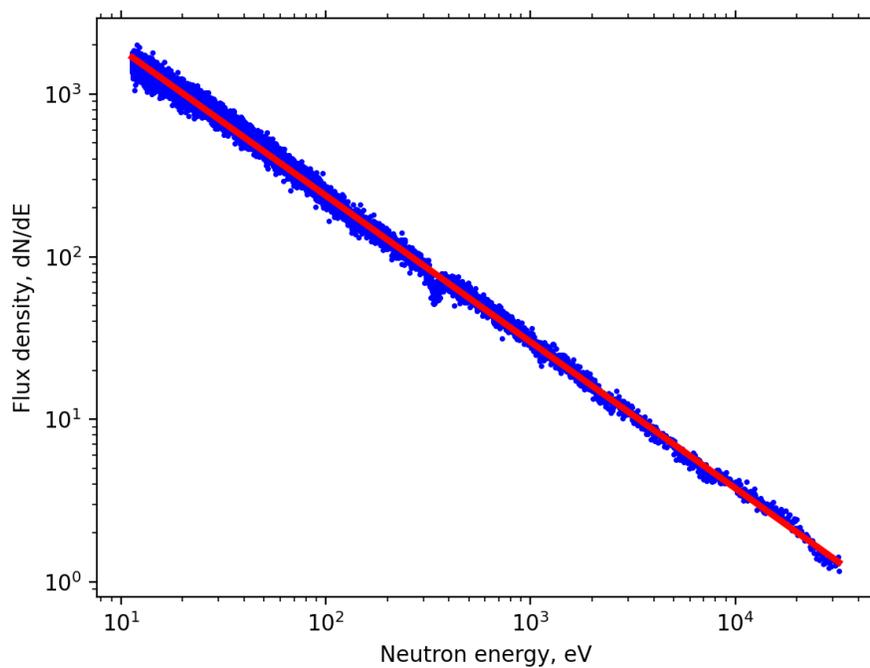


Рисунок 2.8 – Измеренный спектр нейтронов в интервале от 10 до 30000 эВ. Результат фита спектра зависимостью  $C/E^{1-a}$ , с параметрами  $C = 1.5E+5$  и  $a = 0.1$ , показан сплошной линией.

### **3. Задача «Развитие экспериментальной базы импульсного нейтронного источника ИН-06 ИЯИ РАН для исследования конденсированных сред»**

Целью данной работы являлось проведение работ по оснащению нейтронографических установок «ИН-06» («Горизонт», «Геркулес», «Кристалл») современной детектирующей аппаратурой, проведение отладки оборудования, проведение измерений, а также разработка методических рекомендаций по выбору оптимальных условий экспериментов.

Развитие экспериментальной базы импульсного источника ИН-06 ИЯИ РАН для исследования конденсированных сред является неотъемлемой частью развития ЦКП ИЯИ РАН. Развитие преследует цель расширения списка доступных методик на ИН-06.

В рамках этого развития происходит:

- Создание новых и модернизация существующих камер высокого давления
- Создание и модернизация детекторной системы
- Создание и модернизация электронных систем для проведения эксперимента

Продолжаются работы по поиску оптимальных конфигураций установки «Горизонт» и других нейтронографических установок ИЯИ РАН с использованием Монте-Карло моделирования. Основные результаты моделирования и тестовых измерений представлены в статье [3.1].

Также произведено тестирование и разработка высокоэффективных счетчиков на основе сцинтиллятора и органического световода. Проведена разработка нового типа ПЧД детекторов и новой электроники для улучшения параметров существующих установок.

В отчете отражены подзадачи, которые соответствуют этому направлению.

#### **3.1 Разработка и тестирование прототипов позиционно-чувствительного детектора тепловых нейтронов на основе сцинтилляторов и лавинных диодов**

Разработан метод получения координаты при использовании детекторов на основе сцинтиллятора и лавинных диодов (SiPM). Метод основан на частичном поглощении фотонов проходящих через органический световод. Анализируя полученные амплитуды либо заряд на лавинных диодах, можно определить координату захвата нейтрона.

Для улучшения параметров разработанных ранее детекторов была модифицирована и протестирована новая электроника для анализа данных, получаемых с детектора. Новая электроника включает в себя плату, на которой расположены два независимых усилителя — для каждого лавинного диода, после которых сигналы попадают на два компаратора с объединенным

порогом. Выходы с компараторов идут на схему совпадения, которая при совпадении выдает импульс на регистрирующую электронику. Сам детектор, используемый для тестов, был стандартной конструкции за исключением разделения сигналов от двух лавинных диодов.

Также было произведено моделирование распространения света в световоде для оптимального подбора материала, обеспечивающего максимальное разделение фотонов. Было смоделировано два материала Alanod Miro и Фторопластовая лента. Лучшие результаты как по общему количеству фотонов, так и по разделению фотонов были достигнуты при использовании фторопластовой ленты. На рисунке 3.1 показаны результаты моделирования.

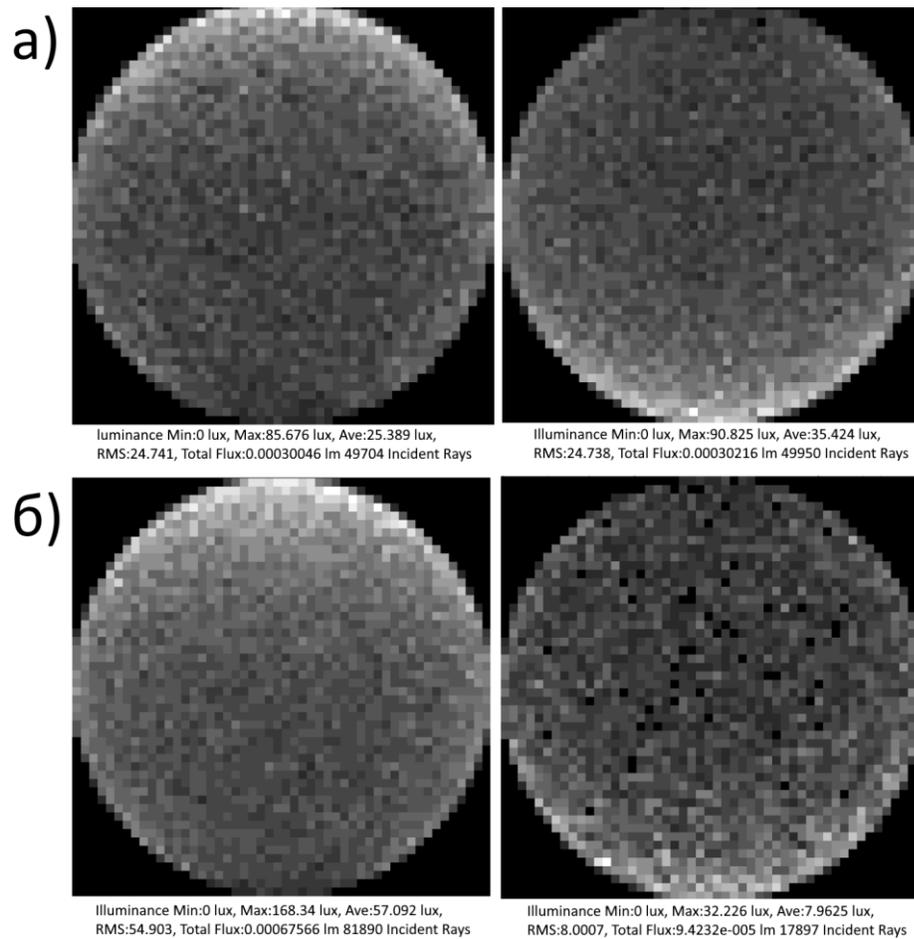


Рисунок 3.1 – показаны результаты моделирования при центральном расположении источника света (а) и при смещенном на 20 мм от центра источнике света (б).

Тестирование детектора происходило от источника нейтронов  $^{252}\text{Cf}$ . Перед детектором стояла пластина из кадмия толщиной 0,5мм с щелью шириной 3 мм. Пластины кадмия при тестировании можно передвигать вдоль детектора. Это позволило оценить как саму возможность анализа амплитуды, так и возможное разрешение позиционно-чувствительного детектора.

Измерения параметров тестового детектора производились на том же источнике. Для измерения мы не проводили выделение определенной длины волны нейтронов, так как, хоть в зависимости от энергии нейтронов меняется количество света, но коэффициент разделения остается постоянным, тем самым соотношения световых выходов с концов детектора будут зависеть только от положения зарегистрированного нейтрона в сцинтилляторе.

Во время проведения измерений, чтобы обеспечить лучшую радиационную защиту сцинтилляционного счетчика, был построен домик из свинцовых кирпичей и блоков борированного полиэтилена NEUTROSTOP C3 фирмы КОПОС. Он полностью покрывал объем, в котором находился счетчик и имел толщину 5 см свинца (внутренний слой) и 6 см борполиэтилена (внешний слой). В домике была оставлена щель шириной 2 мм для падающих нейтронов, вдоль которой перемещался детектор. Дополнительно сразу после домика на пути нейтронов к детектору была поставлена щель  $1 \times 10$  мм, состоящая из четырех слоев кадмия толщиной 1 мм и шести слоев свинца толщиной 1 мм. Слои чередовались, первый и последний слой из свинца. Щель располагалась на расстоянии 12 см от детектора. Таким образом, удалось уменьшить влияние отраженных нейтронов. Для термализации нейтронного потока и увеличения количества зарегистрированных нейтронов от источника нейтронного излучения использовалось 20 см полиэтилена возле источника. Сцинтилляционный ПЧД размещался горизонтально на расстоянии 100 см от источника и был закреплён на линейной подвижке Zaber LHM-200 с контроллером шаговых двигателей Onitex OSM-42. Аналоговые сигналы с двух предусилителей и цифровой сигнал по совпадению подключались к анализатору амплитуды CAEN DT5720. По сигналу совпадения анализатор сохранял амплитуды. Для проведения эксперимента была написана программа на языке NI LabView. Принцип измерения был следующий: счетчик устанавливался в крайнее чувствительное положение – запускался эксперимент. При наборе достаточной статистики (в нашем случае 500 импульсов) происходило смещение детектора на 1 мм, и так пока не будет пройдена вся чувствительная плоскость детектора. В настоящий момент ведется обработка полученных данных для определения коэффициента разделения и получения зависимости амплитуд от места регистрации нейтрона сцинтиллятором. На рис. 3.2 представлен пример полученных тестовых спектров, измеренных в 3х точках: крайнее левое, крайнее правое и центральное. Из этих спектров видно, что амплитуда действительно имеет зависимость от места регистрации нейтрона в сцинтилляторе и сам принцип определения координаты, описанный выше, работает на реальном детекторе.

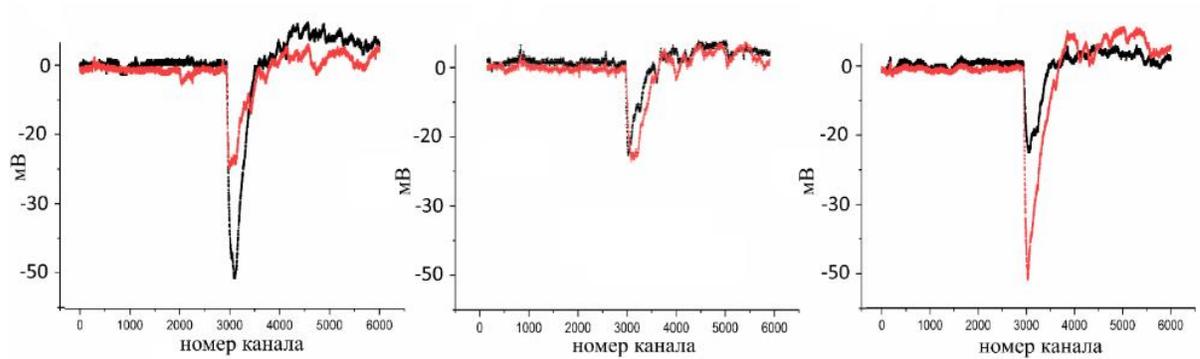


Рисунок 3.2 – Пример полученных тестовых спектров, измеренных в 3х точках: крайнее левое, крайне правое и центральное.

### 3.2 Оптимизация работы системы нейтронных детекторов

Для оптимизации работы системы нейтронных детекторов был разработан усилитель-формирователь с регулируемым порогом. Он служит для усиления сигнала с кремниевых фотоумножителей и формирования импульса формата TTL или NIM при превышении порогового сигнала. Порог задается удаленно по интерфейсу CANBUS.

Таким образом, становится возможным измерение эффективного порога удаленно, что позволит улучшить соотношение сигнал-шум для всех детекторов, расположенных на установках источника ИН-06 ИЯИ РАН.

### 3.3 Разработка спектрометра рассеяния эпитепловых нейтронов на импульсном источнике «РАДЭКС»

Разработан спектрометр рассеяния эпитепловых нейтронов на импульсном источнике «РАДЭКС». Спектрометр расположен на 10 метровой базе источника РАДЭКС. В качестве детектора используются 4 детектора, 2 из которых - новые высокоэффективные детекторы с эффективностью близкой к 85% и 2 детектора с эффективностью около 70%, детекторы расположены на углах 90 и 125 градусов.

Спектрометр предназначен для тестовых измерений образцов, определения состава, тестирования детекторов. Основные его особенности - это высокая эффективность, к недостаткам можно отнести достаточно большой фон как гамма, так и отраженных нейтронов.

#### **4. Задача «Исследование структуры перспективных материалов, в том числе при экстремальных нагрузках (высоких давлениях, низких температурах, сильных магнитных полях)»**

Проводимые исследования вносят вклад в развитие теоретической и прикладной базы для создания различных классов материалов, имеющих потенциальное применение в новой микроэлектронике, энергетике, обработке материалов и других отраслях индустрии. Часть этих исследований тесно связана с новой бурно развивающейся областью физики магнитных материалов – спинтроникой. Выяснение свойств и взаимодействий между магнитной и электронной подсистемами при изменении межатомных расстояний обеспечит теоретический и прикладной базис для оптимизации свойств и параметров материалов для создания спинтронных устройств. Изучение параметров синтеза и свойства новых материалов на основе лёгких элементов в экстремальных условиях является одной из приоритетных мировых проблем.

##### **4.1 Исследование материалов при высоких давлениях и низких температурах**

Основное содержание выполненных исследований:

###### **(1) Синтез сильнокоррелированных полигидридов европия при высоких давлениях**

При высоких давлениях методом лазерного нагрева в алмазных наковальнях синтезированы полигидриды европия:  $\text{EuH}_9$  - кубической и гексагональной симметрии, и клатратная фаза  $\text{Eu}_8\text{H}_{46}$ . Методом компьютерного моделирования были предсказаны магнитные структуры и исследовано уравнение состояния. Предсказанное уравнение состояния хорошо согласуется с экспериментальными данными из синхротронной рентгеновской дифракции. Электрон-фононное взаимодействие слабое во всех исследованных гидридах, а их магнитное упорядочение исключает s-волновую сверхпроводимость, за исключением возможно, для искаженной псевдогексагональной  $\text{EuH}_9$  фазы. Уравнения состояния предсказаны в рамках подхода DFT + U (разности U - J были найдены в рамках теории линейного отклика) и находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными. Эта работа показывает большое влияние атомного радиуса на нарушение симметрии кристаллических структур исследуемых гидридов и на их термодинамическую стабильность [4.1].

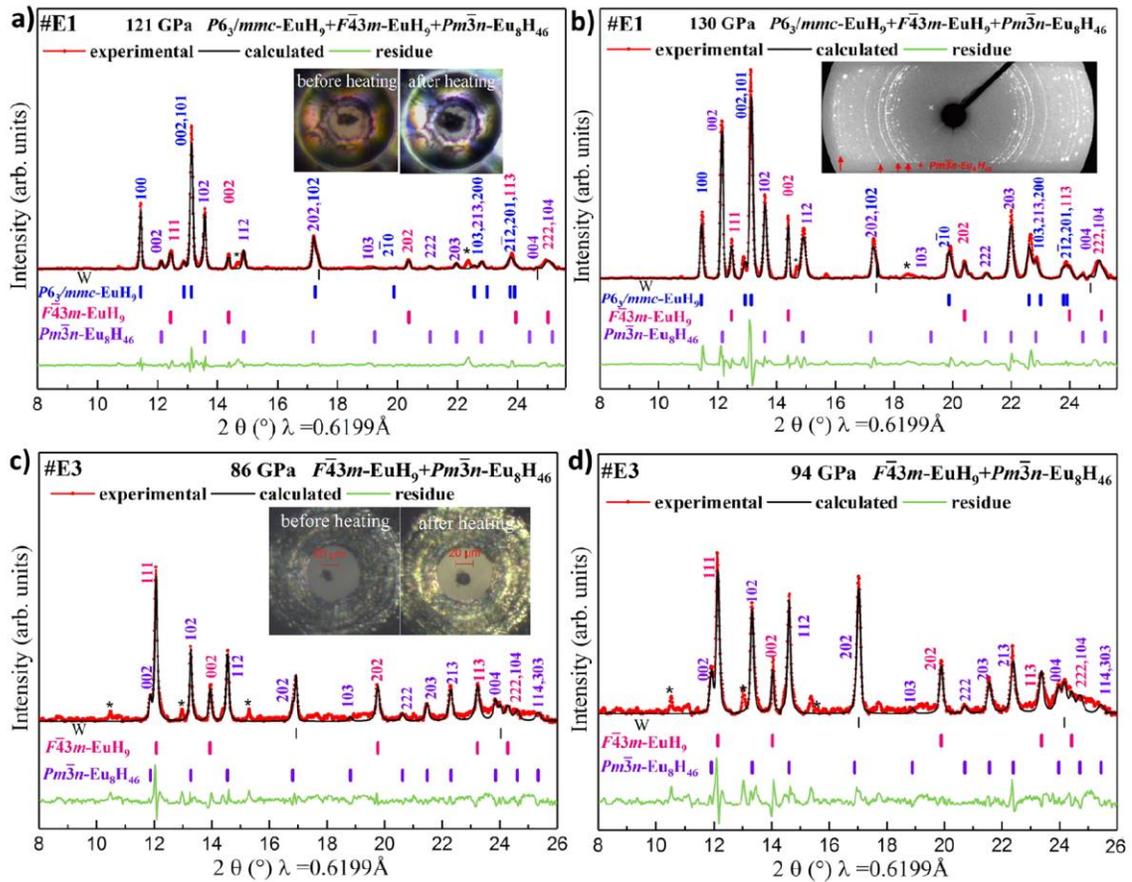


Рисунок 4.1 – Экспериментальные дифрактограммы и уточнение по Ле Бейлу гидридов Eu. Уточнения Ле Бейла для  $F43m-EuH_9$ ,  $P63/mmc-EuH_9$  и  $Pm3n-Eu_8H_{46}$  при 121 ГПа (a) и 130 ГПа (b). Вставка в подрисунк (b) – экспериментальная рентгенограмма (ячейка высокого давления E1). Экспериментальные данные, подгонка и разность показаны красным, черным и зеленым цветом соответственно. Неопределённые отражения (возможно,  $I4/mmm-EuH_4$ ) отмечены звездочками. Параметры сходимости для  $F43m-EuH_9$ ,  $P63/mmc-EuH_9$  и  $Pm3n-Eu_8H_{46}$  при 121 ГПа составляют  $R_p = 21,4\%$  и  $R_{wp} = 35,6\%$ ; при 130 ГПа,  $R_p = 25,3\%$  и  $R_{wp} = 34,6\%$ . Уточнения Ле Бейла для  $F43m-EuH_9$  и  $Pm3n-Eu_8H_{46}$  при (c) 86 ГПа и (d) 94 ГПа для ячейки высокого давления E3. Вставки в подрисунки (a) и (c) – ячейки высокого давления E1 и E3 с образцами до и после лазерного нагрева соответственно.

## (2) Аномальная высокотемпературная сверхпроводимость в $YN_6$

Новый класс сверхпроводников на основе поли- гидридов металлов стабильных при высоких давлениях был экспериментально обнаружен в 2015 году ( $SH_3$ ,  $T_C \sim 203$  К) и представляет собой новый быстрорастущий класс высокотемпературных сверхпроводников, как полагают, со стандартным фононным механизмом спаривания. Новый высокотемпературный сверхпроводник - гексагидрид иттрия  $YN_6$  со структурой  $I_{m3m}$  был синтезирован при высоком давлении методом лазерного нагрева в алмазных наковальнях. Температура сверхпроводящего перехода равна  $T_C \approx 224$  К при давлении  $P \sim 166$  ГПа. Экстраполированное верхнее критическое

магнитное поле  $B_{c2}(0)$  в  $YH_6$  на удивление очень высокое: 116–158 Тл, что в 2–2.5 раза больше расчетных оценок. Выраженный изотопный сдвиг  $T_C$  в дейтериде иттрия  $YD_6$  с изотопным коэффициентом 0.4 подтверждает фононную модель сверхпроводимости. Измерения вольт-амперных характеристик показывают, что критический ток  $I_C$  и его плотность  $J_C$  могут превышать 1.75 А и 3500 А/мм<sup>2</sup> при 4 К соответственно, что выше коммерческих сверхпроводников, таких как NbTi и YBCO. Теоретические расчёты по модели функционала сверхпроводящей плотности (SCDFT), и ангармонические расчеты, вместе с аномально высоким критическим магнитным полем предполагают заметное отклонения сверхпроводящих свойств от обычных моделей Мигдала–Элиашберга и Бардина – Купера – Шриффера и предполагают наличие дополнительного механизма сверхпроводимости [4.2].

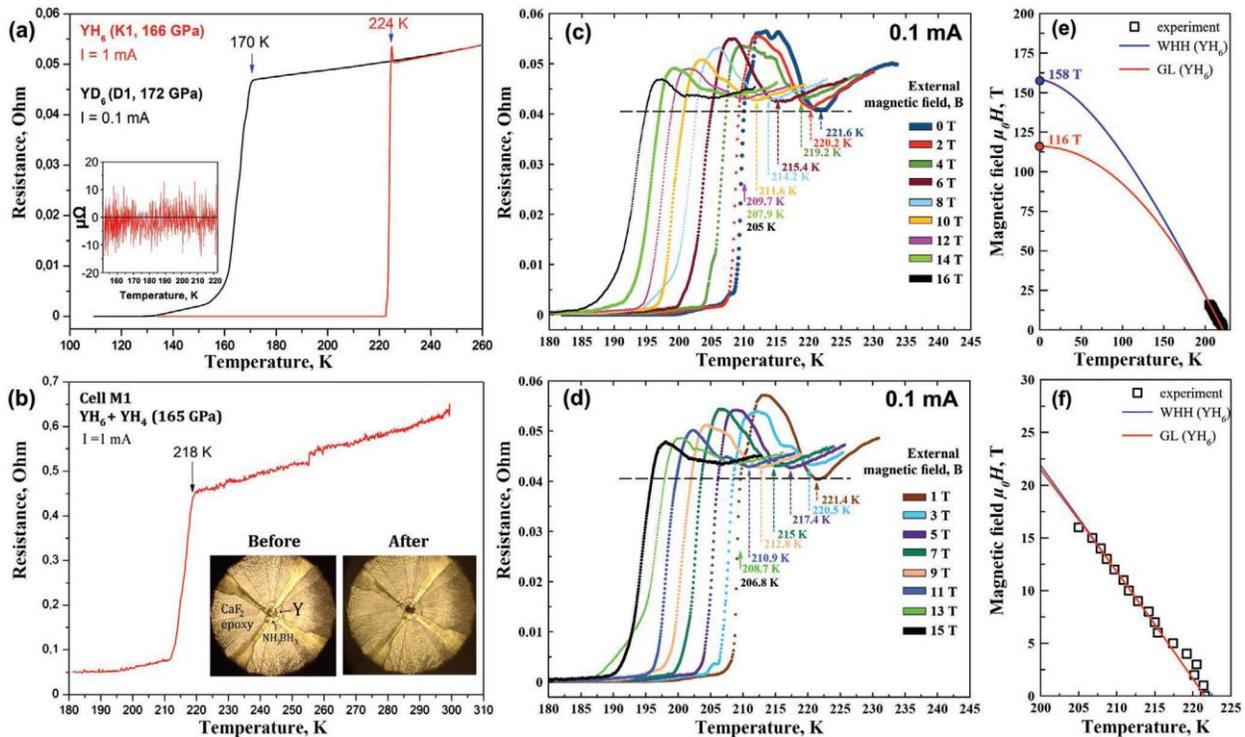


Рисунок 4.2 – Сверхпроводящие переходы в Im3m-YH<sub>6</sub>:

(a) температурная зависимость электрического сопротивления  $R(T)$  в  $YH_6$  и  $YD_6$ . На вставке: сопротивление падает до нуля после охлаждения ниже  $T_C$ ;  
 (b) температурная зависимость электрического сопротивления. Наблюдается 9-кратное снижение. На вставке: фото камеры DAC-M1 с образцом Y и электродами до и после лазерного нагрева. (c, d). Зависимость электрического сопротивления во внешнем магнитном поле (0–16 Тл) при 183 ГПа и токе 0.1 мА для четного (c) и нечетного (d) значений магнитного поля (выраженного в Тл). Критические температуры определялись в начале скачка сопротивления. (e) Верхнее критическое магнитное поле экстраполировалось с использованием теории Вертхамера – Гельфанда – Хоэнберга и теории Гинзбурга – Ландау. (f) Зависимость критической температуры  $T_C$  ( $YH_6$ ) от приложенного магнитного поля.

### **(3) Сверхпроводимость в эффективном термоэлектрическом материале $\text{Cu}_3\text{Sb}_{0.98}\text{Al}_{0.02}\text{Se}_4$**

Термоэлектрические материалы обладают богатым набором физических свойств важным как для фундаментальных исследований, так и для прикладных применений. В данной работе был исследован электрический транспорт, колебательные и структурные свойства эффективного термоэлектрического материала  $\text{Cu}_3\text{Sb}_{0.98}\text{Al}_{0.02}\text{Se}_4$  под давлением до 40.1 ГПа. При критическом давлении 8.5 ГПа возникает сверхпроводящая фаза, которая сохраняется в исследованном диапазоне давлений. Обнаружен сверхпроводящий купол на фазовой диаграмме температура-давление  $\text{Cu}_3\text{Sb}_{0.98}\text{Al}_{0.02}\text{Se}_4$ . Между тем, структурный переход под давлением из начальной фазы в неупорядоченную объемно-центрированную кубическую структуру в  $\text{Cu}_3\text{Sb}_{0.98}\text{Al}_{0.02}\text{Se}_4$  был подтвержден измерениями дифракции рентгеновских лучей и комбинационного рассеяния света. Интересно, что возникновение сверхпроводимости совпадает со структурным переходом, сопровождающимся уменьшением объема. Сверхпроводящая фаза наблюдалась при окончательном образовании сплава Cu – Sb – Al – Se и была определена как Im-3m. Основываясь на измерениях коэффициента Холла, мы оценили концентрацию носителей  $\text{Cu}_3\text{Sb}_{0.98}\text{Al}_{0.02}\text{Se}_4$ , которая показывает резкое их увеличение в сверхпроводящем состоянии. Эти результаты предполагают, что новый сверхпроводник реализуется посредством механизма переноса заряда и возникает в результате структурного фазового перехода первого рода [4.3].

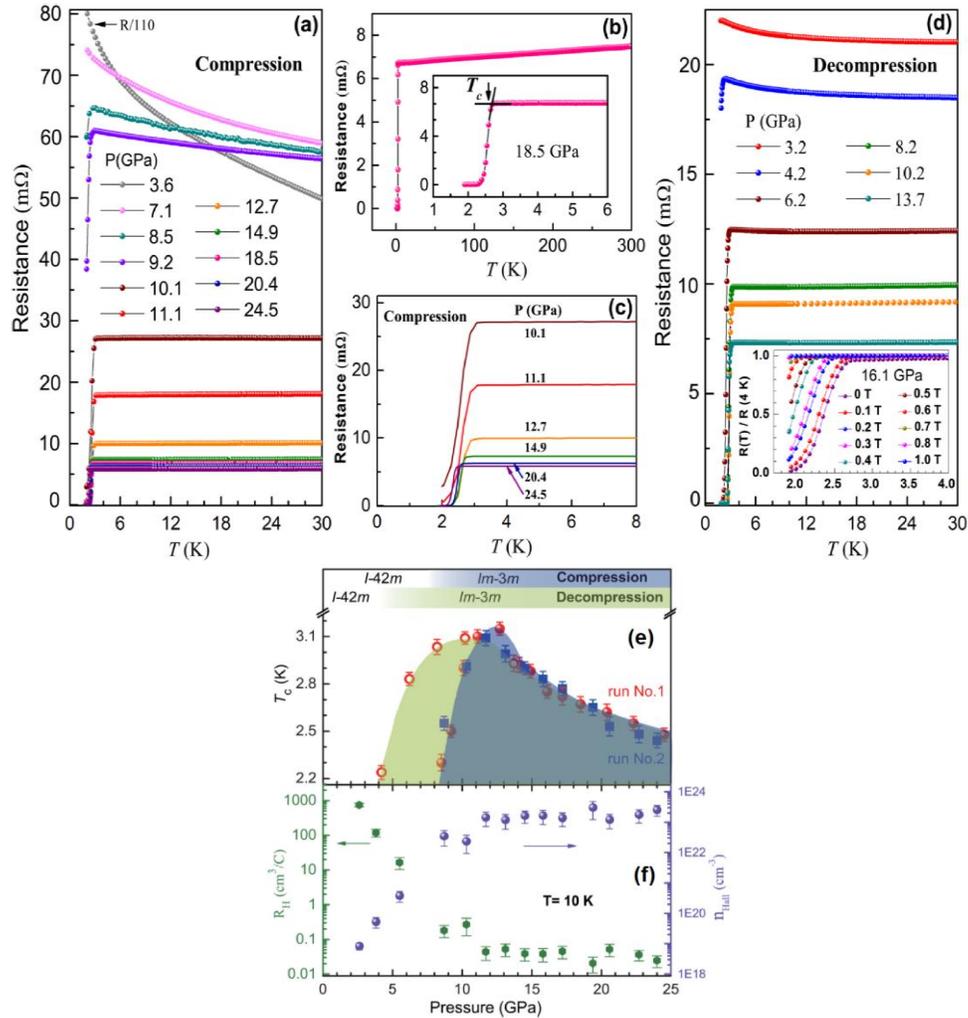


Рисунок 4.3 – Температурная зависимость сопротивления  $\text{Cu}_3\text{Sb}_{0.98}\text{Al}_{0.02}\text{Se}_4$  при различных давлениях. (a) Зависимость электрического сопротивления  $\text{Cu}_3\text{Sb}_{0.98}\text{Al}_{0.02}\text{Se}_4$  от температуры под давлением до 24.5 ГПа в режиме сжатия. Для 3.6 ГПа приведено в масштабе  $R/110$ . (b) Электрическое сопротивление  $\text{Cu}_3\text{Sb}_{0.98}\text{Al}_{0.02}\text{Se}_4$  при 18.5 ГПа в интервале температур 1.8–300 К. На вставке показаны увеличенные изображения графика вблизи сверхпроводящего перехода и критерий определения  $T_c$ . (c) Температурная зависимость сопротивления вблизи сверхпроводящего перехода. (d) Температурная зависимость сопротивления при различных давлениях в процессе декомпрессии. На вставке показано зависящее от температуры сопротивление сжатого образца при давлении 16.1 ГПа с различными магнитными полями. Фазовая диаграмма  $\text{Cu}_3\text{Sb}_{0.98}\text{Al}_{0.02}\text{Se}_4$  под давлением (e). Барические зависимости  $T_c$  при сжатии (сплошные кружки и квадраты) и декомпрессии (светлые кружки). Переходы из одной структуры в другую в  $\text{Cu}_3\text{Sb}_{0.98}\text{Al}_{0.02}\text{Se}_4$  при сжатии и разгрузке приведены в верхней части рисунка. (f) Зависимость от давления коэффициента Холла (оливковые шестиугольники) и

концентрации носителей заряда (фиолетовые шары), измеренные при 10 К во втором цикле сжатия. Стрелки указывают соответствующие оси.

#### **(4) Фазовый переход в $Y_3Fe_5O_{12}$ при высоких давлениях по данным спектроскопии комбинационного рассеяния**

Колебательные свойства монокристалла железо-иттриевого граната ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ) исследованы при высоком квази- гидростатическом давлении методом спектроскопии комбинационного рассеяния света. Рамановские спектры измерялись в камере высокого давления с алмазными наковальнями в диапазоне давлений 0-72 ГПа при комнатной температуре. В области ~50 ГПа обнаружено кардинальное изменение спектров, указывающее на фазовый переход. Это коррелирует с переходом из кристаллического в аморфное состояние, который был ранее обнаружен рентгеновским методом, а также с эффектом металлизации, установленным по спектрам оптического поглощения. При этом переходе также происходит спиновый кроссовер в ионах железа  $Fe^{3+}$ , которые переходят из высокоспинового состояния (HS,  $3d^5$ ,  $S = 5/2$ ) в низкоспиновое (LS,  $3d^5$ ,  $S = 1/2$ ). В работе подробно документированы барические зависимости фононных мод в  $Y_3Fe_5O_{12}$  от атмосферного давления до критического давления фазового перехода. Для дальнейшего изучения уникальных электронных свойств граната  $Y_3Fe_5O_{12}$  при давлениях в области фазового перехода необходимы измерения электро- сопротивления при высоких давлениях и криогенных температурах. Результаты данного исследования очень важны, как для физики систем с сильной корреляцией электронов, так и для геофизики, где различные окислы железа рассматриваются как одни из составляющих мантии Земли [4.4].

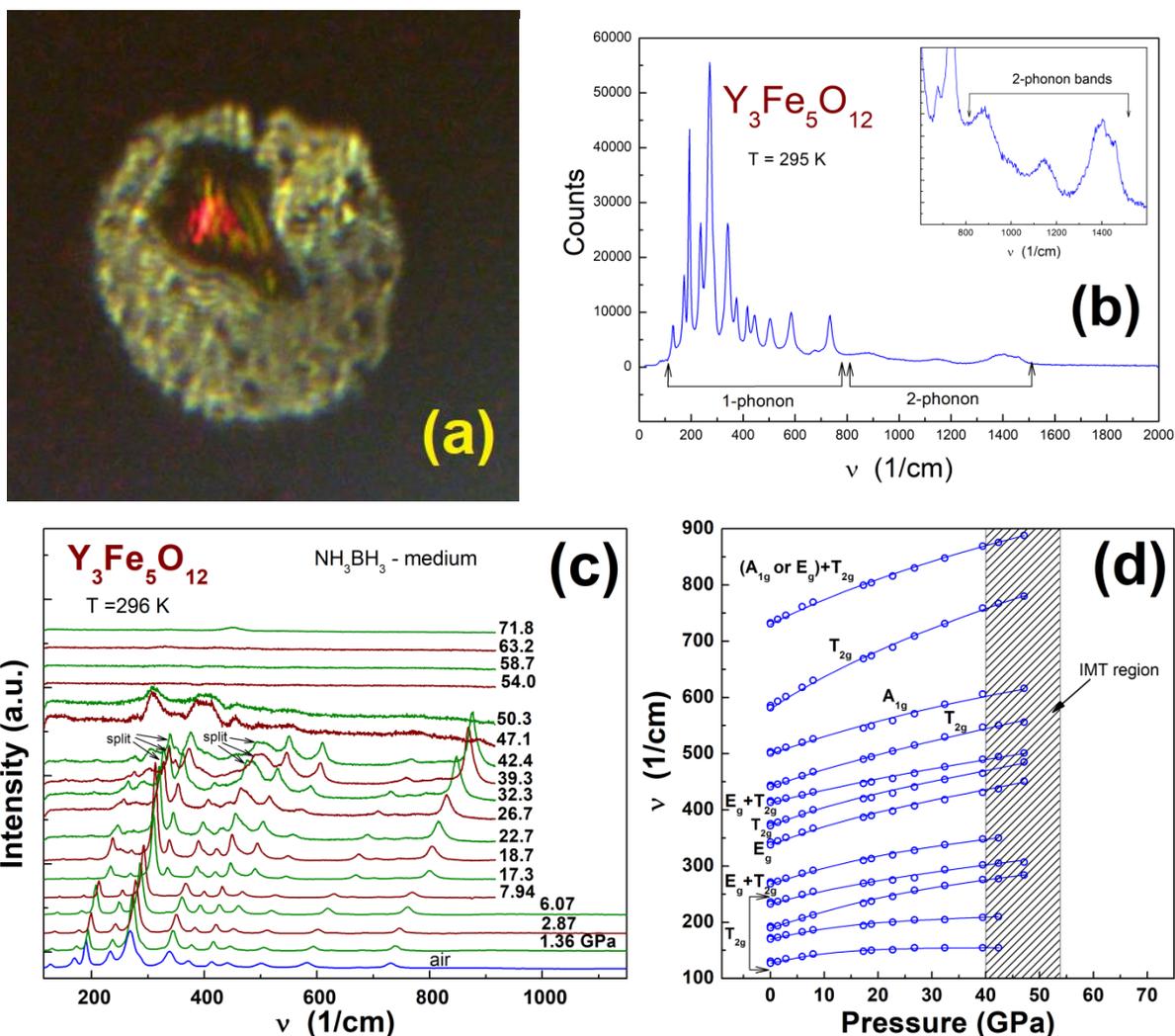


Рисунок 4.4 – (a) Фотография кристалла  $Y_3Fe_5O_{12}$  толщиной  $\sim 10$  мкм в камере DAC в эксперименте со средой  $NH_3BH_3$ . (b) Спектр комбинационного рассеяния света в кристалле  $Y_3Fe_5O_{12}$  в различных диапазонах частот при нормальном давлении и комнатной температуре. (c) Эволюция рамановских спектров кристалла  $Y_3Fe_5O_{12}$  с ростом давления в квазигидростатической среде  $NH_3BH_3$ , и (d) зависимость от давления рамановских частот. Заштрихованная область указывает диапазон давлений предполагаемого перехода диэлектрик-металл. При давлении  $\sim 47$  ГПа вид спектра кардинально изменяется, указывая на начало фазового перехода, который заканчивается после 54 ГПа. Для возбуждения КР спектров использовался DPSS лазер фирмы COBOLT с длиной волны 660 нм.

### (5) Спиральная магнитная структура соединения $Mn_{0.9}Fe_{0.1}Ge$

Спиральная магнитная структура соединения  $Mn_{0.9}Fe_{0.1}Ge$  при квазигидростатическом давлении до 1 ГПа исследована методом малоуглового рассеяния нейтронов в широком диапазоне температур (5–300 К) и магнитных полей (0–5 Тл). Показано, что волновой вектор магнитной спирали увеличивается с ростом давления. Построены фазовые диаграммы поле-температура для данного соединения при давлениях до  $P = 1$  ГПа. Температурные зависимости

значений магнитных полей, соответствующих началу процесса перехода поликристаллического образца в коническую фазу  $Hc1$ , окончанию процесса перехода в коническую фазу  $Hc1m$  и переходу в ферромагнитную фазу  $Hc2$  показаны при различных давлениях. Приложенное давление приводит к увеличению всех значений критических магнитных полей при низких температурах, что может свидетельствовать о стабилизации магнитной системы под действием внешнего давления. Это может быть вызвано тенденцией магнитной системы находиться в соизмеримом состоянии. Также показано снижение температуры магнитного упорядочения  $T_c$  при увеличении давления. Это свидетельствует о приближении магнитной системы к квантовому фазовому переходу в неупорядоченное состояние при увеличении внешнего давления. Результаты опубликованы в [4.5].

#### 4.2 Исследование материалов при высоких температурах

Были предложены модели протяженных (одномерных) дефектов в плоскости графена, состоящие из пяти- и семиатомных колец (см. рис. 4.5), которые обладают крайне малой энергией образования на границе с окружающими атомами [8]. Энергия образования дефектов была вычислена с помощью уточнённой обменной модели Perdew-Burke-Ernzerhof, с использованием программы QuantumESPRESSO [4.6].

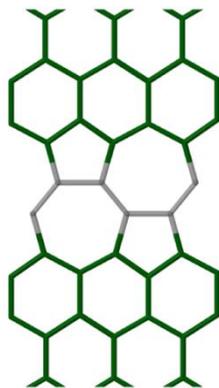


Рисунок 4.5 – Участок графена с протяженным дефектом структуры типа «зигзаг»

Наиболее выгодным в энергетическом отношении оказался протяженный дефект типа «зигзаг», его энергия образования равна  $\Delta E=0.58$  эВ/атом (или на единицу длины дефекта). Для сравнения, энергия образования вакансии в графене составляет 8.15 эВ [9].

Свободная энергия графена с дефектами может быть вычислена по формуле

$$F(T, x) = F_0(T) + 2\Delta E x + T [ x \ln(x) + (1-x) \ln(1-x) ] \quad (4.1)$$

где  $\Delta E$  – энергия образования дефекта на один граничный атом,  $x$ - концентрация протяженных дефектов, коэффициент 2 показывает, что один протяженный дефект имеет 2 границы. Нахождение минимума свободной энергии по концентрации дефектов позволяет найти оптимальную концентрацию дефектов  $x$ , а затем вычислить их дополнительный вклад в теплоемкость  $\Delta c_V$ :

$$x = \left[ \exp\left(\frac{2\Delta E}{k_B T}\right) + 1 \right]^{-1}, \quad (4.2)$$

$$\Delta c_V = 2E \frac{dx}{dT} = \frac{\Delta E^2}{k_B T^2 \cosh^2\left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right)}.$$

Таким образом, вклад протяженных дефектов графена в увеличение его теплоемкости при высоких температурах, является довольно значительным (рис. 4.6).

Кроме оценки термодинамических параметров вблизи температуры плавления, можно оценить максимум температуры плавления, который может быть вызван накоплением в графене подобных дефектов типа «зигзаг» до полной потери жесткости на сдвиг: он равен  $\Delta E/k_B \approx 6400$  К. Результаты опубликованы в [4.6].

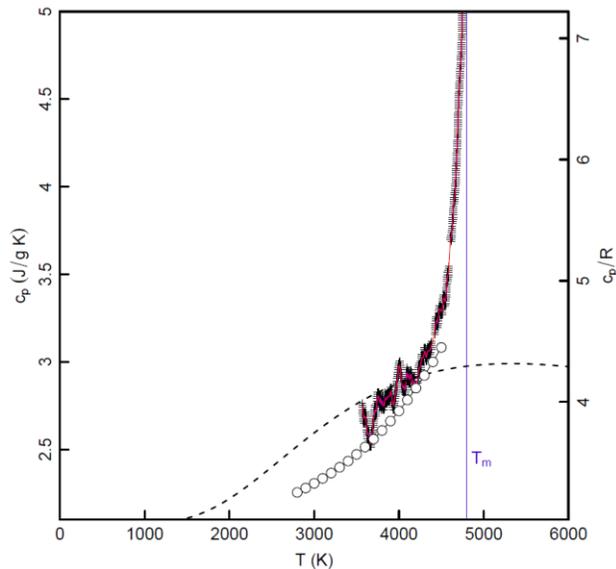


Рисунок 4.6 – Сравнение экспериментально полученной теплоемкости графита (красные крестики – работа [10], белые кружочки – работа [11]) и теоретической кривой, полученной нами по формуле (4.2) с добавлением слагаемого Дюлонга-Пти «3R». Предлагаемая

теоретическая кривая обозначена пунктиром. Использована температура Дебая графита  $\approx 400$  К. Экспериментально определенная температура плавления графита 4800К.

### **4.3 Радиационное материаловедение**

В работе рассматривались характеристики флуктуаций потоков одномерно движущихся междоузельных атомов на хаотически расположенные и пространственно-упорядоченные вакансионные поры. Учитывались как чисто статистические флуктуации, так и флуктуации, обусловленные случайным характером генерации дефектов в каскадах межатомных столкновений. В последнем случае показано, что, в зависимости от характеристик одномерного движения, вклад рассматриваемых флуктуаций в коэффициент диффузии пор в пространстве их размеров может быть пропорционален как площади поверхности пор, так и её квадрату. В отличие от одномерного движения, в случае трехмерной диффузии междоузельных дефектов квадратичная зависимость от площади поверхности пор отсутствует. Результаты опубликованы в [4.7].

**5. Задача: «Моделирование процессов, инициированных пучком протонов линейного ускорителя в установках Нейтронного комплекса ИЯИ, с целью улучшения и оптимизации параметров установок»**

**5.1 Исследование влияния смешанного протонного, нейтронного и гамма-излучения на конструкционные материалы экспериментальных физических установок**

Экспериментальные физические установки в процессе своей работы подвергаются жесткому ионизирующему излучению различной физической природы. Это воздействие может оказывать влияние на надёжность получаемых результатов и на качество работы экспериментального оборудования находящегося в зоне облучения. Исследования подвергалась физическая установка — спектрометр по времени замедления нейтронов в свинце (СВЗ-100), расположенная в Экспериментальном комплексе Института ядерных исследований (ЭК ИЯИ РАН).

**5.1.1 Физические процессы, приводящие к активации конструкционных материалов экспериментальных физических установок**

Конструктивные элементы спектрометра подвергались облучению протонами с энергией 209 МэВ, производимыми линейным ускорителем. В результате их взаимодействия с веществом мишени (свинец) рождались нейтроны (каскадно-испарительный процесс) и гамма-кванты. Гамма-кванты образовывались также от взаимодействия нейтронов с конструкционными материалами установки (радиационный захват). Основными (по массе) элементами СВЗ-100 являются рабочий объем из свинца (Pb) и конечный участок ионопровода из алюминия (Al).

**5.1.2 Регистрация гамма-спектров облученных элементов установок.**

Регистрация спектров гамма-излучения от активированных материалов установки проводилась сцинтилляционным спектрометром на основе кристалла NaI. Результаты измерений приводятся на рисунке 5.1 и рисунке 5.2. Полученные данные показывают, что изотопы, дающие вклад в гамма-излучение, образуются при взаимодействии протонов с ядрами входящими в состав веществ, из которых состоят конструкционные материалы.

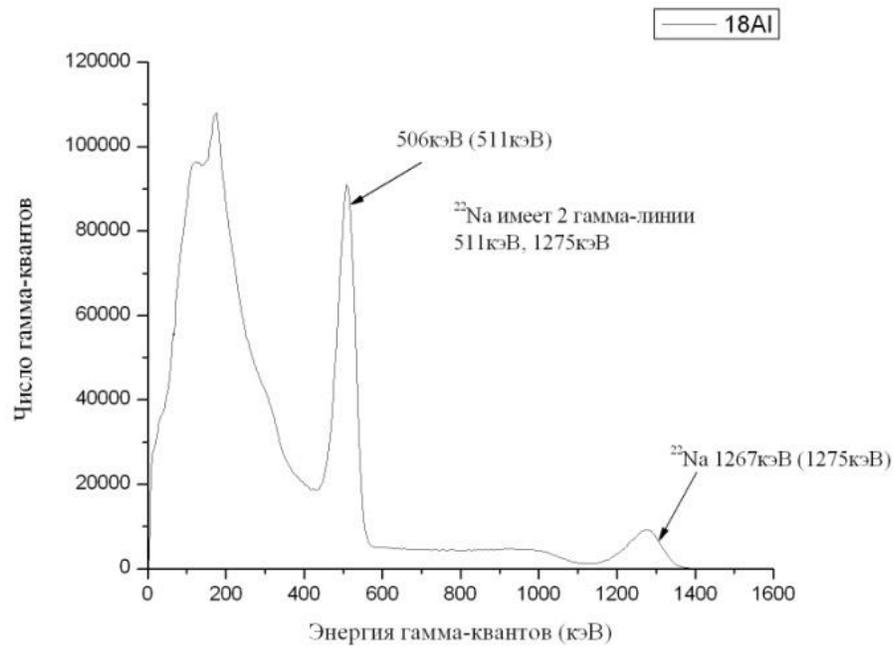


Рисунок 5.1 – Гамма-спектр алюминиевого ионопровода, подводящего протоны к мишени

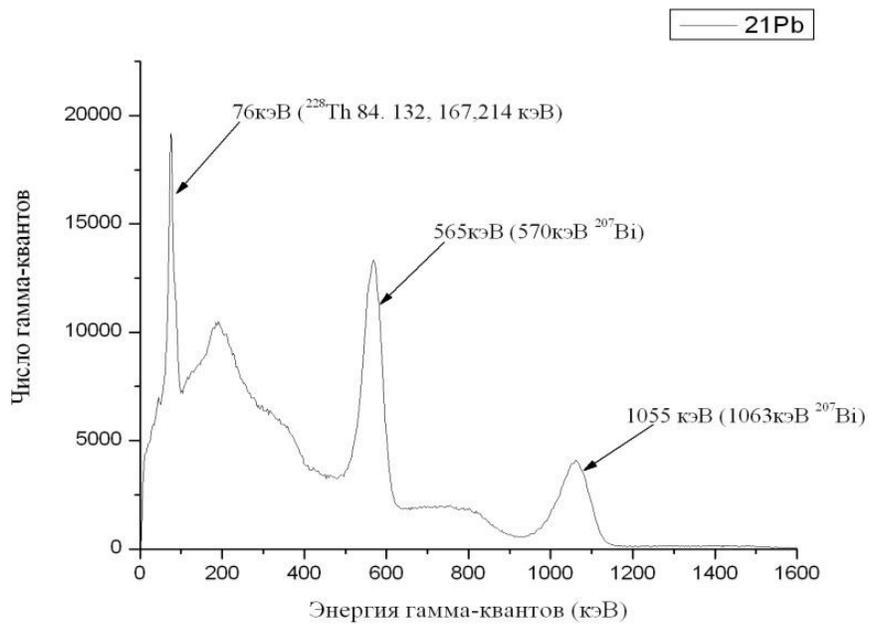


Рисунок 5.2 – Гамма-спектр свинцовой сборки

### **5.1.3 Влияние наведённой активности на характер погрешностей в экспериментальных данных, получаемых на установке спектрометр по времени замедления нейтронов в свинце СВЗ-100**

На результаты измерений могут влиять рециклические нейтроны. То есть нейтроны, образовавшиеся от протонных импульсов прошедших до рабочего протонного импульса, нейтроны от которого используются в текущем экспериментальном цикле. Проведённые исследования показали, что при частоте 50 Гц, которая используется в измерениях на СВЗ-100, влиянием рециклических нейтронов можно пренебречь.

При использовании в качестве детекторов ионизационных камер, где регистрируются осколки ядер, влияние фоновых гамма-квантов отсутствует.

При использовании гамма-счётчиков, для регистрации реакции радиационного захвата нейтронов, влияние наведённой активности существует, но учитывая, что количество фоновых гамма-квантов распределено по времени цикла равномерно, получается плоская подложка, учитываемая при обработке экспериментальных результатов.

## **6. Задача «Развитие новых методов исследований на нейтронных источниках»**

Подзадачи, входящие в работы по программе фундаментальных научных исследований:

### **6.1 Адаптация метода нейтронной радиографии и томографии для диагностики промышленных изделий и объектов культурного наследия**

В продолжение совместной работы с НИЦ “Курчатовский институт” в области томографии произведена модернизация программы проведения эксперимента на установке ДРАКОН реактора ИР-8. Оптимизированно время проведения эксперимента и добавлена возможность пост обработки изображений для их подготовки к реконструкции.

Также была разработана и создана высокоскоростная камера для проведения томографических экспериментов на времяпролетном спектре. В качестве регистрирующего материал использован сцинтиллятор ZnS:6LiF эффективностью 42% в качестве камеры используется КМОП камера 12M180xCX CoaXPress это позволяет достигать скорости съема до 4 мкс.

Сцинтиллятор и камера расположенный в одном светозащищенном корпусе. Для вывода камеры с прямого пучка на расстоянии 10 см от сцинтиллятора расположено алюминиевое зеркало которая отражает под 90 градусов. На расстояние 10 см от зеркала расположена камера с объективом которая снимает свет с сцинтиллятора. Полученная камера расположена на установке КРИСТАЛЛ источника ИН-06 и в ближайший сеанс будет протестирована.

### **6.2 Возможность контроля максимальной энергии быстрых нейтронов по амплитудным спектрам от позиционно-чувствительного детектора нейтронов на основе $^{10}\text{B}$**

Поток нейтронов создавался в фотонейтронном источнике на базе линейного ускорителя электронов ЛУЭ-8 с энергией  $E_e$  до 9 МэВ. Для генерации нейтронов тормозной спектр гамма-квантов падал на мишень из бериллия. Учитывая, что порог рождения нейтронов в фотонейтронной реакции на бериллии составляет 1.67 МэВ максимальная энергия ( $E_{n \text{ max}}$ ) вылетающих нейтронов может быть до 7.33 МэВ. Нейтроны выводились из коллимированного канала под углом  $67^\circ$ . Медленные нейтроны задерживались кадмиевой пластиной, а оставшийся поток быстрых нейтронов падал на ПЧД.

Данный детектор представляет собой гибрид слоя изотопа  $^{10}\text{B}$  и многопроволочной и многостриповой газовой камеры, работающей в ионизационном или пропорциональном режиме [5]. Из слоя  $^{10}\text{B}$  под действием нейтрона в результате двух ядерных реакций  $n + ^{10}\text{B} \rightarrow ^7\text{Li} + ^4\text{He}$  и  $n + ^{10}\text{B} \rightarrow ^7\text{Li} + ^4\text{He} + \gamma$  вылетают ядра  $^4\text{He}$  и  $^7\text{Li}$ . Эти ядра затем регистрируются в ионизационной камере с измерением амплитуд ионизации в двух ее последовательных чувствительных зазорах. Упрощенная схема детектора приведена на рис. 6.1.

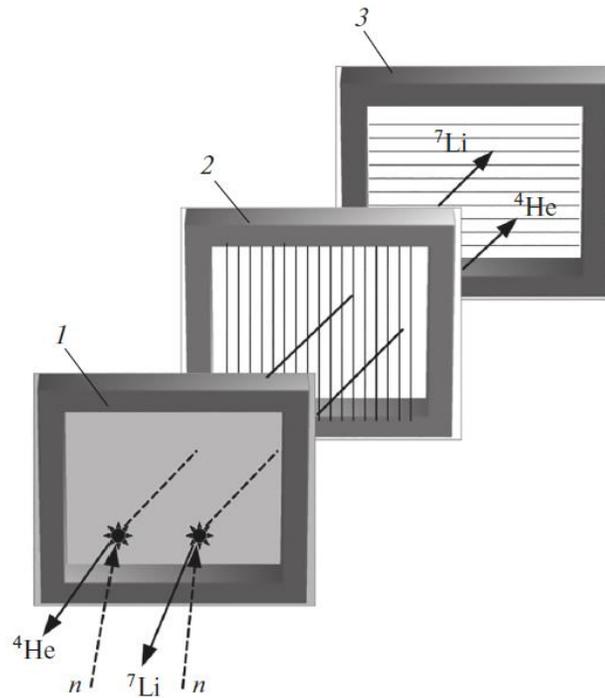


Рисунок 6.1 – Упрощенная схема детектора: 1 – передний катод со слоем  $^{10}\text{B}$ ; 2 – анод; 3 – задний катод.

Нейтроны в переднем катодe 1 со слоем  $^{10}\text{B}$  вызывают ядерную реакцию, в результате которой вылетают ядра  $^4\text{He}$  и  $^7\text{Li}$ . Нейтрон будет зарегистрирован, если одно из этих ядер в первом газовом зазоре между катодом 1 и анодом 2 и во втором газовом зазоре между анодом 2 и задним катодом 3 вызовет сигналы ионизации, превышающие порог. Несмотря на то, что медленные и промежуточные нейтроны доминируют в этом спектре, при выбранном высоком пороге регистрации во втором зазоре детектора вторичные ядра не имеют достаточной энергии, чтобы вызвать триггер. Расчет показал, что триггер запускается для нейтронов с энергией  $E_n > 0.5$  МэВ. Поэтому при моделировании рассматривались только нейтроны с энергией  $E_n > 0.5$  МэВ.

Результаты моделирования ионизационных потерь ядер в первом зазоре ПЧД для реакции  $n + ^{10}\text{B} \rightarrow ^4\text{He} + ^7\text{Li}$  с вычисленным спектром нейтронов представлено на рис. 6.2.

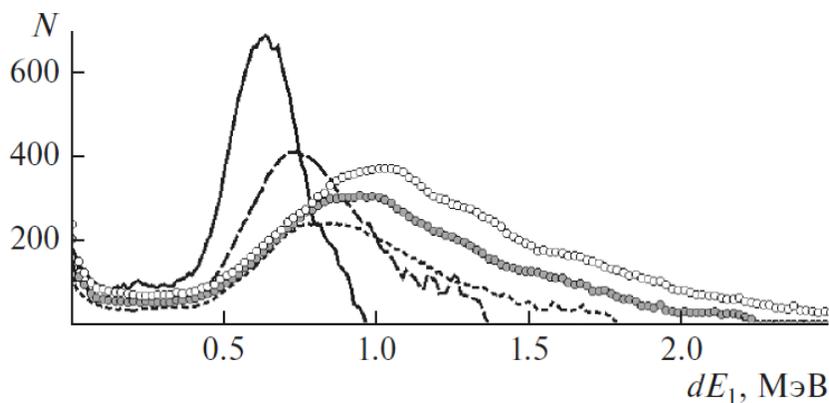


Рисунок 6.2 – Расчетные спектры ионизационных потерь в первом зазоре детектора. Сплошная линия соответствует  $E_e = 5$  МэВ, пунктирная линия – 6 МэВ, точечная линия – 7 МэВ, широкая серая линия – 8 МэВ, широкая линия из кружков – 9 МэВ.

Приведены расчетные спектры ионизационных потерь в первом зазоре с установленным порогом регистрации во втором зазоре 0.1 МэВ. Увеличивая порог регистрации во втором зазоре детектора, сигнал которого служил триггером, можно подавить вклад событий с ядром  $^4\text{He}$  по сравнению с вкладом событий с ядром  $^7\text{Li}$ . Из рис. 6.2 видно, что с ростом энергии электронов, а значит и максимальной энергии нейтронов ожидается увеличение амплитуды сигналов ионизационных потерь.

Коллимированный поток нейтронов из канала нейтронного источника направлялся через 5-мм фильтр из кадмия на  $^{10}\text{B}$ -детектор. Энергия электронов в различных экспериментах устанавливалась от 5 до 9 МэВ. На рис. 6.3 приведены экспериментальные амплитудные спектры от первого зазора ПЧД для энергий электронов от 5 до 9 МэВ с шагом 1 МэВ.

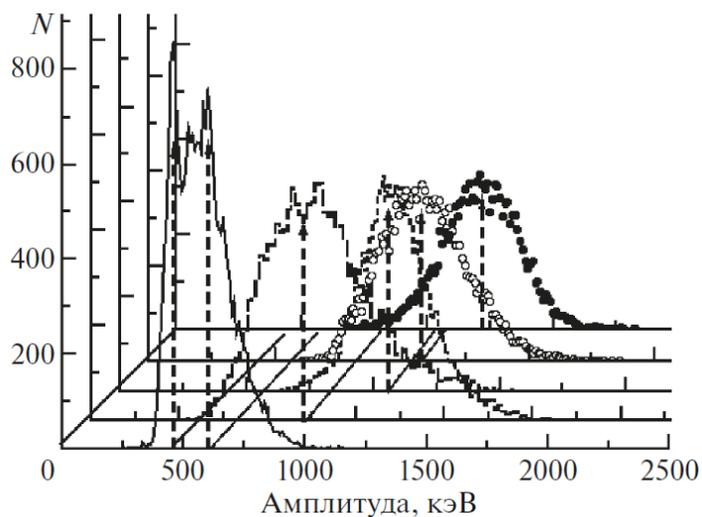


Рисунок 6.3 – Экспериментальный спектр амплитуд сигналов от первого зазора детектора. Сплошная линия соответствует  $E_e = 5$  МэВ, пунктирная линия – 6 МэВ, точечная линия – 7 МэВ, кружки – 8 МэВ, точки – 9 МэВ.

Сигнал от второго зазора служил триггером. Как было установлено после калибровки на тепловых нейтронах, в спектрах амплитуд от второго зазора отсутствовали сигналы, соответствующие потерь энергии ядер менее 0.45 МэВ. Это значение потерь находится вблизи максимума для тепловых нейтронов, то есть регистрация медленных и надтепловых нейтронов была существенно подавлена. Также оказалась существенно подавленной регистрация событий с вылетом ядра  $^4\text{He}$ . Ядра  $^7\text{Li}$ , которые образовались от нейтронов с энергией меньшей, чем  $E_{n \max} = 5.1$  МэВ (при  $E_e = 7$  МэВ) практически полностью теряют свою энергию в детекторе. Ядра  $^4\text{He}$  и  $^7\text{Li}$  проходят через оба зазора ПЧД, если  $E_{n \max} = 6$  МэВ ( $E_e = 8$  МэВ) и  $E_{n \max} = 6.9$  МэВ ( $E_e = 9$  МэВ), и они не полностью теряют свою энергию в детекторе. На рис. 6.4а представлены экспериментальные спектры для  $E_{n \max} = 3.3$  МэВ (при  $E_e = 5$  МэВ) и расчетные спектры при средней энергии  $E_n = 1$  МэВ для событий с вылетом ядра  $^7\text{Li}$ .

Предполагается, что средняя энергия в потоке нейтронов находится в области энергий 0.5–1.5 МэВ. Расчетные и экспериментальные спектры хорошо согласуются друг с другом. Пик слева, по-видимому, связан с ионизационными потерями ядер из реакции с возбуждением ядра  $^7\text{Li}^*$ , которая не была учтена в расчетах.

На рис. 6.4б представлены экспериментальные спектры для  $E_{n \max} = 4.2$  МэВ при  $E_e = 6$  МэВ и расчетные спектры при  $E_n = 3$  МэВ для событий с вылетом ядра  $^7\text{Li}$ .

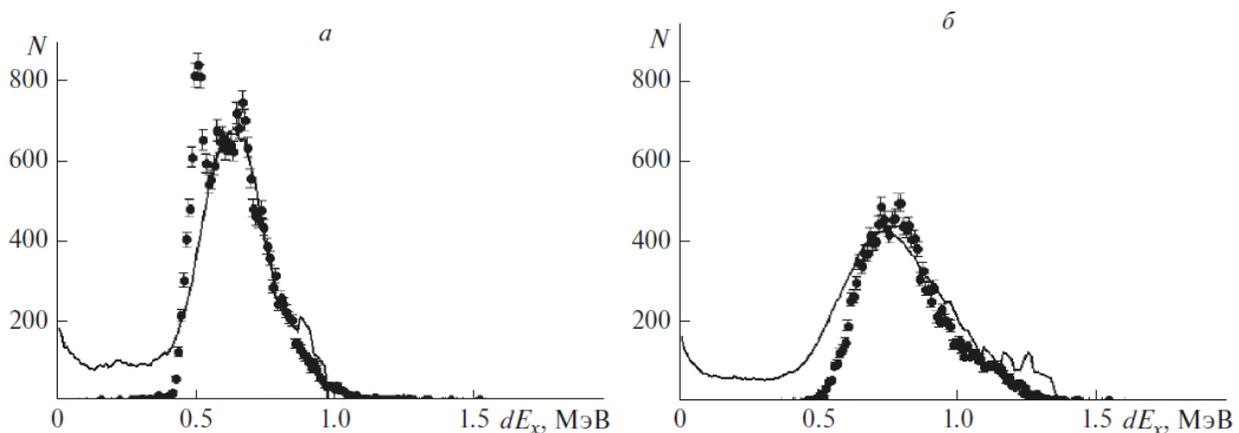


Рисунок 6.4 – Спектры амплитуд от 1-го зазора детектора (точки со статистическими ошибками) и модельные спектры энергии ядер из реакции без гамма-кванта (линии): экспериментальная  $E_{n \max} = 3.3$  МэВ и расчетная средняя энергия  $E_n = 1$  МэВ (а); такие же спектры для  $E_{n \max} = 4.2$  МэВ и  $E_n = 3$  МэВ (б).

Предполагается, что средняя энергия в потоке нейтронов для этой энергии электронов находится в области энергий 1.5–3 МэВ. Расчетные и экспериментальные спектры также хорошо согласуются друг с другом. Таким образом положение максимума в спектре ионизационных потерь ядер увеличивается с величиной  $E_{n \max}$  в потоке.

### 6.3 Развитие новых методов исследования фундаментальных взаимодействий при низких энергиях нейтронов. Разработка токового метода регистрации времяпролетных спектров

Работы по развитию новых методов исследования фундаментальных взаимодействий при низких энергиях нейтронов ведутся совместно с ЛНФ ОИЯИ, согласно Протоколу № 4940-4-20/22 о выполнении совместной научно-исследовательской работы.

Предложен новый метод (ВЖН) на импульсных источниках нейтронов, основанный на изменении спектра нейтронов за время их пролета достаточно большой пролетной базы, за счет их распада. Предложенный метод имеет свои достоинства и недостатки. На рисунке 6.5 прекрасно видно изменение фона запаздывающих нейтронов в зависимости от положения основного и дополнительного отражателей реактора ИБР-2.

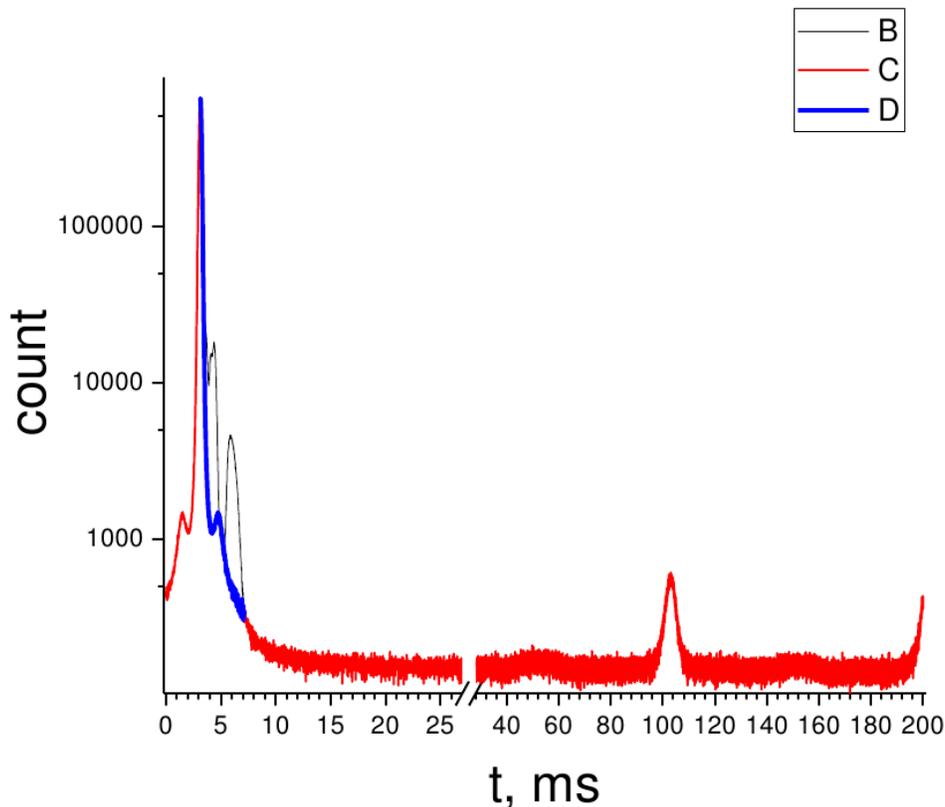


Рисунок 6.5 – Фон запаздывающих нейтронов с энергией большей 0,4 эВ и в черных резонансах In и Sm.

Предварительные результаты обработки представлены на рисунках 6.6 и 6.7. Из рисунка видно, что спектр запаздывающих нейтронов имеет сложную структуру, связанную с модулируемой реактивностью реактора. Ширины пиков сателлитов в десятки раз превосходят ширину импульса мощности реактора.

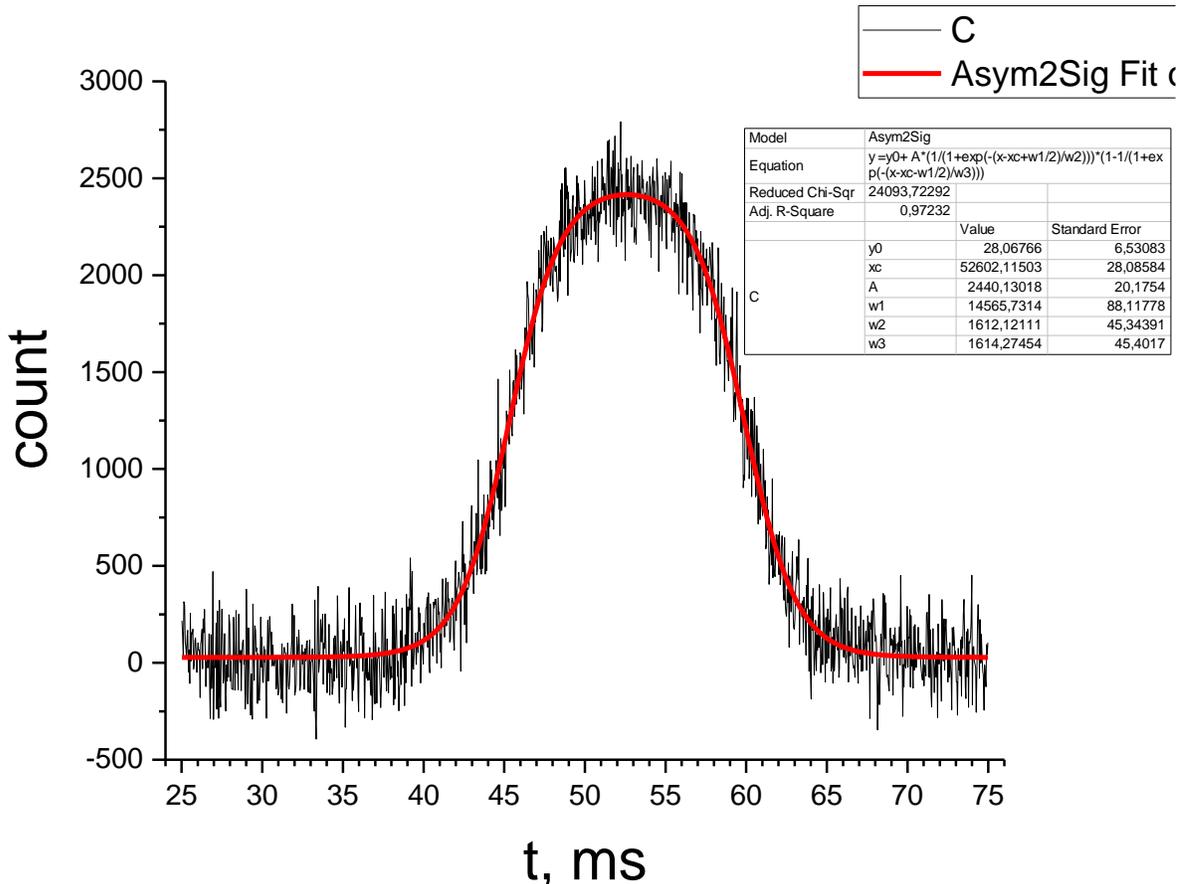


Рисунок 6.6 – Фрагмент времяпролетного спектра пропускания нейтронов через самарий, кадмий и индий (черная линия). Красная линия – аппроксимация сателлита в области 50 миллисекунд функцией Asym2Sig.

Если вырезать сателлиты из времяпролетного спектра нейтронов, мы должны увидеть спектр запаздывающих нейтронов, трансформированный реактивностью реактора. На рисунке 6.7 представлены результаты определения параметров спектра запаздывающих нейтронов, образованных во время импульса мощности реактора. Видно, что в пределах погрешности измерений и симуляции, параметры спектров плохо совпадают.

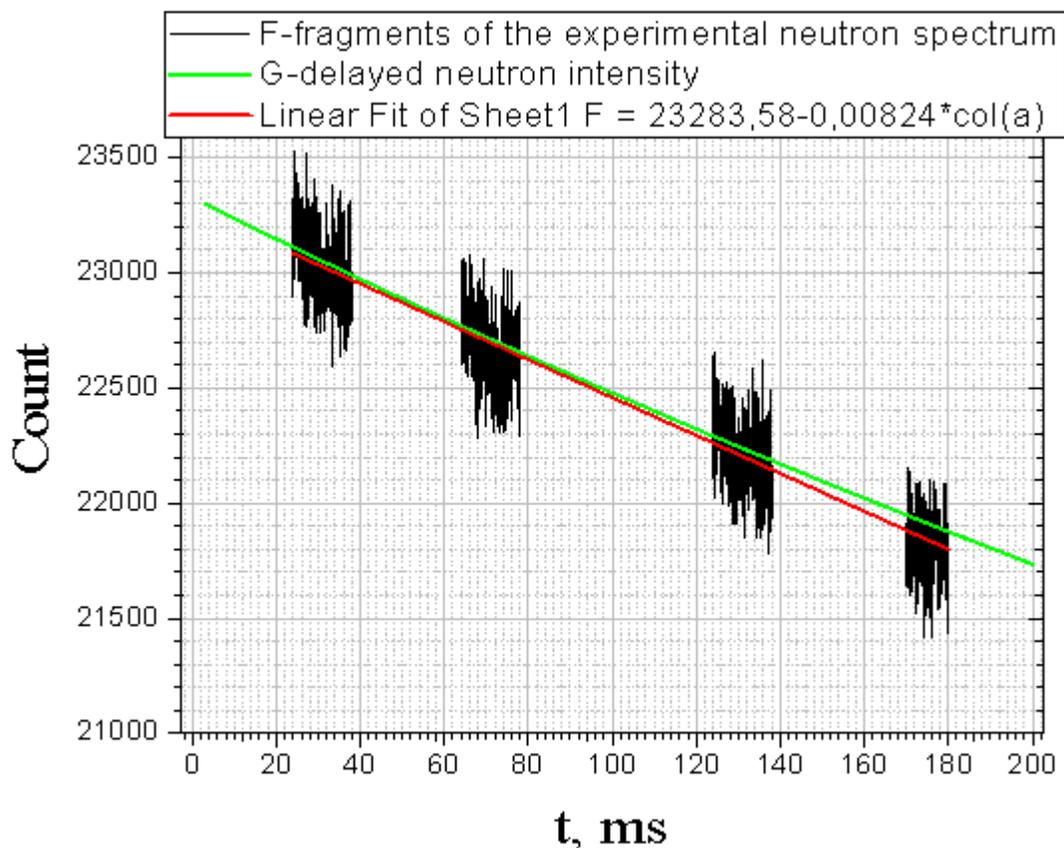


Рисунок 6.7 – Фрагменты времяпролетного спектра запаздывающих нейтронов (черная линия), зеленая линия – симуляция распадного спектра запаздывающих нейтронов, образованных во время импульса мощности реактора.

Установлено, что для аппроксимации сателлитов лучше использовать функцию *Asym2Sig*. На рисунке 6.8 представлены результаты измерения времяпролетных спектров пучка нейтронов, прошедших через 15 см свинца – черная линия, времяпролетный спектр нейтронов, прошедших через свинец и образец самария – синяя линия. Зеленая линия – это спектр нейтронов, прошедших через свинец, поделенный на 160 и к нему добавлена фоновая подложка. Красная линия - это спектр нейтронов, прошедших через свинец, поделенный на 160, к нему добавлена фоновая подложка и он сдвинут на 100 миллисекунд. Видно, что эта простая манипуляция удовлетворительно описывает тепловую часть спектра от сателлита 100 миллисекунд.

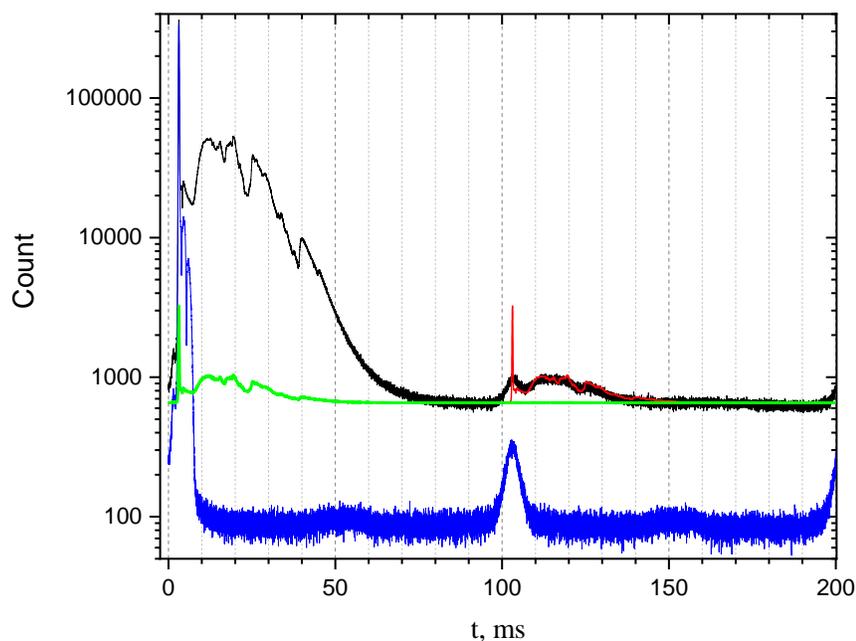


Рисунок 6.8 – времяпролетный спектр нейтронов, прошедших через свинец – черная линия. Времяпролетный спектр нейтронов, прошедших через свинец и образец самария – синяя линия. Спектр нейтронов, прошедших через свинец, уменьшенный в 160 раз и прибавлен фон - зеленая линия. Спектр нейтронов, прошедших через свинец, уменьшенный в 160 раз плюс фон 650 и сдвинут на 100 мс вправо – красная линия.

Недостатком предложенного метода является маленькая величина измеряемого эффекта  $10^{-5}$ . Измерения (ВЖН) на реакторе ИБР-2, имеют свои трудности, связанные с очень большой импульсной плотностью потока нейтронов и большой величиной фона запаздывающих нейтронов.

Ранее авторы использовали интегрально-компенсационный метод измерения малых  $P$ -нечетных эффектов в работах, выполненных на стационарных реакторах. В настоящее время мы развиваем интегрально-компенсационный метод измерения времяпролетных спектров на реакторе ИБР-2.

Были проведены испытания, настройка и доработка новой измерительной системы, использующей 8-ми канальный оцифровщик с частотой оцифровки 100 МГц предназначенный для измерения времяпролетных спектров нейтронов большой интенсивности.

## 6.4 Развитие новых методов исследований на нейтронных источниках.

### Нейтронная рефлектометрия

1. Установлен мониторный счетчик на нейтронном рефлектометре-малоугловом спектрометре «Горизонт». Была разработана программа управления мониторным счетчиком. Также была разработана программа управления (с помощью компьютера) для высоковольтного источника «Мантгора HV-6000» для 2-координатного монитора пучка, разработанного и изготовленного в ЛНФ ОИЯИ по заданию ИЯИ РАН.

2. Разработана камера высокого давления для нейтронной рефлектометрии.

Предполагается использовать камеры для исследования структуры жидких и твердых образцов при давлениях до 3 кбар. Камера предназначена для работы на рефлектометрах с вертикальной плоскостью рассеяния, таких как «Горизонт».

Особенностью метода нейтронной рефлектометрии являются малые углы рассеяния (как правило 1-5 мрад), поэтому важно иметь окна из материалов, минимально рассеивающих при малых углах. Ранее были проведены ряд измерений спектров малоуглового рассеяния нейтронов на образцах сплавов 40ХНЮ, MoTiC (Mo — основной, Ti — 10%, C — 3%) и БрБ2. Измерения были проведены как на установке «Горизонт», так и на малоугловом дифрактометре KWS-2. Исходя из полученных данных предпочтительнее выбирать сплав MoTiC (Mo — основной, Ti — 10%, C — 3%) или БрБ2. Поиск оптимального материала для подобных камер продолжается, на установке «Горизонт» планируется измерить сечения МУРН ряда сплавов, например 30ХНВЮ. Для достижения максимальных давлений требуются сплавы с максимальной прочностью, такие как 40ХНЮ. Однако, данный сплав обладает высоким сечением малоуглового рассеяния нейтронов, что показали измерения на малоугловом дифрактометре KWS-2. Поэтому предлагается изготавливать корпус камеры из максимально прочного сплава, например 40ХНЮ, а окна для нейтронного пучка (падающего и рассеянного) из сплава с минимальным сечением МУРН.

Разработанная конструкция камеры представлена на рис. 6.9. Основание (1) и крышка (2) образуют корпус. Они изготовлены из 40ХНЮ. В крышку вклеивается кольцо (3), изготовленное из MoTiC (Mo — основной, Ti — 10%, C — 3%), которое служит окном. В местах, где проходит нейтронный пучок, в крышке (2) имеются пропилы — окна. В этом месте пучок проходит лишь через материал кольца (3). Размер пропилов подобран таким образом, чтобы обеспечить прохождение пучка шириной 25 мм и высотой до 1 мм под углом до 8° к горизонтали. Образец (5) приклеивается подложкой на основание. Внутренняя поверхность камеры должна быть

обклеена кадмиевой фольгой либо покрыта лаком, содержащим гадолиний. В основании имеется канавка с уплотнительным кольцом («o-ring») из витона (4). Также в основании имеются резьбовые отверстия для болтов (7), которые удерживают крышку. Давление нагнетается с помощью поршня (6). Камера заполняется фомблином, также возможно заполнение газом под давлением через капилляр. Давление нагнетается поршнем (6), который перемещается с помощью гидравлического пресса.

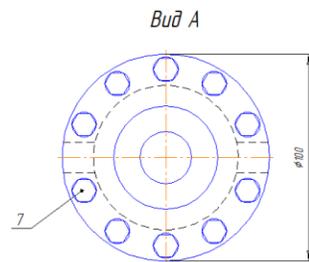
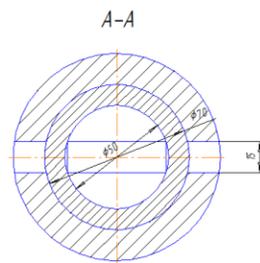
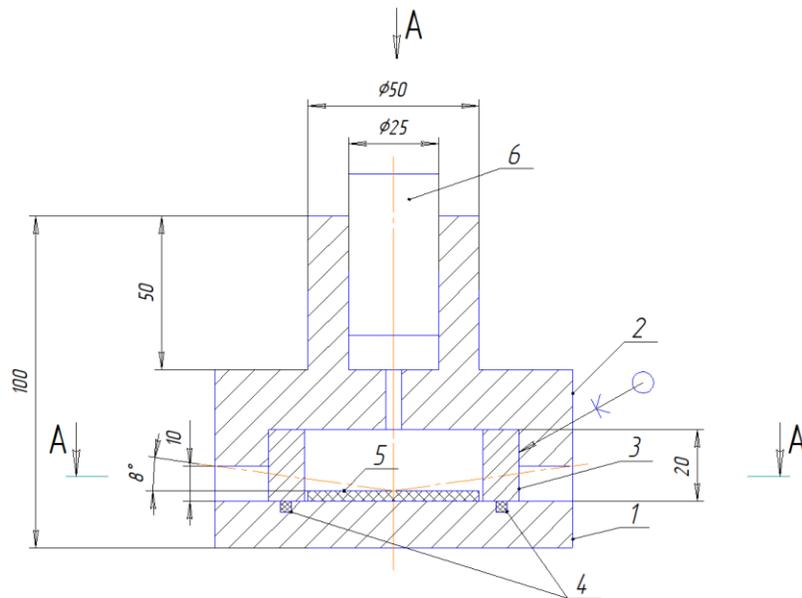


Рисунок 6.9 – схема камеры высокого давления для нейтронной рефлектометрии

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

План работ на 2021 год выполнен полностью. Получены значимые научные результаты, обеспечивающие дальнейшее развитие экспериментальных исследований по ряду актуальных направлений, в том числе по следующим задачам Государственного задания:

**1. Задача «Развитие и применение транспортного кода SHIELD (<http://www.inr.ru/shield/>, <http://www.shieldhit.org>) как инструмента математического моделирования взаимодействия частиц с веществом, включая развитие моделей ядерных реакций».**

Проведено дополнительное изучение энергетических и временных характеристик потоков быстрых нейтронов в экспериментальном зале импульсного линейного ускорителя электронов ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН. Потоки быстрых нейтронов включают как запаздывающие нейтроны фотоделения  $^{238}\text{U}$ , так и нейтронный фон различного происхождения.

Проведено дальнейшее развитие моделей образования и распада возбужденной гиперъядерной и нормальной ядерной материи. Результаты работ [4-7] расширяют теоретическую основу изучения процессов образования гиперъядер и их свойств.

**2. Задача «Исследования по физике деления и нейтрон-ядерных взаимодействий»**

План работ на 2021 год выполнен полностью.

На созданном в ИЯИ РАН W-Ве-фотонейтронном источнике на базе линейного ускорителя ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН определено соотношение выходов каналов распада реакций  $^{10}\text{B}(n, \alpha_0)^7\text{Li}$  и  $^{10}\text{B}(n, \alpha_1\gamma)^7\text{Li}$  при взаимодействии нейтронов с ядром  $^{10}\text{B}$  при энергии от 1 до 6 МэВ. Отношение  $\alpha_0/\alpha_1$  определено из анализа расчетных спектров ионизационных потерь ядра  $^4\text{He}$  и экспериментальных амплитудных спектров, измеренных для двух зазоров  $^{10}\text{B}$ -детектора.

Представлены результаты исследования жидкостного сцинтилляционного Г-детектора. Разработана системы сбора и регистрации данных с возможностью отображения текущего счета детекторов установки и графика работы детекторов за предыдущие сутки на web site установки <http://ines.inr.ru:1880/ui>. Эта информация позволяет оперативно оценивать качество работы ускорителя и установки по набору статистики. Проведено измерение спектра нейтронов на импульсном источнике нейтронов РАДЭКС центра коллективного пользования (ЦКП) ИЯИ РАН. Проведен один сеанс установки ИНЕС с образцами золота  $\text{Au}^{197}$ , тантала  $\text{Ta}^{181}$ , гольмия  $\text{Ho}^{181}$  на импульсном нейтронном пучке. Протонный пучок имел следующие параметры: частота 50 Гц, импульсный ток 5 мА, энергия протонов 267 МэВ, длительность протонного пучка 0.3 мкс.

**3. Задача «Развитие экспериментальной базы импульсного нейтронного источника**

## **ИН-06 ИЯИ РАН для исследования конденсированных сред»**

Задание выполнено полностью.

Выполнена оптимизация работы системы нейтронных детекторов с целью качественного улучшения получения результатов. Разработаны и протестированы прототипы позиционно-чувствительного детектора тепловых нейтронов на основе сцинтилляторов и лавинных диодов. Разработан и протестирован спектрометр рассеяния эпитепловых нейтронов на импульсном источнике «РАДЭКС»

### **4. Задача «Исследование структуры перспективных материалов, в том числе при экстремальных нагрузках (высоких давлениях, низких температурах, сильных магнитных полях)»**

При высоких давлениях методом лазерного нагрева в алмазных наковальнях были синтезированы полигидриды европия:  $\text{EuH}_9$  - кубической и гексагональной симметрии, и клатратная фаза  $\text{Eu}_8\text{H}_{46}$ . Методом компьютерного моделирования были предсказаны магнитные структуры и исследовано уравнение состояния. Экспериментальные результаты по синхротронной рентгеновской дифракции хорошо соответствуют теоретическим расчётам.

Новый высокотемпературный сверхпроводник - гексагидрид иттрия  $\text{YH}_6$  со структурой  $I_{m3m}$  был синтезирован при высоком давлении методом лазерного нагрева в алмазных наковальнях. Температура сверхпроводящего перехода равна  $T_c \approx 224$  К при давлении  $P \sim 166$  ГПа.

При критическом давлении 8.5 ГПа возникает сверхпроводящая фаза в эффективном термоэлектрическом материале  $\text{Cu}_3\text{Sb}_{0.98}\text{Al}_{0.02}\text{Se}_4$ , которая сохраняется в исследованном диапазоне давлений (0 – 40.1 ГПа). На фазовой диаграмме температура-давление обнаружен сверхпроводящий купол.

Колебательные свойства монокристалла железо-иттриевого граната (ЖИГ,  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) исследованы при высоком квази- гидростатическом давлении методом спектроскопии комбинационного рассеяния света в диапазоне давлений 0-72 ГПа при комнатной температуре. В области  $\sim 50$  ГПа обнаружено кардинальное изменение спектров, указывающее на фазовый переход в районе 42-54 ГПа. Это коррелирует с коллапсом магнитного момента в ЖИГ из мёссбауэровской спектроскопии, с переходом из кристаллического в аморфное состояние, который был ранее обнаружен рентгеновским методом, а также с эффектом металлизации, установленным по спектрам оптического поглощения.

Была исследована спиральная магнитная структура  $\text{Mn}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}\text{Ge}$  при квазигидростатическом давлении до 1 ГПа методом малоуглового рассеяния нейтронов при 5–

300 К и 0–5 Тл. Показано снижение температуры магнитного упорядочения  $T_c$  при увеличении давления, что свидетельствует о приближении магнитной системы к квантовому фазовому переходу в неупорядоченное состояние при увеличении внешнего давления.

Методом DFT с помощью программы QuantumESPRESSO было выполнено моделирование протяженных дефектов в двумерной кристаллической решетке графена, которое позволило оценить верхнюю границу температуры плавления графита.

#### **5. Задача: «Моделирование процессов, инициированных пучком протонов линейного ускорителя в установках Нейтронного комплекса ИЯИ, с целью улучшения и оптимизации параметров установок»**

В исследованиях влияния смешанного протонного, нейтронного и гамма-излучения на конструкционные материалы экспериментальных физических установок выяснено, что активация конструкционных материалов физических установок, использующих протонный пучок линейного ускорителя, при существующем режиме работы Экспериментального комплекса не приводит к серьезным систематическим погрешностям в получаемых результатах.

Измерены спектры гамма-излучения от активированных материалов установки СВЗ-100. Полученные данные показывают, что изотопы, дающие вклад в гамма-излучение, образуются при взаимодействии протонов с ядрами входящими в состав веществ, из которых состоят конструкционные материалы.

Проведённые исследования показали, что при частоте 50Гц, которая используется в измерениях на СВЗ-100, влиянием рециклических нейтронов можно пренебречь.

При использовании в качестве детекторов ионизационных камер, где регистрируются осколки ядер, влияние фоновых гамма-квантов отсутствует. При использовании гамма-счётчиков, для регистрации реакции радиационного захвата нейтронов, влияние наведённой активности существует, но учитывая, что количество фоновых гамма-квантов распределено по времени цикла равномерно, получается плоская подложка, учитываемая при обработке экспериментальных результатов.

При приближении к проектным параметрам работы Экспериментального комплекса, 600 МэВ энергия протонов и 500мкА среднего тока, следует тщательно подходить к оценкам систематической погрешности в физических результатах.

#### **6. Задача «Развитие новых методов исследований на нейтронных источниках»**

План работ на 2021 год выполнен полностью.

Проведена подготовка программы эксперимента и камеры для нейтронной томографии на установке «ДРАКОН» реактора ИР-8 НИЦ КИ, а также на установке «КРИСТАЛЛ» источника «ИН-06» ИЯИ РАН.

На созданном в ИЯИ РАН W-Be-фотонейтронном источнике на базе линейного ускорителя ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН исследована возможность контролирования максимальной энергии нейтронного потока путем анализа амплитудных спектров от  $^{10}\text{B}$ -детектора. Проведено моделирование реакции взаимодействия нейтронов с ядром  $^{10}\text{B}$  с образованием ядер  $^4\text{He}$  и  $^7\text{Li}$ . Рассчитаны ионизационные потери ядер в двух зазорах детектора. Обнаружена однозначная зависимость ионизационных потерь как экспериментальных, так и модельных спектров в зависимости от максимальной энергии нейтронов.

Продолжена совместная работа с ЛНФ ОИЯИ по развитию токового метода регистрации времяпролетных спектров.

Проведено дооснащение установки «Горизонт» новыми мониторными счетчиками, разработаны программы для управления этими счетчиками.

Разработана камера высокого давления для нейтронной рефлектометрии.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Bevilacqua R., Hamsch F.-J., Vidali M. et al.  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  and  $^{10}\text{B}(n,\alpha_1\gamma)^7\text{Li}$  cross section data up to 3MeV incident neutron energy // EPJ Web of Conferences. – 2017. – V. 146. – P. 11010.
2. Potashev S., Drachev A., Burmistrov Yu. et al. Hybrid boron-10 gaseous detector for slow and fast neutron simultaneous detection // EPJ Web of Conferences. – 2020. – V. 231. – P. 05010.
3. Афанасьев С.В., Вишневецкий А.В., Вишневецкий Д.А. и др. Разработка детектора нейтронов на основе регистрации протона отдачи вперед для установки «Энергия + Трансмутация». Калибровка с энергией нейтронов 14,1 МэВ // Письма в ЭЧАЯ. – 2017. – Т. 14, № 3(208). – С. 299.
4. Андреев А.В., Бурмистров Ю.М., Зуев С.В. и др. Возможности определения микропримесей в материалах на измерительно-активационном комплексе на базе фотонейтронного источника // Известия РАН. Серия физическая. – 2017. – Т. 81, № 6. – С. 824.
5. Поташев С.И., Бурмистров Ю.М., Драчев А.И. и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2018. – № 10. – С. 108.
6. Potashev S., Burmistrov Y., Drachev A, et al. A possibility of detecting fast neutrons in a  $^{10}\text{B}$  solid-gas detector // The 3rd International Conference on Particle Physics and Astrophysics, KnE Energy & Physics. – 2018. – P. 115.
7. Недорезов В.Г., Конобеевский Е.С., Зуев С.В. и др. Возбуждение изомерных состояний  $^{111\text{m}}\text{Cd}$ ,  $^{113\text{m}}\text{In}$ ,  $^{115\text{m}}\text{In}$  фотонами с энергией до 8 МэВ // Ядерная физика. – 2017. – Т. 80, № 5. – С. 423.
8. Kondrin M.V., Lebed Y.B., Brazhkin V.V. Intrinsic planar defects in diamond and the upper limit on its melting temperature // Diamond & Related Materials. — 2020. — Vol. 110 — 108114.
9. Stone A., Wales D. Theoretical studies of icosahedral C<sub>60</sub> and some related species // Chem. Phys. Lett. — 1986. — Vol. 128. — P. 501—503.
10. Savvatimskiy A., Onufriev S., Kondratyev A. Capabilities of pulse current heating to study the properties of graphite at elevated pressures and at high temperatures (up to 5000 K) // Carbon. —2016. — Vol. 98. — P. 534.
11. Sheindlin M. A., Senchenko V. N. // Sov. Phys. Dokl. — 1988. — Vol. 33. — P. 142.

## ПУБЛИКАЦИИ

### 1 Задача «Развитие и применение транспортного кода SHIELD (<http://www.inr.ru/shield/>, <http://www.shieldhit.org>) как инструмента математического моделирования взаимодействия частиц с веществом, включая развитие моделей ядерных реакций»

1.1. Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Latysheva L.N. et al. Registration of Delayed Neutrons from  $^{238}\text{U}$  Photofission at  $E_{\text{gmax}}=10$  MeV in Interval of (15) ms after Beam Pulses of the Electron Accelerator // *Physics of Atomic Nuclei* — 2021. — Vol. 84, №9. — (в печати).

1.2. Джилавыян Л.З., Лапик А.М., Латышева Л.Н. и др. Искажения регистрации на импульсном ЛУЭ запаздывающих нейтронов от  $^{238}\text{U}$ фотоделения сцинтилляционным спектрометром в Pb-защите // *Известия РАН. Серия физическая*. Принято к печати в 2021 году.

1.3. Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Latysheva L.N. et al. Registration of Delayed Neutrons from Photofission of  $^{238}\text{U}$  by the Scintillation Spectrometer and Distortions in Registered Spectra.

International Conference “Nucleus-2021” // *Book of Abstracts*. St. Petersburg State University / St. Petersburg, Russia. — 2021. — P. 94. — URL: <https://indico.cern.ch/event/1012633/>.

1.4. Botvina A.S., Buyukcizmeci N., Bleicher M. Coupling dynamical and statistical mechanisms for baryonic cluster production in nucleus collisions of intermediate and high energies // *Phys. Rev. C*. — 2021. — Vol. 103. — P. 064602. DOI: 10.1103/PhysRevC.103.064602.

1.5. Barrow J.L., Botvina A.S., Golubeva E.S., Richard J-M. A New Model of Intranuclear Neutron-Antineutron Transformations in  $^{16}\text{O}$ . ArXiv: 2111.10478 [hep-ex], 2021. Submitted to *Phys. Rev. D*. — 2021. — URL: <https://arxiv.org/abs/2111.10478>.

1.6. Buyukcizmeci N., Botvina A.S., Bleicher M. Coalescence theory in heavy ion collisions. Invited talk at XIV International Conference on Nuclear Structure Properties, NSP2021. Online / 2-4 June 2021, Selcuk University, Konya, Turkey. — 2021. — <https://nsp2021.selcuk.edu.tr/>.

1.7. Buyukcizmeci N., Botvina A.S., Bleicher M. On the coalescence phenomenology in heavy ion collisions. Invited talk at ACHT 2021 Conference: Perspectives in Particle, Cosmo- and Astroparticle Theory. Online / 21-23 April 2021, Zagreb, Croatia. — 2021. — URL: <https://indico.cern.ch/event/1018424/>.

### 2 Задача «Исследования по физике деления и нейтрон-ядерных взаимодействий»

2.1. Поташев С.И., Каспаров А.А., Пономарев В.Н. / Соотношение выходов каналов распада  $^{10}\text{B}(n, \alpha_0)^7\text{Li}$  и  $^{10}\text{B}(n, \alpha_1\gamma)^7\text{Li}$  под действием нейтронов с энергией от 1 до 6 МэВ // *Известия РАН. Серия физическая*. — 2022 (принято в печать).

2.2. Васильев И.А., Джилкибаев Р.М., Хлюстин Д.В. Гамма-детектор установки ИНЕС для измерения нейтронных сечений // Приборы и техника эксперимента. — 2021. — № 1. — С. 56— 65.

2.3. Джилкибаев Р.М. Черенковский монитор протонного пучка // Приборы и техника эксперимента. — 2021. — № 4. — С. 10 — 17.

2.4. Djilkibaev R.M., Khlustin D.V. Capture neutron cross sections measurement of rare earth isotopes. // 28 International Seminar on Interactions of Neutron with Nuclei: Fundamental Interactions & Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons / JINR, Dubna, Russia, 2021 <http://www.isinn.jinr.ru>.

**3 Задача «Развитие экспериментальной базы импульсного нейтронного источника ИН-06 ИЯИ РАН для исследования конденсированных сред»**

3.1. Litvin V.S., Buchnyi D.A., Ulianov V.A. et al. Simulation and Test Measurements on the Neutron Reflectometer and Small-Angle Instrument “Gorizont” on the IN-06 Pulsed Source // J. of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. — 2021. — Vol. 15.— №4. — P. 645–651.

**4 Задача «Исследование структуры перспективных материалов, в том числе при экстремальных нагрузках (высоких давлениях, низких температурах, сильных магнитных полях)»**

4.1. Semenok D.V., Zhou D., Kvashnin A.G. et al. Novel Strongly Correlated Europium Superhydrides // J. Phys. Chem. Lett. — 2021. — Vol. 12. — P. 32—40.

4.2. Troyan I.A., Semenok D.V., Kvashnin A.G. et al. Anomalous High-Temperature Superconductivity in  $\text{YH}_6$  // Advanced Materials. — 2021. — P. 2006832.

4.3. Zhao X., Zhou Y., Struzhkin V.V. et al. Superconductivity in efficient thermoelectric material  $\text{Cu}_3\text{Sb}_{0.98}\text{Al}_{10.02}\text{Se}_4$  // Journal of Alloys and Compounds. — 2021. — Vol. 890. — P. 161828.

4.4. Аксенов С.Н., Миронович А.А., Любутин И.С. и др. Фазовый переход в  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при высоких давлениях по данным спектроскопии комбинационного рассеяния // Письма в ЖЭТФ. — 2021. — Т. 114, № 12. — С. 802—811.

4.5. Kondrin M.V., Lebed Y.B., Brazhkin V.V. Extended Defects in Graphene and Their Contribution to the Excess Specific Heat at High Temperatures // Phys. Rev. Lett. — 2021. — Vol. 126. — P. 165501.

4.6. Skanchenko D.O., Altynbaev E.V., Martin N., Salamatin D.A., Sadykov R.A., Tsvyaschenko A.V., Grigoriev S.V. Magnetic structure of  $Mn_{0.9}Fe_{0.1}Ge$  compound under quasi-hydrostatic pressure // Journal of Alloys and Compounds. – Vol. 862. – 2021. – 158606.

4.7. Semenov A.A., Koptelov E.A. Fluctuations of 1-D interstitial fluxes under cascade damage irradiation // Journal of Nuclear Materials. – направлено для публикации.

**6 Задача «Развитие новых методов исследований на нейтронных источниках».**

6.1. Афонин А.А., Бурмистров Ю.М., Зуев С.В., Конобеевский Е.С., Мордовской М.В. / Изучение спектра тепловых нейтронов W-Be фотонейтронного источника // Известия РАН. Серия физическая. – 2021. – Т. 85, № 10. – С. 1389–1394.

6.2. Каспаров А.А., Поташев С.И., Бурмистров Ю.М., Драчев А.И., Афонин А.А. / Расчет эффективности и энергетического разрешения при разработке детектора быстрых нейтронов с  $^{10}B$ -конвертером // Известия РАН. Серия физическая. – 2021. – Т. 85, № 5. – С. 694–697. DOI: 10.31857/S0367676521050124.

6.3. Поташев С.И., Афонин А.А., Бурмистров Ю.М., Драчев А.И., Конобеевский Е.С., Марин В.Н., Мешков И.В., Караевский С.Х., Каспаров А.А., Пономарев В.Н., Солодухов Г.В., Зуев С.В. / О возможности контроля максимальной энергии быстрых нейтронов по амплитудным спектрам от  $^{10}B$ -детектора // Известия РАН. Серия физическая. – 2021. – Т. 85, № 10. – С. 1385–1388. DOI: 10.31857/S0367676521100227.

6.4. Поташев С.И., Бурмистров Ю.М., Конобеевский Е.С., Мешков И.В., Зуев С.В., Марин В.Н. / Применение детектора с активным слоем  $^{10}B$  для регистрации тепловых и быстрых нейтронов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2021. Т. 10. – С. 108.