

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, 621.384.6, 61

Per. № 122041100015-5

Per. №



УТВЕРЖДАЮ

Директор ИЯИ РАН,
чл.-корр. РАН

М.В. Либанов

«28» декабря 2024 г.

**ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**

122041100015-5

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА, РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

(итоговый за 2024 год)

ФЦП

Руководитель НИР,
Академик РАН, д.ф.-м.н.

И.И. Ткачев
«28» декабря 2024 г.

Москва 2024 г.

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель НИР,
академик РАН,
гл. науч. сотр.,
д-р физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

И.И. Ткачев
(введение, раздел 8, заключение)

Исполнители:
И.о. зав. ЛРЯФ
вед. науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

Т.Л. Каравичева
(введение, разделы 1, 2, заключение)

Вед. науч. сотр.,
д-р физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

И.А. Пшеничнов
(введение, раздел 3, заключение)

Гл. науч. сотр.,
д-р физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

А.Б. Курепин
(введение, раздел 6, заключение)

Вед. науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

Ф.Ф. Губер
(введение, разделы 4, 7, заключение)

Ст. науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

А.П. Ивашкин
(введение, разделы 5, 8, заключение)

Науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

А.А. Каспаров
(введение, разделы 11, 12, заключение)

Ст. науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

А.Л. Полонский
(введение, разделы 9, 10, заключение)

Вед. науч. сотр.,
д-р физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

Р.М. Джилкибаев
(введение, раздел 13 заключение)

Вед. науч. сотр.,
д-р физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

Э.Я. Парьев
(введение, раздел 14, заключение)

Ст. науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

Е.С. Голубева
(введение, раздел 15, заключение)

Нормоконтроль



28.12.2024

подпись, дата

И.А. Пшеничнов

РЕФЕРАТ

Отчет 183 с., 1 кн., 122 рис., 8 табл., 130 исп. ист., 1 прил.

ЯДРО-ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, КОЛЛАЙДЕРЫ LHC И NICA, ЭКСПЕРИМЕНТЫ ALICE, BM@N, MPD, NA61, ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, NN-ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ, КЛАСТЕРНАЯ СТРУКТУРА ЯДЕР, АННИГИЛЯЦИЯ

В эксперименте ALICE на LHC в ЦЕРН введён в эксплуатацию многофункциональный детектор FIT. В физических сеансах 2024 г. изучались pp и ^{208}Pb – ^{208}Pb взаимодействия, обрабатывались экспериментальные данные. Впервые измерены сечения образования протонов в результате электромагнитной диссоциации ^{208}Pb на LHC, что позволяет оценить выходы вторичных ядер. В эксперименте BM@N усовершенствована система медленного контроля передних детекторов, разработана логическая структура ПЛИС для системы сбора данных нейтронного детектора, выполнено моделирование образования спектаторных фрагментов в этом эксперименте. Для эксперимента MPD на коллайдере NICA продолжена работа по интеграции и подготовке переднего адронного калориметра FHCAL, теоретически исследовано рождение антипротонов. Выполнены работы по подготовке к работе и экспертному обслуживанию переднего адронного калориметра FPSD в физическом сеансе (октябрь – ноябрь 2024 г.) в эксперименте NA61/SHINE в ЦЕРН. На установке в ИЯИ РАН продолжен сбор и анализ экспериментальных данных по поляризационным корреляциям запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов. Изучены возможности улучшения эффективности и разрешения спектрометра быстрых нейтронов для изучения (γ, n) реакций на источнике фотонов в НЦФМ. На тераваттном лазерном комплексе были исследованы энергетические спектры нейтронов от фотоядерных реакций вблизи порога. На нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН проведен кинематически полный эксперимент по исследованию nd -развала нейтронами 5 МэВ, а при энергии нейтронов 40–60 МэВ исследована кластерная структура ядра ^6Li в реакции $^6\text{Li}(n; ^3\text{He} n)t$. Разработан позиционно-чувствительный черенковский монитор протонного пучка, который нашел практическое применение при измерении дозы облучения на медицинском канале. Исследованы возможности наблюдения теоретически предсказанных “нестранных” пентакварковых резонансов со скрытой “прелестью” и изучения внутренней структуры $X(3872)$ и $T_{cc}(3875)^+$ в околороговых фотоядерных реакциях. С целью подготовки экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций усовершенствована модель аннигиляции антипротонов на ядрах, выполнено моделирование аннигиляционных событий.

СОДЕРЖАНИЕ

РЕФЕРАТ	3
СОДЕРЖАНИЕ.....	4
ВВЕДЕНИЕ.....	8
1. Получение и анализ новых экспериментальных данных с использованием новых детекторных подсистем ALICE: FT0, FV0 и FDD	18
1.1. Техническое обслуживание детекторов FT0, FV0 и FDD системы FIT.....	19
1.1.1. Демонтаж подсистемы южного плеча детектора FIT.....	19
1.1.2. Состояние фотоумножителей детектора FT0	20
1.1.3. Старение МКП-ФЭУ детектора FT0	21
1.1.4. Наблюдение эффекта старения	22
1.1.5. Старение ФЭУ детектора FV0.....	25
1.1.6. Старение ФЭУ детектора FDD.....	26
1.1.7. Поиск причин сбоя синхронизации идентификаторов orbit-BC в FT0.....	26
1.2. On-line мониторинг данных детектора FIT	28
1.3. Влияние вторичной вершины взаимодействия	30
1.4. Светимость и скорости счета триггерных сигналов в режиме оффлайн	38
1.4.1. Светимость для протон-протонных столкновений.....	38
1.4.2. vdM сканирование в Run 3	40
1.4.3. Светимость для ядро-ядерных столкновений.....	41
1.5. Идентификация частиц от столкновений протонов при $\sqrt{s} = 13,6$ ГэВ и ионов свинца при $\sqrt{s_{NN}} = 5,36$ ГэВ.....	42
1.6. Измерение центральности Pb-Pb столкновений в Run 3 в 2023 году.....	43
1.7. Участие в работах по запуску системы детекторов FIT эксперимента ALICE в 2024 году.....	44
2. Измерение сечения рождения $\psi(2S)$ состояния чармония в Pb-Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ.....	46
3. Измерение эмиссии протонов в ультрапериферических столкновениях ядер на БАК.....	49
3.1. Используемые для анализа наборы данных	49
3.2. Спектры энерговыделения в протонных калориметрах ZP от ЭМД.....	50
3.3. Спектры энерговыделения в нейтронных калориметрах ZP от ЭМД с эмиссией одиночного протона	51
3.4. Определение сечений эмиссии протонов и нейтронов	53
3.5. Результаты измерений.....	53

3.5.1.	Эмиссия определённого числа протонов	53
3.5.2.	Эмиссия протонов, связанная с образованием изотопов ^{206,205,204} Tl	57
4.	Эксперимент BM@N	60
4.1.	Интеграция разработанных и изготовленных в ИЯИ РАН передних детекторов в установку BM@N	60
4.2.	Система управления детекторами Slow Control	61
4.3.	Программное обеспечение	62
4.4.	Разработка логической структуры ПЛИС для считывающей электроники нейтронного детектора эксперимента BM@N	63
4.5.	Моделирование импульсов спектаторных фрагментов в эксперименте BM@N65	65
4.6.	Моделирование импульсов спектаторных префрагментов	65
4.7.	Распределение лёгких спектаторных фрагментов по поперечному импульсу и псевдобыстроте	66
4.7.1.	Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными коллаборации KLMM	66
4.7.2.	Распределения спектаторных фрагментов H, He и Li по псевдобыстроте	67
5.	Эксперимент MPD	69
5.1.	Передний адронный калориметр установки MPD/NICA	69
5.2.	Интеграция FHCAL в магнитные полюса сверхпроводящего соленоида	69
5.3.	Триггерная система FHCAL	72
5.4.	Энергетическая калибровка модулей FHCAL	73
6.	Исследование рождения антипротонов в кинематически запрещенной области для нуклон нуклонного взаимодействия на установке MPD/NICA	79
7.	Исследование рождения адронов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в эксперименте NA61 на ускорителе SPS в ЦЕРН	81
7.1.	Подготовка и обслуживание группой ИЯИ РАН передних адронных калориметров экспериментальной установки NA61/SHINE к сеансу 2024 г. на пучке ионов свинца	81
7.2.	Калибровка переднего калориметра FPSD эксперимента NA61/SHINE	84
7.3.	Работа калориметра FPSD в физическом сеансе в октябре-ноябре 2024 г. на пучке ионов свинца с энергией 150А ГэВ	86
8.	Исследование запутанных аннигиляционных фотонов	88
8.1.	Экспериментальная установка	89
8.2.	Отбор и классификация событий	90
8.3.	Процедура измерений	92

8.4.	Азимутальные угловые корреляции и видность	93
9.	Исследование влияния параметров отдельных детекторов быстрых нейтронов на характеристики всего разрабатываемого для НЦФМ спектрометра нейтронов	96
9.1.	Некоторые важные параметры коллимированных комптоновских γ -источников при E_γ в области Е1 ГР (Н γ S и варианты проектов для НЦФМ).....	96
9.2.	Требования к (γ, n)-исследованиям в области Е1 ГР со спектрометрией нейтронов. Характеристики спектрометра нейтронов для НЦФМ	97
9.3.	Принципы методики времякоординатной компенсации для улучшения характеристик проектируемого для НЦФМ спектрометра быстрых нейтронов	102
9.4.	Изучение возможностей улучшения эффективности и разрешения спектрометра быстрых нейтронов для НЦФМ при применении времякоординатной компенсации ..	103
10.	Исследование энергетического спектра нейтронов при фотоядерных реакциях вблизи порога на тераваттном лазерном комплексе.....	110
10.1.	Избранные реакции фоторасщепления.....	111
10.2.	Схема экспериментальной установки	113
10.3.	Электронный пучок.....	115
10.4.	Регистрация нейтронов	116
11.	Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и легкими ядрами	120
12.	Исследование кластерной структуры легких ядер.....	129
13.	Поиск редких мюонных процессов в эксперименте Mu2e	138
13.1.	Временная структура протонного пучка	138
13.2.	Калибровочные измерения монитора протонного пучка	139
14.	Исследование внутренней структуры чармониум-подобных экзотических резонансов, а также возможности наблюдения пентакварковых резонансов по каналам их распадов с открытым флейвором в фотоядерных реакциях	143
14.1.	Тестирование пентакварковых резонансов со скрытой «прелестью» в фоторождении боттомония около порога: дифференциальные наблюдаемые.....	143
14.2.	Тестирование структуры X(3872) в фоторождении.....	146
14.3.	Альтернативная возможность "расшифровать" природу тетракварка $T_{cc}(3875)^+$ с двойным чармом: фоторождение антитетракварка $T_{cc}(3875)^-$ на ядрах вблизи порога	147
15.	Создание статистической модели антинуклон-ядерного взаимодействия для описания аннигиляции антинейтрона при $n \rightarrow n$ переходе для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций.....	150
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	155

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	164
ПРИЛОЖЕНИЕ А Список публикаций исполнителей отчета за 2024 г.	174

ВВЕДЕНИЕ

В настоящем отчете представлены полученные в 2024 году в ИЯИ РАН в сотрудничестве с другими институтами научные результаты по столкновениям релятивистских ядер, ядерным реакциям вблизи порога, кластерной структуре легких ядер, нуклон-нуклонным взаимодействиям, фотоядерным реакциям, квантовой физике запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов, по разработке и совершенствованию детекторных систем для продолжающихся и готовящихся экспериментов. Помимо исследований ядер в их основных состояниях, или при небольших энергиях возбуждения, изучались свойства горячей и плотной ядерной материи, которая образуется в результате столкновений релятивистских ядер и может переходить в малоизученное состояние вещества – кварк-глюонную плазму (КГП). Благодаря исследованиям явлений, характеризующихся различными значениями плотности ядерной материи и её температуры, охватывается значительная часть фазовой диаграммы такой материи. Столкновения релятивистских ядер с ядрами демонстрируют такие интересные физические явления при высоких температурах и плотностях, как восстановление киральной симметрии и фазовый переход адронной материи посредством кваркового деконфайнмента в КГП.

Важным результатом работы теоретиков являются предсказания характеристик образующихся в различных реакциях частиц, что позволяет планировать будущие эксперименты. Как правило, каждая современная экспериментальная установка, работающая на ускорительном комплексе, включает в себя совокупности детекторных систем, опирающихся на различные принципы детектирования частиц, и поэтому взаимно дополняющих друг друга. Для того, чтобы такие установки оставались на переднем крае мировой науки и продолжали давать первоклассные научные результаты, необходимо постоянное совершенствование, своевременная модернизация и развитие этих установок, постоянная поддержка работающих на них исследователей.

1. Задача «Получение и анализ новых экспериментальных данных с использованием новых детекторных подсистем ALICE: FT0, FV0 и FDD».

В результате модернизации детекторных систем установки ALICE на Большом адронном коллайдере (БАК/LHC) в ЦЕРН разработан и введен в эксплуатацию новый гибридный триггерный детектор Fast Interaction Trigger (FIT), состоящий из использующих различные технологии регистрации частиц подсистем этого детектора: FT0, FV0 и FDD. Наряду с другими детекторами ALICE, FIT обеспечивает получение новых экспериментальных данных, связанных с образованием кварк-глюонной плазмы в ядро-

ядерных взаимодействиях. FIT используется в качестве триггерного детектора, а получаемые от детекторной системы FIT данные используются для измерения светимости на установке ALICE, для определения центральности столкновений ядер свинца, идентификации частиц по времяпролетному методу и других измерений.

С июня 2024 года на БАК проводились сеансы физических измерений на встречных пучках протонов при рекордно высокой энергии в системе центра масс $\sqrt{s}=13,6$ ТэВ. В ноябре 2024 года изучались столкновения ядер свинца ($^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$) при $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5,36$ ТэВ и рекордной частоте событий до 50 КГц, а также столкновения протонов при той же энергии. В настоящее время активно ведутся работы по анализу этих данных.

Подсистемы FT0-A и FT0-C системы детекторов FIT, вся электроника системы детекторов FIT, включающей в себя FT0, FV0, FDD, а также системы управления и контроля были разработаны сотрудниками ИЯИ РАН, поэтому участие экспертов ИЯИ РАН имеет решающее значение для обеспечения круглосуточного экспертного сопровождения детекторной системы FIT, что требует участия в круглосуточных дежурствах в сменах.

2. Задача «Измерение сечения рождения $\psi(2S)$ состояния чармония в Pb-Pb столкновениях при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5,02$ ТэВ».

Измерение сечения рождения $\psi(2S)$ состояния чармония в Pb-Pb столкновениях при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5,02$ ТэВ и сравнение полученных экспериментальных данных с результатами транспортной и статистической моделей важны для ответа на вопросы о существовании и свойствах состояний чармония в кварк-глюонной плазме, образующейся в ядро-ядерных столкновениях на LHC. Рождение $\psi(2S)$ сильно подавлено в Pb-Pb столкновениях по сравнению с рождением $\psi(2S)$ в pp-столкновениях. Данные сравнивались с предсказаниями транспортной (TAMU) и статистической (SHMc) моделей и с отношением сечений, полученных ранее на SPS, ЦЕРН в эксперименте NA50, где группа сотрудников ИЯИ РАН также участвовала в измерениях. Измеренные отношения выходов на ядре к выходам в нуклон-нуклонном взаимодействии с поправкой на количество таких взаимодействий (фактор R_{AA}) сравнивались со значениями R_{AA} , полученными на БАК в эксперименте CMS при более высоких величинах поперечного импульса p_{T} .

3. Задача «Измерение эмиссии протонов в ультрапериферических столкновениях ядер на БАК».

Детектирование вылетающих вперёд в результате ядро-ядерных $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$ столкновений нейтронов и протонов в эксперименте ALICE на БАК осуществляется с помощью передних нейтронных и протонных калориметров ZDC (англ. Zero Degree Calorimeters) [1]. Измерение полной энергии вылетающих вперёд нейтронов или протонов

позволяет определить их количество в каждом событии, что даёт возможность решать ряд важных научных и практических задач. К ним относится, в частности, изучение таких ультрапериферических столкновений (УПС) ядер ^{208}Pb , которые характеризуются отсутствием геометрического перекрытия ядерных плотностей. Поэтому взаимодействие ядер в УПС носит исключительно электромагнитный характер. В случае тяжёлых сталкивающихся ядер их электромагнитные возбуждения в УПС характеризуются относительно низкими энергиями возбуждения в пересчёте на нуклон, что приводит к электромагнитной диссоциации (ЭМД) первичных ядер посредством эмиссии небольшого числа нуклонов [2]. В ЭМД тяжёлых ядер доминирует эмиссия одного или двух нейтронов в результате поглощения низкоэнергетических фотонов Вайцеккера–Уильямса преимущественно ниже порога эмиссии протонов из таких ядер, что приводит к возбуждению и распаду гигантских дипольных резонансов (ГДР) в сталкивающихся ядрах. При поглощении тяжёлыми ядрами фотонов более высокой энергии, в УПС ожидается эмиссия нескольких нейтронов, возможно, сопровождающаяся эмиссией протонов.

Эксперимент ALICE имеет уникальную возможность регистрировать как нейтроны, так и протоны, испущенные по направлению вперёд, с помощью передних нейтронных и протонных калориметров ZDC. Сечения эмиссии 1, 2, 3, 4 и 5 нейтронов с протонами и без них в результате ЭМД недавно были измерены сотрудниками ИЯИ РАН на установке ALICE при энергии $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$ ТэВ в УПС [3], в качестве существенного дополнения к предыдущим измерениям ALICE, выполненным при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2,76$ ТэВ [4]. В настоящей работе (см. статью [1] Приложения А.3) впервые в эксперименте ALICE были измерены сечения эмиссии одного, двух и трёх протонов (каналы 1p, 2p и 3p), в сопровождении минимум одного нейтрона. Также представлены сечения эмиссии одного протона вместе с одним, двумя и тремя нейтронами, каналы (1p, 1n), (1p, 2n) и (1p, 3n), соответственно. Эти сечения связаны, соответственно, с образованием вторичных ядер таллия Tl, ртути Hg и золота Au, а также с образованием изотопов таллия $^{206,205,204}\text{Tl}$. Также было измерено сечение 0p, связанное с образованием только вторичных ядер Pb. Измеренные сечения сравниваются с результатами RELDIS и предыдущими измерениями при более низких энергиях. В 2024 году был завершён сложный многоступенчатый анализ экспериментальных данных эксперимента ALICE, подготовлен и отправлен в журнал текст статьи (статья [1] Приложения А.3).

4. Задача «Эксперимент BM@N».

Эксперимент BM@N (Baryonic Matter at Nuclotron) [5] является первым экспериментом с фиксированной мишенью на выведенном пучке Нуклотрона ускорительного комплекса NICA [6]. Исследовательская программа эксперимента BM@N

направлена на изучение фазовой диаграммы квантовой хромодинамики при больших барионных плотностях, в частности, на изучение образования (мульти) странных гиперонов и на поиск гиперядер в ядро-ядерных столкновениях, азимутальной асимметрии выходов заряженных частиц в столкновениях ядер с энергиями до 4,5А ГэВ с различными ядрами-мишенями. На установке уже получены первые физические результаты в столкновениях легких и средних ядер [7].

В рамках модернизации установки в 2019–2022 гг, эксперимент $BM@N$ был дополнен системой передних детекторов, предназначенной для определения центральности и ориентации плоскости реакции, а также для исследования зарядовых распределений фрагментов-спектаторов, образующихся в ядро-ядерных взаимодействиях. Созданная в ИЯИ РАН система передних детекторов играет важную роль в интерпретации физических данных эксперимента $BM@N$, а ее использование для определения центральности расширяет набор инструментов для анализа ядро-ядерных столкновений.

Направленный v_1 и эллиптический v_2 потоки протонов изучаются в настоящее время в ядро-ядерных столкновениях как в ряде зарубежных экспериментов, так и на действующем эксперименте с фиксированной мишенью $BM@N$ на ускорителе Нуклотрон в ОИЯИ. Необходимо дополнить эти измерения соответствующими экспериментальными данными по потокам нейтронов. Это позволит оценить вклад энергии симметрии в уравнение состояния ядерной материи с высокой барионной плотностью, образующейся в эксперименте $BM@N$ в ядро-ядерных столкновениях при относительно небольшой начальной энергии столкновений.

Для детектирования нейтронов разработан новый детектор HGND. Считывающая электроника этого детектора нейтронов базируется на программируемой логической интегральной схеме (ПЛИС) Kintex 7. Данная ПЛИС выполняет функции время-цифрового преобразователя (ВЦП) для измерения времени событий, передачи этих событий в систему сбора данных эксперимента $BM@N$, синхронизации времени событий и контроля работы считывающей электроники.

Достоверное моделирование распределений по импульсу спектаторных фрагментов, образующихся в столкновениях релятивистских ядер, в частности, в эксперименте $BM@N$ на ускорительном комплексе NICA, необходимо для оценки акцептанса и эффективности передних калориметров и других детекторов, способных регистрировать спектаторную материю, летящую вперед по направлению пучка. Эксперимент $BM@N$ оснащен детекторами FHCAL и SciWall, которые могут регистрировать спектаторные нуклоны и, по крайней мере, некоторые спектаторные фрагменты [8]. Для моделирования отклика детекторов необходима модель, обеспечивающая реалистичные распределения импульсов

фрагментов-спектаторов. Таким образом, необходим одновременный учёт предравновесной фрагментации релятивистских ядер и кулоновского расталкивания спектаторных фрагментов [9,10].

5. Задача «Эксперимент MPD/NICA».

Для изучения ядро-ядерных столкновений на ускорительном комплексе NICA создается Многоцелевой Детектор MPD (Multi Purpose Detector), который нацелен на изучение свойств плотной и горячей ядерной материи, например, на исследование фазовых переходов, смешанной фазы, на получение уравнения состояния ядерной материи в её экстремальных состояниях. Эксперимент MPD обладает близким к 4π акцептансом. Детектор разработан для детектирования заряженных адронов, электронов, фотонов, получаемых при столкновениях тяжёлых ионов при высокой светимости коллайдера NICA.

Одним из важнейших детекторов установки MPD является передний адронный калориметр FHCAL, предназначенный для измерения геометрии событий столкновений тяжелых ионов: центральности и ориентации плоскости реакции. Также FHCAL обладает максимальной эффективностью к регистрации периферийных ядро-ядерных столкновений и будет включен в триггерную схему установки MPD.

ИЯИ РАН отвечает за создание и работу переднего адронного калориметра FHCAL в сотрудничестве с Лабораторией физики высоких энергий, ЛФВЭ ОИЯИ. В 2024 г. ИЯИ РАН продолжал работу по интеграции и подготовке калориметра к эксплуатации на установке MPD.

6. Задача «Исследование рождения антипротонов в кинематически запрещенной области для нуклон нуклонного взаимодействия на установке MPD/NICA».

Исследование сжатой барионной материи при столкновении тяжелых ядер при промежуточных энергиях на коллайдере NICA, возможно, позволит обнаружить фазовый переход первого рода и образование кварк-глюонной материи. Первыми указаниями на такой процесс могут быть корреляции двух или нескольких нуклонов как начальное проявление коллективных эффектов в ядерной материи. Очевидно, что роль коллективных эффектов должна возрасти для более центральных соударений ядер. Поэтому определение центральности является одной из главных задач на установке MPD коллайдера NICA. Поскольку рождение антипротонов при столкновении тяжелых ядер в основном процессе многократных нуклон-нуклонных соударений имеет значительно большую вероятность, чем в кинематически запрещенном столкновении, большое значение для проведения эксперимента по поиску нуклонных корреляций имеет выбор кинематических

параметров, при которых разрешенный и запрещенный процессы существенно различаются.

7. Задача «Исследование рождения адронов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в эксперименте NA61 на ускорителе SPS в ЦЕРН».

Программный комитет ЦЕРН в 2018 г. одобрил новую физическую программу эксперимента NA61/SHINE [11] после 2021 г., которая направлена на исследование образования D-мезонов в столкновениях ядер свинца при энергии 150A ГэВ [12] и является важным направлением для исследования свойств новой формы сильно взаимодействующей ядерной материи, образующейся в этих столкновениях. Новая физическая программа эксперимента NA61/SHINE включает в себя также продолжение экспериментов по измерению выходов частиц в адрон-ядерных реакциях, которые необходимы как для нейтринной физики, так и для физики космических лучей.

Первый тестовый эксперимент на модернизированной установке NA61/SHINE, проведенный в конце 2022 г., а также сеанс 2023 г. показали работоспособность всех детекторных систем эксперимента, и в частности, модернизированной группой ИЯИ РАН системы передних адронных калориметров (MPSD и FPSD), в условиях больших загрузок и на порядок большей скорости набора данных по сравнению с экспериментами, проведенными ранее на этой установке. В сеансе 2024 г. продолжился набор статистики для исследования рождения D-мезонов ядрами свинца с энергией 150A ГэВ.

8. Задача «Исследование запутанных аннигиляционных фотонов».

Квантовая запутанность является уникальным свойством квантового мира, следствием общего принципа суперпозиции квантовых состояний. В запутанной квантовой системе состояние отдельной подсистемы не может быть описано независимо от других подсистем, даже если такие подсистемы очень далеки друг от друга, когда пренебрежимо малы все известные виды взаимодействий между ними. Такая парадоксальность понятия запутанности отмечалась Эйнштейном, Подольским и Розеном (ЭПР-парадокс). В 1952 г. Бомом был предложен эксперимент для проверки ЭПР-парадокса, в котором предлагалось исследовать пары запутанных фотонов с противоположной поляризацией. Каждый фотон регистрируется двухканальным поляриметром, позволяющим определить одно из двух противоположных направлений поляризации. При вертикальной поляризации первого фотона у второго фотона окажется горизонтальная поляризация, и наоборот. Измерение такой полной корреляции между направлениями поляризаций двух фотонов служило бы подтверждением изначальной запутанности пар.

Предложенный Бомом эксперимент был реализован в системе двух аннигиляционных фотонов от позитрон-электронной аннигиляции в покое, однако текущая

ситуация с обсуждаемой системой имеет двойственный характер. Современные теоретические описания квантовых корреляций аннигиляционных фотонов являются противоречивыми. С целью разрешения противоречий в современном описании двухфотонной электрон-позитронной аннигиляции в ИЯИ РАН создана экспериментальная установка по исследованию поляризационных корреляций аннигиляционных фотонов в различных (запутанных и декогерентных) квантовых состояниях. Такие фотоны с рождаются в процессе позитрон-электронной аннигиляции, а их энергия 551 кэВ на пять порядков превышает энергию оптических фотонов. Это позволяет выполнять исследования процессов декогеренции квантовых систем, недоступные для области оптических фотонов.

9. Задача «Исследование влияния параметров отдельных детекторов быстрых нейтронов на характеристики всего разрабатываемого для НЦФМ спектрометра нейтронов».

На проектируемом для Национального Центра Физики и Математики (НЦФМ) коллимированном комптоновском источнике γ -квантов планируется проведение фотонейтронных исследований в области энергий возбуждения в атомных ядрах изовекторного электрического гигантского резонанса (E1 ГР). Для этих целей необходимо провести исследование влияния параметров отдельных детекторов быстрых нейтронов на характеристики всего разрабатываемого для НЦФМ спектрометра нейтронов. Объектом исследования является анализ возможностей улучшения характеристик многоканального спектрометра быстрых нейтронов.

В работе рассматриваются некоторые важные параметры коллимированных комптоновских γ -источников при E_γ в области E1 ГР; оценки требований к (γ, n) -исследованиям в области E1 ГР со спектрометрией быстрых нейтронов, а также характеристики спектрометра нейтронов для НЦФМ; принципы методики времякоординатной компенсации для улучшения характеристик проектируемого спектрометра; изучение возможностей улучшения эффективности и разрешения такого спектрометра при применении такой компенсации.

10. Задача «Исследование энергетического спектра нейтронов при фотоядерных реакциях вблизи порога на тераваттном лазерном комплексе».

Прогресс в развитии лазерно-плазменных ускорителей сделал возможным их применение для целей ядерной физики. В частности, были созданы лазерные источники нейтронов с пиковым выходом до 10^{10} нейтронов/ср за импульс, основанные как на низкороговых ядерных реакциях синтеза, так и на реакциях фоторасщепления. Последние имеют больший энергетический порог и были реализованы в основном на лазерных системах с мощностью >20 ТВт. Однако, пучки электронов с энергией в ~ 10 МэВ,

требуемые для эффективного возбуждения реакций фоторасщепления тяжёлых элементов (Pb, W, Ta и др.) могут быть получены на компактных лазерных системах ТВт уровня, в том числе работающих на кГц частоте повторения. Использование лазерных систем с высокой частотой повторения позволит в будущем существенно увеличить поток нейтронов, а также увеличить статистику регистрируемых событий. Однако, при решении практических или исследовательских задач, важно знать энергетический спектр нейтронного источника, что и является объектом исследования.

В работе рассматривается источник нейтронов на 1 ТВт лазерной системе с частотой повторения 10 Гц на основе фотоядерных реакций $Pb(\gamma, n)$ и $W(\gamma, n)$ с эффективностью конверсии $\sim 10^6$ нейтронов/Дж и приведен его энергетический спектр, измеренный времяпролетной методикой в режиме счета нейтронов.

11. Задача «Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и легкими ядрами».

Целью работы является исследование проявлений трехнуклонного ($3N$) взаимодействия в малонуклонных реакциях и определение степени этого взаимодействия от энергии участвующих частиц. Для проверки предлагаемой гипотезы о зависимости извлекаемых параметров нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия от относительной скорости разлета NN -пары (синглета) и третьей частицы запланированы исследования реакций nd - и dp -развала для различных энергий.

Объектом исследования является определение синглетной нейтрон-протонной длины рассеяния (a_{np}) на нейтронном канале РАДЭКС линейного ускорителя ИЯИ РАН в реакции $n+{}^2\text{H}$ при энергии первичных нейтронов 5 МэВ.

В работе описываются результаты проведенного кинематически полного эксперимента по исследованию реакции $nd \rightarrow nnp$, в котором в геометрии отдачи регистрировались в совпадении как нейтрон и протон от развала np -системы, так и нейтрон отдачи по разные стороны от направления первичного пучка. Из сравнения экспериментальной зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии np -пары с результатами моделирования получено значение 1S_0 длины np -рассеяния $a_{np} = -30,9 \pm 0,8$ Фм при $E_n = 5 \pm 1$ МэВ. Полученные значения величины a_{np} существенно отличаются от значения длины np -рассеяния, извлеченного из эксперимента по свободному рассеянию нейтрона на протоне, что может свидетельствовать об эффективном усилении np -взаимодействий в присутствии третьего нуклона (нейтрона). Одной из причин такого усиления может быть влияние $3N$ -сил.

12. Задача «Исследование кластерной структуры легких ядер».

Исследование свойств легких ядер остается в центре внимания современной ядерной физики как с экспериментальной, так и теоретической точки зрения. Этот интерес обусловлен экзотическими свойствами исследуемых ядерных состояний и важностью этих результатов для развития современных ядерных моделей и уточнения параметров нуклон-нуклонных потенциалов. К настоящему времени в легких ядрах экспериментально обнаружены экзотические возбужденные состояния, характеристики которых не описываются ни в одном из вариантов оболочечной модели, и как правило, имеют кластерную природу.

Для поиска тринуклонных квазимолекулярных состояний в легких ядрах с $A = 6$ запланированы исследования кластерной структуры высоко возбужденных состояний легких ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$, которые являются целью работы. Объектом исследований является определение спектра энергии возбуждения ядра ${}^6\text{Li}$ в реакции $n+{}^6\text{Li}$.

В работе описываются результаты проведенного на нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН при энергии нейтронов 40–60 МэВ эксперимента по исследованию кластерной структуры ядра ${}^6\text{Li}$ в реакции ${}^6\text{Li}(n; {}^3\text{He } n)t$. Получен спектр энергии возбуждения ${}^6\text{Li}$ в диапазоне $E_x = 16\text{--}50$ МэВ. При энергии возбуждения $E_x = 16,6$ МэВ обнаружен резонанс с $\Gamma = 0,7$ МэВ, а в интервале $E_x = 30\text{--}50$ МэВ обнаружены два широких резонанса $E_x = 35,9$ и $E_x = 43,1$ МэВ с $\Gamma = 8,4$ и $\Gamma = 5,4$ МэВ, соответственно. Все уровни наблюдаются впервые.

13. Задача «Поиск редких мюонных процессов в эксперименте Mu2e».

Эксперимент посвящен решению фундаментальной проблемы сохранения лептонных квантовых чисел. Обнаружение связи между семействами лептонов будет свидетельством существования новых физических явлений вне рамок Стандартной модели. Цель работы - поиск процесса конверсии мюона на ядре, идущего с нарушением закона сохранения лептонных чисел с уровнем чувствительности ($B\Gamma \approx 10^{-17}$), превышающем на пять порядков современное экспериментальное ограничение, в международном эксперименте Mu2e проводимом в FNAL (Chicago) США. Основная цель группы ИЯИ РАН заключается в развитии новой концепции эксперимента (3in1), позволяющей поиск трех редких распадов $\mu \rightarrow e$ конверсии, $\mu \rightarrow e\gamma$ и $\mu \rightarrow eee$ на одной установке Mu2e, разработке методов калибровки и проведении методических измерений с детекторами установки Mu2e на базе центра коллективного пользования (ЦКП) ИЯИ РАН. В качестве детекторов рассматриваются: кристаллы CsI, кремневые фотоэлектронные умножители (SiPM) и мониторы протонного пучка.

В результате НИР разработан новый черенковский монитор протонного пучка, который нашел практическое применение при измерении дозы облучения на медицинском

канале. Этот монитор позволяет проводить измерения широком диапазоне (10^5) интенсивностей пучка протонов от малых импульсных токов 0,1 мкА до 10 мА. Проведены калибровочные измерения с новым монитором протонного пучка на медицинском канале центра коллективного пользования (ЦКП) ИЯИ РАН. Показано, что черенковским монитором можно измерять радиационную дозу в водном фантоме в области максимального энергосвечения (Брэгговский пик) протонного пучка.

14. Задача «Исследование внутренней структуры чармониум-подобных экзотических резонансов, а также возможности наблюдения пентакварковых резонансов по каналам их распадов с открытым флейвором в фотоядерных реакциях».

Проект посвящен исследованию возможности наблюдения теоретически предсказанных “нестранных” пентакварковых резонансов со скрытой “прелестью” $P_b(11080)$, $P_b(11125)$, $P_b(11130)$ в околороговых фотоядерных реакциях, а также исследованию возможности изучения внутренней структуры других экзотических адронных состояний – $X(3872)$ и $T_{cc}(3875)^+$ в этих реакциях.

15. Задача «Создание статистической модели антинуклон-ядерного взаимодействия для описания аннигиляции антинейтрона при $n \rightarrow \bar{n}$ переходе для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций».

В ИЯИ РАН разработан комплекс программ для моделирования процесса поглощения антинейтрона с целью применения в экспериментах по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций. Методом Монте-Карло осуществляется эксклюзивное моделирование процесса аннигиляции на ядрах вещества детектора холодных антинейтронов, образующихся в пучке нейтронов в результате $n \rightarrow \bar{n}$ перехода. Массивы событий, сгенерированных с использованием данного комплекса программ, были использованы для моделирования и оптимизации углеродного детектора холодных антинейтронов в эксперименте NNBAR на ESS и детектора антинейтронов для эксперимента по поиску $n \rightarrow \bar{n}$ осцилляций на реакторе ВВР-М (ПИЯФ в Гатчине).

Кроме этого, модель была модифицирована для экспериментов по поиску внутриядерных нейтрон-антинейтронных переходов в ядре ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ для эксперимента DUNE и в ядре ${}^{16}_8\text{O}$ на большом подземном Черенковском детекторе Super-Kamiokande. В последней версии модели используются специально теоретически полученные распределения радиальной плотности вероятности аннигиляции образовавшегося антинейтрона для ядер ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ и ${}^{16}_8\text{O}$; включены динамические эффекты, связанные с введением антинуклонного потенциала и сходом антинейтрона с массовой поверхности, что привело к некоторым важным уточнениям области измеряемых экспериментальных характеристик.

1. Получение и анализ новых экспериментальных данных с использованием новых детекторных подсистем ALICE: FT0, FV0 и FDD

В продолжающемся на БАК сеансе Run 3 с июня 2024 года проводились физические измерения на встречных пучках протонов при рекордно высокой энергии в системе центра масс $\sqrt{s}=13,6$ ТэВ. В ноябре 2024 года изучались столкновения ядер свинца ($^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$) при $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5,36$ ТэВ и рекордной частоте событий до 50 КГц, а также столкновения протонов при той же энергии. В настоящее время активно ведутся работы по анализу этих данных.

Основная цель сеанса Run 3 – изучение состояния материи, известного как кварк-глюонная плазма, которое может быть создано в лаборатории в столкновениях тяжелых ионов. Кроме этого, в 2024 году завершалась обработка экспериментальных данных предыдущего сеанса Run 2, в частности, данных по изучению ультрапериферических столкновений (УПС) ядер свинца на БАК.

Гибридный триггерный детектор FIT (рисунок 1.1) состоит из трех подсистем FT0, FV0 и FDD с различной технологией регистрации частиц. Самый быстрый элемент FIT – это детектор FT0. Самый большой из компонентов FIT – это детектор FV0, сегментированный сцинтилляционный детектор диаметром 1,5 м с новой схемой сбора света. Детектор FIT является одним из ключевых систем экспериментальной установки ALICE и предназначен для идентификации частиц, определения центральности ядро-ядерных столкновений, плоскости реакции. Он является основным триггерным детектором эксперимента ALICE.

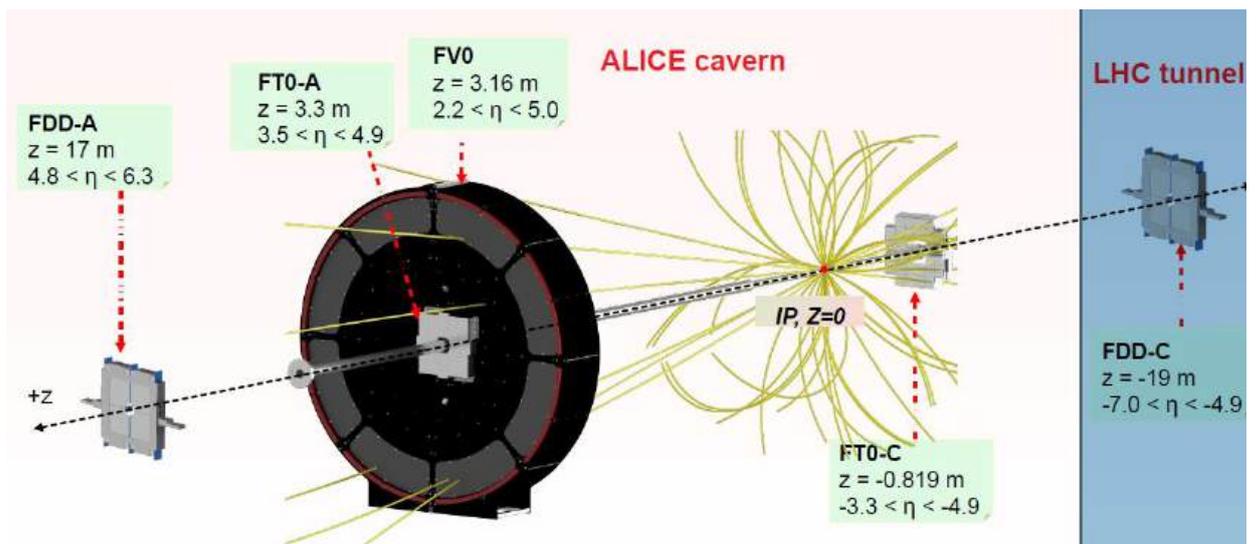


Рисунок 1.1 – Схема системы триггерных детекторов FIT

На рисунке 1.2 показана фотография детекторов FV0 и FT0-A в собранном виде. На сайте ЦЕРН размещён видеоролик на русском языке: <https://videos.cern.ch/record/2298210>, в котором в доступной для неспециалиста форме рассказывается про детекторы новой системы FIT.

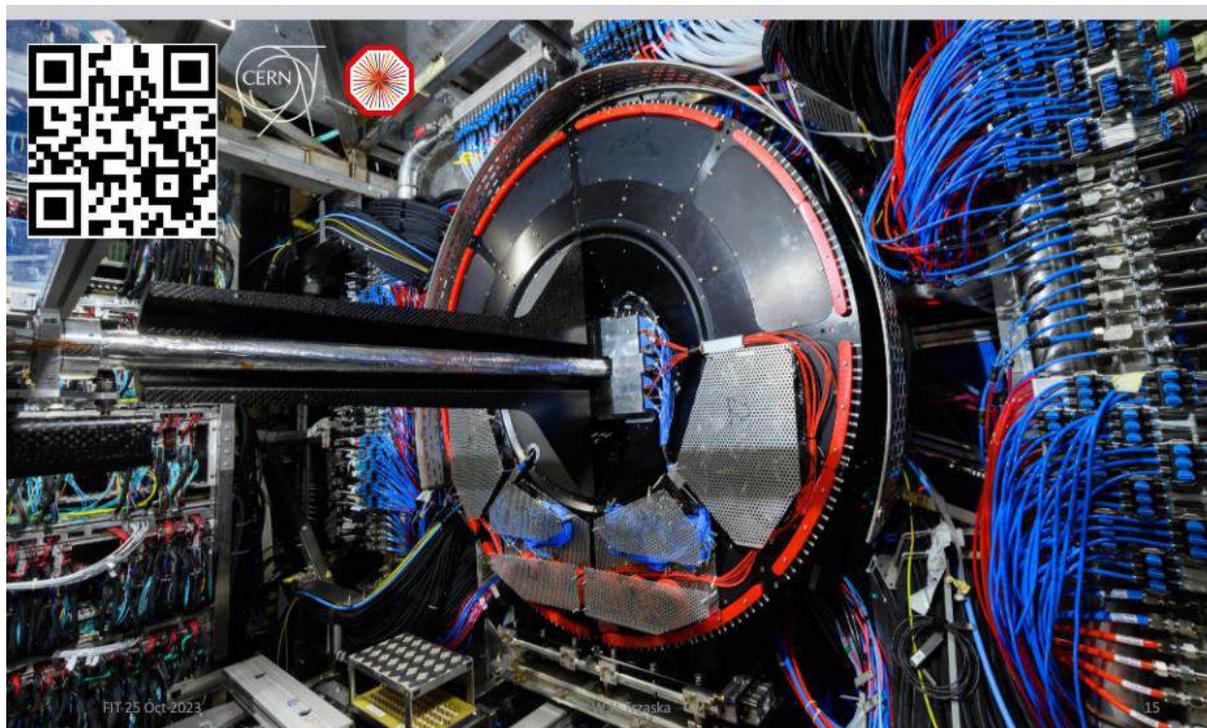


Рисунок 1.2 – Фотография детекторов FV0 и FT0-A в сборе

1.1. Техническое обслуживание детекторов FT0, FV0 и FDD системы FIT

Контроль за эффективностью выработки триггерных сигналов, временного и амплитудного разрешения, стабильностью работы системы является одной из важнейших задач технического обслуживания и экспертного сопровождения детекторной системы FIT. Триггерные сигналы детектора FT0 используются для синхронизации работы основных детекторов ALICE, поэтому ни один набор данных не производится без этой системы детекторов.

1.1.1. Демонтаж подсистемы южного плеча детектора FIT

В конце 2023 года у детектора ITS возникли проблемы с системой охлаждения. Для решения этой проблемы требовался доступ к системе охлаждения детектора ITS. Руководством эксперимента ALICE было принято решение сместить детектор FIT и обеспечить доступ к системе охлаждения ITS (см. рисунок 1.3). Так как система детекторов FIT генерирует триггерные сигналы уровня LM, длины всех кабелей были оптимизированы для получения задержки триггерного сигнала на центральный триггерный процессор не более 425 нс. Поэтому любое смещение детектора приводит к необходимости полной

разборки всех сигнальных, высоковольтных кабелей и оптических волокон лазерной системы калибровки.

FIT-A displacement



Рисунок 1.3 – Разборка детектора FIT-A

По окончании работ, связанных с детектором ITS, были проведены работы по установке детекторов FIT-A в исходное состояние и проведены измерения для определения ориентации и положения детектора.

До и после завершения коммутации кабелей, была проведена проверка целостности всех подсистем детектора. Для этого, была проведена поканальная засветка детектора FT0 с помощью штатного лазера и были измерены амплитуды сигналов, регистрируемых МКП-ФЭУ при схожем коэффициенте усиления (около $1,5 \cdot 10^4$). В результате вмешательства не возникло никаких критических проблем – все каналы детектора и лазерной системы контроля LCS находятся в рабочем состоянии.

1.1.2. Состояние фотоумножителей детектора FT0

В ноябре 2024 года, после двухлетней эксплуатации детектора FT0, мы имеем следующее состояние всех фотоумножителей детектора:

- FTA-E2 MCP-PMT пострадал от микроутечки вакуума. Датчик быстро изнашивается и полностью ослепнет через пару недель.
- FTC-A4 MCP-PMT не восстановился после пробоя высокого напряжения через MCP. Он остается исключенным из набора данных с 2023 года.
- 9 запасных MCP-PMT находятся в лаборатории FIT в ЦЕРНе.

- 2 запасных МСР-РМТ находятся в ИЯИ (Москва).
- Испорченные МСР-РМТ будут заменены во время следующего длительного периода остановки БАК (LS3).

На рисунке 1.4 схематично показано расположение проблемных МСР-РМТ на каждой из двух сторон (А и С) от точки взаимодействия.

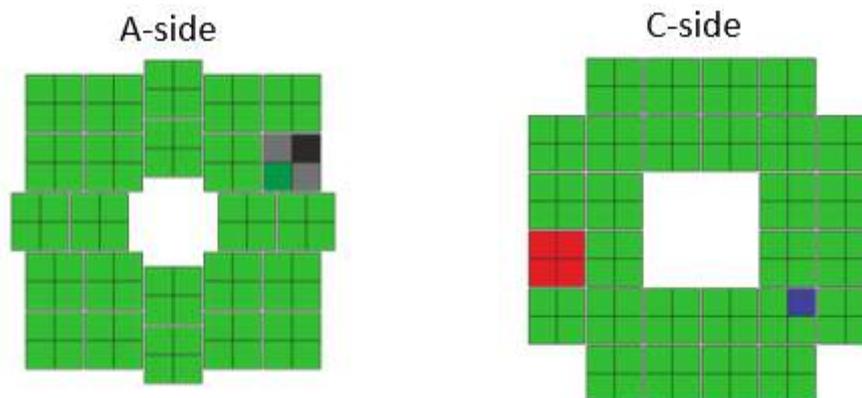


Рисунок 1.4 – Расположение проблемных МСР-РМТ детектора FT0

1.1.3. Старение МКП-ФЭУ детектора FT0

Азимутальная неоднородность распределения частиц-продуктов столкновения определяет наибольшую интегральную загрузку черенковских модулей детектора FT0, располагающихся ближе всего к трубе ионопровода со стороны А. Центры внутренних квадрантов находятся в $\sim 5,5$ см от оси пучка. Результаты Монте-Карло моделирования загрузки данных областей детектора заряженными частицами, определяемой как среднее число частиц, регистрируемых одним квадрантом, приведены в таблице 1.1. В частности, в столкновениях ядер свинца при $\sqrt{s_{NN}}=5,5$ ТэВ загрузка по результатам моделирования оценивалась на уровне ~ 52 МПР/квадрант в одном столкновении.

Таблица 1.1 – Ожидаемые средние загрузки заряженными частицами квадрантов детектора FIT

p-p, $\sqrt{s} = 14$ ТэВ	p-Pb, $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$ ТэВ	Pb-Pb, $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ ТэВ
0,84 МПР/квадрант	3,3 МПР/квадрант	52 МПР/квадрант

Входной диапазон электроники для считывания сигналов с модулей рассчитан на импульсы амплитудой 10 мВ/МПР на выходе с каждого квадранта. Согласно результатам тестирования модулей на пучках релятивистских π^- -мезонов, такие сигналы в радиаторах стандартной конфигурации характеризуются зарядом $\sim 0,63$ пКл/МПР. Также стоит отметить, что ввиду того, что ФЭУ, разделённые электрически и оптически на четыре части,

физически неделимы, расчёт IAC на единицу площади фотокатода ведётся для всего ФЭУ, исходя из параметров облучения наиболее загруженного квадранта каждого ФЭУ. Срок службы MCP-PMT в основном определяется интегральным анодным зарядом. При этом, стандартная конфигурация радиаторов в модулях детектора FT0 характеризуется световыходом ~ 290 ф.э./MIP, что обеспечивает $\sim 50\%$ запас в квантовой эффективности. Плановый коэффициент усиления модулей FIT составляет $\sim 1,4 \cdot 10^4$, что в ~ 140 раз меньше максимума для данного типа фотоумножителей. Таким образом (с учётом возможной примерно трёхкратной корректировки коэффициента усиления в условиях магнитного поля 0,5 Тл), запас по усилению для МКП-ФЭУ в детекторе FIT составляет около $\times 45$.

1.1.4. Наблюдение эффекта старения

Основываясь на наших собственных испытаниях на старение и информации от производителя (Photonis), мы ожидали, что восстанавливаемое старение МКП будет проявляться после IAC $\sim 0,1$ C/cm², а старение фотокатода (невосстанавливаемое старение) – после IAC ~ 2 C/cm².

На рисунке 1.5 представлена картина падения амплитуды сигналов во времени относительно измерений значений амплитуд в начале работы установки ALICE в Run 3. Величина эффекта старения зависит от положения каждого квадранта относительно ионпровода. Проведённое исследование старения МКП-ФЭУ продемонстрировало сокращение амплитуды сигнала на выходе квадранта МКП-ФЭУ со стороны А на внутреннем кольце, облучённом до уровня $\sim 1,2$ Кл/см², около 60%. Чтобы компенсировать потерю усиления, требуется регулярно увеличивать подаваемое высокое напряжение (HV). Это одно из преимуществ работы MCP-PMT с низким коэффициентом усиления, которое используется для детектора FT0.



Рисунок 1.5 – Картина старения элементов детектора FT0 относительно июня 2022 года

На рисунке 1.6 представлена картина падения амплитуды сигналов в зависимости от интегрального анодного заряда.

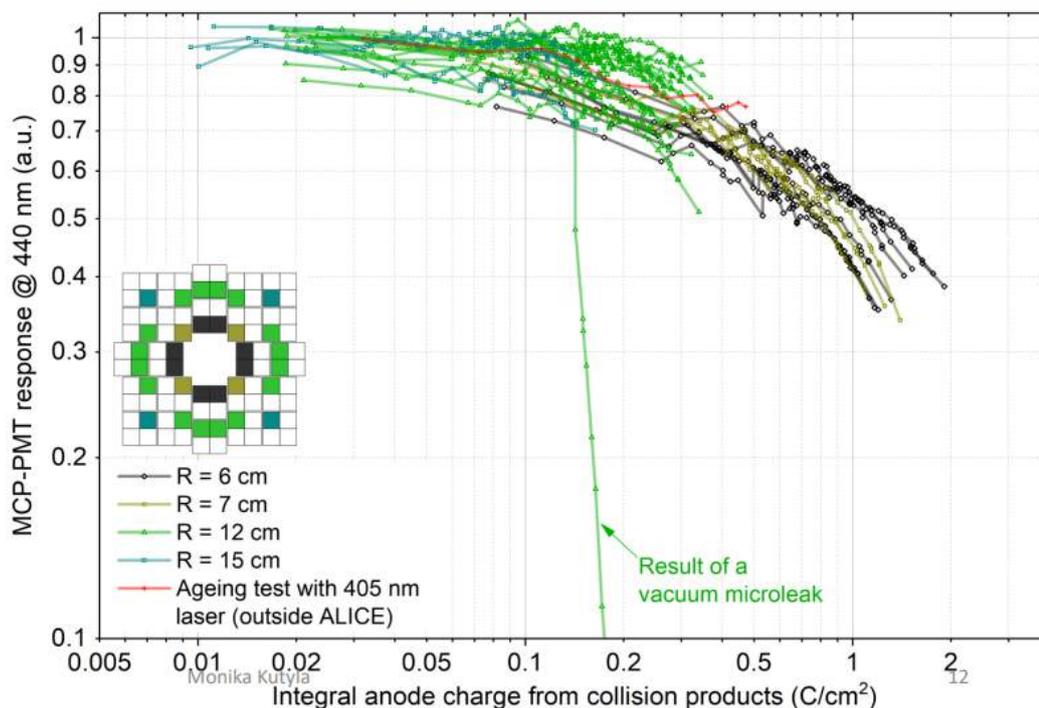


Рисунок 1.6 – Картина старения элементов детектора FT0 в зависимости от интегрального анодного заряда

Для мониторинга старения МКП-ФЭУ детектора FT0 используется система лазерной калибровки (LSC). В этой системе реализована возможность управления и мониторинга интенсивности света на выходе лазерной головки и на выходе оптического разветвителя, а также возможность мониторинга старения оптических волокон. Для мониторинга эффекта старения самой системы лазерной калибровки в непосредственной близости от ионопровода проложено специальное волокно – ухудшения его прозрачности пока не наблюдается, хотя некоторая нестабильность LCS заметна, см. рисунок 1.7.

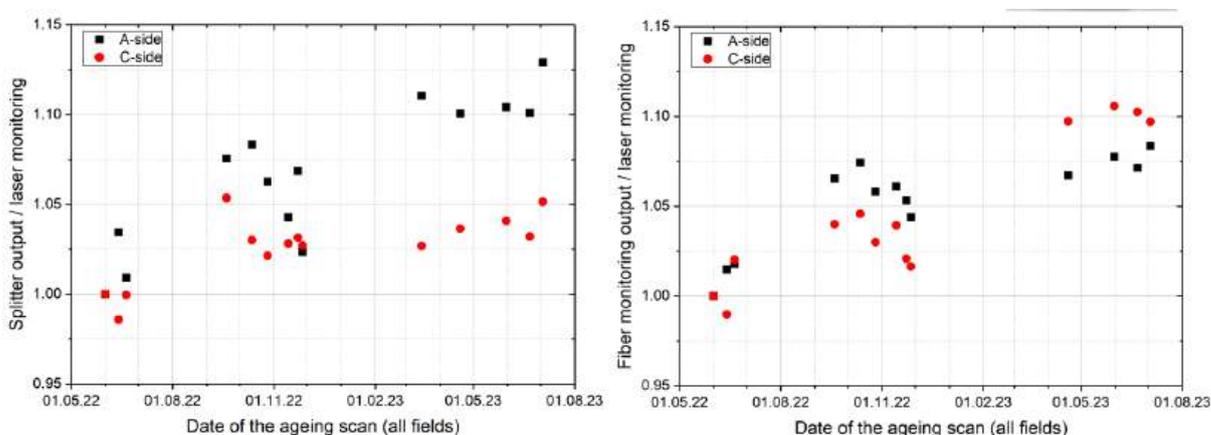


Рисунок 1.7 – Картина старения оптических элементов LSC в зависимости от времени

FT0 детектор является триггерным детектором, поэтому для стабильной эффективной работы триггерной системы детектора необходимо проводить коррекцию амплитуды сигналов. Для этого требуется проводить мониторинг старения МКП-ФЭУ и регулярно проводить корректировку коэффициента усиления фотоумножителей.

Старение МКП-ФЭУ перемещает часть событий ниже порога срабатывания CFD, что снижает эффективность триггерного сигнала FT0vertex. Если интегральная светимость будет более 250 pb^{-1} , восемь самых внутренних МСР-ФЭУ FT0-A могут выйти из строя ещё до Run 4. В качестве меры предосторожности их следует заменить, например, во время большой остановки БАК (LS3) или во время ежегодной остановки БАК в конце каждого года. Старение детектора FT0-C пока не наблюдается, так как IAC детектора FT0-C на 20% меньше, чем IAC FT0-A для самых внутренних МКП-ФЭУ.

Недавно обнаруженный эффект отжига произошел во время остановки БАК (YETS) на рубеже 2023 и 2024 годов. После 160 дней без пучка старые МСР-РМТ заметно восстановились самостоятельно. На рисунке 1.8 представлен результат отжига. Эффект отжига требует дополнительных исследований.

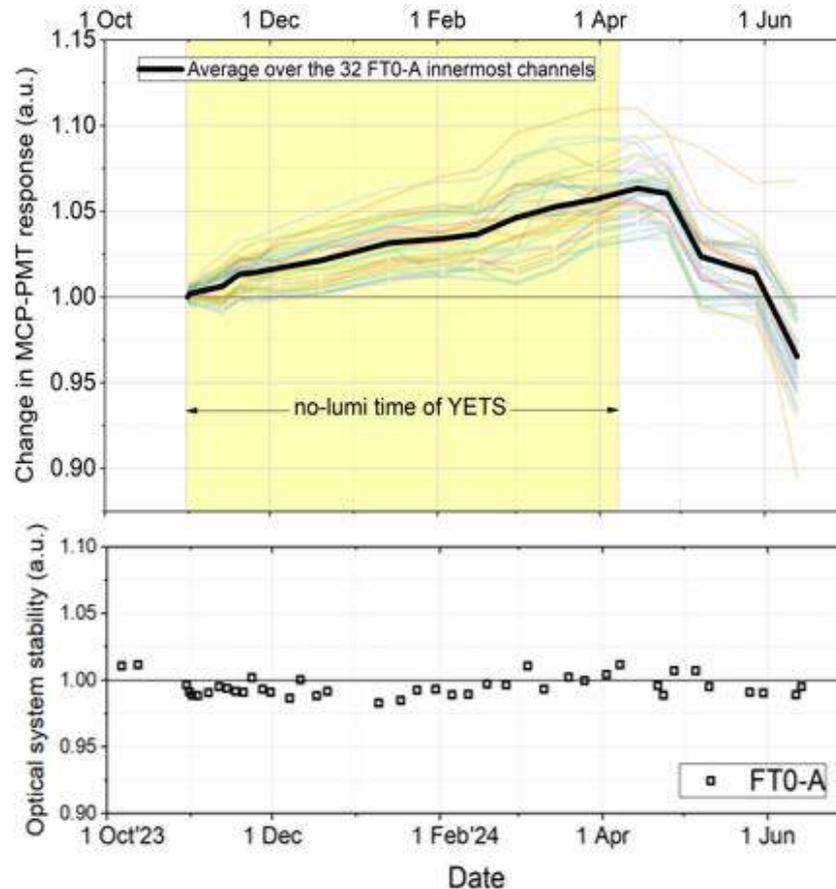


Рисунок 1.8 – Изменение функции отклика детектора FT0 (верхний тренд) и лазерной системы (нижний тренд)

1.1.5. Старение ФЭУ детектора FV0

Подсистема FV0 создана на основе пластин пластмассового сцинтиллятора EJ-204 толщиной 4 см со съёмом световых сигналов на фотоумножители с сетчатыми динодами Hamamatsu H6614-70-Y001. Для достижения наилучшего временного разрешения передача света со сцинтиллятора на фотокатоды ФЭУ организована не с помощью спектросмещающих волокон, а с помощью прозрачных световодов ($\varnothing 1$ мм, $NA=0,7^1$), собирающие торцы которых внедрены в сцинтиллятор на некоторую глубину с шагом 5 мм. Этот детектор используется в качестве триггерного детектора и для определения центральности. Для мониторинга старения ФЭУ Hamamatsu H6614-70-Y001 детектора FV0 используется система лазерной калибровки (LSC). В этой системе реализована возможность управления и мониторинга интенсивности света на выходе лазерной головки.

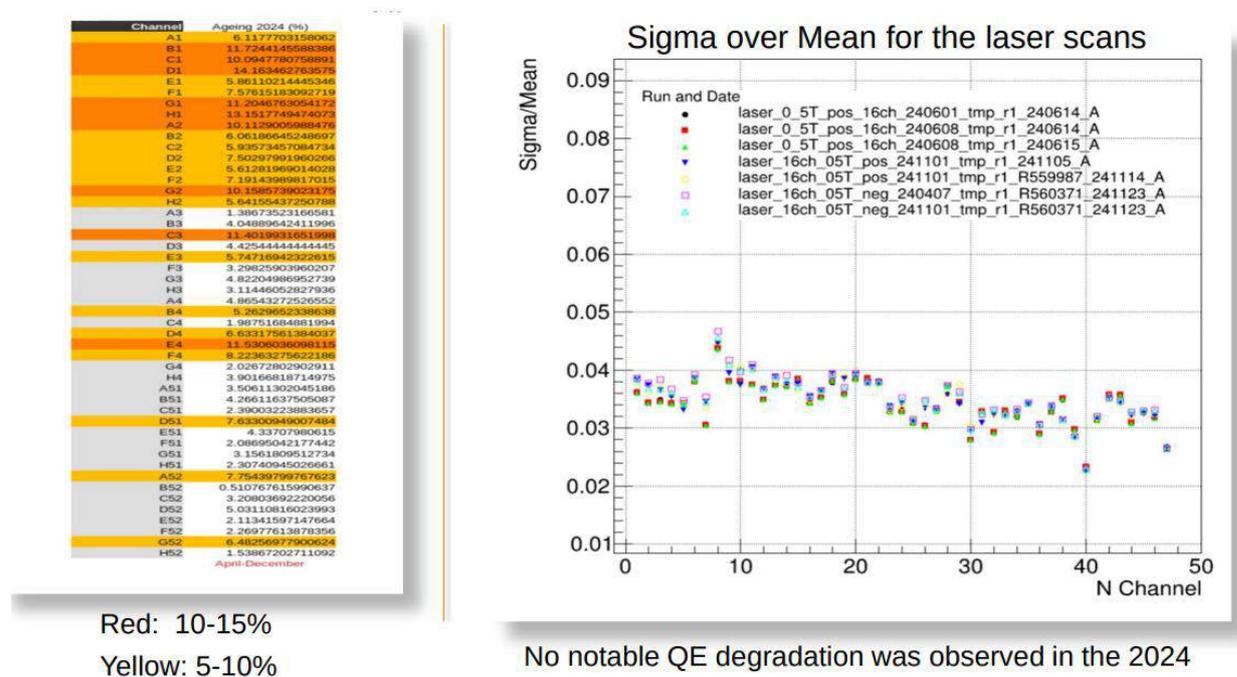


Рисунок 1.9 – Уровень старения каждого ФЭУ показан слева, справа – отношение сигмы к среднему значению амплитуды для каждого канала

На рисунке 1.9 показан уровень старения и отношение дисперсии к среднему значению амплитуды для каждого канала. Старение разделено на две группы. Первая группа расположена близко к ионопроводу, и для этих ФЭУ старение составляет 10-15%. Вторая группа из-за удаленности от ионопровода имеет старение 5-10%. Для компенсации потери усиления требуется регулярно увеличивать HV для обеспечения стабильной работы детектора.

¹ Числовая апертура световода: $NA = \sqrt{n_{core}^2 - n_{clad}^2}$, где n_{core} – коэффициент преломления сердцевины световода, n_{clad} – коэффициент преломления оболочки.

1.1.6. Старение ФЭУ детектора FDD

Подсистема FDD (Forward Diffractive Detector) состоит из двух двусторонних сцинтилляционных плоскостей по 4 элемента в каждом слое (всего 16 элементов). Для передачи света со сцинтиллятора на фотокатоды ФЭУ Hamamatsu H6614-70-Y001 используются быстрые современные спектросмещающие волокна NOL-38. FDD расположен относительно далеко от точки взаимодействия, и он необходим для регистрации дифракционных событий и мониторинга фоновых событий.

Диагностика старения ФЭУ Hamamatsu H6614-70-Y001 проводится с помощью лазерной системы и набора космических данных. Оценка старения будет закончена в феврале 2025 года.

1.1.7. Поиск причин сбоя синхронизации идентификаторов orbit-BC в FT0

Центральный обработчик триггеров (СТР) в эксперименте ALICE рассылает в регистрирующие электронные системы (Front-End Electronics, FEE) всех детекторов триггерные сообщения. Электроника субдетекторов FIT получает эти сообщения по GBT от общего устройства сбора данных (CRU), которое, в свою очередь, получает их от СТР через локальные триггерные устройства (LTU). Упрощённая схема приведена на рисунке 1.10.

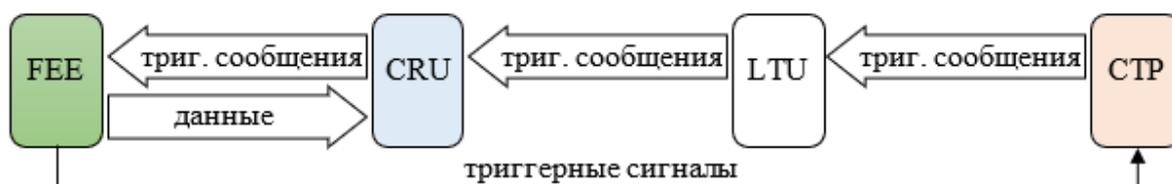


Рисунок 1.10 – Схема доставки триггерных сообщений модулю FEE

Каждое триггерное сообщение содержит номер оборота пучков (orbit) и номер BC (bunch crossing), которые позволяют идентифицировать событие во времени с точностью ≈ 25 нс (один такт опорной частоты синхронизации с LHC). Сообщения типа ORBIT и HB (heartbeat) служат для синхронизации начала нового оборота и запроса из FEE блока данных, относящихся к указанному обороту.

В системе вывода данных (readout) модулей PM и TCM, описанной в [13], существует проверка входящих триггерных сообщений от СТР на непрерывность нумерации orbit-BC id: после установления GBT-соединения внутренний счётчик инициализируется значением, полученным из CRU, а затем каждый такт BC id увеличивается на единицу, после BC 3563 следует BC 0 и одновременное увеличение orbit id на единицу. Во время работы orbit-BC id в каждом полученном триггерном сообщении сравнивается со значением внутреннего счётчика. Этот механизм был назван “BC sync”.

Несовпадение значений может свидетельствовать о сбоях в работе и нарушении целостности данных, поэтому при разработке электроники и системы управления детекторами FIT поддержанию синхронизации номеров ВС было уделено особое внимание. К началу работы FIT FEE в ALICE каждое несовпадение orbit-BC id во время сеанса набора данных (run) отображалось как критическая ошибка “BC sync lost in run” и останавливало передачу данных с детектора.

В течение года было зарегистрировано более сотни ситуаций с возникновением ошибки типа “BC sync lost in run”. Изучение журнала позволило выделить три ситуации возникновения указанной ошибки:

1) сброс CRU или LTU во время их обслуживания и обновления встроенного ПО, при этом происходит сброс и восстановление всех GBT-соединений на всех трёх детекторах FIT; значение всех битов триггерного сообщения равно 1; самая частая причина появления ошибки в журнале; возникает во всех модулях FT0 одновременно вне сеансов набора данных; не требует ручного вмешательства, т.к. сбрасывается вместе с последующим конфигурированием FEE;

2) некорректный номер BC id (превышает 3563); возникает во всех модулях FT0 предположительно из-за сбоя в логике LTU; было зарегистрировано всего несколько таких случаев;

3) спонтанное изменение значения (инверсия) бита с индексом 78 (в 80-битном GBT-слове); возникает в одном произвольном модуле FT0 во время набора данных, приводя к его остановке; каждый месяц регистрировалось несколько таких событий; требовалось ручное вмешательство для восстановления вывода данных.

Для решения проблемы была создана заявка в системе отслеживания ошибок JIRA, эксперты систем CRU и LTU начали проверку качества передачи данных в оптических линиях связи. По результатам проверки был локализован источник ошибок, им оказался модуль ONU в SFP-разъёме CRU, служащий приёмником в оптической линии TTC-PON, по которой LTU отправляет триггерные сообщения.

Предположительной причиной искажения данных модулем ONU было названо его повышенное тепловыделение и, как следствие, перегрев. Извлечённый из снятого ранее CRU (0979) аналогичный ONU-модуль был установлен в CRU 1106, после чего набор данных с детектора FT0 был возобновлён.

В дальнейшей работе детектора (с 10 апреля по 25 ноября 2024 г) ошибок “BC sync lost in run” со спонтанным искажением отдельных битов не возникало. Таким образом, был сделан вывод, что источником ошибок был сначала CRU 0979, а затем ONU-модуль из CRU 1106.

1.2. On-line мониторинг данных детектора FIT

Для мониторинга качества данных детекторов эксперимента ALICE был разработан специальный фреймворк QualityControl (<https://github.com/AliceO2Group/QualityControl>) на базе фреймворка O2 и DPL протокола. С учетом особенностей и моделей данных каждого детектора разрабатывается свой набор задач в соответствующих секциях пакета QC. В общем виде задачи QC можно разделить на три типа: первый — основной вид задач, на вход которых обычно подаются суб-таймфреймы/таймфреймы, и результатом является визуализация данных в виде гистограмм или графиков — объект мониторинга (англ. Monitoring Object - MO); второй — пост-процессинг (англ. Post-Processing) задачи, на вход подается MO, и на выходе дают также обработанные по заданной логике объекты мониторинга; третий — чек (англ. Check) задачи на вход принимают результат MO основного QC задания или пост-процессинга, на выходе — качественный признак или объект качества (англ. Quality Object – QO). Также есть вспомогательные типы QC заданий — например агрегация множественных QO объектов для получения финальной оценки качества данных, по которой можно оперативно локализовать проблему детектора и при возможности устранить её.

Для каждого основного QC задания определяется длина цикла, в течение которого задание аккумулирует данные в виде визуализации. Для субдетекторов FIT длина цикла составляет 5 минут, этого времени хватает, чтобы накопить достаточно статистики для оценки качества данных в номинальных физических сеансах сбора данных. После окончания цикла MO объекты помещаются в удаленное хранилище QCDB (англ. Quality Control DataBase). Одновременно пост-процессинг задачи сканируют на наличие новой MO записи в QCDB с определенным временным интервалом (несколько секунд). Как только появляется новая запись, выгружается из QCDB заданный набор новых записей MO и активируется пост-процессинг обработка MO по заданной логике. Далее результаты пост-процессинга в виде MO помещаются в виде новых записей в QCDB. Чек-задачи по такому же принципу проводят скан QCDB на наличие новых MO и затем активируют логику оценки качества данных. Все основные QC задания суб-детекторов FIT развертываются на ферме EPN. За счет принципа REST API в QCDB, пост-процессинг и чек задачи работают на отдельных рабочих станциях — удаленных QC серверах (англ. Remote QC node), что позволяет повысить отказоустойчивость системы в случае отказа работы заданий благодаря изоляции от основной топологии обработки данных на ферме EPN. На удаленных QC серверах также работают специальные задачи для агрегации и слияния (англ. Mergers) результатов MO с каждого узла EPN фермы, после слияния агрегированный результат отправляется на QCDB.

Для FIT суб-детекторов было разработано две основные QC задачи:

- DigitQcTask — в основном производит следующие МО;
- амплитудные и временные спектры по каналам, а также сумму амплитуд и среднее время;
- распределение срабатывания триггеров относительно идентификаторов банчей пучка — BCID;
- распределение валидации аппаратных триггеров с эмулированными (производится эмуляция аппаратной логики генерации триггерных сигналов с использованием данных на каждом канале);
- распределение срабатывания модулей FEE относительно BCID;
- распределение срабатывания каналов относительно BCID;
- RawDataMetric – task для визуализации распределения метрик, собираемых во время формирования диджитов относительно модулей FEE. Это необходимо для контроля качества сырых данных. Разработан и введен в эксплуатацию в 2024 году (рисунок 1.11).

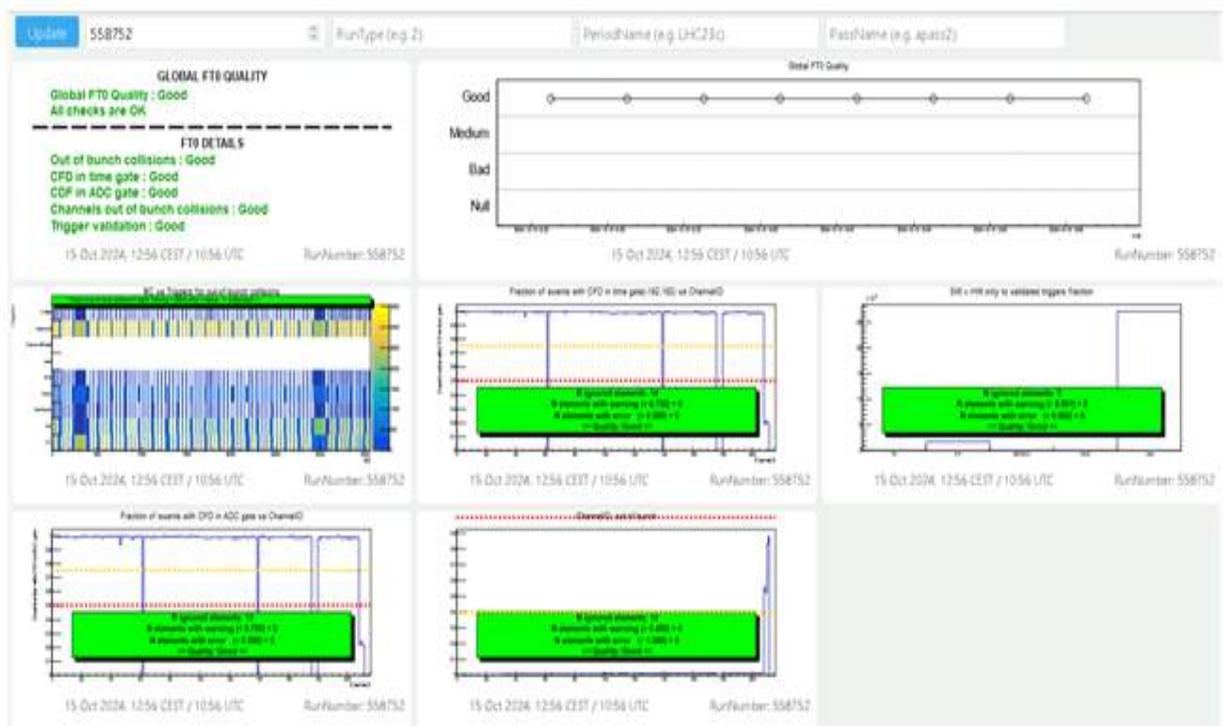


Рисунок 1.11 – Результат работы программы Check. Желтые/зеленые вставки показывают уровни ошибок. Зеленый – ошибок нет, желтый – предупреждение

Список пост-процессинг задач:

- PostProcTask – генерирует МО и проверяется соответствующей проверочной задачей;
- доля количества сработавших триггеров вне номинальных банчей, для работы качества работы триггеров, в основном для vertex триггера;

- доля триггеров, не прошедших валидацию с эмулированными триггерами;
- поканальное распределение доли событий с временем внутри CFD гейта;
- поканальное распределение доли событий с временем внутри ADC гейта;
- частота срабатывания аппаратных триггерных сигналов;
- распределение каналов с временем внутри CFD гейта относительно BCID.

В 2024 году было добавлено нормированное распределение нагрузки каналов (рисунок 1.12).

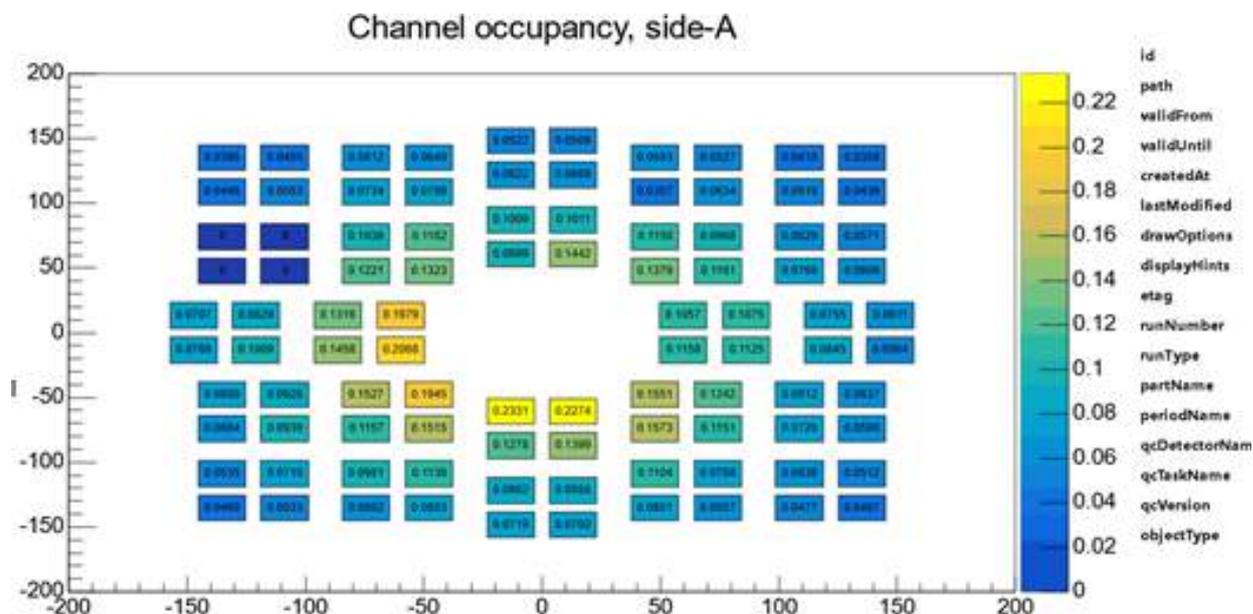


Рисунок 1.12 – Распределение нагрузки каналов, с представлением геометрического расположения

1.3. Влияние вторичной вершины взаимодействия

Детектор FT0 предоставляет информацию относительно времени столкновения (англ. collision time) пучков и вершины взаимодействия (англ. vertex). На рисунке 1.13 представлено двумерные совместные распределение этих двух величин, в зависимости от маски пучка и без условий триггерного сигнала детектора FT0, а также – без ограничения по времени, измеренному на каждом канале. Распределения построены по данным, собранным в ходе протон-протонных сеансов в сентябре 2024 года. Использовались четыре маски пучка: VeamVeam – маска столкновения двух пучков; Empty – нет пучка с обеих сторон; VeamA – пучок только со стороны A; VeamC – пучок только со стороны C. Получено в ходе проведения сеанса протон-протонных столкновений. В данном распределении четко видна позиция столкновения основных банчей в (0 см, 0 нс) в форме эллипса, а также взаимодействие основных банчей с сателлитами в крестообразном

распределении и сателлит-сателлитные взаимодействия в вертикальном распределении возле вершины 0 см, с такой же эллиптической формой.

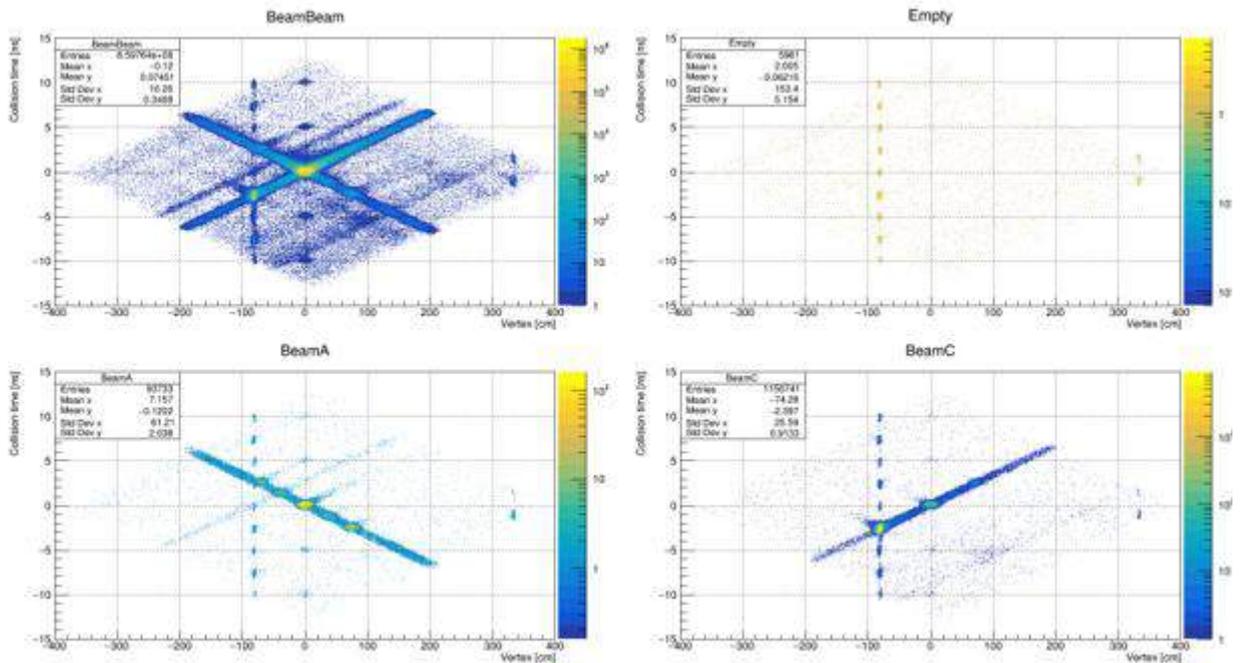


Рисунок 1.13 – Двумерные распределения вершины взаимодействия пучков – вдоль оси X, и времени столкновения пучков – вдоль оси Y. Распределения даны для протон-протонных столкновений

Банч-сателлитные и сателлит-сателлитные взаимодействия кратны 37,5 см вдоль оси вершины и 1,25 нс вдоль оси времени столкновения пучков, что связано с фиксированным расстоянием между банчами в 75 см или 2,5 нс. На позиции вершины –82 см отчетливо наблюдается периодическое по времени столкновения взаимодействие на фиксированной неопределенной структуре. Период составляет 1,25 нс, что говорит о взаимодействии, привязанном к банчам и сателлитам. Данное взаимодействие наблюдается при всех четырех масках пучка.

На рисунке 1.14 изображено только распределение вершины взаимодействия по четырем маскам пучка. Из данного распределения видно, что статистика в области –82 см на масках BeamBeam и BeamC отличается на порядок. Однако при построении распределений, нормированных на количество банчей в каждой маске, показанных на рисунке 1.15, видно, что статистика полностью совпадает в области –82 см при расчете на один банч. Также при нормировке наблюдается практически одинаковая статистика с масками BeamA и Empty. Взаимодействие на позиции –82 см рассматривается как взаимодействие на фиксированной мишени – на рисунке 1.16 изображена схема столкновения пучков относительно положения детектора FT0. При вторичном взаимодействии на фиксированной мишени ожидаются дополнительные продукты

столкновения, летящие в сторону детектора FT0-A. На рисунке 1.17 изображено распределение суммы амплитуд на стороне А с маской BeamBeam из двух разных областей вершины взаимодействия $[-20 \text{ см}, +20 \text{ см}]$ и $[-90 \text{ см}, -72 \text{ см}]$, из которого видно, что продукты взаимодействия со вторичной вершины -82 см дают высокие амплитуды со статистикой выше чем из основной вершины. Использование VRTX триггера (рисунок 1.18) приблизительно уравнивает статистику высоких амплитуд из основной и вторичной вершины. Данное наблюдение говорит о том, что продукты взаимодействия из вторичной вершины прилетают одновременно с пучком С и продуктами взаимодействия из основной вершины, что в итоге дает эффект пайлапа (англ. pileup – эффект наложения различных столкновений) на сторону А, увеличивая счет триггера OR-A. Вторичная вершина -82 см соответствует времени $-2,7 \text{ нс}$ на стороне С, при мертвом времени 15 нс каналов детектора FT0 это приводит к уменьшению счета триггера OR-C. В итоге с увеличением счета OR-A и уменьшением счета OR-C из-за пайлапа вторичной вершины, будет падать эффективность триггера VRTX в событиях с реально низкой или средней множественностью, но высокой суммой амплитуд на стороне А.

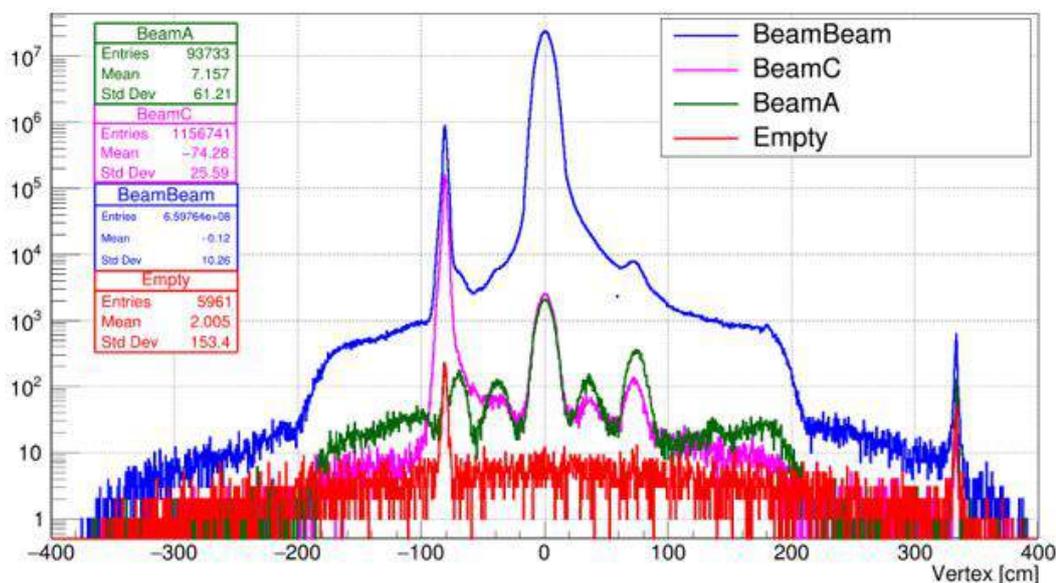


Рисунок 1.14 – Распределение вершины взаимодействия относительно четырех масок пучка. Протон-протонные столкновения

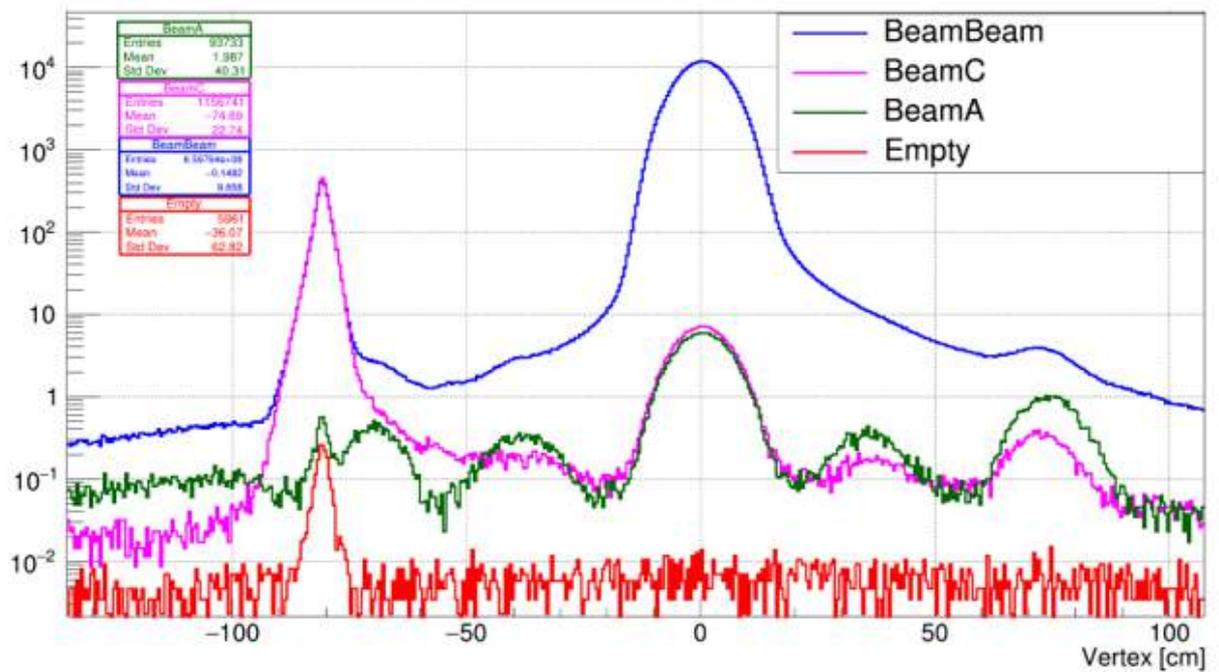


Рисунок 1.15 – Распределение вершины взаимодействия относительно четырех масок пучка, с применением нормировки на количество банчей в каждой маске. Протон-протонные столкновения



Рисунок 1.16 – Схема столкновения пучков относительно детектора FT0. Основная вершина взаимодействия расположена в окне ± 2 нс относительно $Z = 0$ см. Вторичная вершина взаимодействия в $Z = -82$ см рассматривается как столкновения пучка с фиксированной мишенью, возле которой расположен коллиматор ALICE

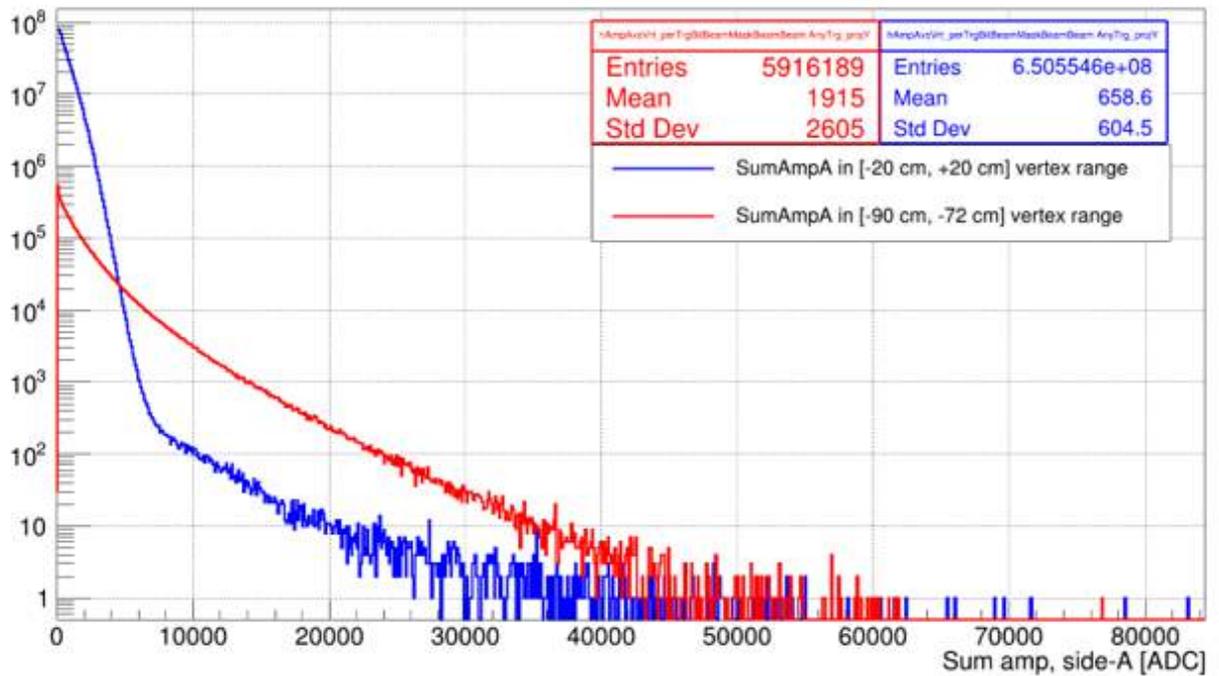


Рисунок 1.17 – Распределение суммы амплитуд на стороне А с маской BeamBeam, при выделении двух областей по вершине взаимодействия: -82 ± 7 см и 0 ± 20 см. Протон-протонные столкновения

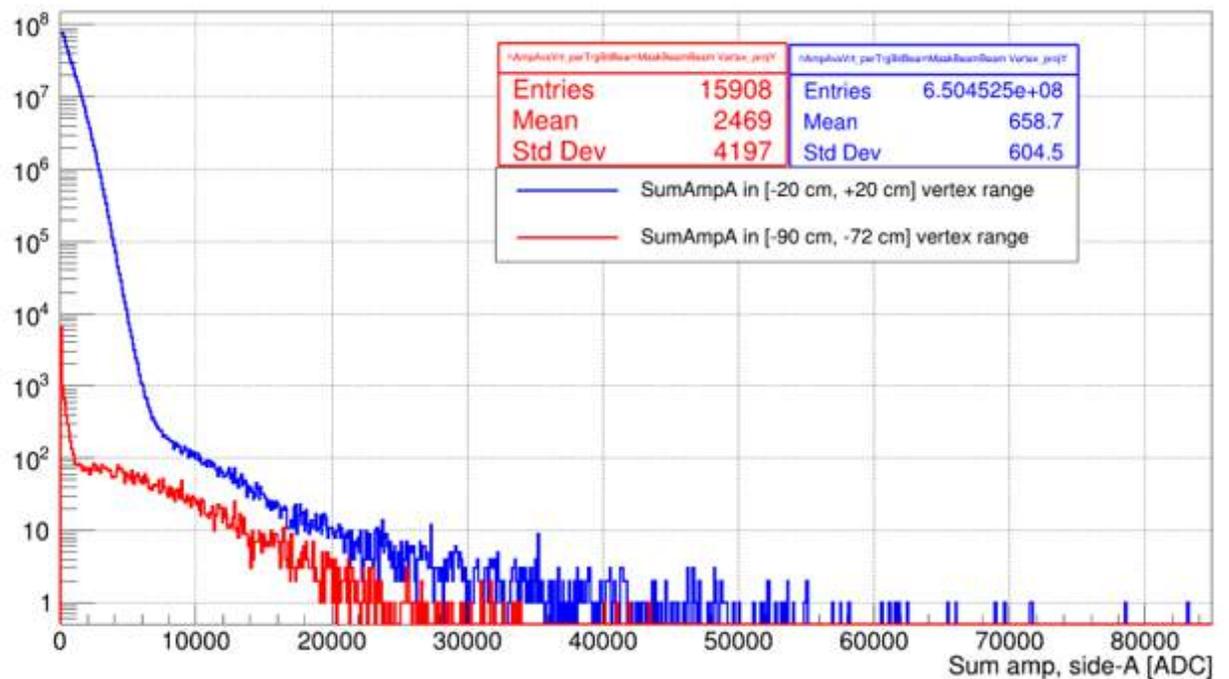


Рисунок 1.18 – Распределение суммы амплитуд на стороне А с маской BeamBeam и VRTX триггером детектора FT0, при выделении двух областей по вершине взаимодействия: -82 ± 7 см и 0 ± 20 см. Протон-протонные столкновения

Также проведено исследование и для сеанса свинец-свинцовых столкновений в 2024 году. На рисунке 1.19 изображено аналогичное рисунку 1.13 двумерное распределение вершины и времени взаимодействия относительно четырех масок пучка. В распределениях с масками BeamA и BeamC отчетливо видно взаимодействие на неопределенной структуре

в -82 см, также как и в протон-протонных взаимодействиях. Также наблюдается аномальное пятно в виде капли в распределении с маской Empty, анализ которого показывает связь с аномальными последующими сигналами и отражениями в кабелях детектора FT0. В одномерном распределении вершины взаимодействия с маской BeamBeam, также отчетливо видно взаимодействие в положении -82 см, см. рисунок 1.20. При нормировке на количество банчей в соответствующей маске, область 82 см имеет примерно одинаковую статистику в масках BeamBeam и BeamC, как и в протон-протонных сеансах, см. рисунок 1.21. На рисунке 1.22 изображено распределение суммы амплитуд на стороне A с маской BeamBeam из двух разных областей вершины взаимодействия $[-20$ см, $+20$ см] и $[-90$ см, 72 см]. На рисунке 1.23 – тоже самое, но с VRTX триггером. Как видно из этих распределений, статистика высоких амплитуд из вторичной вершины намного меньше, чем из основной, в отличие от протон-протонных столкновений.

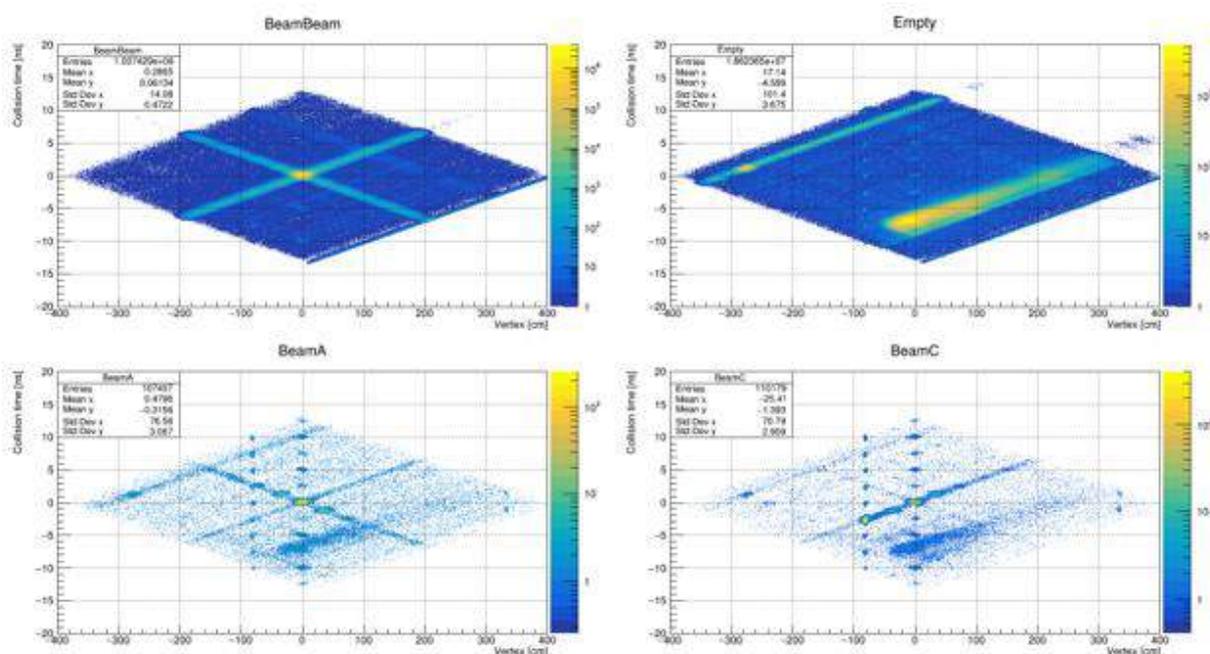


Рисунок 1.19 – Двумерные распределения вершины взаимодействия пучков - вдоль оси X, и времени столкновения пучков – вдоль оси Y. Столкновения ядер свинца

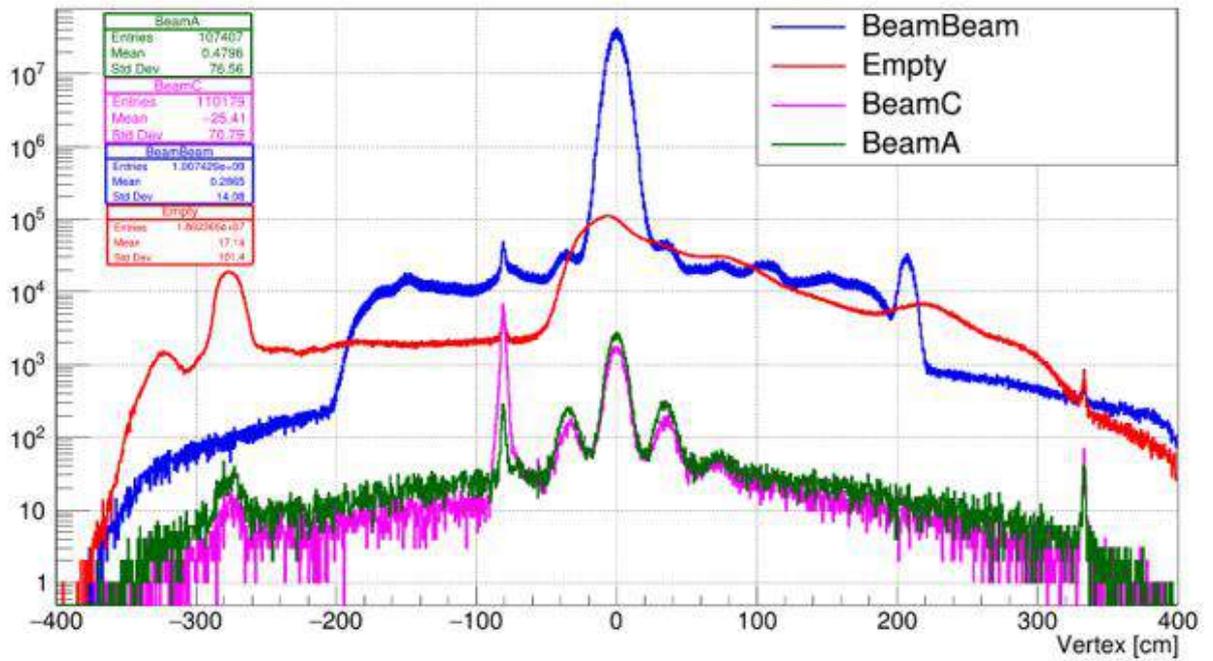


Рисунок 1.20 – Распределение вершины взаимодействия относительно четырех масок пучка. Столкновения ядер свинца

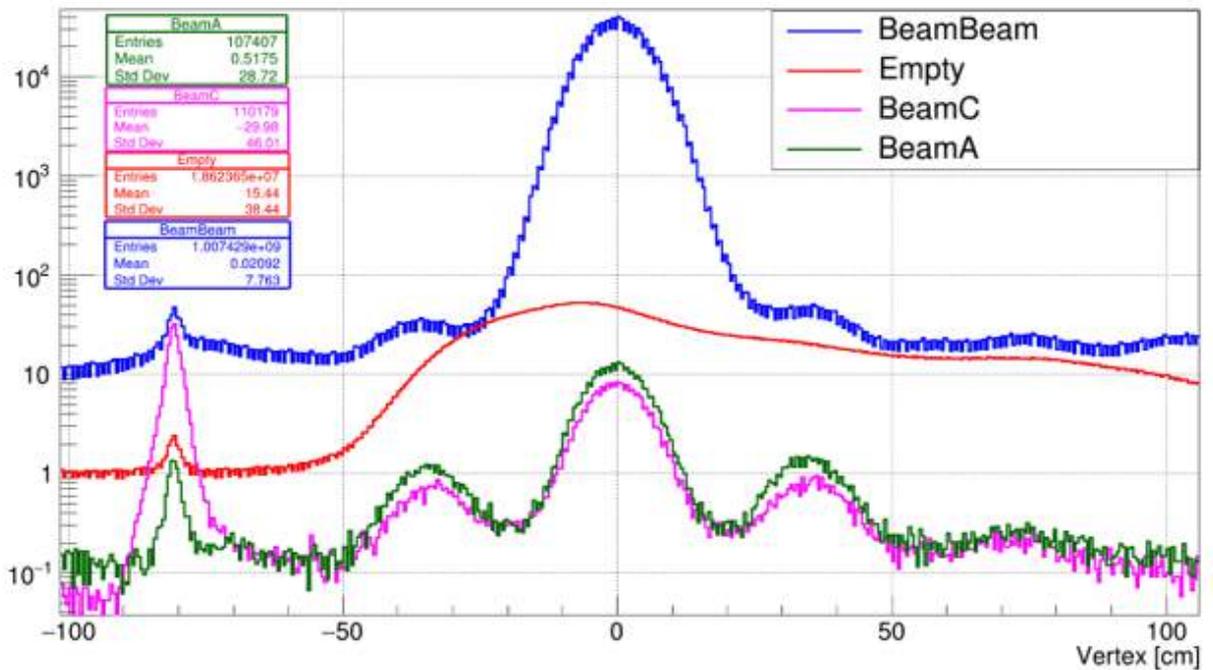


Рисунок 1.21 – Распределение вершины взаимодействия относительно четырех масок пучка, с применением нормировки на количество банчей в каждой маске. Столкновения ядер свинца

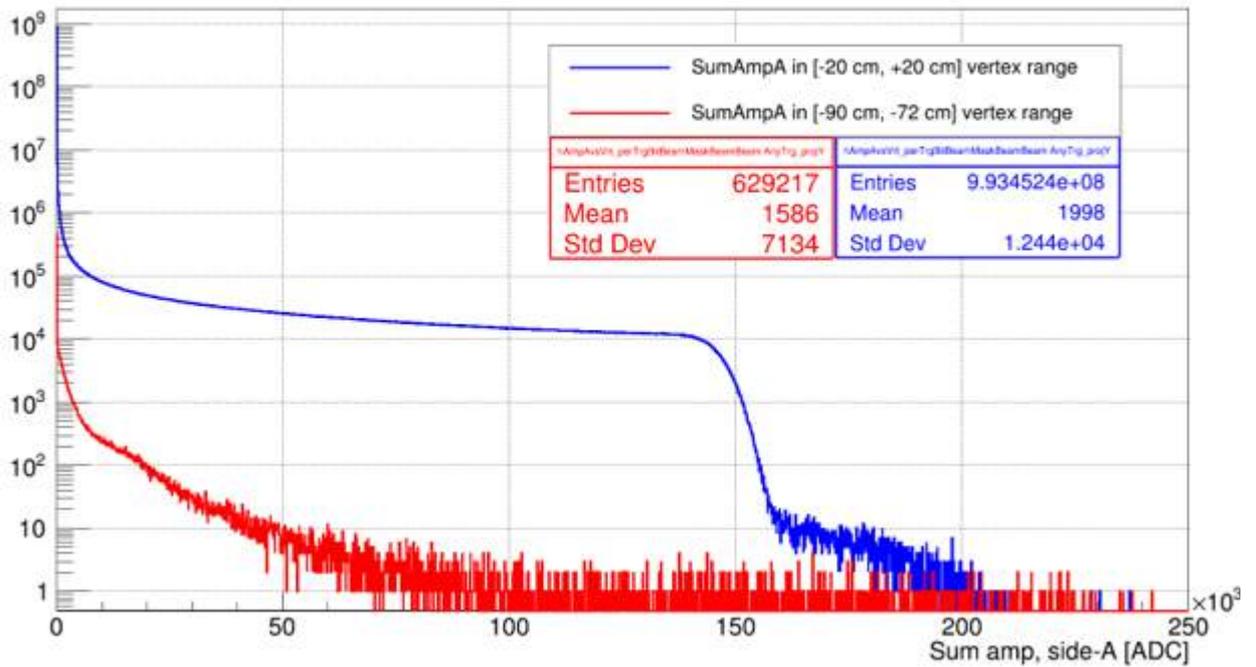


Рисунок 1.22 – Распределение суммы амплитуд на стороне А с маской BeamBeam, при выделении двух областей по вершине взаимодействия: -82 ± 7 см и 0 ± 20 см. Столкновения ядер свинца

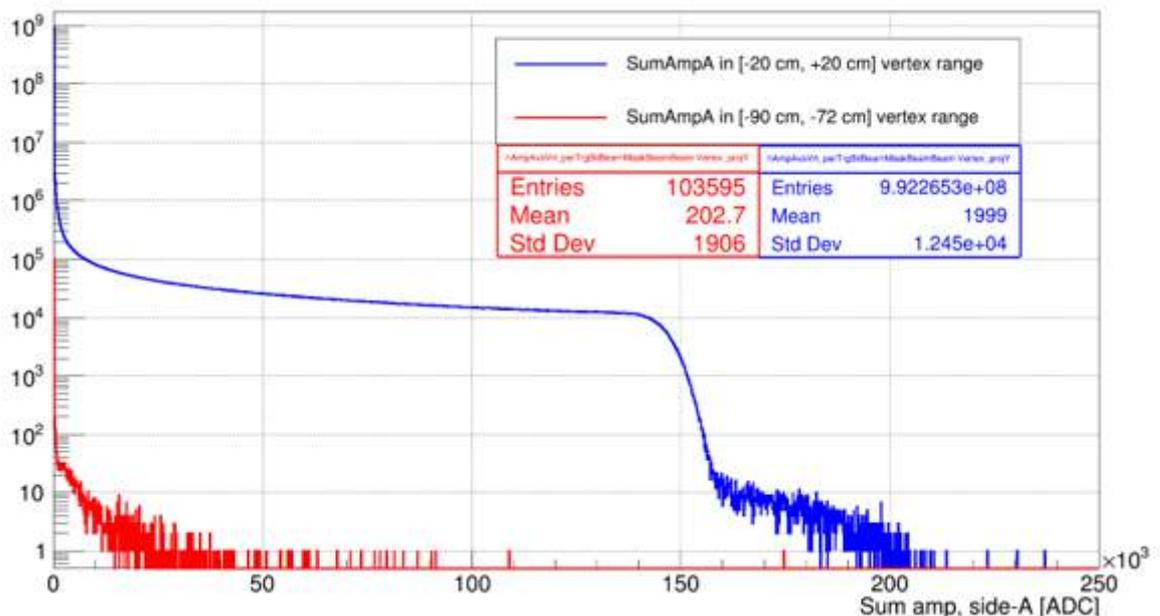


Рисунок 1.23 – Распределение суммы амплитуд на стороне А с маской BeamBeam и VRTX триггером детектора FT0, при выделении двух областей по вершине взаимодействия: -82 ± 7 см и 0 ± 20 см. Столкновения ядер свинца

Как видно из рисунков 1.22–1.23, хвостовая часть распределения суммы амплитуд в основной и вторичной вершинах имеет схожую форму. Из-за наличия большего, по сравнению с протон-протонными сеансами, количества фоновых событий, вторичную вершину взаимодействия сложнее распознать. Наличие пайлапа от вторичной вершины

будет оказывать влияние на сумму амплитуд детектора FT0, которая также играет важную роль в определении центральности.

Измерение светимости детектором FT0 подвержено влиянию вершины вторичного взаимодействия пучка-C на неизвестной компоненте, расположенной в районе -82 см около FT0-C. В протон-протонных столкновениях вторичная вершина вызывает эффект пайлапа, увеличивая амплитуду FT0 на стороне A и уменьшая на стороне C из-за раннего срабатывания в $-2,7$ нс и блокирования части каналов стороны C из-за мертвого времени равного 15 нс. Это также приводит к увеличению счета на стороне A и уменьшению на стороне C, что оказывает влияние на триггер VRTX. Феномен вторичной вершины также наблюдается и в свинец-свинцовых столкновениях, но из-за наличия большего количества фоновых событий, по сравнению с протон-протонными столкновениями, сложнее распознается в данных. Также влияние пайлапа от вторичного вертекса оказывает влияние на сумму амплитуд стороны A.

1.4. Светимость и скорости счета триггерных сигналов в режиме оффлайн

1.4.1. Светимость для протон-протонных столкновений

Детектор FIT является основным люминометром эксперимента ALICE для столкновений протонов. Для обеспечения высокой эффективности и отказоустойчивости устройства проводится также мониторинг светимости уже после сбора данных (в режиме оффлайна), который включает в себя исследование скорости счета триггерных сигналов и их характеристик. В качестве одной из основных метрик берется отношение скорости счета двух люминометров (FT0 и FDD) по вершинному триггерному сигналу и строго в тех банчах, где ожидается столкновение. Такая метрика позволяет оценить стабильность работы люминометров эксперимента. На рисунке 1.24 показано отношение счетов триггерных сигналов двух детекторов в зависимости от номера банча, на рисунке 1.25 представлен тренд этой метрики в зависимости от номера сеанса в 2024 году.

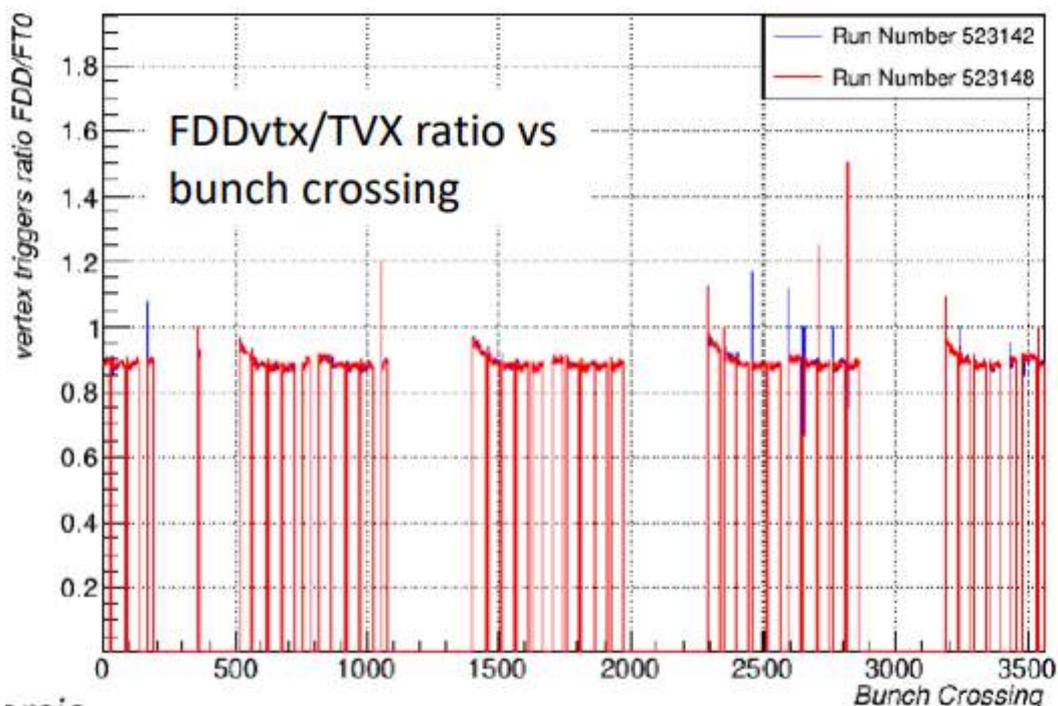


Рисунок 1.24 – Отношения счетчиков по вершинному триггерному сигналу в номинальных банчах столкновений детекторов FDD/FT0

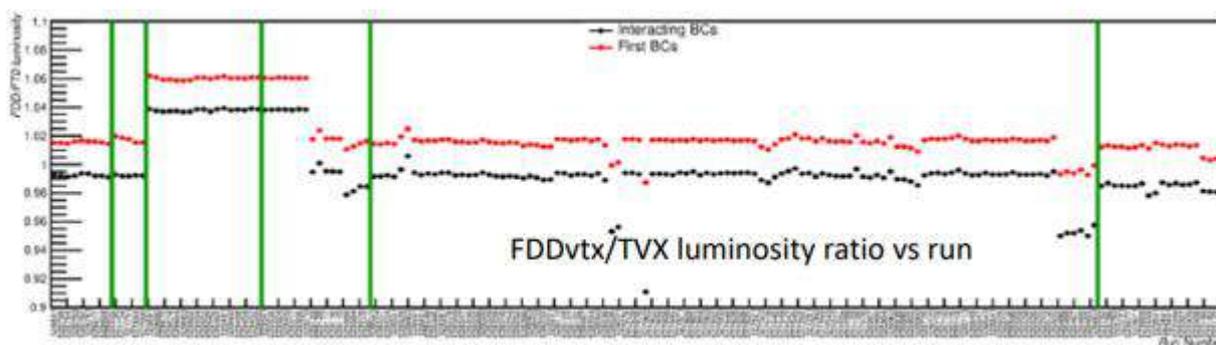


Рисунок 1.25 – Тренд отношения счетчиков по вершинному триггерному сигналу в зависимости от номера сеанса

Из трендов видно, что люминометры FDD и FT0 имеют стабильное поведение в рамках определенного периода. Однако между периодами наблюдаются изменения в тренде.

Такое поведение связано с тем, что детектор FDD (а также FV0) имеет более широкий сигнал – до 50 нс, что представляет собой 2 банча по 25 нс, а также всего 8 каналов на сторону. В результате срабатывания одного из каналов в следующем событии он может быть подавлен с высокой вероятностью.

В целом люминометры FDD и FT0 показывают стабильное поведение в рамках конкретного периода сеансов, в течении которых настройки установки ALICE остаются неизменными. Однако между несколькими периодами наблюдается изменения в трендах, которые требуют дополнительного изучения характеристик люминометров.

1.4.2. vdM сканирование в Run 3

Сканирования vdM запланированы и выполнены для всех сталкивающихся систем. Анализ сканирований vdM требует измерения скорости для каждого банча пучка и необходимости получения информации о триггере без мертвого времени. В Run 3 сделан переход на непрерывное считывание. Это позволяет получать скорости интересных событий непосредственно из записанных данных (AO2D).

На рисунке 1.26 показано изменение счета люминометра FT0 в реальном времени (DDL1) и в записанных данных (AOD). Отношение счетчиков, полученных двумя способами, близко к 1 во время всего сканирования.

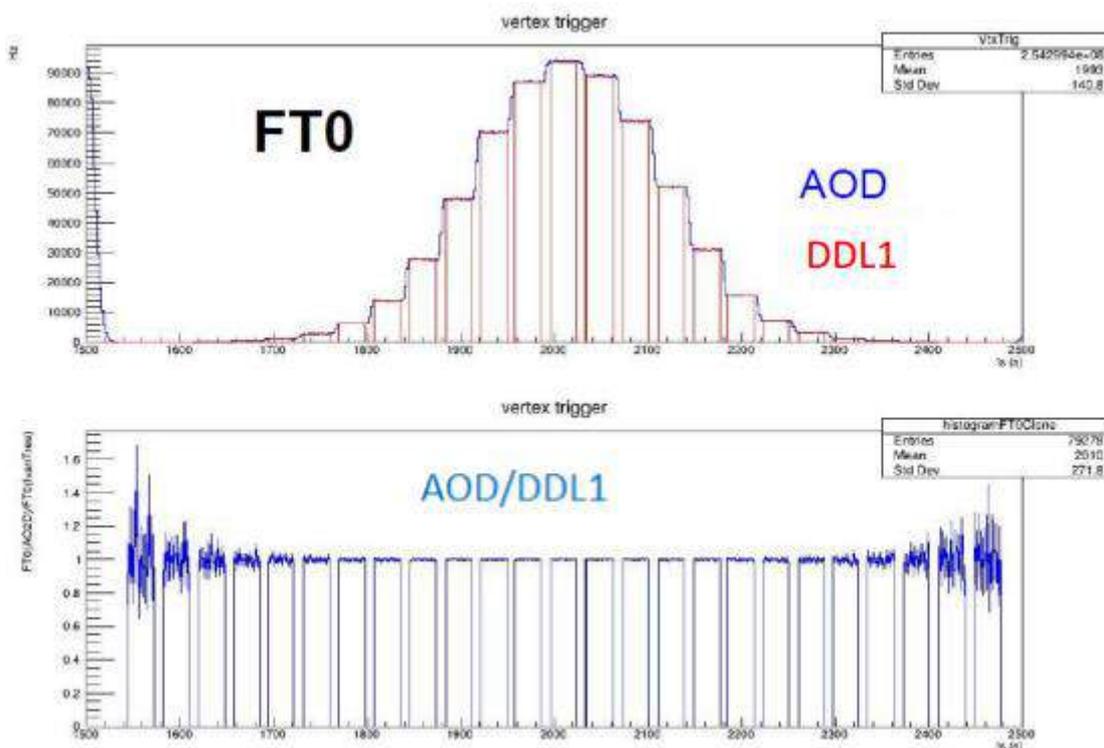


Рисунок 1.26 – Изменение счета люминометра FT0 во время сканирования (вверху) и внизу отношение AOD/DDL1

На рисунке 1.27 показаны входные данные и рабочий процесс анализа светимости в vdM скане.

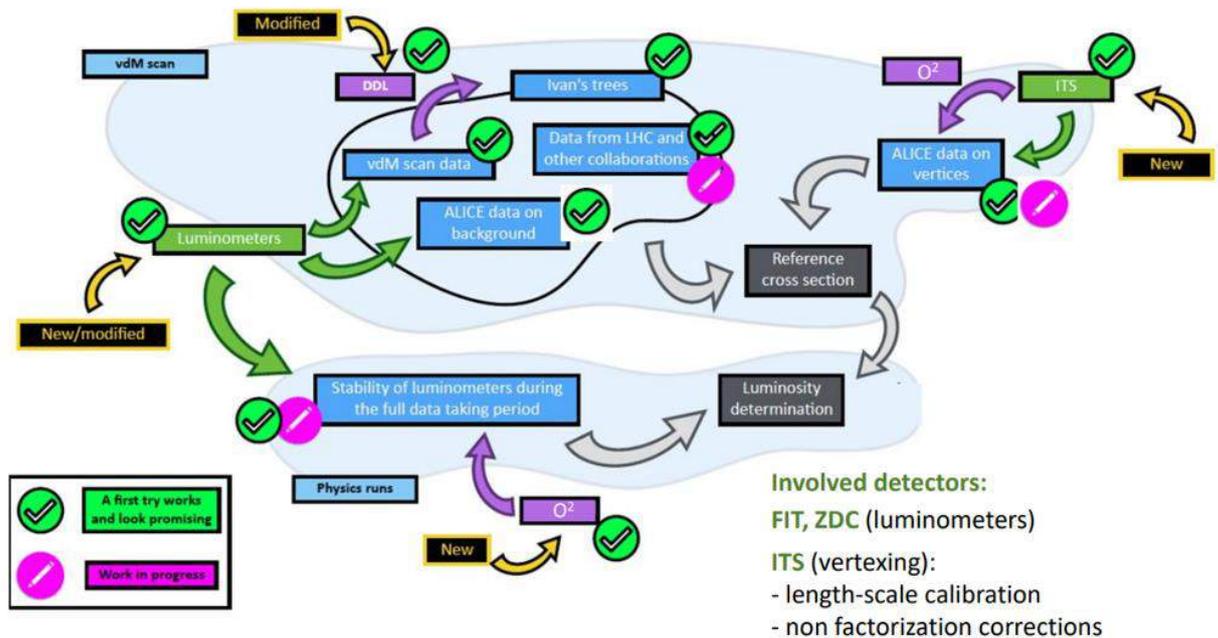


Рисунок 1.27 – Входные данные и рабочий процесс анализа светимости

1.4.3. Светимость для ядро-ядерных столкновений

Детекторы ZDC и FT0 являются основными люминометрами эксперимента ALICE при изучении столкновений ядер свинца. ZDC использует триггерный сигнал по измерению более одного нейтрона со стороны С (ZNC), а FT0 детектор использует триггерный сигнал по множественности в совпадении с триггерным сигналом по определению вершины взаимодействия (TCE).

Первые результаты оценки стабильности измерения светимости показаны на рисунке 1.28.

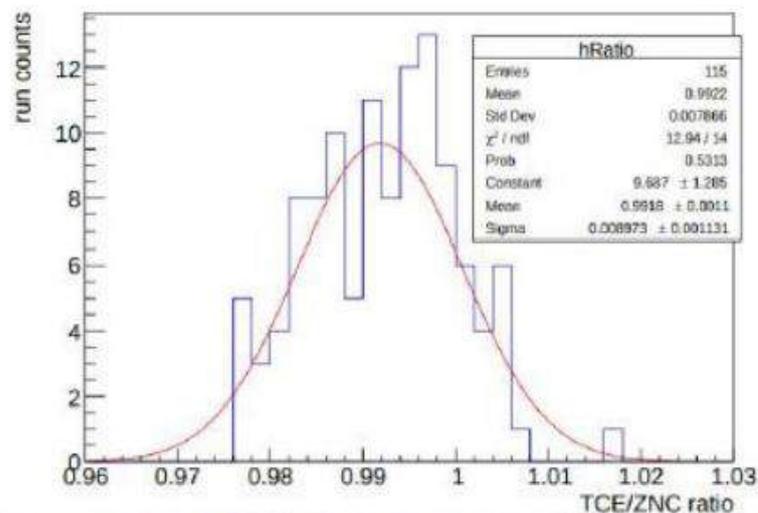


Рисунок 1.28 – Гистограмма отношения двух триггерных сигналов TCE/ZNC

Для Pb-Pb столкновений предварительные видимые сечения для измерения светимости были экстраполированы из измерений, выполненных ранее в ходе Run 2:

- TCE (FT0 центральность срабатывает в 0-50%) используя измеренные сечения Pb-Pb столкновений.
- ZNC с использованием RELDIS, разработанной в ИЯИ РАН.

В 2024 году предварительный анализ соотношения ZNC/TCE люминометров показывает некоторую зависимость от частоты взаимодействия. Текущая ошибка измерения светимости с использованием триггерного сигнала TCE составила ~4%, что включает в себя ошибку величиной 3,2% для сечения Pb-Pb взаимодействия; ошибку ~2% эффективности TCE, и ошибку 1-2% от согласованности ZNC/TCE.

На рисунке 1.29 показана интегральная светимость для Pb-Pb и референсных pp столкновений во время набора данных 2024 года.

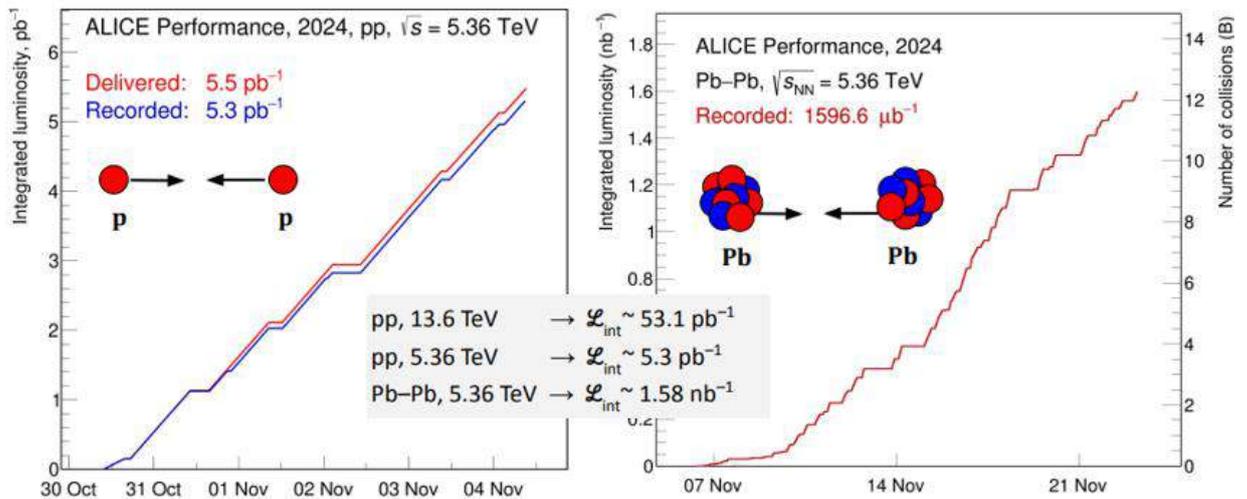


Рисунок 1.29 – Интегральная светимость для Pb-Pb и референсных pp столкновений.

1.5. Идентификация частиц от столкновений протонов при $\sqrt{s} = 13,6$ ГэВ и ионов свинца при $\sqrt{s_{NN}} = 5,36$ ГэВ

В эксперименте ALICE идентификация частиц в промежуточном интервале поперечного импульса (от 0,5 ГэВ/с до 3–4 ГэВ/с) выполняется с использованием времяпролетной системы (TOF+FT0). Времяпролетный детектор (TOF), который состоит из сборки многозачерных резистивных плоско-параллельных камер (MRPC), занимает большую площадь (150 м²) и перекрывает все азимутальные углы и область псевдобыстрот $|\eta| < 0,9$. Важной составляющей процедуры идентификации частиц является точное определение момента столкновения пучков, которое может определяться детектором FT0 (t_{ev}^{TO}) или самим детектором TOF (t_{ev}^{TOF}). Данные детектора FT0 особенно важны для

столкновений протонов и для периферических столкновений ионов свинца. На рисунке 1.30 представлено разрешение детектирования пионов в столкновениях ионов свинца и разрешение детектора FT0 (17 пс).

TOF in Run 3 PbPb

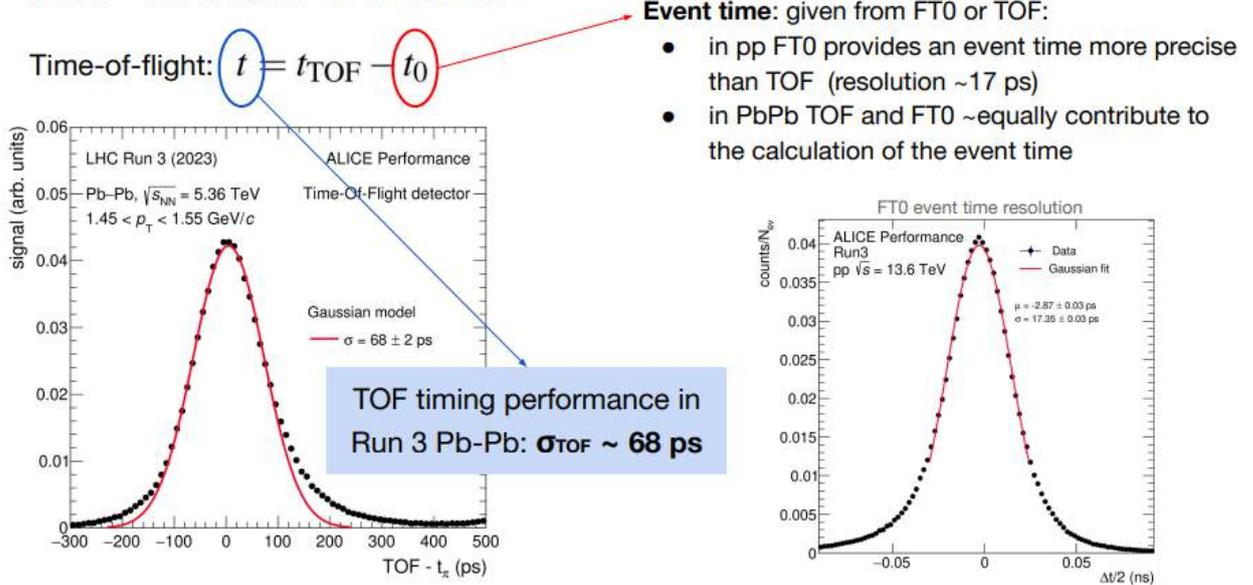


Рисунок 1.30 – Разрешение детектирования пионов в столкновениях протонов (слева) и разрешение детектора FT0 (справа)

Временные распределения в FT0 калибруются таким образом, чтобы среднее измеренное время столкновения (положение пика распределения Гаусса) было близко к нулю. Существенные отклонения от нуля, в несколько раз превышающие значения цены деления TDC (13 пс), сигнализируют о несоответствующем качестве калибровки детектора. Анализ данных при столкновениях ионов свинца при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,36$ ТэВ продолжается.

1.6. Измерение центральности Pb-Pb столкновений в Run 3 в 2023 году

В ходе исследования столкновений Pb-Pb необходимо прежде всего классифицировать их с точки зрения величины области перекрытия сталкивающихся ядер в каждом событии. Поскольку отбор событий напрямую по прицельному параметру невозможен, ALICE прибегает к отбору по множественности рождённых заряженных частиц, измеренной в переднем или заднем интервале псевдобыстроты, специально выбранном так, чтобы он находился далеко от интервалов центральной области псевдобыстроты, которые покрываются другими системами детекторов. Это позволяет избежать автокорреляций.

Для определения центральности в ALICE могут быть использованы данные от двух различных систем: переднего калориметра ZDC (англ.: Zero Degree Calorimeter) и детекторной системы FIT. В настоящий момент наиболее достоверные данные о

центральности дает детектор FT0, поэтому именно по данным этого детектора будут определяться классы центральности. На рисунке 1.31 показаны суммарные спектры амплитуд детектора FT0C и результаты фитирования этого спектра.

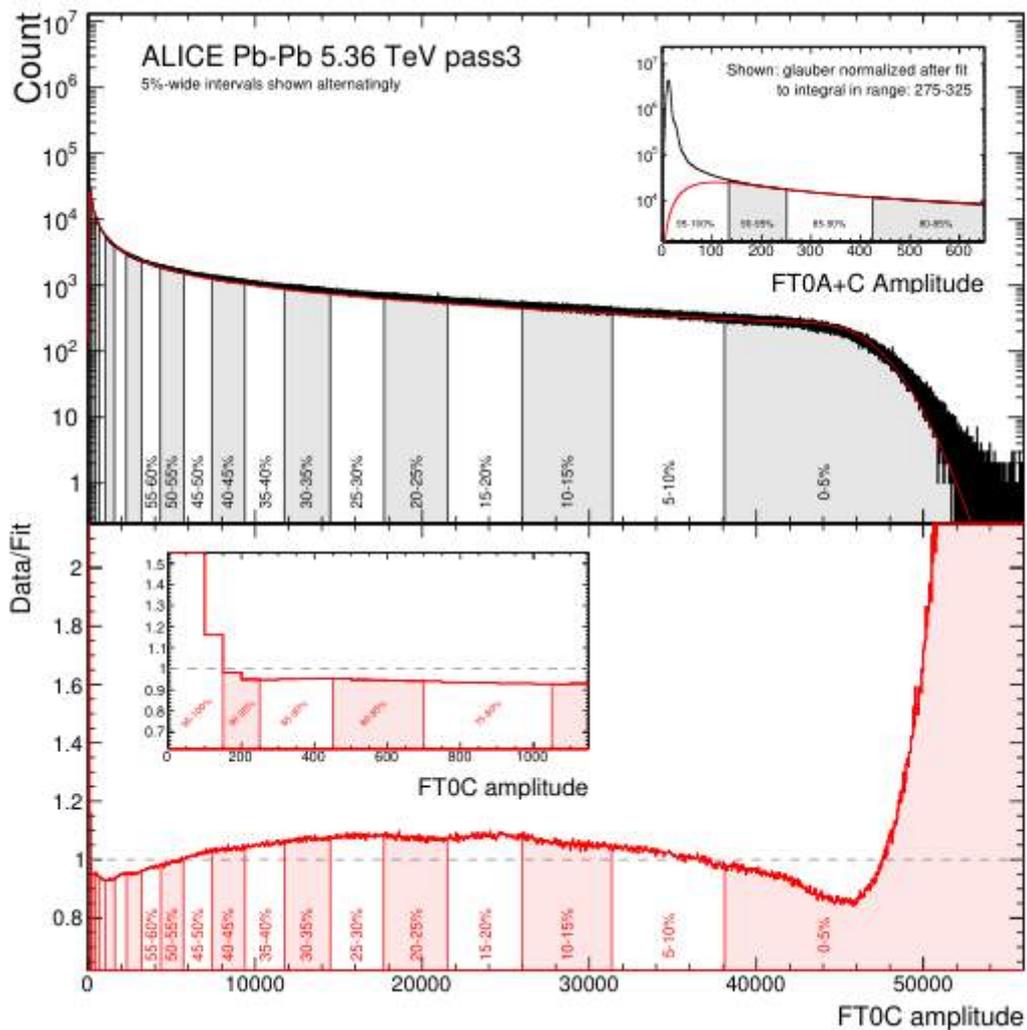


Рисунок 1.31 – Вверху: Glauber+NBD фитирование распределения амплитуд FT0C в сеансе 544122. Внизу: соотношение между данными и результатом фитирования. В верхней и нижней частях вставки в увеличенном масштабе показан режим с малыми амплитудами. Интервалы центральности отмечают диапазоны амплитуд, соответствующие окончательной калибровке, рассчитанной с использованием всех событий до центральности 90%

1.7. Участие в работах по запуску системы детекторов FIT эксперимента ALICE в 2024 году

Анализ работы систем детекторов FIT в 2023 году позволил выявить имеющиеся недостатки и определить перечень необходимых работ по детекторам и их системам в 2024 году. В работах по запуску системы детекторов FIT эксперимента ALICE участвовали сотрудники ИЯИ РАН.

В 2024 году проводились сеансы физических измерений на пучках сталкивающихся протонов при рекордно высокой энергии в системе центра масс $\sqrt{s}=13,6$ ТэВ и при столкновениях $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$ при рекордно высокой энергии $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5,36$ ТэВ. Система детекторов FIT принимала участие во всех измерительных сеансах, проводимых экспериментом ALICE. Эффективность работы системы детекторов FIT в 2024 году убедительно демонстрируется рисунком 1.32.



Рисунок 1.32 – Участие детекторов FIT в физических наборах данных и их качество во время столкновений ионов свинца

Эффективность участия детекторов FT0, FV0 и FDD в наборе физических данных для p-p и $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$ столкновений составила $\sim 100\%$.

2. Измерение сечения рождения $\psi(2S)$ состояния чармония в Pb-Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ

На установке ALICE на БАК в ЦЕРН, с участием сотрудников ЛРЯФ ИЯИ РАН было измерено сечение рождения $\psi(2S)$ состояния чармония в Pb-Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ посредством регистрации $\psi(2S)$ в димюонном канале его распада. Центральность столкновений, данные о которых были получены ранее в измерениях, выполненных на установке ALICE в ходе Run 2, в том числе с использованием детекторов T0 и V0 прежней версии этой установки.

Было измерено отношение инклюзивного сечения рождения $\psi(2S)$ к соответствующему сечению J/ψ как функция центральности взаимодействия и переданного импульса в области $p_T < 12$ ГэВ/с (рисунок 2.1).

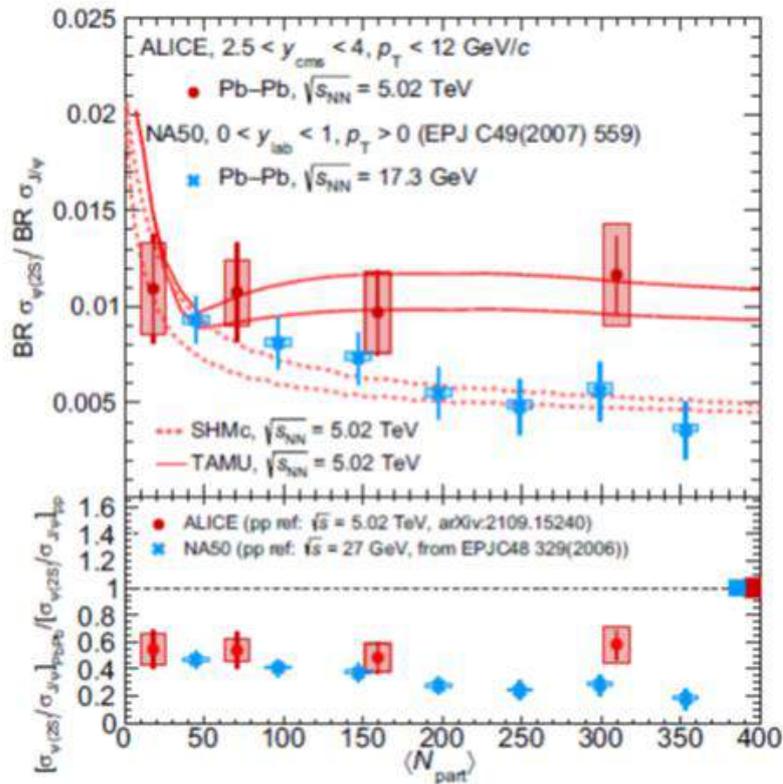


Рисунок 2.1 – Отношение инклюзивных сечения рождения $\psi(2S)$ к J/ψ в зависимости от среднего количества нуклонов-участников $\langle N_{part} \rangle$, связанного с центральностью событий. Представлены также предсказания транспортной (TAMU) и статистической (SHMc) моделей и результаты эксперимента NA50 на SPS. На нижней панели отношения нормированы на соответствующие значения в pp-столкновениях и показано двойное отношение. Цветные прямоугольники показывают систематические ошибки

Впервые были получены данные вплоть до нулевого значения переданного импульса p_T в переднем диапазоне быстроты $2,5 < y < 4$. Результат сравнивался с соответствующими измерениями в pp-столкновениях и с расчетами двойного отношения в Pb-Pb и pp-столкновениях. Было найдено, что в Pb-Pb столкновениях рождение $\psi(2S)$ подавлено

примерно вдвое по сравнению с J/ψ - рождением. Фактор ядерной модификации для $\psi(2S)$ R_{AA} также получен в зависимости от центральности (рисунок 2.2) и переданного импульса p_T (рисунок 2.3).

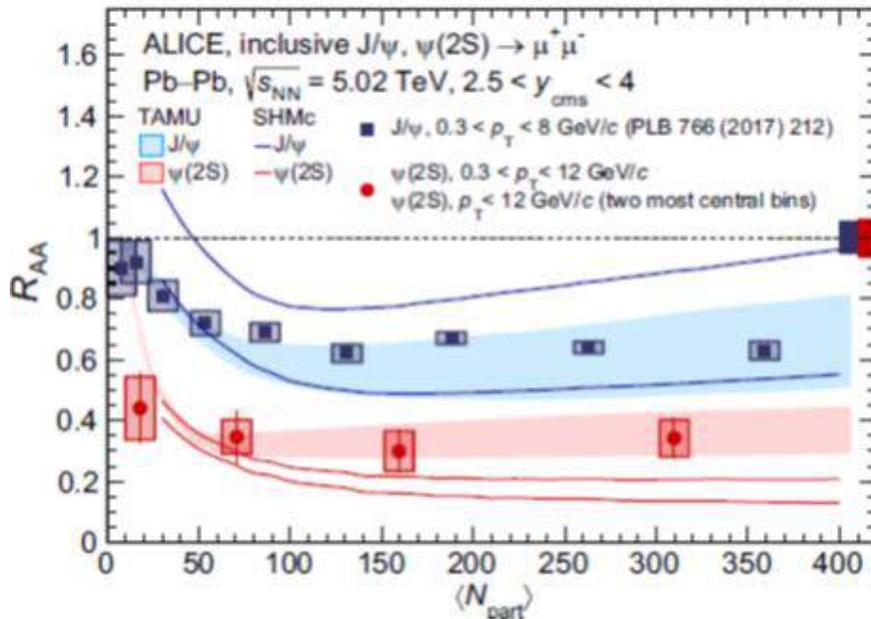


Рисунок 2.2 – Фактор ядерной модификации R_{AA} для $\psi(2S)$ и J/ψ в зависимости от среднего количества нуклонов-участников $\langle N_{part} \rangle$, связанного с центральностью событий. Представлены также предсказания транспортной (TAMU) и статистической (SHMc) моделей

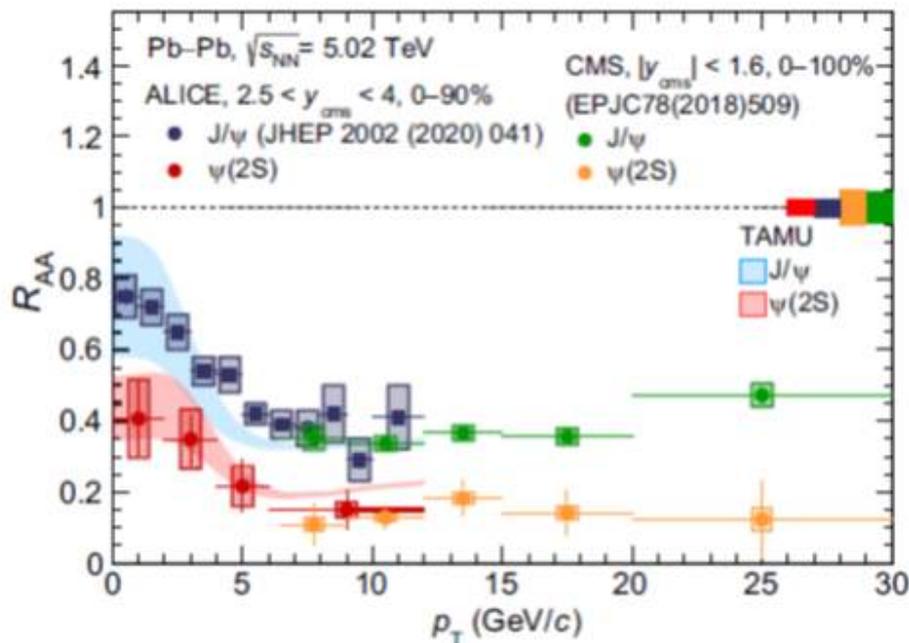


Рисунок 2.3 – Фактор ядерной модификации R_{AA} для $\psi(2S)$ и J/ψ в зависимости от переданного импульса p_T . Показано сравнение с теоретическими моделями и результаты эксперимента CMS, полученные при больших значениях переданного импульса p_T .

Результаты измерений показывают, что рождение $\psi(2S)$ сильно подавлено в Pb–Pb столкновениях по сравнению с рождением в pp-столкновениях примерно в три раза. Также проведено сравнение с отношением сечений, полученных ранее на SPS, ЦЕРН в эксперименте NA50, где группа сотрудников ИЯИ РАН также участвовала в измерениях, и с величинами R_{AA} полученными на LHC в эксперименте CMS, при более высоких значениях p_T .

Полученные экспериментальные результаты и их сравнение с расчетами транспортной и статистической моделей важны для вопроса о существовании и свойствах состояний чармония в кварк-глюонной плазме, образующейся в ядерных столкновениях на LHC. Фактор ядерной модификации R_{AA} для $\psi(2S)$ значительно уменьшается с ростом p_T также, как и для J/ψ , что связано с процессом рекомбинации чарма. R_{AA} слабо зависит от центральности и составляет величину порядка 0,4. Сравнение результата с теоретическими моделями показывает хорошее согласие с транспортной моделью, которая включает процесс рекомбинации чарма в кварк-глюонной плазме, в то время как статистическая модель заметно недооценивает данные в центральных столкновениях.

3. Измерение эмиссии протонов в ультрапериферических столкновениях ядер на БАК

3.1. Используемые для анализа наборы данных

В 2024 году был завершён анализ экспериментальных данных, полученных в эксперименте ALICE в 2018 году в специальных сеансах столкновений ядер ^{208}Pb по изучению электромагнитной диссоциации (ЭМД). В этих сеансах измерения выполнялись в условиях пониженной светимости, примерно в 10 раз ниже стандартного значения, и как следствие, с более низким значением «пайлапа» (англ. pileup – эффект наложения различных столкновений). Были получены и представлены в работе [1], Приложение А.3, окончательные результаты по эмиссии протонов от ЭМД в ультрапериферических столкновениях ядер свинца на БАК.

Для анализа данных были отобраны события в соответствии с триггером C1ZED-V-NOPF-UFAST, далее называемым ZED-триггером. Данный триггер срабатывает при наличии сигнала в одном из нейтронных калориметров, ZNC или ZNA, то есть при наличии сигнала хотя бы на одной стороне от точки взаимодействия, С или А, соответственно. Поэтому ZED-триггер чувствителен к событиям одиночной ЭМД с эмиссией нейтронов на сторонах С или А, а также к событиям взаимной ЭМД и адронным взаимодействиям ядер, с регистрацией нейтронов с обеих сторон от точки столкновения. Видимое сечение ZED-триггера было измерено в соответствующих сеансах столкновений с помощью Ван дер Мер скана [14] (англ. vdM scan) и составило $\sigma(\text{ZED}) = 420,6 \pm 10,1$ барн.

Спектры энерговыделения в протонных (ZPC, ZPA) и нейтронных (ZNC, ZNA) передних калориметрах были откалиброваны, и был выполнен отбор событий, соответствующих именно данному ядро–ядерному столкновению в данном пересечении двух сгустков (банчей) пучка. Затем события были классифицированы как электромагнитные или адронные по критерию отсутствия или наличия сигнала в передних электромагнитных калориметрах ZEM1 и ZEM2. Ожидается, что подавляющее большинство событий ЭМД не даёт сигналов в ZEM1 и ZEM2, в то время как большинство адронных событий обеспечивает такие сигналы. В настоящем исследовании модель ААМСС-MST [15] использовалась для расчета сечений образования заданного числа нуклонов-спектаторов в адронных столкновениях $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$. Наконец, принимая во внимание фактор вето ZEM 0,137, адронный вклад в события ЭМД оценивается как $\text{Eff.}_{ZEM} \times \sigma_{\text{hadr.}}(1p, Xn) / \sigma_{EMD}(1p, Xn)$. Сечение образования одного спектаторного протона и нескольких спектаторных нейтронов в событии представлено на рисунке 3.1. Адронный вклад, связанный с эмиссией небольшого количества протонов и нейтронов,

оценивается в 0,3 %, 0,9 %, 1,3 % для 1p, 2p, 3p и 0,03 %, 0,09 %, 0,16 % для (1p,1n), (1p,2n), (1p,3n), соответственно. Этот вклад пренебрежимо мал и его можно не учитывать ввиду других известных неопределенностей измерений сечений ЭМД. После этого рассмотрения события с сигналом в любом из ZEM рассматривались как адронные и отклонялись, что дало выборку из $N_{tot}^{EMD} = 2,009 \times 10^6$ кандидатов на одиночные или взаимные события ЭМД.

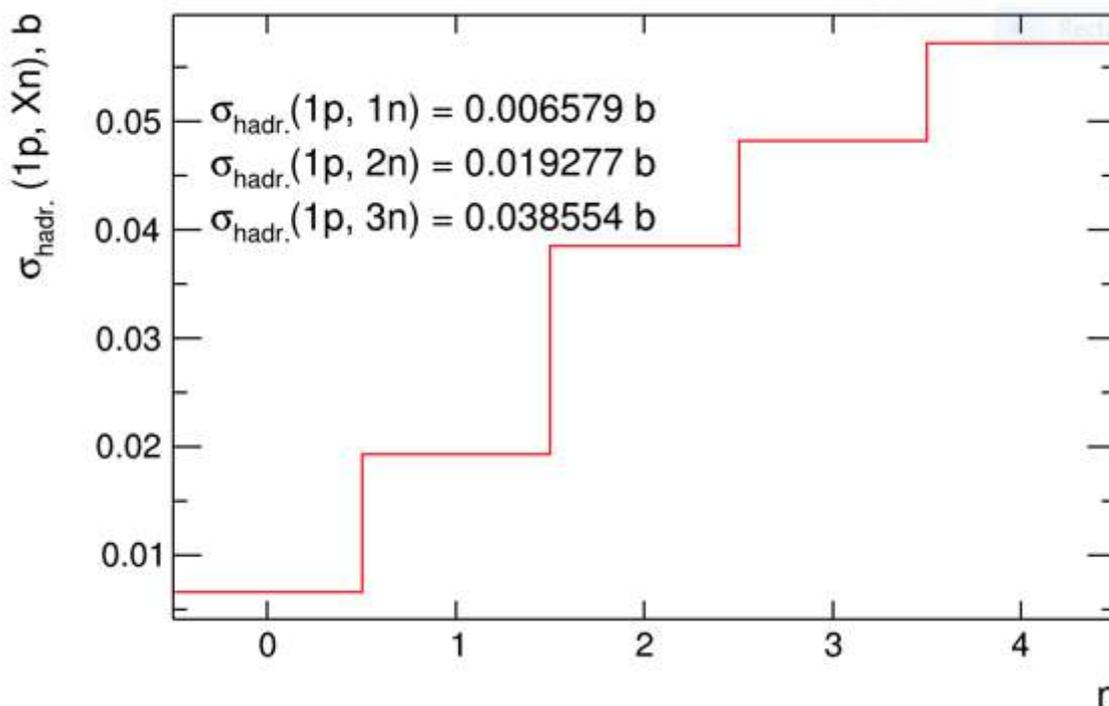


Рисунок 3.1 – Сечение адронных событий в которых образуется один спектаторный протон как функция количества образовавшихся нейтронов, вычисленное с помощью модели AAMCC-MST

3.2. Спектры энерговыделения в протонных калориметрах ZP от ЭМД

Распределения суммарной энергии, зарегистрированной в ZPC и ZPA от вылетающих вперёд протонов, представлены на рисунке 3.2. Эти распределения получены для таких электромагнитных событий, в которых по крайней мере один нейтрон был зарегистрирован в нейтронном ZDC на той же стороне, где были зарегистрированы протоны. Это означает, что события ЭМД с протонами, но без эмиссии нейтронов исключены из эти измерений. Согласно модели RELDIS [16], такие безнейтронные события ЭМД составляют около 3% от общего числа событий.

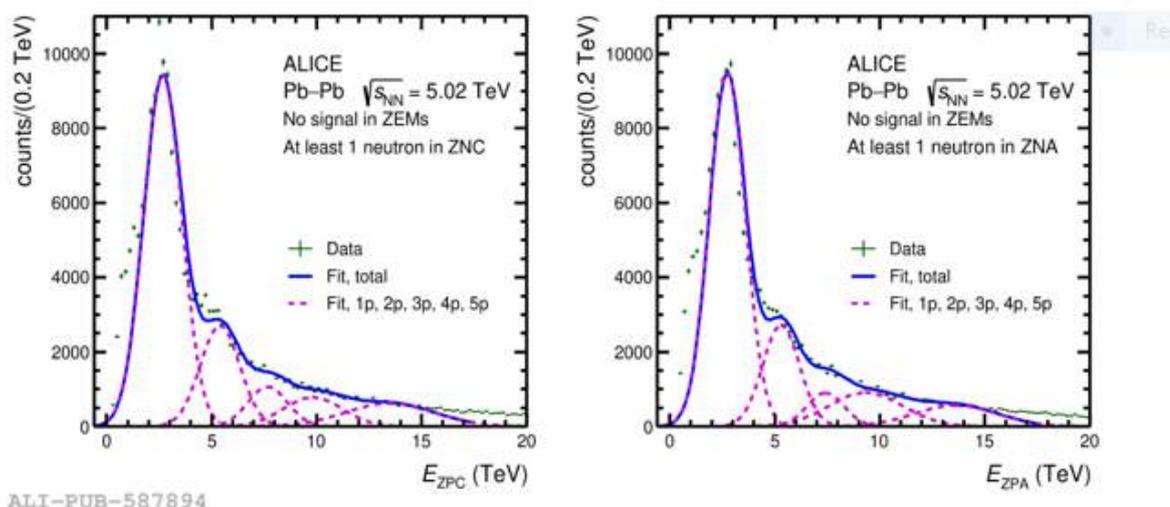


Рисунок 3.2 – Распределения энергии в протонных калориметрах ZPC и ZPA от электромагнитных событий (гистограммы) и результаты их фитирования (кривые), представленные суммой гауссианов. Гауссианы, представляющие вклады отдельных пиков 1p, 2p, 3p, 4p и 5p, показаны пунктирными кривыми

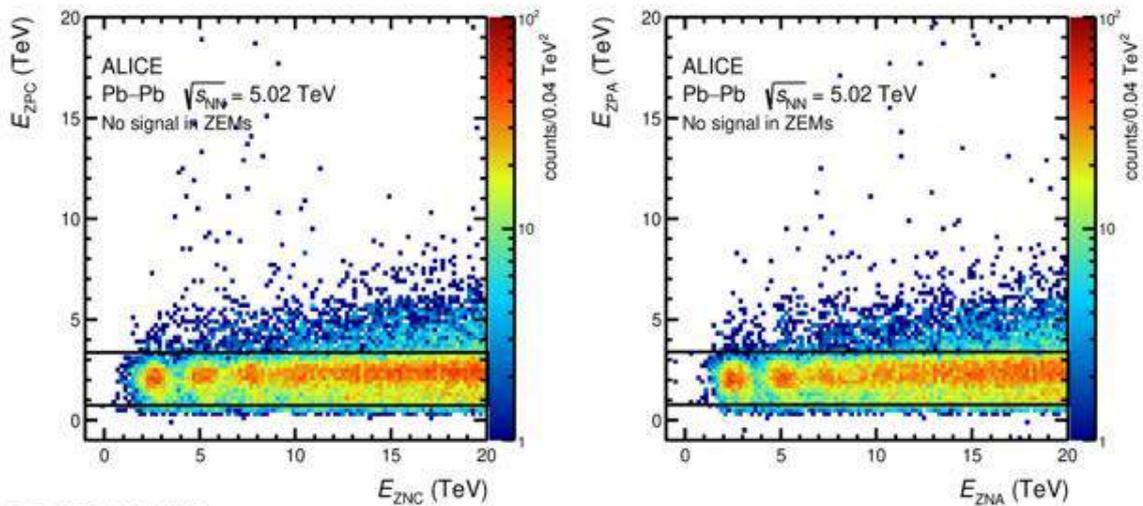
Как видно на рисунке 3.2, в энергетических спектрах ZP низкие высоты и большие ширины пиков, соответствующие эмиссии более чем двух протонов, затрудняют определение количества событий с более чем двумя протонами. Поэтому процедура фитирования, ранее использованная для фитирования энергетических спектров в ZN [3,4], с более узкими пиками 3n, 4n и 5n, была адаптирована для работы со спектрами ZP. В настоящем анализе использовалась модифицированная функция фитирования $F(E)$, представляющая собой сумму j ненормированных гауссианов, чтобы уменьшить корреляцию между параметрами, описывающими высоту и ширину каждого пика.

3.3. Спектры энерговыделения в нейтронных калориметрах ZP от ЭМД с эмиссией одиночного протона

Для получения спектров энерговыделения в нейтронных ZDC (ZN) при условии регистрации на той же стороне одиночного протона, была применена двухэтапная процедура. Для определения интервала энергии ZP, соответствующего эмиссии одного протона, сначала были рассмотрены двумерные корреляции между распределениями энергии в протонных ZP и нейтронных ZN калориметрах. Затем события в выбранном интервале энергии ZP были спроецированы на ось энергии ZN для получения распределений энергии в ZN при условии детектирования одного протона в ZP.

Корреляции между распределениями энергии в ZP и ZN для событий ЭМД с эмиссией до 7–8 нейтронов на стороне C и на стороне A показаны на рисунке 3.3. Эти корреляции показывают три хорошо очерченных пятна, соответствующих эмиссии одного, двух и трёх нейтронов (1n, 2n и 3n) в пределах горизонтальной полосы, соответствующей

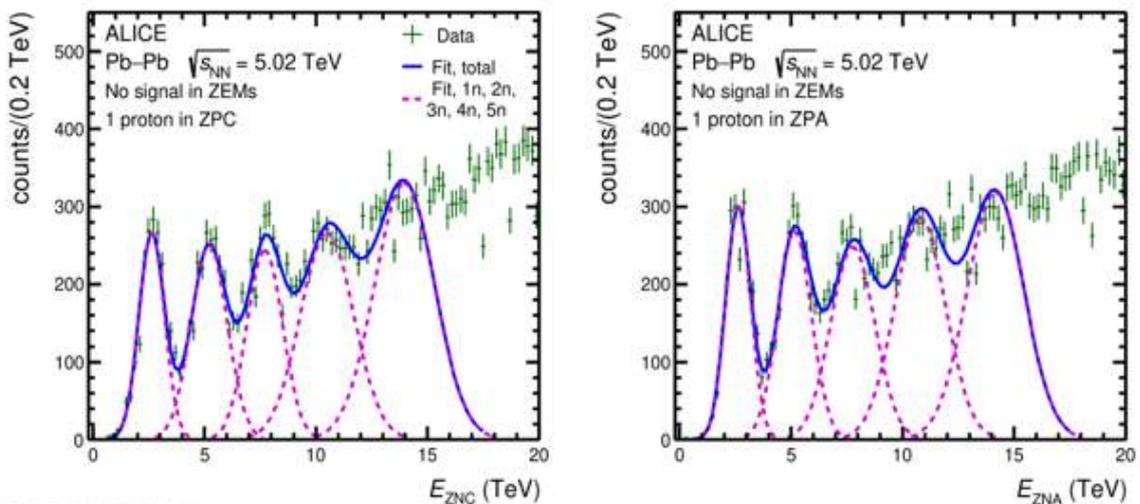
эмиссии одного протона (1p). В то же время, пятна, соответствующие эмиссии 4n и 5n, размыты.



ALI-PUB-587898

Рисунок 3.3 – Корреляции между распределениями энергии в ZP и ZN для событий ЭМД с эмиссией до 7–8 нейтронов: ZPC vs. ZNC (слева) и ZPA vs. ZNA (справа). Черные горизонтальные линии обозначают диапазон $\mu \pm 2\sigma$ энергий ZPC и ZPA, который покрывает $\sim 95\%$ событий 1p

После определения областей энергии, соответствующих событиям 1p, для каждой из сторон С и А путём проекции были получены спектры энерговыделения в ZNC и ZNA. Эти распределения показаны на рисунке 3.4. Они демонстрируют заметные статистические флуктуации, особенно в областях пиков 4n и 5n.



ALI-PUB-587902

Рисунок 3.4 – Распределения энергии в нейтронных калориметрах ZNC и ZNA от электромагнитных событий (гистограммы) и результат их фитирования (кривые), представленный суммой гауссианов. Гауссианы, представляющие вклады отдельных пиков 1n, 2n, 3n, 4n и 5n, показаны пунктирными кривыми

3.4. Определение сечений эмиссии протонов и нейтронов

Сечения отдельных каналов ЭМД $\sigma(j_p, X_n)$ с эмиссией определённого числа протонов j_p с произвольным числом нейтронов ($X_n, X > 0$) и сечения каналов $\sigma(i_n, 1p)$ с эмиссией определённого числа нейтронов i с одним протоном были получены путём нормирования на видимое сечение ZED-триггера, $\sigma(ZED)$, зарегистрированного в ZDC количества событий в каждом канале, полученного из гауссианов, с учётом эффективности регистрации нуклонов в ZDC и эффективности ZEM-вето. Поправочные коэффициенты на эффективность регистрации в ZDC были вычислены ранее с помощью Монте-Карло моделирования в ALIROOT с использованием модели RELDIS в качестве генератора событий.

Полная систематическая погрешность измеренных сечений складывается из различных вкладов: (1) погрешности, связанной с корреляциями между параметрами фитирования (погрешности фитирования); (2) погрешности поправочных коэффициентов на эффективность ZDC f_{j_p} , f_{X_n} и ZEM-вето ϵ_i , и (3) ошибки определения видимого сечения ZED-триггера на уровне 2,4% [14]. Эти вклады в полную систематическую погрешность для каждого канала ЭМД представлены в таблице 3.1. Следует отметить, что для канала (0p, X_n) отсутствует погрешность фитирования, поскольку регистрируются все события в спектрах нейтронных калориметров ZT при отсутствии сигнала в протонных калориметрах ZP.

Таблица 3.1 – Относительные систематические ошибки сечений эмиссии определённого числа протонов j_p с произвольным числом нейтронов ($X_n, X > 0$) и сечений эмиссии определённого числа нейтронов i_n с одним протоном в УПС ядер свинца ^{208}Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ. Каждое значение вычислено для среднего значения из двух сечений, измеренных отдельно на сторонах C и A

Источник ошибки	Систематическая ошибка (%)						
	0p	1p			2p	3p	
	X_n	X_n	1n	2n	3n	X_n	X_n
σ_{ZED}	2,4						
фитирование	–	0,8	2,4	10,2	31,8	21,3	25,6
$\epsilon_i, f_{i_n}, f_{0p}$	1,8	3,1	2,3	5,0	4,9	4,3	18,5
Сумма вкладов	3,0	4,0	4,1	11,6	32,3	21,9	31,7

3.5. Результаты измерений

3.5.1. Эмиссия определённого числа протонов

Таким образом, в данной работе (см. работу [1] Приложения А.3) были измерены сечения ЭМД с эмиссией одного, двух и трёх протонов (каналы 1p, 2p и 3p), сопровождаемой произвольным числом испущенных вперёд нейтронов (> 0), а также

сечение $0p$ беспротонной эмиссии нейтронов и сумма сечений $0p-3p$. В таблице 3.2 представлены сечения, которые были измерены отдельно на сторонах С и А вместе с их средними значениями. Для сравнения приведены те же сечения, но рассчитанные с помощью модели RELDIS как в стандартном режиме, так и без предравновесной эмиссии и коалесценции. Разница между результатами модели, полученными в двух указанных вариантах для каждого из каналов эмиссии, характеризует типичный масштаб неопределённостей теоретических результатов, относительные величины которых оказываются заметно разными для различных каналов. Измеренные сечения $0p$, $1p$, $2p$ и $3p$ показаны также на рисунке 3.5 (красные точки), где теоретические значения, полученные в стандартном режиме RELDIS (сплошная красная линия), нанесены вплоть до $10p$. Как следует из сравнения, измеренные и рассчитанные сечения для $0p$ и $3p$ эмиссии согласуются с RELDIS в пределах неопределённости измерений, в то время как сечения $1p$ и $2p$ эмиссии недооцениваются RELDIS на $\sim 17-25\%$.

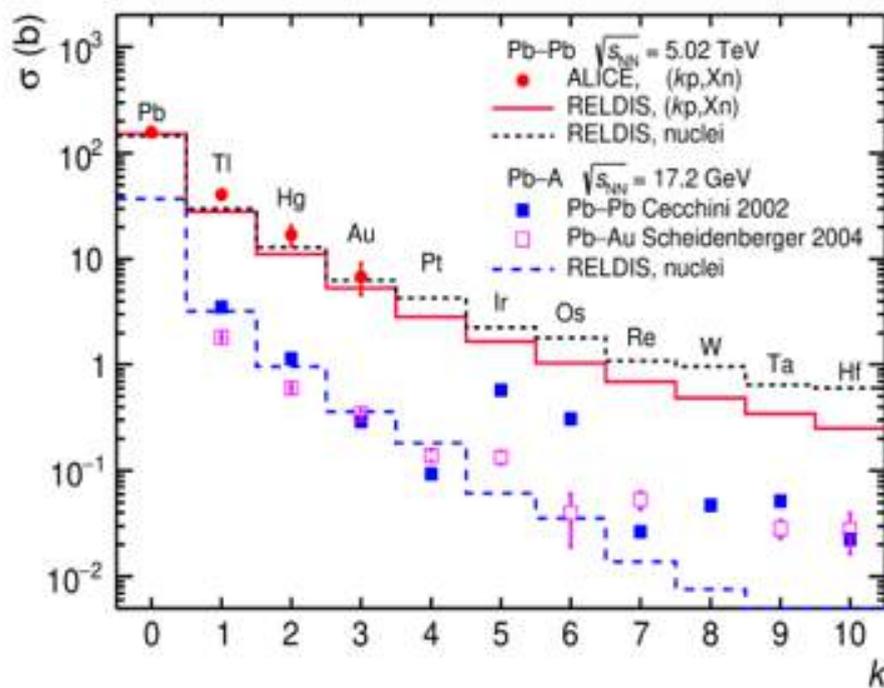
Таблица 3.2 – Сечения эмиссии нуля, одного, двух и трёх протонов вместе с произвольным числом нейтронов (>0) в ЭМД ядер свинца ^{208}Pb в их УПС при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$ ТэВ, измеренные на сторонах С и А с учётом поправок на эффективность ZDC и ZEM, и их средние значения, а также статистические и систематические ошибки. Для сравнения приведены сечения, вычисленные с помощью модели RELDIS [16]. Сумма $0p-3p$ сечений представлена в последней строке. Ошибки измерений представлены в следующем порядке: \pm (стат.) \pm (сист.)

kp	$\sigma(kp, Xn)$ (барн)		$\sigma(kp, Xn)$ (барн)	$\sigma^{\text{RELDIS}}(kp, Xn)$ (барн)	
	Сторона С	Сторона А		Стандартный режим	Без предравновесной эмиссии
$0p$	$156,5 \pm 0,2 \pm 5,4$	$158,5 \pm 0,2 \pm 5,5$	$157,5 \pm 0,1 \pm 4,7$	155,5	147,0
$1p$	$41,8 \pm 0,1 \pm 1,9$	$39,1 \pm 0,1 \pm 2,2$	$40,4 \pm 0,1 \pm 1,6$	31,6	33,7
$2p$	$17,4 \pm 0,2 \pm 5,9$	$16,3 \pm 0,2 \pm 4,3$	$16,8 \pm 0,1 \pm 3,7$	11,2	12,7
$3p$	$7,8 \pm 0,5 \pm 2,4$	$5,9 \pm 0,4 \pm 3,6$	$6,8 \pm 0,3 \pm 2,2$	5,3	6,4
$0p-3p$			$221,5 \pm 0,4 \pm 7,5$	203,5	199,7

Как показали расчёты с помощью RELDIS, представленные в работе [3], поглощение виртуальных фотонов ядрами ^{208}Pb в их ультрапериферических столкновениях обычно приводит к образованию единственного остаточного ядра после эмиссии нейтронов и протонов из возбуждённых ядер ^{208}Pb . В большинстве событий ЭМД энергия возбуждения остаточных ядер недостаточна для многофрагментного распада или ядерного деления. Это означает, в частности, что в отсутствие эмиссии протонов можно ожидать образования различных изотопов свинца в качестве вторичных ядер. Что касается эмиссии протонов в ЭМД, то предположение о доминировании образования одного вторичного ядра

предполагает, что эмиссия одного, двух и трёх протонов может быть связана с образованием соответствующих элементов: таллия Tl, ртути Hg и золота Au. Чтобы проиллюстрировать это, с помощью модели RELDIS в стандартном режиме были рассчитаны сечения образования различных элементов – Tl, Hg, Au, Pt, Ir, Os, Re, W, Ta и Hf. Эти сечения также представлены на рисунке 3.5 (пунктирная чёрная линия). Как видно, вычисленные с помощью RELDIS сечения образования некоторых элементов равны или превышают вычисленные сечения эмиссии соответствующего числа протонов $k = 0, 1, \dots, 10$. Как показано в работе [3], эта разница заметна для Pt, Ir, Os, Re, W, Ta и Hf, поскольку образование таких элементов в результате поглощения фотонов большей энергии часто сопровождается эмиссией заряженных пионов, дейтронов или альфа-частиц в дополнение к протонам.

Обратившись к сечениям изменения заряда, измеренным при более низких энергиях на CERN SPS [17,18], можно продемонстрировать достоверность модели RELDIS в отношении сечений образования вторичных ядер различных элементов в результате ЭМД ядер свинца, тем самым подтверждая приведённые выше утверждения об образовании в каждом событии ЭМД единственного тяжелого остаточного ядра. Поскольку эти измерения на CERN SPS содержат вклады как от адронных, так и от ультрапериферических столкновений, необходимо вычесть адронный вклад из измеренных сечений [17,18] для сравнения с настоящими данными ALICE и расчётами RELDIS, которые представляют только УПС. Сечения адронной фрагментации были оценены с помощью модели AAMCC-MST, и результаты их вычитания из полных сечений изменения заряда ^{208}Pb также представлены на рисунке 3.5.



ALI-PUB-587906

Рисунок 3.5 – Измеренные (красные точки) и вычисленные с помощью RELDIS (красная сплошная гистограмма) сечения эмиссии заданного числа протонов k в сопровождении хотя бы одного нейтрона в УПС ядер ^{208}Pb при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$ ТэВ. Вычисленные сечения образования определённых элементов, Pb, Tl, Hg, ..., Hf, при этой энергии столкновения представлены чёрной пунктирной гистограммой и обозначены символами соответствующих элементов. Сечения изменения заряда с образованием определённых элементов, измеренные в столкновениях ядер свинца ^{208}Pb с ядрами золота Au и свинца Pb при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17,21$ ГэВ [17,18] за вычетом адронного вклада, представлены сплошными и открытыми квадратами и сравниваются с результатами RELDIS (синяя пунктирная гистограмма)

Сечения ЭМД, оценённые из результатов измерений полных сечений на CERN SPS [17,18], находятся в хорошем согласии с соответствующими сечениями образования Tl, Hg, Au и Pt, вычисленными с помощью RELDIS, но различия между измерениями и предсказаниями модели велики для других элементов, в частности для Ir, Ta и Hf. Тем не менее, можно сделать вывод, что сечения ЭМД для образования Tl, Hg и Au, измеренные при обеих энергиях столкновений, $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17,21$ ГэВ и $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$ ТэВ, находятся в согласии с теоретическими предсказаниями.

Интересно отметить, что сечение $3p$ эмиссии, соответствующее образованию ядер золота, равно $6,8 \pm 2,2$ барн. Таким образом, полное адронное сечение столкновений ядер свинца на БАК, равно $7,67 \pm 0,25$ барн, сравнимо с сечением образования ядра золота в ЭМД ядер свинца ^{208}Pb . Это означает, что адронные ^{208}Pb - ^{208}Pb столкновения, являющиеся основным объектом изучения на БАК, происходят почти так же часто, как и образование из ядер свинца сталкивающихся пучков нерегистрируемых и, в основном, нестабильных ядер

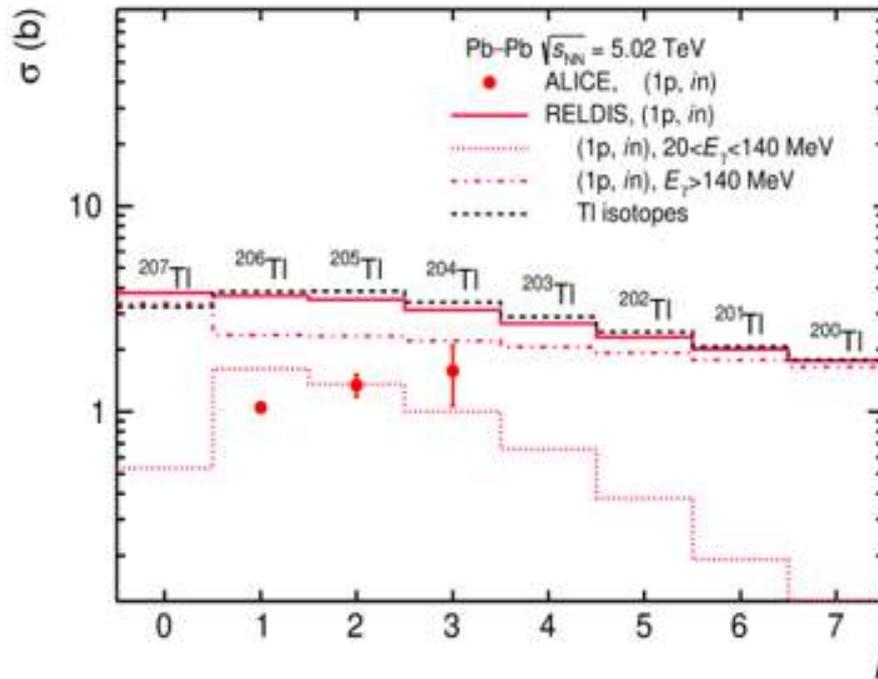
золота.

3.5.2. Эмиссия протонов, связанная с образованием изотопов $^{206,205,204}\text{Tl}$

В данной работе (см. работу [1] Приложения А.3) также были измерены сечения ЭМД с эмиссией одного, двух и трёх нейтронов, сопровождаемой эмиссией единственного протона: $(1p,1n)$, $(1p,2n)$ и $(1p,3n)$. В таблице 3.3 представлены сечения, которые были измерены отдельно на сторонах С и А, вместе с их средними значениями, а также соответствующие сечения, вычисленные с помощью RELDIS как в стандартном режиме, так и без предравновесной эмиссии и коалесценции. Сечения $(1p,1n)$, $(1p,2n)$ и $(1p,3n)$ связаны с рождением соответствующих изотопов таллия, $^{206,205,204}\text{Tl}$. Поэтому оба вида предсказанных RELDIS сечений представлены на рисунке 3.6 вместе с измерениями (красные точки). Сечения образования других ядер таллия также были рассчитаны с помощью RELDIS в стандартном режиме и представлены на рисунке 3.6 вместе с сечениями эмиссии соответствующего числа нейтронов вместе с единственным протоном. Как видно из этого рисунка, вычисленные сечения образования отдельных изотопов таллия (пунктирная чёрная гистограмма) очень близки к вычисленным сечениям эмиссии соответствующего числа нейтронов $i = 0, 1, \dots, 7$ в сопровождении $1p$ эмиссии (сплошная красная гистограмма).

Таблица 3.3 – Сечения эмиссии одного, двух и трёх нейтронов вместе с одиночным протоном в ЭМД ядер свинца ^{208}Pb в их УПС при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$ ТэВ, измеренные на сторонах С и А с учетом поправок на эффективность ZDC и ZEM, и их средние значения, а также статистические и систематические ошибки. Для сравнения приведены сечения, вычисленные с помощью модели RELDIS [16]. Ошибки измерений представлены в порядке \pm (стат.) \pm (сист.)

k_p	i_n	$\sigma(1p, i_n)$ (барн)		$\sigma(1p, i_n)$ (барн)	$\sigma^{\text{RELDIS}}(1p, i_n)$ (барн)	
		Сторона С	Сторона А		Стандартный режим	Без предравновесной эмиссии
1p	1n	$1,01 \pm 0,02 \pm 0,04$	$1,11 \pm 0,03 \pm 0,05$	$1,05 \pm 0,03 \pm 0,04$	3,67	3,95
1p	2n	$1,30 \pm 0,07 \pm 0,13$	$1,25 \pm 0,06 \pm 0,09$	$1,35 \pm 0,05 \pm 0,16$	3,52	3,86
1p	3n	$1,32 \pm 0,10 \pm 0,12$	$1,73 \pm 0,04 \pm 0,86$	$1,58 \pm 0,06 \pm 0,51$	3,12	3,27



ALI-PUB-587910

Рисунок 3.6 – Измеренные (точки) и вычисленные с помощью RELDIS (красная сплошная гистограмма) сечения эмиссии определённого числа нейтронов i в сопровождении одного протона в УПС ядер ^{208}Pb при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$ ТэВ. Вычисленные сечения образования отдельных изотопов таллия, $^{207,206,\dots,200}\text{Tl}$, представлены пунктирной гистограммой и отмечены соответствующими символами этих нуклидов.

Вклады в сечения $(1p, in)$ от фотонов с энергиями от 20 МэВ до 140 МэВ и выше 140 МэВ показаны красными пунктирными и штрихпунктирными гистограммами, соответственно

В то время как эмиссия большинства нейтронов происходит в результате возбуждения ^{208}Pb низкоэнергетичными фотонами в области гигантского дипольного резонанса (ГДР), можно ожидать, что большая часть $^{206,205,204}\text{Tl}$ образуется за счёт поглощения фотонов более высокой энергии, превышающей 20 МэВ. Фактически, именно в области энергий фотонов, лежащей выше порога эмиссии протона, доминирующими процессами являются поглощение фотонов на квазидейтронных парах и фоторождение адронов на отдельных нуклонах. Это подтверждается расчётами с помощью RELDIS вкладов в сечения $(1p, 1n)$, $(1p, 2n)$ и $(1p, 3n)$ фотонов с энергиями от 20 МэВ до 140 МэВ и выше 140 МэВ, также представленными на рисунке 3.5. Согласно этим расчётам, вклад фотонов с энергией выше 140 МэВ в эмиссию одного протона является наибольшим для всех множественностей нейтронов. Как видно из таблицы 3.3 и рисунка 3.6, сечения $(1p, 1n)$, $(1p, 2n)$ и $(1p, 3n)$ завышаются RELDIS в 2–3 раза по сравнению с измеренными сечениями. Однако такое расхождение сопоставимо с разницей в фотоядерных данных по эмиссии одиночного протона в результате фотопоглощения на ядрах $^{208}\text{Pb}/^{nat}\text{Pb}$, которые были получены более чем полувека назад в различных лабораториях (см. библиографию в

работе [1] Приложения А.3). Таким образом, на основании сравнения имеющихся данных по фотопоглощению с эмиссией $1p$ с расчётами с помощью RELDIS нельзя исключить возможное завышение сечений эмиссии $1p$ этой моделью в 2–3 раза. Это может объяснить аналогичное завышение, наблюдаемое для сечений $1p$ эмиссии в ЭМД ядер ^{208}Pb , измеренных в настоящей работе.

Следует подчеркнуть значимость измеренных сечений эмиссии нейтронов и протонов в результате ЭМД в целом. Хотя только изотопы свинца ^{206}Pb от ЭМД не перехватываются коллиматорами и представляют опасность для работы БАК [19], образование других вторичных ядер по-прежнему значительно ограничивает время жизни пучка и снижает светимость. Таким образом, эти новые измерения вносят неоценимый вклад в изучение потерь пучка из-за электромагнитных процессов на БАК и будущих коллайдерах, в частности, FCC-hh.

4. Эксперимент $BM@N$

В рамках модернизации эксперимента $BM@N$ в 2019-2022 гг. в ИЯИ РАН был разработан и изготовлен ряд передних детекторов для регистрации фрагментов-спектаторов: передний адронный калориметр FHCaI для измерения энергии фрагментов-спектаторов, пучковый кварцевый годоскоп FQH и сцинтилляционная стенка ScWall для регистрации заряженных фрагментов-спектаторов. Эти детекторы предназначены для определения центральности и ориентации плоскости реакции, а также для исследования зарядовых распределений фрагментов-спектаторов, образующихся в ядро-ядерных взаимодействиях. Созданная в ИЯИ РАН система передних детекторов играет важную роль в интерпретации физических данных эксперимента $BM@N$, а ее использование для определения центральности расширяет набор инструментов для анализа ядро-ядерных столкновений. В декабре 2022 г. – феврале 2023 г. эти детекторные системы впервые использовались в тяжелоионном сеансе эксперимента $BM@N$ по исследованию реакции $Xe+CsI$ при кинетических энергиях ионов ксенона 3,8А ГэВ и 3,0А ГэВ. В 2024 году были продолжены работы по калибровке детекторов, их моделированию и совершенствованию программного обеспечения.

4.1. Интеграция разработанных и изготовленных в ИЯИ РАН передних детекторов в установку $BM@N$

Экспериментальная установка $BM@N$ состоит из широкоапертурного дипольного магнита и ряда детекторных систем, которые позволяют идентифицировать и измерять энергию заряженных и нейтральных частиц, образующихся в процессе ядро-ядерного столкновения, а также ряда пучковых и триггерных детекторов (рисунок 4.1). В рамках модернизации эксперимента $BM@N$ в ИЯИ РАН были разработаны и изготовлены: передний адронный калориметр FHCaI для измерения энергии фрагментов-спектаторов, пучковый кварцевый годоскоп FQH и сцинтилляционная стенка ScWall для измерения заряженных фрагментов-спектаторов. Устройство передних детекторов – переднего адронного калориметра FHCaI, переднего кварцевого годоскопа FQH и сцинтилляционной стенки ScWall – подробно представлено в отчете ИЯИ РАН за 2022 год и опубликовано в работе [20]. В декабре 2022 г. – феврале 2023 г. эти детекторные системы впервые использовались в тяжелоионном сеансе эксперимента $BM@N$ по исследованию реакции $Xe+CsI$. Положение передних детекторов в этом сеансе эксперимента $BM@N$ схематично показано на рисунке 4.1. Черенковский годоскоп ядерных фрагментов FQH установлен непосредственно перед пучковым отверстием адронного калориметра FHCaI. Положение

сцинтилляционной стенки в 8-ом сеансе эксперимента VM@N находилось позади дрейфовой камеры DCH, перед детектором фрагментов FD.

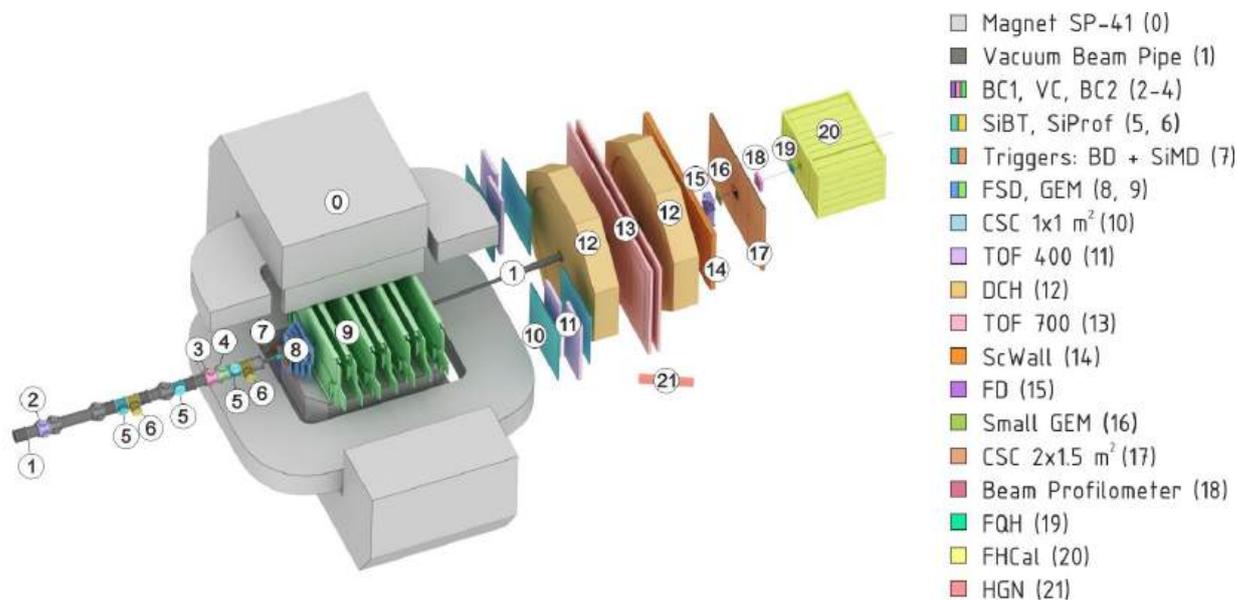


Рисунок 4.1 – Схематический вид установки VM@N

4.2. Система управления детекторами Slow Control

В системе детекторов FHCal, FQH и ScWall используются кремниевые фотоумножители (SiPM), чувствительность которых определяется температурой и напряжением смещения. Фотоумножители монтируются на платы передающей электроники (FEE), размещенные непосредственно на детекторах. Для управления напряжением и контроля температуры фотодетекторов была создана система медленного контроля (Slow Control).

Аппаратная часть Slow Control представлена устройством управления напряжением (Control Box Unit, CBU), разработанным компанией "HVsys" (ОИЯИ, Дубна). CBU является многоканальным модулем высоковольтного питания с встроенным микроконтроллером. Каждый CBU имеет индивидуальный IP-адрес для подключения через прокси-сервер. Обмен данными между CBU и микроконтроллерами FEE осуществляется через интерфейс RS-485. Все прокси-серверы связаны с графической панелью, которая обеспечивает наблюдение за параметрами системы и корректировку температурной зависимости SiPM. Программное обеспечение на Python3 [21] было разработано специалистами ИЯИ РАН. Блок-схема системы управления детекторами Slow Control представлена на рисунке 4.2.

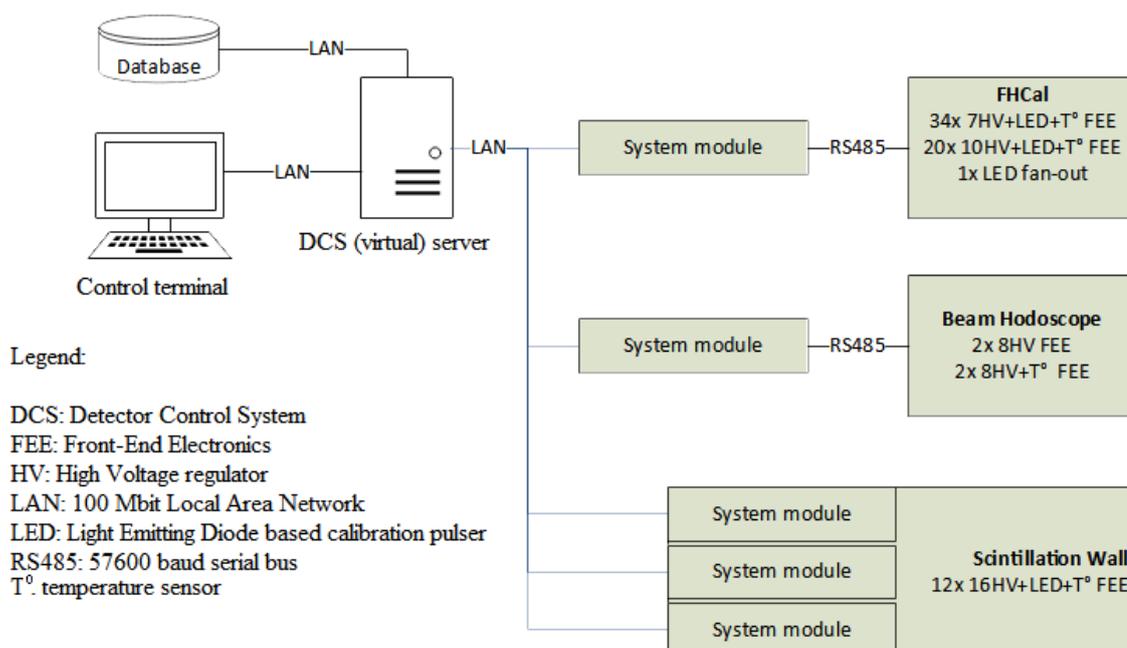


Рисунок 4.2 – Блок-схема системы Slow Control для управления передними детекторами

Система также включает модуль сигнализации, который отслеживает сбои в работе оборудования. Он предупреждает о критических изменениях параметров, таких как отклонение температуры или напряжения за пределы допустимого диапазона, а также о потере связи с микроконтроллерами. Модуль использует web-сервер для отображения состояния системы, ведения журнала событий и подачи звуковых сигналов в аварийных ситуациях. При возникновении неисправности отправляется сообщение с ее описанием как оператору передних детекторов, так и в централизованную систему управления VM@N. Система обладает возможностью передавать показания датчиков температуры и напряжения в базу данных эксперимента по протоколу TCP. Это позволяет изучать динамику изменений параметров оборудования во времени.

4.3. Программное обеспечение

В 2024 году продолжалась работа по совершенствованию программного обеспечения созданных в ИЯИ РАН детекторов в рамках программного пакета BmnRoot [21] эксперимента VM@N.

Было проведено масштабное обновление архитектуры классов, предназначенных для описания срабатываний элементов детектора – создан элементарный родительский класс BmnAbstractDigit, несущий в себе информацию об адресе срабатывания, его амплитуде и времени. Адрес срабатывания представляет собой 32-битное беззнаковое поле, в котором закодированы индекс детектора (в соответствии с идентификатором детектора в списке детекторов в BmnRoot) и информация о сработавшем элементе детектора. Такой уровень абстракции позволяет проектировать наследующие классы для хранения данных

конкретного детектора путем наследования от абстрактного родительского класса. Это позволяет оставлять единым исходное «ядро», дополняя его специфической для каждого детектора индивидуальной функциональностью. Каждый детекторный класс для хранения моделированных данных наследует интерфейс и базовую реализацию, предоставляемые абстрактным классом. Кроме того, он наследует функциональность специализированного класса, который отвечает за интерпретацию адресного поля. Каждый детекторный класс для хранения экспериментальных данных наследует интерфейс и базовую реализацию от упомянутого класса для хранения моделированных данных и дополняется полями для более полного описания зарегистрированного сигнала.

Были проведены работы по унификации работы с геометрическим описанием положения каждого детектора в установке $BM@N$ и положения его детекторных элементов. Для этих целей реализовано централизованное обращение к программному геометрическому менеджеру с возможностью запроса координат элементов детектора как в локальной системе координат детектора, так и в глобальной системе координат эксперимента $BM@N$.

4.4. Разработка логической структуры ПЛИС для считывающей электроники нейтронного детектора эксперимента $BM@N$

В перспективе планируется дополнить установку эксперимента $BM@N$ новым детектором нейтронов Highly-Granular Neutron Detector (HGND). Этот детектор будет состоять из 16 чередующихся активных слоев с расположенными между ними медными пластинами поглотителя. Первый активный слой используется в качестве вето-детектора заряженных частиц. Поперечный размер активной области нейтронного детектора составляет $44 \times 44 \text{ см}^2$.

Считывающая электроника детектора нейтронов HGND базируется на программируемой логической интегральной схеме (ПЛИС) Kintex 7. Данная ПЛИС выполняет функции время-цифрового преобразователя (ВЦП) для измерения времени событий, передачи этих событий в систему сбора данных эксперимента $BM@N$, синхронизации времени событий и контроля работы считывающей электроники. В ходе работ был реализован модуль ВЦП с шириной бина 100 пс в ЛС ПЛИС. ВЦП основан на десериализации сигнала детектора по четырем линиям на канал. Десериализация сигнала выполняется встроенным в ПЛИС примитивом ISERDESE2. ISERDESE2 тактирует принятый сигнал по переднему и заднему фронтам двух тактовых сигналов 625 МГц сдвинутых по фазе на 90 градусов относительно друг друга. Таким образом, тактирование выполняется с интервалом 400 пс. Одновременное тактирование четырех линий для каждого сигнала, сдвинутых на 100 пс относительно друг друга позволяет добиться ширины

бина ВЦП 100 пс. Принцип работы ВЦП подробно описан в статье [22]. На рисунке 4.3 продемонстрирована работа четырех линий и результирующее время канала ВЦП при сканировании задержки импульса относительно тактового сигнала ВЦП с шагом 13 пс.

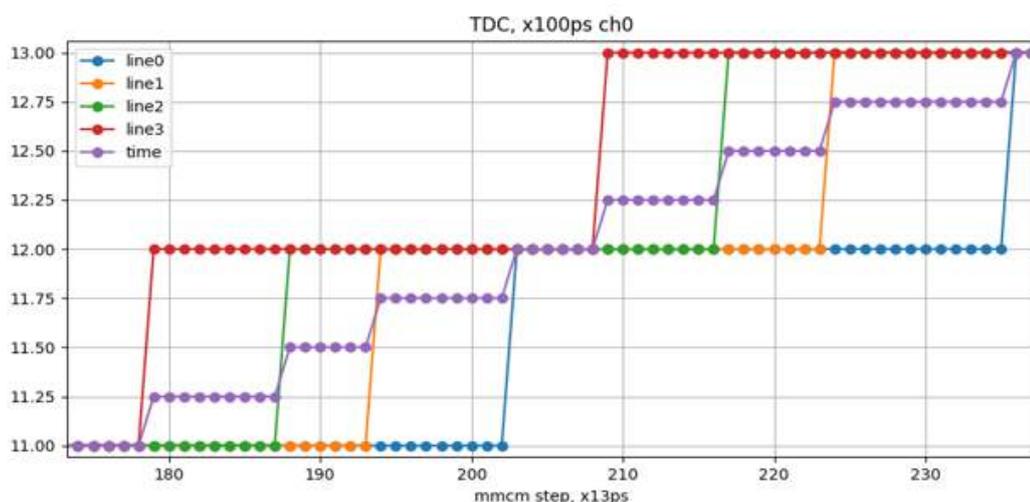


Рисунок 4.3 – Работа четырех линий и результирующее время канала ВЦП при сканировании задержки импульса относительно тактового сигнала ВЦП с шагом 13 пс. По оси ординат отложено время ВЦП, x 100 пс. Данные получены встроенным в ПЛИС логическим анализатором

Схема синхронизации временных меток данных детектора с системой сбора данных VM@N основана на протоколе «White Rabbit» - WR [22]. Передача данных и управление детектором HGND выполняется встроенным в ЛС ПЛИС модулем IPbus [23]. Для измерения разрешения канала ВЦП использовался генератор данных DG2040 с собственным джиттером длины сигнала 5 пс. Результаты измерения разрешения каналов ВЦП представлены на рисунке 4.4 и составляют в среднем 37 пс на канал.

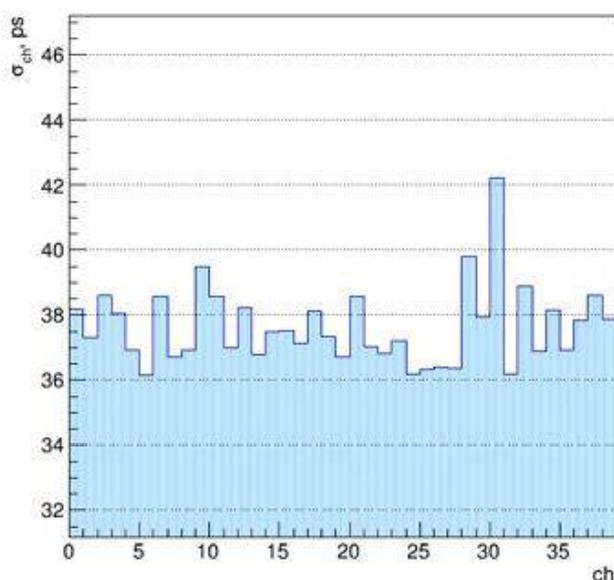


Рисунок 4.4 – Разрешение каждого канала ВЦП прототипа детектора

4.5. Моделирование импульсов спектаторных фрагментов в эксперименте BM@N

В данной работе модель Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders в двух её версиях, с предравновесной кластеризацией (AAMCC-MST) и без её учёта (AAMCC), была использована для моделирования образования спектаторных фрагментов [15]. Согласно предыдущим нашим исследованиям, предравновесная фрагментация улучшает согласие между результатами AAMCC и экспериментальными данными по множественности спектаторных протонов, нейтронов и ядер гелия [15]. Однако, распределения импульсов спектаторных фрагментов с учётом предравновесной фрагментации детально не изучались. В настоящем исследовании модель Голдхабера [24] используется для учета внутриядерного движения удаленных нуклонов. Кулоновское отталкивание заряженных фрагментов учитывалось на последней стадии MST-кластеризации. Полученные распределения по псевдобыстроте и поперечному импульсу спектаторных фрагментов были сравнены с данными коллаборации KLMM [25,26]. В рамках настоящей работы были рассчитаны распределения по псевдобыстроте спектаторных нейтронов, протонов, ядер гелия и лития в столкновениях 3.26A ГэВ ^{124}Xe с мишенью CsI в эксперименте BM@N и оценена доля фрагментов, остающихся незарегистрированными.

4.6. Моделирование импульсов спектаторных префрагментов

Для учета внутриядерного движения удаленных нуклонов используется статистическая модель Голдхабера [24]. Предполагается, что распределение полного импульса удаленных нуклонов является многомерным гауссовым с нулевым средним и стандартным отклонением, задающимся следующим уравнением: $\sigma^2 = \sigma_0^2 \frac{N_{spec} \cdot N_{part}}{A-1}$, где $\sigma_0 = 193$ МэВ/с [24]. Для эффективного моделирования кулоновского отталкивания префрагментов после MST-кластеризации был использован алгоритм Барнса-Хата [27]. Он использует приближенный расчет сил, группируя близлежащие протоны в один заряд [27]. Для удаленной области с центром \vec{a} , размером s и центром заряда \vec{r}_c , если выполняется условие $\frac{s}{|\vec{a}-\vec{r}|} < \theta$, протоны внутри области аппроксимируются как единый заряд в точке \vec{r}_c .

Моделирование движения заряженных фрагментов занимает $1000 \frac{\text{fm}}{c}$ с θ , установленной на 0.3, и адаптивным шагом по времени меньше $3 \frac{\text{fm}}{c}$, в результате чего каждый протон или префрагмент изменяет свой импульс менее чем на 5 % за один шаг по времени.

4.7. Распределение лёгких спектаторных фрагментов по поперечному импульсу и псевдобыстоте

4.7.1. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными коллаборации KLMM

Как видно из рисунка 4.5, распределение по псевдобыстоте спектаторных фрагментов, представляющих собой ядра гелия (He) в столкновениях 158А ГэВ ^{208}Pb с мишенью Pb, полученное с помощью ААМСС-MST, близко к полученному с помощью ААМСС, но обе версии недооценивают ширину распределения. Однако включение кулоновских взаимодействий, как описано выше, между заряженными фрагментами приводит к лучшему согласию с экспериментальными данными. Распределение по поперечному импульсу p_T спектаторных фрагментов He в столкновениях 10,6А ГэВ Au с Au, рисунок 4.6, переоценивается моделью для $p_T \leq 100$ МэВ/с и недооценивается для $p_T \geq 100$ МэВ/с как моделью ААМСС, так и ААМСС-MST. Но с учетом кулоновского отталкивания недооценка фрагментов с $p_T \geq 100$ МэВ/с уменьшается, приближая расчеты в модели ААМСС-MST к экспериментальным данным. Результаты показывают, что предравновесная фрагментация и кулоновские взаимодействия между спектаторными фрагментами увеличивают среднее значение поперечного импульса p_T легких спектаторных фрагментов примерно на 20 МэВ/с в результате их отталкивания от более тяжелых фрагментов.

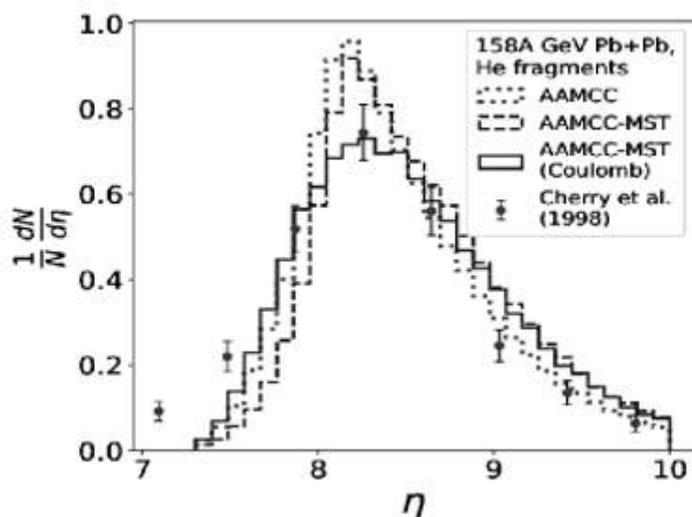


Рисунок 4.5 – Распределения спектаторных фрагментов гелия He по псевдобыстоте в столкновениях 158А ГэВ ^{208}Pb с ядрами Pb, вычисленные с помощью моделей ААМСС (точечная гистограмма), ААМСС-MST (пунктирная гистограмма) и ААМСС-MST с кулоновским отталкиванием (сплошная гистограмма). Точками представлены измеренные в работе [25] распределения по псевдобыстоте

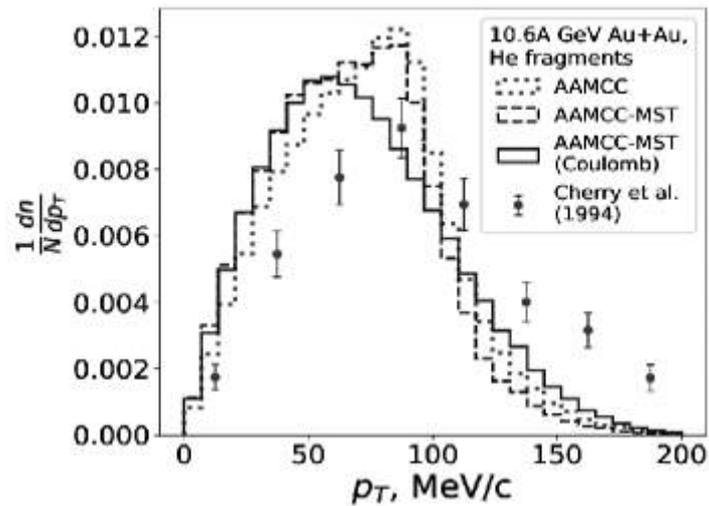


Рисунок 4.6 – Распределения по поперечному импульсу p_T спектаторных фрагментов гелия He в столкновениях 10,6А ГэВ Au с Au, вычисленные с помощью моделей ААМСС (точечная гистограмма), ААМСС-MST (пунктирная гистограмма) и ААМСС-MST с кулоновским отталкиванием (сплошная гистограмма). Точками представлены измеренные в работе [26] распределения по поперечному импульсу

4.7.2. Распределения спектаторных фрагментов H, He и Li по псевдобыстроте

Детектор SciWall в эксперименте BM@N может эффективно регистрировать спектаторные нуклоны и фрагменты с $Z \leq 3$ в адронных взаимодействиях ядер с центральностью 0–60%, но отверстие в его центре ограничивает псевдобыстроту детектируемых фрагментов до $\eta < 5,46$ [8]. Распределения по псевдобыстроте спектаторных фрагментов в столкновениях 3,26А ^{124}Xe с мишенью CsI с центральностью 0–60% были рассчитаны для фрагментов H, He и Li с помощью ААМСС-MST с учетом кулоновского отталкивания (см. рисунок 4.7). Следуя этой модели, доли незарегистрированных детектором SciWall спектаторных фрагментов составляют 27 % для H, 34 % для He и 45 % для Li. Обнаруженный в вычисленных распределениях рост средней псевдобыстроты фрагмента с увеличением его заряда свидетельствует о большем ускорении более легких фрагментов в кулоновских взаимодействиях.

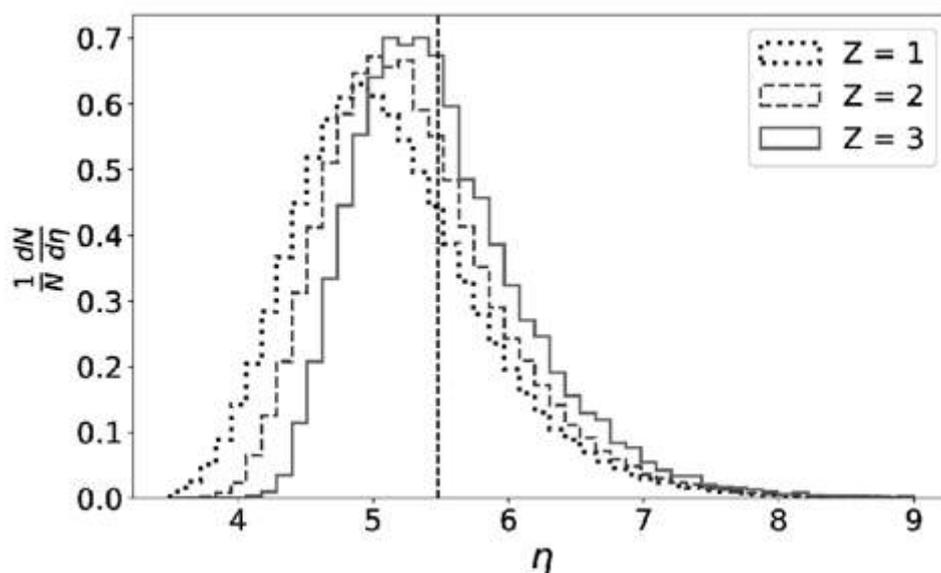


Рисунок 4.7 – Распределения по псевдобыстроте спектаторных фрагментов водорода H (пунктирная гистограмма), гелия He (штриховая гистограмма) и лития Li (сплошная гистограмма) в столкновениях $3,26A$ ГэВ ^{124}Xe с мишенью CsI , вычисленные с помощью модели ААМСС-MST с учетом кулоновского отталкивания. Моделировались события с центральностью $0-60\%$. Вертикальная пунктирная линия обозначает ограничение на псевдобыстроту для частиц, регистрируемых в детекторе SciWall в эксперименте BM@N

5. Эксперимент MPD

5.1. Передний адронный калориметр установки MPD/NICA

Одним из важнейших детекторов установки MPD/NICA является передний адронный калориметр FHCAL [28,29]. FHCAL создается в рамках сотрудничества ИЯИ РАН и ОИЯИ. Данный калориметр является одним из основных детекторов экспериментальной установки MPD и предназначен для измерения геометрии столкновений тяжелых ионов встречных пучков коллайдера NICA: центральности и ориентации плоскости реакции [30,31], а также для исследования свойств спектаторов. Измерения энергетических и пространственных распределений невзаимодействующих нуклонов налетающих ядер (спектаторов) в калориметре дают уникальную возможность определить центральность ядро-ядерных столкновений, плоскость реакции, а также оценить чувствительные к свойствам горячей области перекрытия ядер импульсы отдачи спектаторов. Поскольку передний адронный калориметр обладает максимальной эффективностью регистрации периферийных ядро-ядерных столкновений, то он будет использоваться в триггерной схеме установки MPD. FHCAL состоит из двух одинаковых плеч (44 модулей в каждом), расположенных симметрично с обеих сторон от области столкновений (рисунок 5.1, слева). Модульная структура одного плеча FHCAL представлена справа на рисунке 5.1, справа.

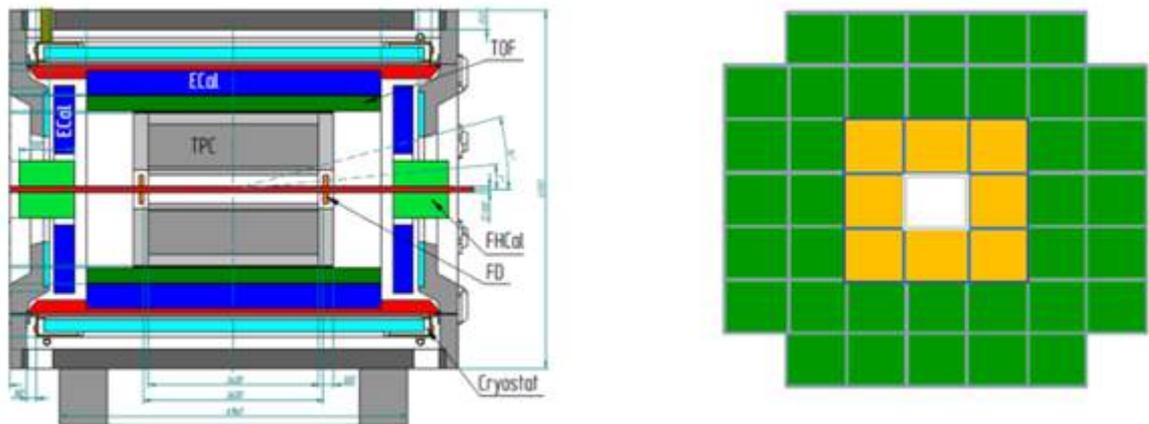


Рисунок 5.1 – Слева: схема экспериментальной установки MPD/NICA, на которой оба плеча калориметра FHCAL обозначены зелёным цветом. Справа: модульная структура одного плеча FHCAL. Центральные модули калориметра выделены желтым цветом и будут использоваться для формирования триггера установки

5.2. Интеграция FHCAL в магнитные полюса сверхпроводящего соленоида

Все 90 модулей FHCAL были изготовлены в ИЯИ РАН и отправлены в ОИЯИ в конце 2023 года. В начале 2024 г. модули FHCAL были установлены в экспериментальной зоне эксперимента MPD, см. рисунок 5.2, слева. Параллельно в ОИЯИ были изготовлены монтажные столы и несущие платформы для сборки модулей и их установки в магнитные

полюса сверхпроводящего соленоида, рисунок 5.2, справа. Отметим, что создание таких несущих конструкций представляет собой нетривиальную задачу, поскольку вес каждого плеча калориметра составляет около 9 тонн, а внутреннее пространство полюсов достаточно ограничено и используется другими детекторными системами.



Рисунок 5.2 – Слева: модули FHCAL были установлены в экспериментальной зоне эксперимента MPD. Справа: несущая платформа для сборки модулей и их установки в магнитные полюса сверхпроводящего соленоида

В настоящее время несущие платформы установлены в полюса соленоида. Первое плечо калориметра FHCAL было собрано на монтажном столе в экспериментальном зале MPD весной 2024 года, см. рисунок 5.3.

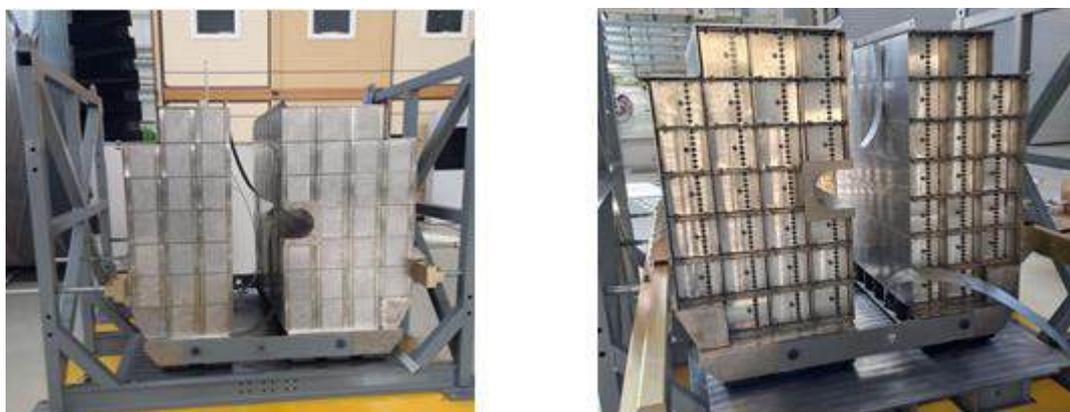


Рисунок 5.3 – Сборка одного плеча FHCAL на монтажном столе. Слева: вид спереди со стороны пучка ускорителя. Справа: вид сзади со стороны системы съема сигналов с калориметра

Следующий этап монтажа калориметра заключался в установке собранного плеча в полюс магнита. Для этого использовался грузочный стол с внешней стороны полюса, с которого собранное плечо калориметра перемещалось с помощью шагово-винтового механизма на несущую платформу, заранее установленную в магнитном полюсе, см. рисунок 5.4.

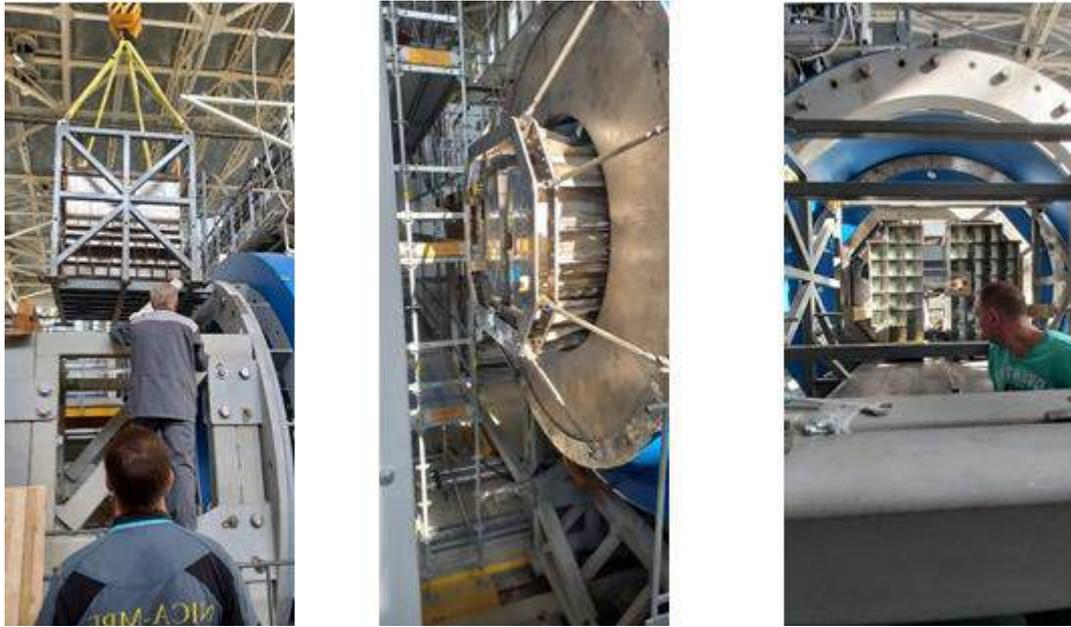


Рисунок 5.4 – Слева: установка калориметра на загрузочный стол. В центре: вид на калориметр со стороны пучка. Справа: вид на калориметр сзади

Как можно видеть на рисунке 5.3, справа, калориметр состоит из двух частей с зазором между ними. Данный зазор необходим для установки ионопровода (пучковой трубы) в центре калориметра. Поскольку эта труба имеет фланцы с диаметром, превышающим размер центрального отверстия в калориметре, необходимо иметь дополнительный зазор в центральной части. После установки ионопровода обе части калориметра должны быть прижаты друг к другу с помощью прижимного механизма. Работа данного механизма также была проверена. Как видно из рисунка 5.5, обе части калориметра были прижаты друг к другу, а сам калориметр находится в рабочем положении, необходимом для набора экспериментальных данных.

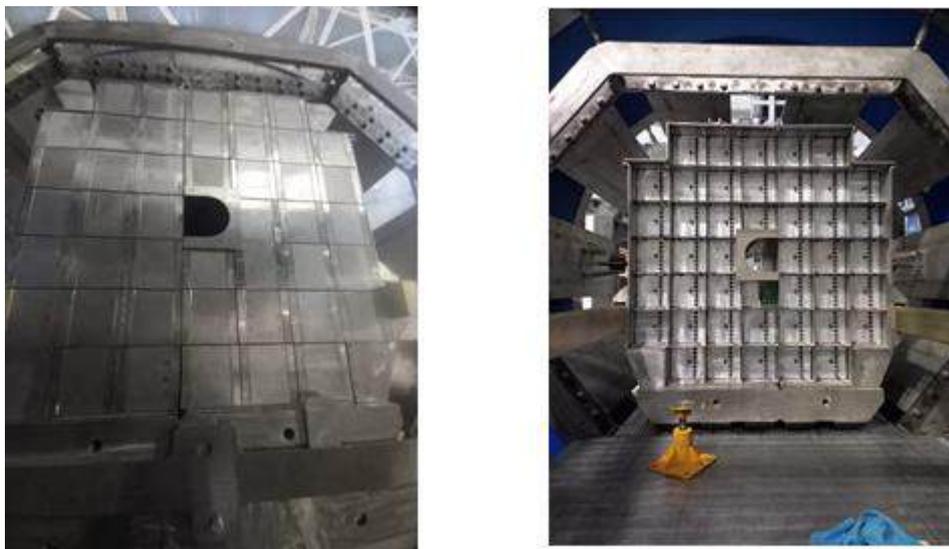


Рисунок 5.5 – Слева: вид на калориметр спереди после сжатия двух его частей. Справа: вид на калориметр сзади

Таким образом, все системы сборки, установки и позиционирования калориметра на пучке ускорителя были протестированы и показали свою полную функциональность.

Следующие этапы интеграции FHCaI включают: монтаж и установку второго плеча FHCaI, сборку и испытания систем съема информации и управления, прокладку кабелей, изготовление патч-панели и разработку системы охлаждения АЦП. Согласно текущему графику, полная интеграция FHCaI в экспериментальную установку MPD будет завершена в середине 2025 года.

5.3. Триггерная система FHCaI

Как упоминалось выше, в 2024 г. было принято решение об использовании переднего адронного калориметра в общем триггере установки MPD/NICA с отбором событий всех возможных центральныхностей, включая периферические события с минимальным энерговыделением в столкновениях. Как показывают Монте-Карло расчеты, эффективность FHCaI триггера достигает 98% при пороге регистрации энергии 5 МэВ на один модуль калориметра. Малая величина данного порога особенно важна при регистрации периферических событий с минимальным энерговыделением в калориметре. Изначально планировалась аналоговая схема организации триггера FHCaI, в которой суммировались сигналы с отдельных модулей калориметра. Эта схема представлена на рисунке 5.6. Здесь аналоговые сигналы центральных модулей вокруг отверстия суммируются, затем формируют логический сигнал и подаются в триггерную логику. Данная схема требует фиксированного решения по конфигурации модулей в триггере и не может быть изменена в процессе набора данных.

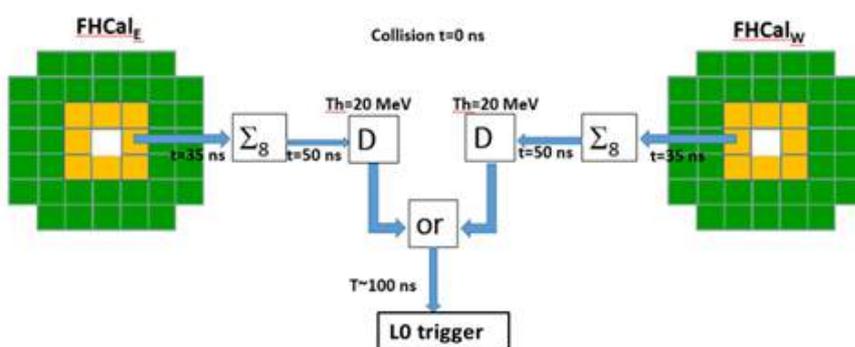


Рисунок 5.6 – Аналоговая схема организации триггера FHCaI

Более гибкое и простое решение по организации триггера FHCaI предоставляет цифровая версия. Использование новой версии АЦП с более быстрым временем обработки сигналов позволило перейти к цифровой версии триггера, где триггерный сигнал формируется в АЦП путем суммирования оцифрованных сигналов. Данный вариант триггера обладает простотой решения, и в то же время позволяет использовать различные

конфигурации модулей калориметра в триггере, в зависимости от требуемых физических задач. Сравнение предыдущей версии АЦП и новой версии показали, что последняя версия на 150 нс быстрее обрабатывает сигнал. Этого времени достаточно для программного решения АЦП выдать триггер с той или иной конфигурацией модулей калориметра. Временная схема задержек сигналов при выработке цифрового триггера показана на рисунке 5.7. Она удовлетворяет условиям эксперимента и позволяет выработать триггер в пределах доступного временного окна.

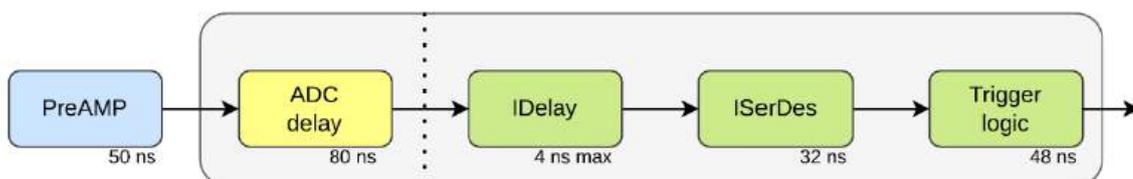


Рисунок 5.7 – Временная схема задержек при выработке цифрового триггера

5.4. Энергетическая калибровка модулей FHCAL

На заключительном этапе интеграции калориметра необходимо провести энергетическую калибровку модулей FHCAL космическими мюонами. Данная процедура имеет двойное значение. Во-первых, энергетическая калибровка необходима для получения калибровочных коэффициентов, которые переводят амплитудные значения сигналов в калориметре в абсолютные значения энерговыделений. Во-вторых, сама процедура калибровки, особенно на первом этапе, требует набора экспериментальных данных в течение одной-двух недель. За этот период эксплуатации будут проверены все системы калориметра, включая систему управления параметрами и систему сбора данных. Далее будут показаны результаты по энергетической калибровке секций модулей переднего адронного калориметра (FHCAL), которые были получены для мюонов с треками, входящими в модули калориметра из полного телесного угла. Будет приведено сравнение с предыдущим методом калибровки, который основан на строгом отборе срабатываний секций лишь в определённом модуле (для горизонтальных мюонов) или фиксированных по порядковому номеру секций из вертикального набора модулей (отбор вертикальных мюонов). В работе была использована экспериментальная установка, созданная в ИЯИ РАН и состоящая из 18 модулей. Модули, передняя аналоговая электроника, считывающая электроника были такие же, как и в будущем реальном эксперименте MPD.

Схема тестового стенда из 3x6 модулей и пример трека мюона, пошедшего вдоль оси модуля показаны на рисунке 5.8. Синие кубы соответствуют секциям модуля переднего адронного калориметра. Зелёным цветом обозначены секции модуля, через которые проходит трек зарегистрированного мюона. Количество секций в модуле в обозначенном

направлении трека равно семи, что и видно на рисунке вдоль оси модуля (в дальнейшем ось Z). Ось X направлена горизонтально, а Y - вертикально. Такие треки соответствуют горизонтальным мюонам, интенсивность которых чрезвычайно мала, а время набора необходимых для процедуры калибровки данных составляет около одной недели.

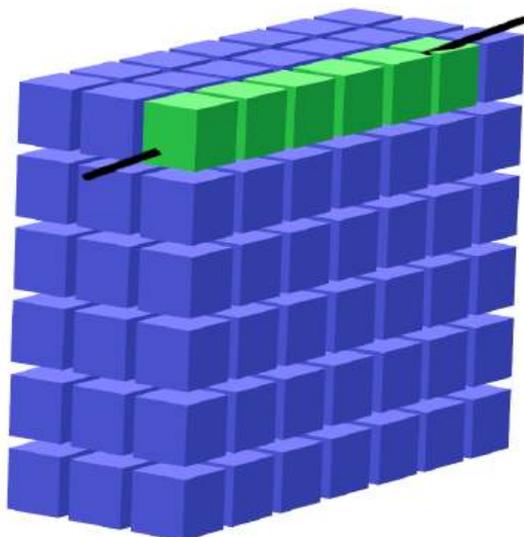


Рисунок 5.8 – Схема тестового стенда из 3x6 модулей и пример трека мюона, пошедшего вдоль оси модуля. Зелёным показаны сработавшие секции

При использовании метода с горизонтальными треками мюонов на наборе событий продолжительностью в одну неделю были получены амплитудные спектры, показанные на рисунке 5.9. На спектрах видны энергетические пики, которые, согласно моделированию, соответствуют энергии 5 МэВ. Как легко видеть, даже при наборе в течение одной недели количество событий в представленных спектрах достаточно малое. Очевидно, что это связано с распределением интенсивности мюонов по углу падения $I(\theta) \sim \cos^2 \theta$. Угол падения 0° соответствует вертикальным мюонам. Согласно данному распределению, количество околоразнональных мюонов на несколько порядков меньше общего количества мюонов.

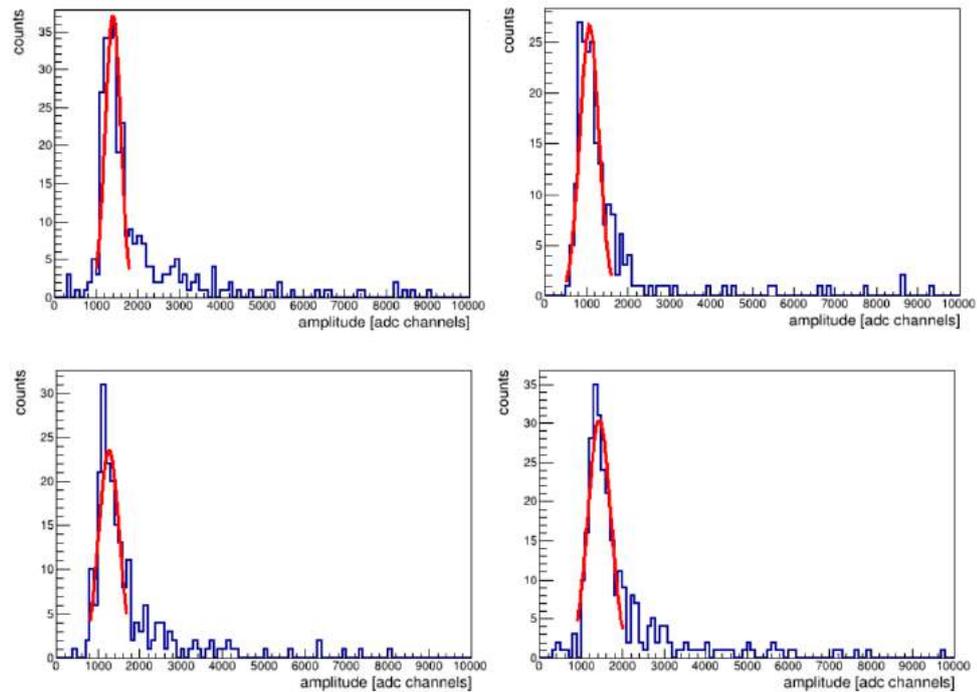


Рисунок 5.9 – Примеры амплитудных спектров в секциях модулей переднего адронного калориметра в случае отбора горизонтальных мюонов, треки которых направлены по осям модулей. Набор данных длился одну неделю

С целью увеличения скорости калибровки и повышения её статистической точности и надёжности было предложено использовать мюоны всех направлений в полном телесном угле. Процедура восстановления трека основана на реконструкции вектора направления мюона с помощью сработавших продольных секций. Сначала отбираются треки-кандидаты, см. рисунок 5.10. Событие считается кандидатом на мюонный трек, если все сработавшие секции находятся рядом друг с другом, а весь массив секций неразрывен, как показано на левом рисунке. Срабатывание секции определяется энергетическим порогом, который выставлен выше уровня шумов для минимизации вклада случайных срабатываний в трек. Здесь сразу необходимо отметить, что при таком отборе частично теряется информация о треке, если путь мюона в секции мал, а его энерговыделение сравнимо с возможным шумом. Однако, если учитывать энерговыделение в секции, как весовой коэффициент при восстановлении трека подобного мюона, то отбрасывание такой секции не сильно ухудшает точность определения углов трека.

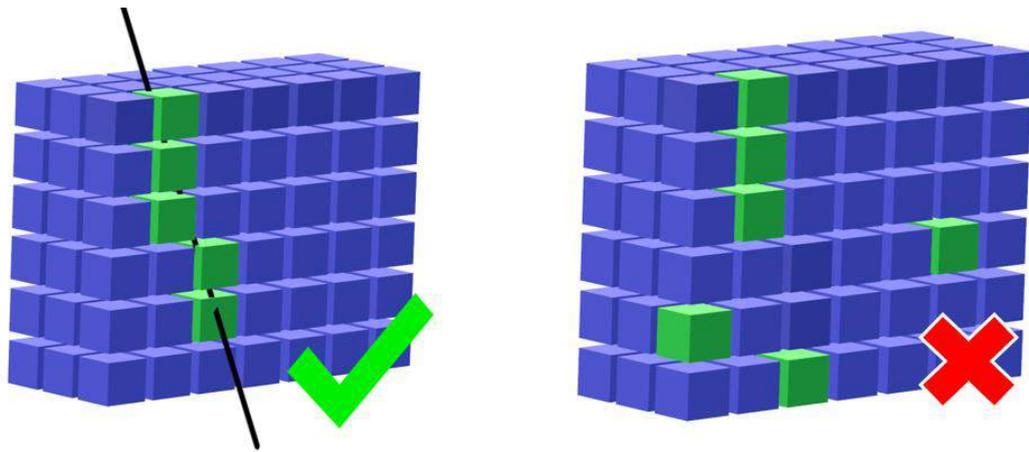


Рисунок 5.10 – Отбор секций, входящих в состав возможного мюонного трека. На левом рисунке все секции находятся сгруппировано и между сработавшими секциями нет несработавших. Треки, пример которых показан на правом рисунке, исключаются из рассмотрения, так как некоторые сработавшие секции не принадлежат треку

К отобраным согласно рисунку 5.10 трекам-кандидатам далее можно применить отбор на близкое энерговыделение в соседних секциях, так как энерговыделение мюона на единицу длины не сильно отличается вдоль всего трека. Для оставшихся секций далее применяется алгоритм реконструкции мюонного трека. Получив восстановленную координату трека и его направляющий вектор, можно скорректировать энерговыделение в секции и получить значение, которое соответствовало бы горизонтальному мюону, трек которого совпадает с осью модуля. Пример энергетического спектра в одной из секций такого модуля показан на рисунке 5.11.

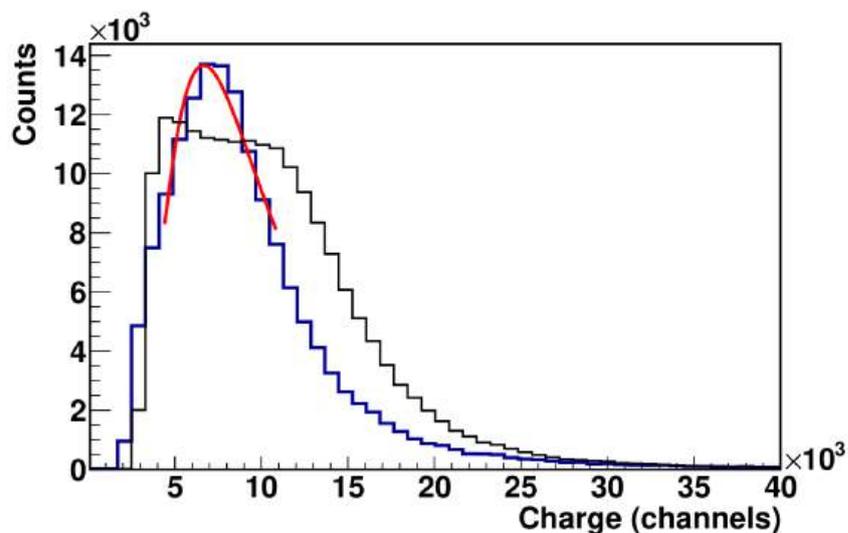


Рисунок 5.11 – Энергетический спектр мюонов из полного телесного угла. Чёрным цветом показан начальный энергетический спектр. Синим цветом показан спектр, полученный после коррекции на длину трека мюона в сцинтилляторах продольной секции

Черный спектр соответствует изначальному энерговыделению в секции. Синий спектр получается из чёрного после коррекции энерговыделения на длину трека в

сцинтилляторах продольной секции и нормированный на длину трека горизонтального мюона. Видно, что появился энергетический пик, который может быть использован для калибровки отклика секций. Нужно отметить, что энергетическое разрешение восстановленного спектра (синей гистограммы) хуже, чем на рисунке 5.9. Это связано с тем, что при восстановлении трека может происходить неверная оценка угла входа мюона из-за достаточно большого размера продольной секции. В таком случае для более корректного сравнения результатов методов можно отобрать события, которые обладают углами, близкими к горизонтальным мюонам. В дальнейшем будем называть такие мюоны околоразностными. Такие события показаны на рисунке 5.12.

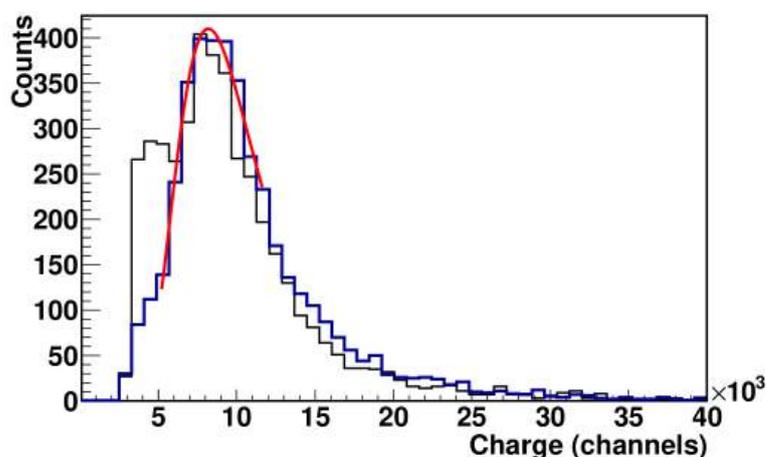


Рисунок 5.12 – Энергетический спектр околоразностных мюонов. Чёрным цветом показан начальный энергетический спектр. Синим цветом показан спектр, полученный после коррекции на длину прохождения мюона в сцинтилляторе секции

Как видно из рисунка 5.12, уже в начальном (чёрном) спектре можно выделить энергетический пик, соответствующий энерговыделению 5 МэВ. После процедуры коррекции на длину пробега данный пик остается в том же месте. К тому же, видно, что энергетическое разрешение скорректированного (синего) спектра лучше, чем на рисунке 5.11 и близко к полученному из рисунка 5.9. Более того, видно, что из-за менее строгого отбора событий для треков горизонтальных мюонов, на данных спектрах представлено на порядок больше событий. Сравнение спектров на рисунке 5.12 позволяет сделать вывод, что положение калибровочного пика в энергетическом спектре околоразностных мюонов не нарушается процедурой коррекции. Чтобы можно было использовать для энергетической калибровки мюоны полного телесного угла необходимо показать, что при отборе околоразностных мюонов положение калибровочного пика совпадает в обоих случаях. Такое сравнение представлено для одного из модулей сборки на рисунке 5.13, где сравниваются положения пиков из спектров на рисунке 5.11 и рисунке 5.12 для каждой из секции секций данного модуля.

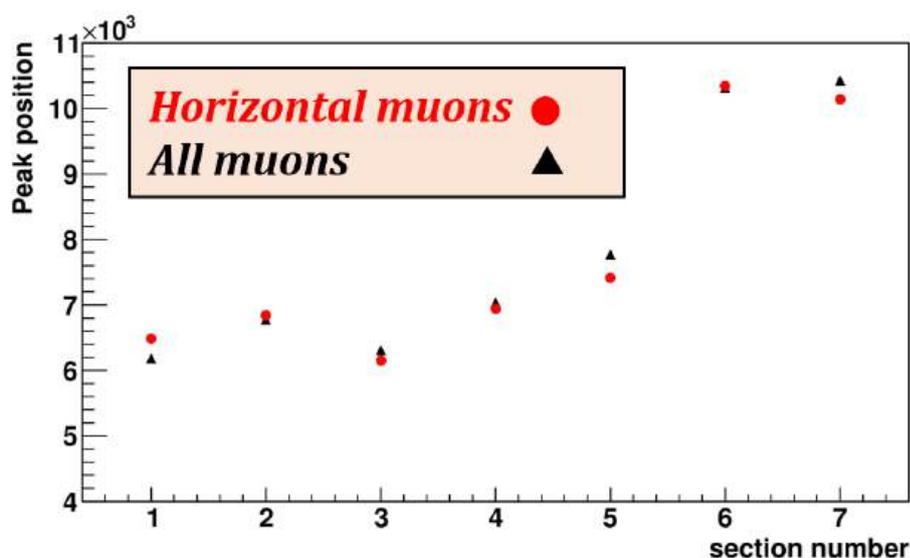


Рисунок 5.13 – Положения пиков в энергетических спектрах для всех секций одного модуля, полученные на околоразнональных мюонах (красные точки) и мюонах полного телесного угла (показаны чёрными точками)

Красные точки на рисунке 5.13 соответствуют околоразнональным мюонным трекам. Чёрные точки соответствуют положению калибровочных пиков при учёте мюонов полного телесного угла. Как видно из сравнения результатов на рисунке 5.13, положения калибровочных пиков слабо меняются, если взять мюоны полного телесного угла, что говорит о возможности их применения для надёжной энергетической калибровки. Некоторое расхождение может быть связано с неточностью аппроксимации, что будет исследовано в дальнейшем. Помимо этого, расхождение в точках может дать оценку точности метода, которая возникает из неточности определения углов мюонных треков.

Таким образом, разработанная процедура энергетической калибровки по трекам мюонов всего телесного угла показывает возможность выполнить калибровку в сжатые сроки и использовать полученные результаты для мониторинга качества набранных данных в процессе самого набора данных.

6. Исследование рождения антипротонов в кинематически запрещенной области для нуклон нуклонного взаимодействия на установке MPD/NICA

Получены результаты моделирования событий рождения антипротонов при столкновении тяжелых ионов с помощью генератора UrQMD и с использованием обобщенной партонной модели. Подробно проанализирована работа детекторов для идентификации и измерения импульсов антипротонов. Проведен выбор кинематики для наилучшего соотношения искомого эффекта к фону. В зависимости от достижимой светимости сделана оценка времени измерений для получения достаточной статистической точности. Показано, что наибольшее различие в величине поперечного импульса антипротонов, рожденных при столкновении ядер висмута в процессе нуклон-нуклонного столкновения и взаимодействия нуклона одного ядра с двух нуклонным кластером другого ядра, наблюдается при псевдобыстротах от 0 до -2 . Проведены оценки сечения процессов рождения антипротонов при столкновении ядер висмута с энергией 8,4 ГэВ в модели только нуклон-нуклонного столкновения и учетом нуклон-нуклонных корреляций. Для кинематически разрешенного рождения антипротонов при нуклон-нуклонном столкновении расчеты выполнены по программе UrQMD, которая основана на рассмотрении адронного каскада с перерассеянием адронов с бинарными столкновениями при прохождении ядерной материи с учетом возбуждения цветных струн. Для оценки сечения процесса рождения антипротонов при столкновении нуклона одного ядра с коррелированной парой нуклонов другого ядра использована зависимость сечения от обобщенного параметра Бьеркена X по данным феноменологической партонной модели. Рассчитаны величины инвариантных сечений в диапазоне псевдобыстрот, где наблюдается наибольшее различие значений поперечных импульсов антипротонов, рожденных при столкновении ядер висмута в процессе нуклон-нуклонного столкновения и взаимодействия нуклона одного ядра с двух нуклонным кластером другого ядра. Разработана процедура настройки сведения пучков. В поперечной плоскости необходимо оптимизировать: поперечные размеры банчей, положение в поперечной плоскости сталкивающихся банчей (оптимизировать попадание банчей друг в друга). Вдоль оси столкновений необходимо оптимизировать положение вершины вдоль оси столкновений так, чтобы максимум столкновений находился в центре детектора. Для определения величины абсолютного сечения реакции были проведены работы по разработке и созданию детектора светимости на основе метода Ван дер Меера. Метод позволяет определить эффективную площадь пересечения сталкивающихся пучков по измерению выхода частиц при сдвиге пучков в плоскости перпендикулярной пучку. Как было показано Ван дер Меером, возможно прямое

измерение светимости для известной интенсивности и структуры пучков коллайдера с помощью сканирования раздвижения и схождения пучков. Фактически этот метод служит для определения площади пересечения пучков. Разработана методика проведения этого скана и предложены детекторы для измерения выходов рожденных и рассеянных частиц. Этот детектор будет также незаменим при настройке коллайдера и определения точки столкновения пучков.

7. Исследование рождения адронов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в эксперименте NA61 на ускорителе SPS в ЦЕРН

7.1. Подготовка и обслуживание группой ИЯИ РАН передних адронных калориметров экспериментальной установки NA61/SHINE к сеансу 2024 г. на пучке ионов свинца

Группа ИЯИ РАН отвечает в коллаборации NA61/SHINE за модернизацию, обслуживание и экспертное сопровождение системы передних адронных калориметров PSD [32]. В 2022 г. на установке NA61/SHINE в ЦЕРНе были завершены основные работы по модернизации детекторных систем этой установки, включая обновленные передние адронные калориметры, для проведения экспериментов при увеличении на порядок (по сравнению с прежними экспериментами на этой установке) интенсивности пучка ионов свинца. Система передних адронных калориметров эксперимента NA61/SHINE представляет собой два калориметра, MPSD (Main PSD) и FPSD (Forward PSD), расположенные друг за другом. Схема экспериментальной установки NA61/SHINE с усовершенствованной системой передних адронных калориметров показана на рисунке 7.1. Схематичный вид калориметров показан отдельно на рисунке 7.2. Калориметр MPSD представляет собой часть прежнего калориметра PSD, в котором четыре центральных модуля, изначально подготовленных для эксперимента CBM на ускорителе FAIR, имеют скос на одном из углов, что позволило в сборке получить ромбовидное пучковое отверстие с диаметром вписанной окружности порядка 6 см. Это позволяет избежать попадания прямого пучка непрореагировавших ионов больших энергий в калориметр MPSD, основной задачей которого является регистрация легких фрагментов, а также спектаторных протонов и нейтронов из реакции столкновений ядер пучка с мишенью установки NA61/SHINE.

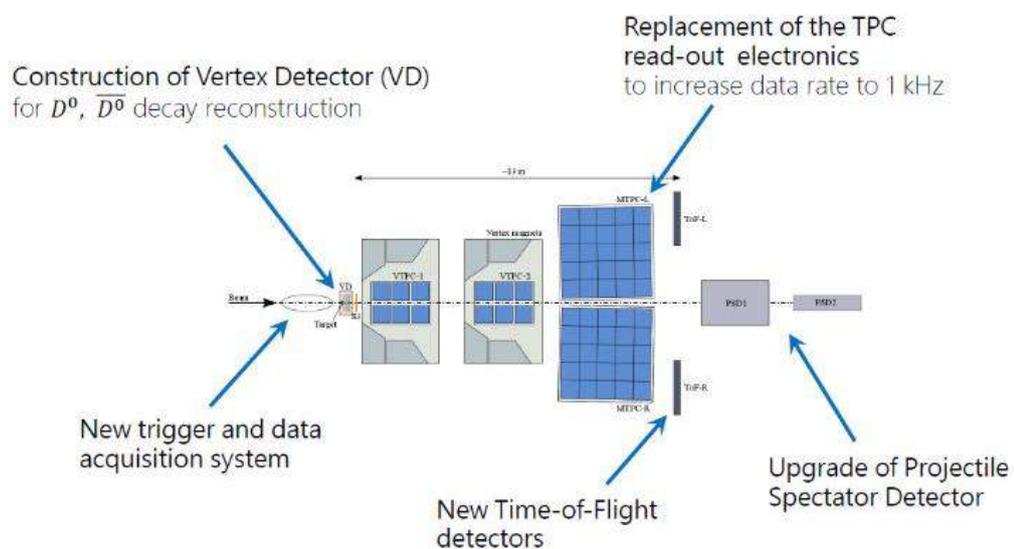


Рисунок 7.1 – Схема установки NA61/SHINE после модернизации. Стрелками показаны детекторные системы, модернизированные в ходе подготовки к эксперименту по рождению D-мезонов

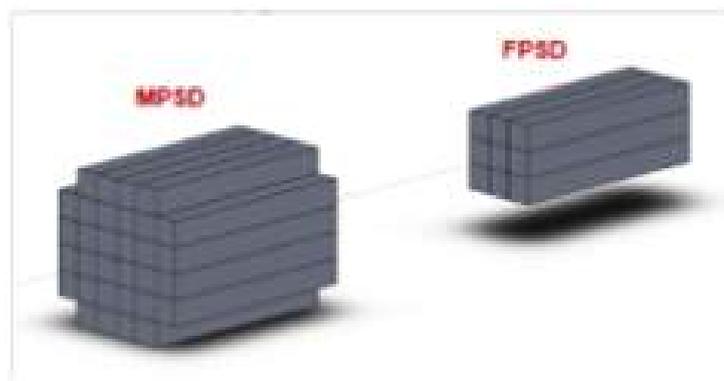


Рисунок 7.2 – Схема новой системы калориметров MPSD и FPSD и их расположение

Основной пучок ионов, а также тяжелые фрагменты от реакции в мишени попадают на расположенный в нескольких метрах за основным калориметром небольшой калориметр FPSD, собранный из девяти модулей $20 \times 20 \text{ см}^2$. Данный калориметр служит дополнением к основному калориметру MPSD и позволяет измерить полную энергию всех частиц-спектаторов из ядро-ядерного взаимодействия. Центральный модуль калориметра FPSD имеет отверстия диаметром 2 см, но только в пластинах сцинтиллятора. Это минимизирует негативный эффект радиационного старения сцинтилляторов и обеспечивает неизменность отклика в течение всего сеанса набора данных на установке NA61/SHINE.

Для радиационной защиты детекторных систем установки NA61/SHINE от радиации при прохождении интенсивного пучка тяжелых ионов высоких энергий через калориметр FPSD этот калориметр окружен бетонной защитой. Общий вид на систему передних адронных калориметров MPSD и FPSD в экспериментальной зоне установки NA61/SHINE представлен на рисунке 7.3.



Рисунок 7.3 – Система калориметров MPSD и FPSD на установке NA61/SHINE

Сбор данных осуществлялся при помощи четырёх компьютеров в промышленном кейтовом исполнении, размещенных сверху на калориметре MPSD.

Осенью 2024 г. состоялся очередной физический сеанс на пучке ионов свинца, в котором использовался только калориметр FPSD. Калориметр MPSD не использовался в этом сеансе (был переведен в парковочное положение), по причине того, что в сеансе 2023 г. наблюдались серьезные перебои в работоспособности считывающих компьютеров, расположенных на калориметре MPSD из-за радиационных проблем, возникающих при прохождении первичного пучка ионов свинца большой интенсивности через пучковое отверстие MPSD и взаимодействием фрагментов спектаторов в этом калориметре. Всё это приводит к повышенному уровню радиации в считывающей электронике, установленной на этом калориметре.

Перед сеансом группой ИЯИ РАН была проверена работа аналоговой части электроники считывания FPSD. Проведены работы по модернизации разъемов всех сигнальных кабелей для подключения аналоговой части электроники к считывающим картам DRS4 калориметра FPSD и проведены тесты для выявления и устранения отсутствия сигналов в секциях калориметров. Также проведена работа по проверке аппаратного обеспечения карт DRS4 для работы с центральной системой считывания данных DAQ и проведены тестовые наборы данных для выявления и устранения ошибок. Были усовершенствованы программные модули реконструкции данных с калориметров MPSD и FPSD в программном пакете Shine. Во время сеанса в октябре – ноябре 2024 г. группа ИЯИ РАН обеспечивала экспертное обслуживание FPSD и мониторинг его работы в

эксперименте по исследованию рождения D-мезонов при взаимодействии 150А ГэВ Рb со свинцовой мишенью. Была проверена работоспособность калориметра FPSD в условиях большой радиационной загрузки.

В 2024 г. для обеспечения возможности корректировки положения калориметра FPSD была доработана схема перемещения платформы. В результате доработки движение платформы можно было осуществлять удаленно, как непосредственно на месте, но без необходимости открывать дверь бункера FPSD, что требует вмешательства группы радиационной защиты ЦЕРНа, так и полностью удаленно, из управляющей комнаты с помощью пульта. Группой ИЯИ РАН была проделана работа по выставлению калориметра FPSD по меткам на платформе и привязки координат платформы к значениям, выдаваемым системой перемещения FPSD. В дальнейшем данная привязка использовалась в процессе калибровки модулей калориметра FPSD, а также при подборе оптимального положения калориметра FPSD для работы на сеансе тяжелых ионов.

7.2. Калибровка переднего калориметра FPSD эксперимента NA61/SHINE

Перед началом каждого физического сеанса проводится энергетическая калибровка адронных калориметров. Для проведения калибровки переднего адронного калориметра FPSD в 2024 г. были использованы тестовые пучки протонов с импульсами 80 и 158 ГэВ/с. Установкой и настройкой коллиматоров пучка ускорителя можно добиться хорошей доли мюонов в пучке, которые используются для выравнивания откликов всех секций модулей калориметров. Для проведения процедуры выравнивания было проведено сканирование пучком адронов + мюонов всех модулей калориметра FPSD. Мюоны выделялись по суммарному отклику секций тестируемого модуля и затем спектры мюонов фитировались сверткой распределений Ландау и распределения Гаусса. Наиболее вероятное значение (MPV) распределения соответствует известному фиксированному значению энергетических потерь MIP частиц в слое сцинтилляторов секции калориметра и равна примерно 5 МэВ. Пример отклика модуля (сумма секций) на адроны и результат фитирования для определения мюонного коэффициента показаны на рисунке 7.4.

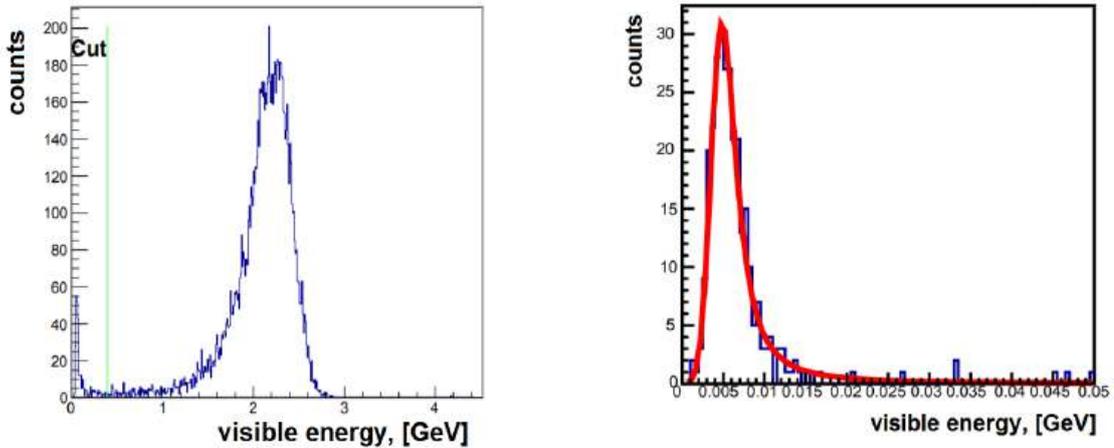


Рисунок 7.4 – Слева: спектр выделенной энергии в модуле калориметра на пучке адронов + мюонов с импульсом 80 ГэВ/с. Линией показана граница для разделения отклика на мюоны (слева от линии) и на адроны (справа от линии). Справа: спектр мюонов в одной из секций модуля. Линией показан результат фитирования для определения MPV (значения для мюонной калибровки)

Для правильной калибровки калориметра FPSD в условиях максимальной энергии пучка ионов свинца 150А ГэВ на нуклон необходимо было определить нужное усиление фотодиодов для разных модулей калориметра. Для этого были проведены замеры уменьшения сигналов на фотодиодах в зависимости от уменьшения напряжения на них. Измерения для калориметра FPSD были проведены на пучковых данных протонов 158 ГэВ/с. В итоге для сеанса 2024 г. была выбрана схема, которая показана на рисунке 7.5.

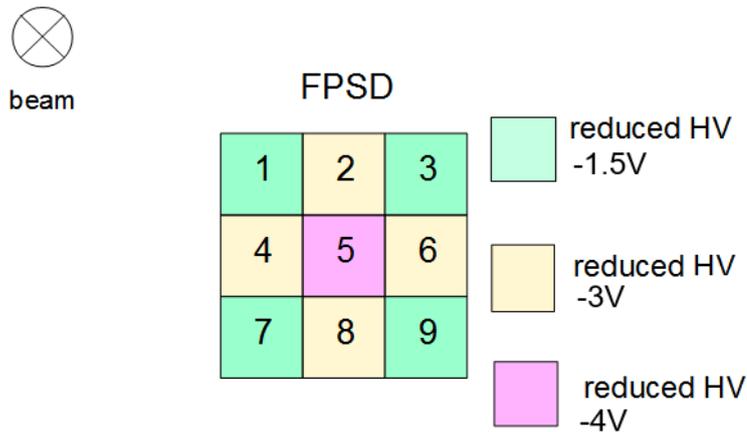


Рисунок 7.5 – Схема уменьшения напряжения на фотодиодах в модулях калориметра FPSD, выбранная для сеанса 2024 г. (150А ГэВ Pb+Pb)

Калибровка калориметра была проведена непосредственно перед сеансом Pb+Pb, все значения мюонных коэффициентов для номинального значения напряжения на фотодиодах и все пересчетные коэффициенты, полученные для пониженных напряжений, были

определены и помещены в базу данных для использования реконструктором сигналов в программном пакете Shine эксперимента NA61/SHINE.

7.3. Работа калориметра FPSD в физическом сеансе в октябре-ноябре 2024 г. на пучке ионов свинца с энергией 150А ГэВ

Программа эксперимента NA61/SHINE в октябре – ноябре 2024 г. включала измерения выходов вторичных частиц для взаимодействия пионов с углеродной мишенью (в этих наборах данных передний адронный калориметр не участвовал) и далее – основной сеанс для изучения рождения D-мезонов в столкновениях ядер свинца на пучке ионов свинца с энергиями 150 ГэВ/нуклон. Калориметр FPSD был выставлен с помощью системы перемещения платформы в положение, при котором отклоненный пучок ионов свинца попадал в центр калориметра FPSD, расположенного в бункере радиационной защиты. На пучке низкой интенсивности по симметрии откликов модулей 2, 4, 6 и 8 калориметра FPSD последний был более точно выставлен по вертикали и горизонтали. Входное окно бункера радиационной защиты составляет 55 см по ширине, что почти соответствует входной поверхности калориметра FPSD – 60 см и позволяет захватить все вторичные частицы практически без потерь. При этом, заряженные фрагменты спектаторной части также попадают в аксептанс калориметра FPSD.

Для отслеживания работы калориметра на сеансе 2024 г. группой ИЯИ РАН был усовершенствован модуль реконструкции в программном пакете Shine и также дополнены программные модули для мониторинга работы калориметра в систему проверки качества набора данных (Quality Assessment). Пример контрольных картинок для наблюдения за работой системы калориметров на пучке ионов в сеансе 2024 г. показаны на рисунках 7.6 и 7.7.

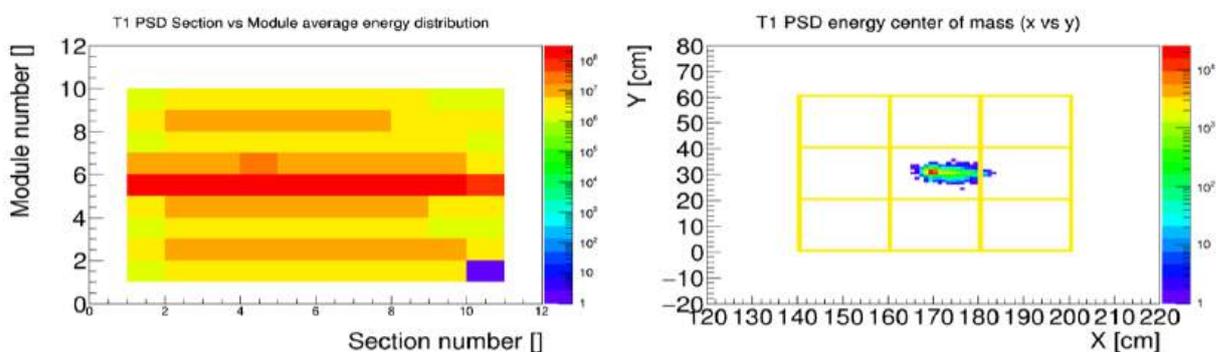


Рисунок 7.6 – Картина работы калориметра FPSD в системе мониторинга эксперимента NA61/SHINE в 2024 г. Слева: распределения сигналов в отдельных секциях модулей FPSD для пучкового триггера (T1). Справа: проекция сигналов на плоскость FPSD для пучкового триггера (T1)

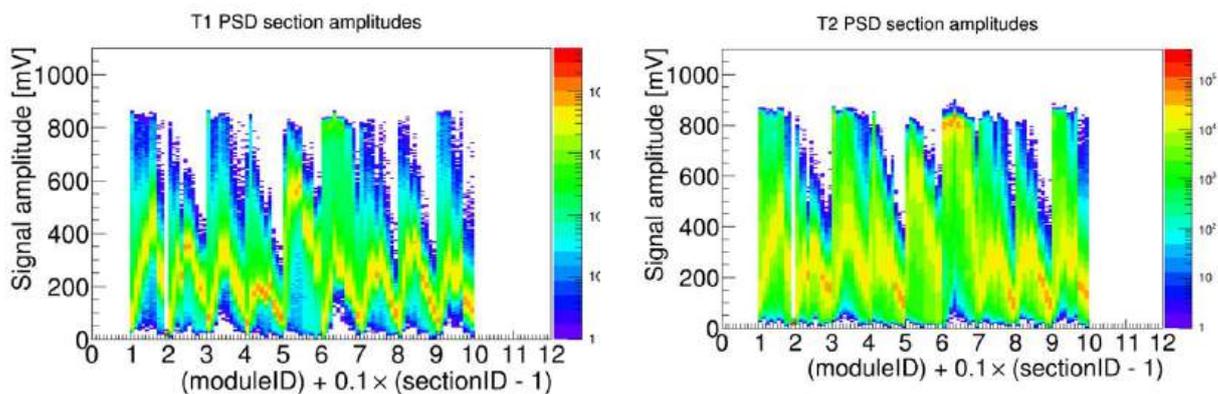


Рисунок 7.7 – Проверочная картина амплитуд на наличие переполнения в каналах считывания секций калориметра FPSD в системе мониторинга эксперимента NA61/SHINE в 2024 г. Показаны спектры сигналов в отдельных секциях модулей FPSD: слева – для пучкового триггера (T1), справа – для триггера взаимодействия в мишени (T2)

На рисунке 7.8 представлены корреляционные зависимости для отклика калориметра FPSD и количества кластеров, зарегистрированных с помощью вершинного детектора VD. Триггер T1 вырабатывается для ионов, прошедших через пучковые счетчики. Триггер T2 вырабатывается для ионов, также прошедших через пучковые счетчики, если дополнительно сработала выборка по наличию взаимодействия в мишени, которое определялось как отсутствие сигнала, соответствующего иону свинца в тонком сцинтилляционном детекторе (S3), установленном сразу за мишенью.

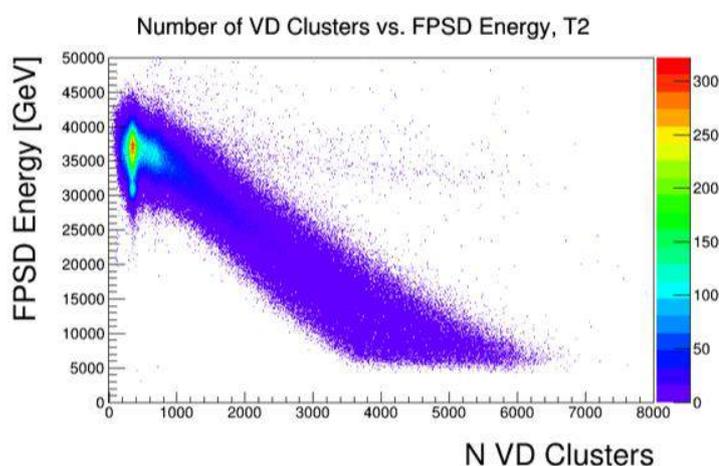


Рисунок 7.8 – Корреляция энергии, зарегистрированной в калориметре FPSD, от количества кластеров в вершинном детекторе VD для триггера взаимодействия в мишени (T2)

Видно, что наблюдается хорошая анти-корреляция между количеством зарегистрированных вершинным детектором кластеров и энергией, зарегистрированной в калориметре FPSD. Это позволит в дальнейшем анализе экспериментальных данных использовать информацию от калориметра FPSD для независимой оценки центральности ядро-ядерного взаимодействия.

8. Исследование запутанных аннигиляционных фотонов

Квантовая запутанность – уникальное свойство квантового мира, являющееся следствием общего принципа суперпозиции состояний. В запутанной квантовой системе состояние отдельной подсистемы не может быть описано независимо от других подсистем. Согласно современному представлению, запутанность системы сохраняется, даже если разнести отдельные подсистемы друг от друга на любые расстояния, на которых пренебрежимо малы все известные виды взаимодействий. Возникновение понятия запутанности тесно связано с парадоксом Эйнштейна-Подольского-Розена (ЭПР-парадокс).

Важнейшим вкладом Бома в разрешение споров по ЭПР-парадоксу является предложенный в 1952 г. простой мысленный эксперимент для проверки ЭПР парадокса. В данном ЭПР-эксперименте предлагалось исследовать пары запутанных фотонов с противоположной поляризацией. Каждый фотон регистрируется двухканальным поляриметром, позволяющим определить одно из двух противоположных направлений поляризации. При вертикальной поляризации первого фотона у второго фотона окажется горизонтальная поляризация, и наоборот. Измерение такой полной корреляции между направлениями поляризаций двух фотонов служило бы подтверждением изначальной запутанности пар.

Мысленный эксперимент Бома с запутанными фотонами [33] был впервые реализован в системе двух аннигиляционных фотонов, рождаемых при позитрон-электронной аннигиляции в покое. Текущая ситуация с обсуждаемой системой имеет двойственный характер. Современные теоретические описания квантовых корреляций аннигиляционных фотонов являются противоречивыми. Так, согласно стандартному подходу с использованием матрицы плотности, у пар рассеянных аннигиляционных фотонов в декогерентном состоянии не должно наблюдаться угловых азимутальных корреляций [34]. Однако, согласно недавнему теоретическому описанию открытых квантовых систем, угловые корреляции рассеянных фотонов одинаковы для обоих квантовых состояний [35]. С целью разрешения противоречий в современном описании двухфотонной электрон-позитронной аннигиляции в ИЯИ РАН создана экспериментальная установка по исследованию процесса комптоновского рассеяния аннигиляционных фотонов в различных квантовых состояниях. Полученные первые экспериментальные результаты по поляризационным корреляциям аннигиляционных фотонов оказались достаточно неожиданными [36]. А именно, эти результаты указывают на идентичность поляризационных корреляций фотонов, находящихся в двух различных квантовых состояниях. Опубликованные результаты противоречат общепринятым положениям о

принципиальной разнице в рассеивании запутанных и декогерентных фотонов и найдут применение в создании новых поколений позитрон-эмиссионных томографов (ПЭТ), в которых планируется использовать особенности комптоновского рассеяния аннигиляционных фотонов.

В настоящее время проводятся дальнейшие исследования для объяснения наблюдаемых поляризационных эффектов в системе двух аннигиляционных фотонов. В частности, есть указания, что комптоновское рассеяние под малыми углами не приводит к заметной декогеренции системы из двух аннигиляционных фотонов. Также результаты сравнения поляризационных корреляций запутанных и классически коррелированных фотонов оказались достаточно неожиданными и требуют дальнейшей физической интерпретации.

8.1. Экспериментальная установка

Для измерения аннигиляционных фотонов в максимально запутанном (исходном) и предварительно рассеянном состояниях в ИЯИ РАН создана экспериментальная установка. Принцип работы и общий вид установки представлены на рисунке 8.1.

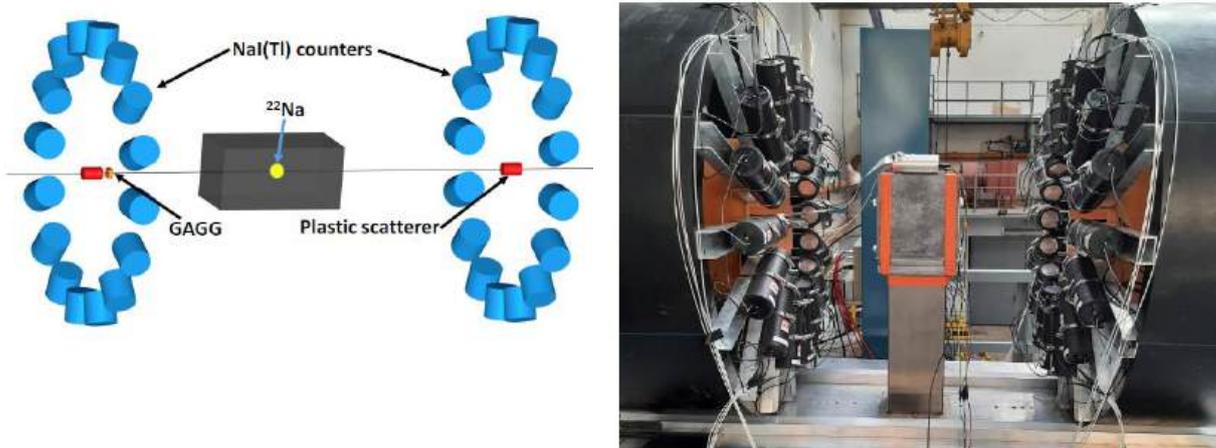


Рисунок 8.1 – Экспериментальная установка по измерению поляризационных корреляций двух аннигиляционных фотонов. Слева: схема установки. Справа: общий вид установки

Установка состоит из источника аннигиляционных гамма-квантов, помещенного в свинцовый коллиматор с двумя отверстиями; двух основных комптоновских рассеивателей, размещенных симметрично относительно источника на оси вылета гамма-квантов из свинцового коллиматора и рассеивающих под большими углами; промежуточных (одного или двух) комптоновских рассеивателей, расположенных перед основными рассеивателями; системы сцинтилляционных счетчиков, размещенных под почти прямыми углами к оси установки и регистрирующих рассеянные гамма-кванты от основных

комптоновских рассеивателей. Азимутальные углы сцинтилляционных счетчиков выбраны так, чтобы обеспечить максимальную чувствительность к корреляционной функции в неравенстве Белла. Задача промежуточных комптоновских рассеивателей заключается в создании механизма контролируемой декогеренции в системе аннигиляционных фотонов. Две системы сцинтилляционных счетчиков вокруг основных рассеивателей образуют 16 двухканальных комптоновских поляриметров. Поляриметры измеряют поляризацию либо исходных запутанных фотонов, если в промежуточном рассеивателе не обнаружено взаимодействия, либо фотонов, предварительно рассеянных на электронах окружающей среды в промежуточных рассеивателях. Оба типа событий набираются параллельно и классифицируются по углу рассеяния в зависимости от энергосодержания в счетчиках и промежуточных рассеивателях.

В настоящее время экспериментальная установка функционирует в полном объеме, проводятся сеансы по набору экспериментальных данных при различных комбинациях и положениях основных и промежуточных комптоновских рассеивателей.

8.2. Отбор и классификация событий

Начальное (запутанное) и декогерентное квантовые состояния аннигиляционных фотонов различаются друг от друга в зависимости от взаимодействия в промежуточном рассеивателе. Таким образом, надежная идентификация взаимодействия фотонов в промежуточном рассеивателе является обязательной для селекции квантовых состояний. В нашем случае неорганический сцинтиллятор гадолиний-алюминий-галлиевый гранат (GAGG) используется в качестве промежуточного рассеивателя, обеспечивая низкий порог идентификации выделенных энергий.

Амплитуда и время сигналов с GAGG сцинтиллятора позволяют надежно реконструировать взаимодействие. Соответствующие амплитудный и временной спектры представлены на рисунке 8.2. Поскольку восстановленное время зависит от выделенной энергии, временной спектр (рисунок 8.2, слева) имеет асимметричную форму с хвостом, соответствующим низкому энергосодержанию. Соответственно, узкое временное окно отбрасывает значительную часть низкоэнергетических событий, что приводит к искажению энергетического спектра по сравнению с моделируемыми данными. Чтобы избежать этих недостатков, было использовано широкое временное окно, обозначенное на рисунке 8.2 как заштрихованная область. Как видно из сравнения форм смоделированного и экспериментального энергетического спектра (рисунок 8.2, справа), теряется лишь очень небольшая часть предварительно рассеянных событий с наименьшим энергосодержанием в промежуточном рассеивателе.

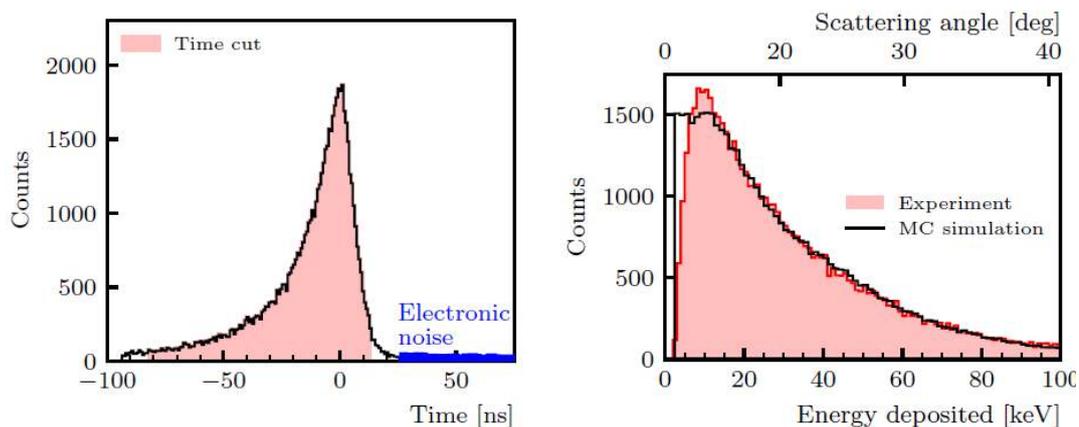


Рисунок 8.2 – Слева: временной спектр событий в промежуточном рассеивателе. Плоский спектр электронного шума обозначен синей линией. Временное окно, выбранное для анализа, отображается в виде заштрихованной области. Справа: спектр энерговыведения в промежуточном рассеивателе показан красной линией. Черная линия соответствует Монте-Карло смоделированному спектру энергии

С другой стороны, некоторая доля исходных фотонов может быть принята за предварительно рассеянные события, если относительно высокий электронный шум (с эквивалентной энергией порядка нескольких кэВ) в промежуточном рассеивателе имитирует сигнал взаимодействия. В этом случае временные характеристики электронного шума будут иметь плоское распределение, см. временной спектр на рисунке 8.3. Доля таких шумовых событий в широком временном окне находится на уровне долей процента. Тем не менее мы отбрасываем такие события, подгоняя временное окно, как показано на рисунке 8.2.

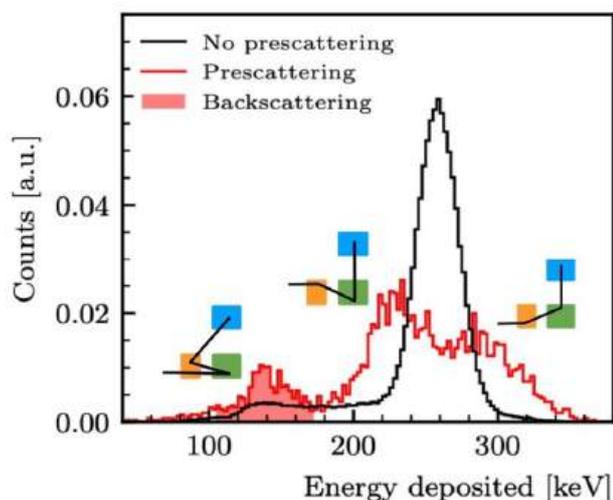


Рисунок 8.3 – Спектр энерговыведений в счетчиках фотонов для трех типов событий. Черная линия соответствует событиям с нулевым энерговыведением в промежуточном рассеивателе. Красная линия соответствует событиям, в которых один из фотонов испытал предварительное рассеяние. Различные кинематики рассеяния показаны вблизи соответствующих пиков, где оранжевые, зеленые и синие квадраты представляют промежуточный рассеиватель, основной рассеиватель и NaI(Tl) счетчик фотонов, соответственно. Диапазон энергий, соответствующий событиям обратного рассеяния, выделен красной штриховкой

Измеренное в промежуточном рассеивателе энерговыделение позволяет определить конечную энергию фотона после первого рассеяния и определить угол рассеяния. Полученное значение угла рассеяния отображается на верхней горизонтальной оси на рисунке 8.2, справа. Точность определения угла рассеяния определяется энергетическим разрешением сцинтиллятора GAGG.

Энергетические спектры, измеренные в NaI(Tl) счетчиках фотонов, представлены на рисунке 8.3 для нескольких классов событий. Поскольку при комптоновском рассеянии на 90 градусов электрон отдачи получает половину начальной энергии фотона, рассеянный фотон также будет иметь энергию около 255 кэВ, как это видно из черного спектра на рисунке 8.3, соответствующему рассеянию начальных аннигиляционных фотонов. Низкоэнергетический хвост в этом спектре соответствует частичному выделению энергии в NaI(Tl) счетчике, вызванному утечкой фотонов из этого счетчика.

Красной линией на рисунке 8.3 показан энергетический спектр событий с предварительным рассеянием и выделением энергии в диапазоне [30,60] кэВ. Структура пиков отражает кинематику предварительного рассеяния с различными углами рассеяния. Два крайних правых пика соответствуют второму рассеянию в плоскости предварительного рассеяния с углом рассеяния больше 90 градусов (пик при энергии 220 кэВ) и меньше 90 градусов (пик при энергии 280 кэВ). Минимум между ними соответствует второму рассеянию в ортогональном направлении с углом около 90 градусов. Заштрихованная область красного спектра ниже пика с самой низкой энергией соответствует событиям с предварительным рассеянием около 180 градусов. Фотоны в этих обратно рассеянных событиях подвергаются предварительному рассеянию в основном рассеивателе, в то время как измерение поляризации производится в промежуточном рассеивателе.

8.3. Процедура измерений

В предыдущих экспериментах, выполненных во второй половине двадцатого века, для доказательства запутанности аннигиляционных фотонов использовалось отношение R числа комптоновски рассеянных фотонов под азимутальными углами $\varphi = 90^\circ$ и 0° : $R = \frac{N(\varphi=90^\circ)}{N(\varphi=0^\circ)}$. Угол φ вычисляется как разница между азимутальными углами комптоновского рассеяния фотонов аннигиляционной пары. Согласно разработанному Бомом и Аароновым критерию [33] при отношении $R > 2$ систему можно считать запутанной. В нашем случае использовался более общий критерий, общепринятый в квантовой физике, а именно видность.

Когда поляризации двух фотонов коррелируют, их отсчеты в двух направлениях, разделенных углом ϕ , будут модулированы в общем случае как

$$N(\phi) = P_0 (1 - v \cos 2\phi). \quad (8.1)$$

Эта зависимость верна и для частного случая аннигиляционных фотонов. Параметр P_0 в дальнейшем не имеет значения, но параметр v , называемый видностью, отражает как степень корреляции двухфотонного состояния, так и эффективность соответствующих поляриметров.

Самый простой способ извлечь v из данных, полученных с помощью небольшого числа поляриметров, – это расположить счетчики кратно $\varphi = 90^\circ$ и вычислить количество совпадений в соответствующих счетчиках. В нашей экспериментальной установке используется 16 NaI(Tl) счетчиков фотонов, охватывающих 360° азимутального угла каждого плеча, см. рисунок 8.1. Поэтому можно напрямую измерить зависимость, определяемую уравнением (8.1), и извлечь v . Альтернативно, в нашей установке можно напрямую померить S -функцию неравенства Клаузера-Хорна-Шимони-Холта (CHSH):

$$S = v (\cos 6\phi - 3 \cos 2\phi). \quad (8.2)$$

Это выражение дает ту же самую v , но с большей точностью.

Расчет видности достаточно прост. Одновременная активация счетчиков (в пределах заданного временного окна) в каждом плече поляриметра регистрируется как событие, которое добавляется к бину, соответствующему азимутальному углу $\Delta\phi$ между счетчиками. Полученное распределение аппроксимируется уравнением (8.1), если используется простая процедура. В случае измерения S -функции CHSH-неравенства двухфотонные события с азимутальными углами, кратными $22,5^\circ$ в 16 элементарных комптоновских поляриметрах с каждой стороны установки суммируются для всех соответствующих комбинаций поляриметров, а полученное распределение по азимутальным углам аппроксимируется S -функцией CHSH-неравенства, подробнее см. в работе [36].

8.4. Азимутальные угловые корреляции и видность

Используя процедуру, описанную в предыдущем разделе, можно получить азимутальные корреляции, S -функцию в CHSH-неравенстве и значения видности из экспериментальных данных. Точно такая же процедура была выполнена и для данных Монте-Карло моделирования экспериментальной установки. В этом случае модель установки соответствовала реальной картине, но вместо запутанных аннигиляционных фотонов разыгрывались классически коррелированные пары фотонов с взаимно перпендикулярной поляризацией, но не связанные общей волновой функцией.

Результаты измерений азимутальных угловых корреляций, S -функции в CHSH-неравенстве и видности приведены на рисунке 8.4.

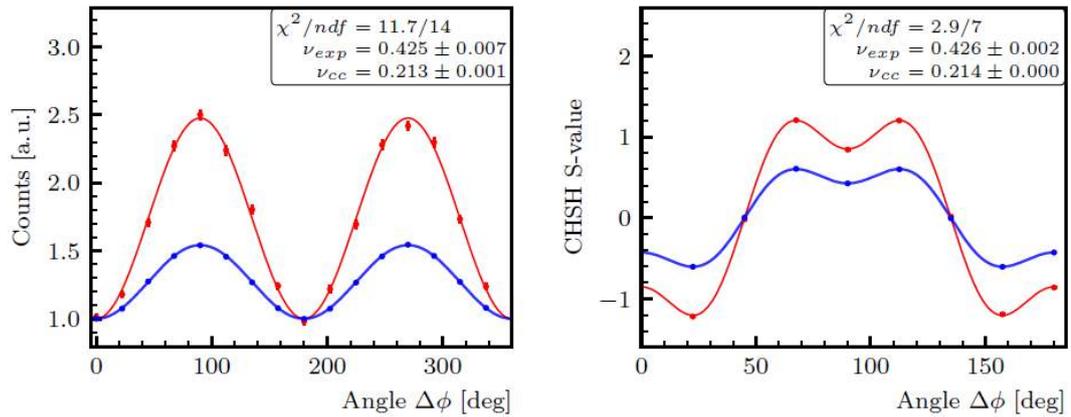


Рисунок 8.4 – Слева: измеренные азимутальные корреляции для начальных аннигиляционных фотонов. Справа: измеренная S-функция CHSH-неравенства. На обоих рисунках красные линии показывают аппроксимацию экспериментальных данных теоретическими функциями. Синие линии и символы соответствуют Монте-Карло моделированию классически коррелированных фотонов. Слева используется подгоночная функция (8.1), справа – аппроксимация S-функции уравнением (8.2)

Как видно из рисунка 8.4, экспериментальные данные хорошо описываются теоретическими функциями (8.1) и (8.2). Значения видности для запутанных аннигиляционных фотонов соответствуют теоретическим предсказаниям. Наиболее интересным моментом является сравнение экспериментальных данных и результатов Монте-Карло моделирования. Как видно, значения видности для этих двух случаев отличаются ровно в два раза. Большая корреляция для запутанных пар фотонов отражает суперпозицию состояний двух фотонов, которой нет в использованных в моделировании фотонах. Проведённые теоретические расчеты подтверждают наблюдаемый эффект.

На втором этапе анализа исследовались азимутальные корреляции для некогерентных фотонов, т.е. событий, где наблюдалось энерговыделение в промежуточном рассеивателе. Были построены угловые азимутальные корреляции для каждого диапазона этих энерговыделений (угла рассеяния), см. рисунок 8.5.

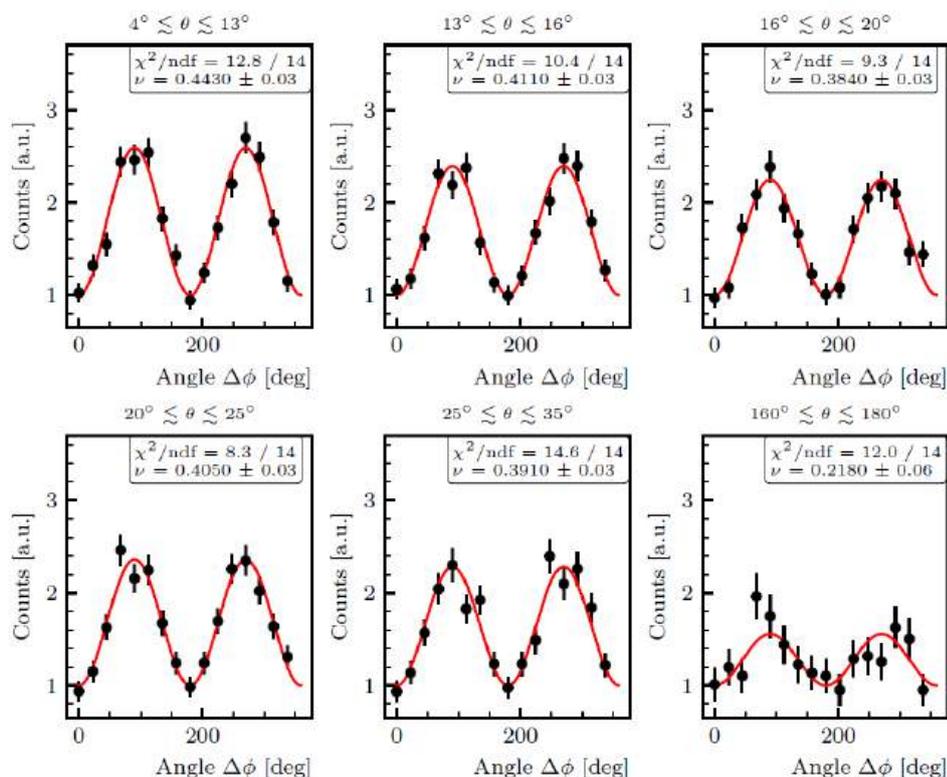


Рисунок 8.5 – Нормированные отсчеты в детекторах рассеянных фотонов как функция азимутального угла между этими фотонами для различных энергий электронов отдачи. Красные сплошные линии соответствуют подгоночной функции (8.1). Полученные значения видности приведены в каждой гистограмме

Из полученных азимутальных корреляций на рисунке 8.5 были получены значения видности, которые также приведены на этом рисунке. Как видно, практически во всем измеренном диапазоне углов рассеивания от 4° до 35° значения видности совпадают в пределах статистической точности. И лишь при обратном рассеянии под углом около 180° видность уменьшается примерно в два раза, что указывает на значительное ослабление поляризационных корреляций и, соответственно, сильный эффект декогеренции.

Таким образом, были исследованы поляризационные корреляции для нескольких типов событий в различных квантовых состояниях пар аннигиляционных фотонов. Экспериментальные данные хорошо описываются теоретическими функциями. Значения видности для начальных запутанных фотонов и классически коррелированных отличаются в два раза, что согласуется с выполненными теоретическими расчетами.

9. Исследование влияния параметров отдельных детекторов быстрых нейтронов на характеристики всего разрабатываемого для НЦФМ спектрометра нейтронов

Задачей исследований является анализ возможностей улучшения характеристик многоканального спектрометра быстрых нейтронов (см. работы [37, 38]), рассматриваемого для проведения фотонейтронных исследований в области энергий возбуждения в атомных ядрах изовекторного электрического гигантского резонанса (Е1 ГР) на коллимированном комптоновском источнике γ -квантов, проектируемом для Национального Центра Физики и Математики (НЦФМ) в г. Саров Нижегородской области (см. работу [39]). При этом рассматриваются: некоторые важные параметры коллимированных комптоновских γ -источников при E_γ в области Е1 ГР (Н γ S (см. работы [40-43]) и варианты проектов для НЦФМ (см. работы [44,45])); оценки требований к (γ , n)-исследованиям в области Е1 ГР со спектрометрией быстрых нейтронов, а также характеристики спектрометра нейтронов для НЦФМ, рассмотренного ранее в работе [38]; принципы методики времякоординатной компенсации для улучшения характеристик проектируемого спектрометра быстрых нейтронов для НЦФМ (см., например, работы [46-48]); изучение возможностей улучшения эффективности и разрешения спектрометра быстрых нейтронов для НЦФМ при применении времякоординатной компенсации.

9.1. Некоторые важные параметры коллимированных комптоновских γ -источников при E_γ в области Е1 ГР (Н γ S и варианты проектов для НЦФМ)

После обратного комптоновского рассеяния (см., например, работу [44]) имеем:

$$E_\gamma \approx \frac{2\gamma^2 E_{ph}}{1 + \gamma^2 \theta^2} (1 - \cos \psi),$$

а при лобовом столкновении

$$E_{\gamma \text{ макс}} = E_\gamma(\psi = 180^\circ, \theta = 0) \approx 4\gamma^2 E_{ph},$$

где E_{ph} – энергия налетающего лазерного фотона; ψ – угол между направлениями движения начального электрона и налетающего на него лазерного фотона; θ – угол между направлениями движения начального электрона и γ -кванта, претерпевшего обратное комптоновское рассеяние; $\gamma = (E_e / \mu)$; E_e и μ – полные энергии налетающего и покоящегося электрона соответственно; $\gamma \gg 1$; $\theta \ll 1$.

Для фотонейтронных исследований при энергиях падающих γ -квантов E_γ в области Е1 ГР большие надежды связаны с переходом к измерениям с прецизионными пучками от коллимированного комптоновского рассеяния лазерного излучения на импульсных пучках

ультрарелятивистских электронов. Эти надежды определяются возможными привлекательными малыми разбросами временных, геометрических и энергетических параметров у таких прецизионных γ -пучков при сравнительно высоких уровнях их интенсивности и поляризации, а также низких уровнях фона.

Сопоставим некоторые важные параметры коллимированных обратных комптоновских источников импульсов γ -квантов с энергиями E_γ для задач в области Е1 ГР практически единственного регулярно работающего в настоящее время на такие задачи НИγS (см. работы [40-43]) и проектируемых для НЦФМ в их вариантах с линейным ускорителем электронов как без ускорителя-накопителя (см. работу [44]), так и с ускорителем-накопителем (см. работу [45]).

В эти параметры импульсов γ -пучка входят: максимальная частота импульсов f ; длительность импульса τ ; энергия рассеянного γ -кванта E_γ ; относительный разброс энергии выделенных коллиматором рассеянных γ -квантов ($\Delta E_\gamma / E_\gamma$); средние потоки γ -квантов N_γ .

В таблице 9.1 приведены оцененные параметры коллимированных комптоновских γ -источников при E_γ в области Е1 ГР ($\approx(10-30)$ МэВ). Для НИγS параметры оценены нами из разных экспериментов (см. работы [40-43]). Для НЦФМ параметры взяты из проектов (см. работы [44,45]) и результатов оценок достижимых значений этих параметров, содержащихся в принятой к публикации в журнале Известия РАН. Серия физическая статье «Возможные фотоядерные эксперименты при $E_\gamma \approx (1-4)$ МэВ на γ -источниках обратного комптоновского рассеяния излучения лазеров на пучках ускоренных электронов».

Таблица 9.1 – Некоторые важные параметры коллимированных комптоновских γ -источников НИγS и НЦФМ при E_γ в области Е1 ГР ($\approx(10-30)$ МэВ)

Комптоновский источник	НИγS, работает [40-43]	НЦФМ, проект [44]	НЦФМ, проект [45]	НЦФМ, оценки из принятой к публикации в 2025 статье
f, c^{-1}	$\approx 2,79 \cdot 10^6$	до 10^3	до $90 \cdot 10^6$	$15 \cdot 10^6$
τ, c	$\sim 10^{-10}$	$\sim 10^{-12}$	$\sim 3 \cdot 10^{-10}$	$\sim 10^{-11}$
$\Delta E_\gamma / E_\gamma$	$\sim 2\%$	$\approx 0,5\%$	$\approx 0,2\%$	$\approx 0,3\%$
N_γ, c^{-1}	$\sim 10^7$	$\sim 10^7$	$\sim 5 \cdot 10^6$	$\sim 10^7$

9.2. Требования к (γ, n)-исследованиям в области Е1 ГР со спектрометрией нейтронов. Характеристики спектрометра нейтронов для НЦФМ

Большая привлекательность для экспериментальных исследований ГР (особенно изовекторных ГР) у пробных частиц, для которых взаимодействие с ядром можно рассматривать как чисто электромагнитное, например, для реальных фотонов в фотоядерных реакциях или виртуальных фотонов при неупругом рассеянии электронов на

атомных ядрах (см. работу [49]). К настоящему времени сформировалось убеждение в том, что для дальнейшего развития адекватного описания изовекторного электрического дипольного гигантского резонанса (E1 ГР) в атомных ядрах важны исследования не только процессов возбуждения E1 ГР, но и его девозбуждения с испусканием нуклонов, включая, в частности, изучение распределений по энергии и углам быстрых нейтронов, образующихся в парциальных реакциях под действием и реальных, и виртуальных фотонов (см., например, работу [50]) об изучении девозбуждения ГР низших мультипольностей в реакциях эксклюзивного неупругого рассеяния электронов на атомных ядрах). В полной мере эти соображения относятся и к парциальным (γ, n)-реакциям (см. об этом, например, в работе [51]). Есть ранние исследования (γ, n)-реакций, показавшие наличие узких особенностей в структуре сечений этих реакций в зависимости от энергии падающих γ -квантов E_γ (начиная от порогов реакций $E_{\text{порог}}$) и спектров энергий испускаемых быстрых нейтронов при девозбуждении преобладающего E1 ГР и на средних (см. работу [51]), и на тяжелых ядрах (см. работу [52]). Как отмечено в работе [37], для таких исследований очень привлекательны измерения на разрабатываемых γ -пучках от обратного комптоновского рассеяния (см. работу [44]) из-за малой длительности пучков, их высокой поляризации, а также малых разбросов по энергии γ -квантов в коллимированных пучках.

Для исследований (γ, n)-реакций со спектрометрией быстрых нейтронов в качестве характерного примера для оценок требований как к $(\Delta E_\gamma / E_\gamma)$ для падающих γ -квантов, так и к относительному разрешению $(\Delta E_n / E_n)$ по энергии испускаемых в указанной реакции нейтронов приведём данные, взятые из работы [52].

В работе [52] применялся спектрометр быстрых нейтронов по времени пролёта с нейтроноводом (длина $L = 31,2$ м), идущим под углом $\theta \cong 90^\circ$ к направлению образуемого в Та-радиаторе (толщина 0,05 мм) γ -пучка с импульсами длительностью (6; 10; 20) нс и частотой повторения 720 с^{-1} . В мишени из обогащённого свинца ($\varnothing 15$ см, толщина 4,5 мм) содержалось: ^{208}Pb 91% и ^{207}Pb 7%. Детектор нейтронов – пластиковый сцинтиллятор ($\varnothing 30$ см, толщина 76 мм), защищённый от γ -вспышки спереди Вi-пластинкой (толщиной 1 см) и «просматриваемый» фотоэлектронными умножителями (ФЭУ). Авторы работы [52] утверждали, что смогли выделить более 50 пиков в спектрах быстрых нейтронов при энергиях $0,4 \text{ МэВ} < E_n < 4 \text{ МэВ}$ для реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)$ и переходов из начальных возбуждённых состояний материнских ядер ^{208}Pb к основному (g) и двум первым возбуждённым состояниям дочерних ядер ^{207}Pb с нахождением коэффициентов ветвления. На рисунке 9.1, взятом из работы [52], представлены зависимости от E_γ дифференциального сечения $(d\sigma_g / d\Omega)_{90^\circ}$ образования в этой реакции быстрых нейтронов с $E_n > 520 \text{ keV}$ при

$\theta \cong 90^\circ$, приводящих к заселению основного состояния ^{207}Pb . Дополнительная шкала по оси ординат на рисунке 9.1 дана для оцененного полного по углам сечения σ_g (левая шкала с примерной точностью $\pm 10\%$) для этой реакции. Шаг по E_γ на рисунке 9.1 ≈ 20 кэВ, так что $(\Delta E_\gamma / E_\gamma) \approx 0,25\%$ при $E_\gamma = 8$ МэВ и $\approx 0,17\%$ при $E_\gamma = 12$ МэВ.

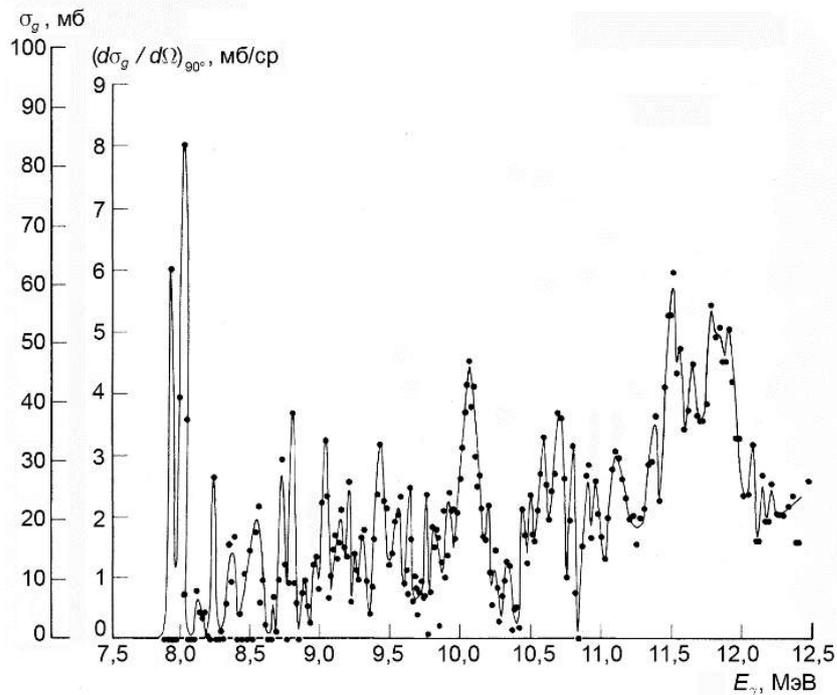


Рисунок 9.1 – Зависимости от E_γ измеренных $(d\sigma_g / d\Omega)_{90^\circ}$ и оцененных σ_g (левая шкала) для реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_g)$ при энергиях нейтронов $E_n > 520$ keV (см. работы [38,52])

На рисунке 9.2 из работы [52] даны спектры нейтронов, приводящих к заселению основных состояний ^{207}Pb для реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_g)$, в зависимости от времени пролёта t и энергии нейтронов E_n (нелинейная шкала) для указанного набора значений верхней границы энергий тормозных γ -квантов $E_{\gamma \text{ макс}}$. В спектрах авторы работы [52] выделили 26 пиков. Шаг по времени пролёта нейтрона t на рисунке 9.2 ≈ 5 нс.

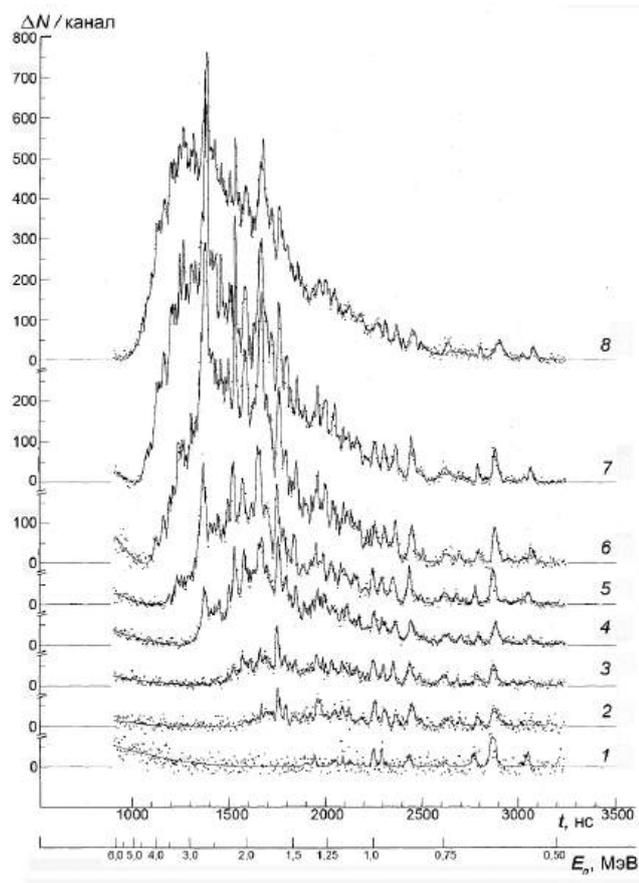


Рисунок 9.2 – Спектры нейтронов (см. работы [38,52]), дающих заселение основных состояний ^{207}Pb для реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_0)$, в зависимости от времени пролёта t и энергии нейтронов E_n (нелинейная шкала) при различных верхних границах энергий тормозных γ -квантов $E_{\gamma \text{ макс}}$: 1 – 8,8 МэВ; 2 – 9,4 МэВ; 3 – 9,9 МэВ; 4 – 10,4 МэВ; 5 – 10,9 МэВ; 6 – 11,5 МэВ; 7 – 12,0 МэВ; 8 – 12,5 МэВ

С другой стороны, в работе [51] применён основанный на измерениях амплитуд сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов на базе стильбенового детектора ($\varnothing 50$ мм, толщина 50 мм), сочленённого с ФЭУ. При этом для отделения фона от γ -квантов использовалась дискриминация по форме импульса (ДФИ). В работе [51] проведены исследования образования быстрых нейтронов с $E_n > 3,7$ МэВ в реакции (γ, n) на ядрах ^{52}Cr и ^{51}V .

В работе [38] были предложены эксперименты в НЦФМ, использующие систему спектрометров быстрых нейтронов, в которых измеряются и время пролёта нейтронов, и амплитуды вызванных ими сцинтилляций (см. рисунок 9.3). В качестве детекторов нейтронов предложены герметичные кюветы ($\varnothing 50$ мм, толщина 50 мм), просматриваемые каждая с одного торца со своим ФЭУ и заполненные жидким сцинтиллятором, например, типа EJ-309 (имеющим однородные и изотропные свойства и пригодным для ДФИ). Центры кювет расположены равномерно по окружности с радиусом $L = 1$ м, имеющей свой центр на оси γ -пучка (для $E_n = 0,4$ МэВ $t \cong 114,3$ нс, а для $E_n = 12$ МэВ $t \cong 20,87$ нс). Окружность

лежит в плоскости, перпендикулярной оси γ -пучка и проходящей через центр мишени. Ось каждой кюветы идёт из центра мишени. Телесный угол, стягиваемый каждым детектором, составляет $\Omega \approx 2 \cdot 10^{-3}$ ср. Эффективность детектора ε зависит от E_n . При этом $\varepsilon(E_n = 12 \text{ МэВ}) \sim 0.1$ (см., например, работу [53]).

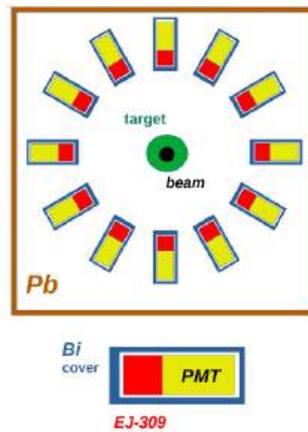


Рисунок 9.3 – Схема спектрометра быстрых нейтронов для НЦФМ, рассмотренного нами в работе [38]

Параметры пучка позволяют использовать физические мишени малых поперечных размеров (вплоть до $\varnothing 1,6$ мм). Толщину же мишеней определяет ослабление потока падающих γ -квантов по этой толщине (см., например, работу [54]). Например, для свинцовых мишеней можно ограничиться их толщиной такой же, как в работе [40], то есть $\sim 4,5$ мм (но у нас с массой $m \sim 0,1$ г). Такие малые размеры и масса мишени, с одной стороны, делают более доступными обогащённые мишени (например, свинцовые, обогащённые изотопом ^{208}Pb), а с другой стороны, ослабляют искажения потоков и спектров быстрых нейтронов, образуемых в мишенях и испускаемых из них.

Оценим $N_{n \text{ reg}}$ – ожидаемое число зарегистрированных быстрых нейтронов с энергией $E_n = 12$ МэВ, испускаемых из материнских ядер ^{208}Pb и приводящих к заселению основных состояний в дочерних ядрах ^{207}Pb , в одном предлагаемом детекторе от одного импульса γ -квантов от комптоновского рассеяния работе [44] при их энергии $E_\gamma \cong 20,1$ МэВ:

$$N_{n \text{ reg}} \sim N_{\gamma \text{ imp}} \cdot \left(\frac{d\sigma_g}{d\Omega} \right)_{90^\circ} \cdot \Omega \cdot \varepsilon \cdot N_A \cdot \frac{x_{\text{Pb}} \rho_{\text{Pb}}}{M_{\text{Pb}}} \approx 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ имп}^{-1},$$

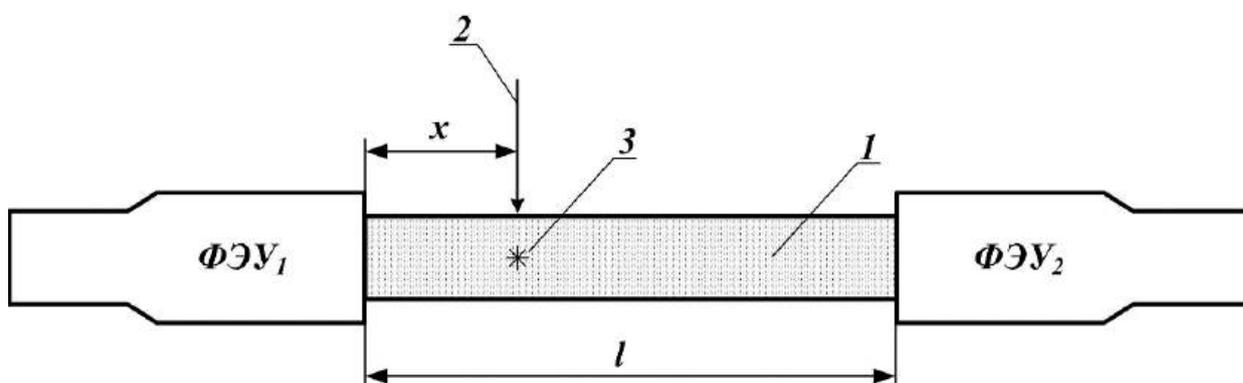
где $N_{\gamma \text{ imp}} \sim 10^4$ имп $^{-1}$ – количество таких γ -квантов в импульсе длительностью $\sim 2 \cdot 10^4$ с $^{-12}$;
 $(d\sigma_g/d\Omega)_{90^\circ} \approx 5 \cdot 10^{-27}$ см $^2 \cdot$ ср $^{-1}$; $\Omega \approx 2 \cdot 10^{-3}$ ср; $\varepsilon \sim 0,1$; $N_A \cong 6,022 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$ – число Авогадро;
 $x_{\text{Pb}} \sim 0,45$ см – толщина Pb-мишени; $\rho_{\text{Pb}} \cong 11,35$ г·см $^{-3}$ – плотность Pb-мишени;
 $M_{\text{Pb}} \approx 11,35$ г·моль $^{-1}$ – грамм-моль Pb-мишени.

9.3. Принципы методики времякоординатной компенсации для улучшения характеристик проектируемого для НЦФМ спектрометра быстрых нейтронов

В случае использования в НЦФМ спектрометра быстрых нейтронов, предложенного в работе [38], значение величины $N_{n\text{ reg}}$, определённой в предыдущем разделе, не очень велико. Хотя при этом длина детектора l , от которой зависит величина эффективности ε , относительно большая ($l = 5$ см, то есть 5% от выбранной в работе [38] длины пролётной базы нейтронов $L = 1$ м).

Рассмотрим возможности увеличения $N_{n\text{ reg}}$. Приближение детектора к мишени ведёт к росту телесного угла регистрации Ω , но также оно сопровождается уменьшением пролётной базы L нейтронов с результирующим ухудшением времяпролётного разрешения нейтронного спектрометра. Тем не менее, в некоторых экспериментах это представляется вполне приемлемым. Поэтому следует предусмотреть возможность изменения пролётной базы L проектируемого спектрометра.

Увеличение длины детектора l (например, в два раза) – другой путь для увеличения $N_{n\text{ reg}}$. В этом случае достижимое амплитудное разрешение $\sim(10/E_n)\%$, где энергия нейтрона E_n дана в МэВ (см. работу [53]), практически не должно ухудшиться, а для времяпролётного энергетического разрешения можно попытаться использовать методику одномерной времякоординатной компенсации (ВКК) (см. работы [46-48]), при которой каждый сцинтилляционный детектор просматривается с помощью ФЭУ₁ и ФЭУ₂ с обоих торцов детектора. В общем случае различных длин l при изменении координаты x вспышки в сцинтилляторе, вызванной падающей частицей, меняются и времена t_1 и t_2 срабатывания ФЭУ₁ и ФЭУ₂ соответственно, и амплитуды этих импульсов A_1 и A_2 . При этом в отдельных экспериментах надо искать зависимости t_1 , t_2 , A_1 , A_2 от x (см. рисунок 9.4).



ВКК наиболее часто применяли для длин l , гораздо больших (≥ 1 м, см. работу [48]), и для пластических сцинтилляторов. Эффективность применения данной методики в нашем случае требует своего изучения из-за существенно отличающейся «геометрии» транспортировки сцинтилляционных фотонов и желательности применения данной методики к работе нейтронного спектрометра с существенно меньшими амплитудами сцинтилляционных импульсов, как это было, например, в работе [55], в которой использовался порог регистрации по энергии электронов ≤ 60 кэВ. Понятно, что точность Δx определения координаты x определяется точностью Δt измерения времён t , которая согласно, в частности, работе [47] при $\Delta x \approx 1$ см должна быть лучше $\Delta t \approx 50$ пс.

9.4. Изучение возможностей улучшения эффективности и разрешения спектрометра быстрых нейтронов для НЦФМ при применении времякоординатной компенсации

На первом этапе экспериментальной проверки метода мы использовали пластический сцинтиллятор, облучаемый коллимированным пучком β^- -частиц от стандартного источника ($^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$). Использовался свинцовый коллиматор с отверстием диаметром 3 мм.

Для экспериментального исследования в рамках данного договора был разработан и собран набор оборудования, показанный на рисунке 9.5, на котором представлена фотография трёх сцинтилляционных детекторов на основе пластиковых сцинтилляционных детекторов со своими ФЭУ и β^- -источника. Основной пластиковый сцинтиллятор длиной $l \cong 100$ мм и поперечным сечением $\cong (40 \text{ мм} \times 40 \text{ мм})$ просматривается с обоих своих торцов с помощью ФЭУ₁ и ФЭУ₂, а дополнительный сцинтиллятор толщиной $\cong 4$ мм служит для выработки триггерного сигнала, имеет поперечные размеры $\cong (10 \text{ мм} \times 10 \text{ мм})$ и просматривается ФЭУ₃. Для всех этих ФЭУ использованы отечественные ФЭУ-143.



Рисунок 9.5 – Фотография сцинтилляционных детекторов и β^- -источника, собранных для проведения описываемых в настоящем отчёте исследований

На рисунке 9.6 представлена блок-схема «электроники», использованной при проведении описываемых в данном отчёте исследований.

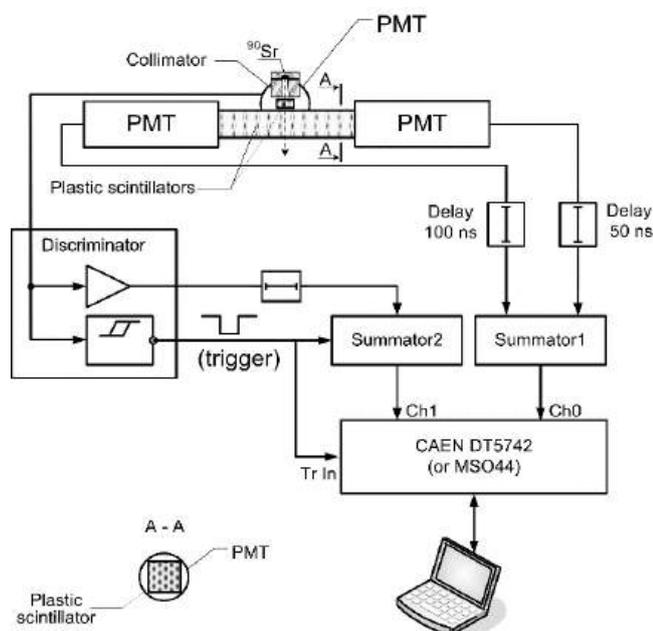


Рисунок 9.6 – Блок-схема «электроники», использованной при проведении описываемых в данном отчёте исследований

Чтобы исключить проблемы синхронизации каналов оцифровщиков и проверить возможность сокращения числа используемых каналов оцифровщиков в многоканальной системе, мы подавали сигналы ФЭУ на сумматоры и далее на оцифровщики DT5742 или цифровой осциллограф MSO44.

Пример регистрируемых распределений амплитуд импульсов в исследуемом пластике представлен на рисунке 9.7. Хорошо видно, что сигналы от источника легко отделяются от космического излучения.

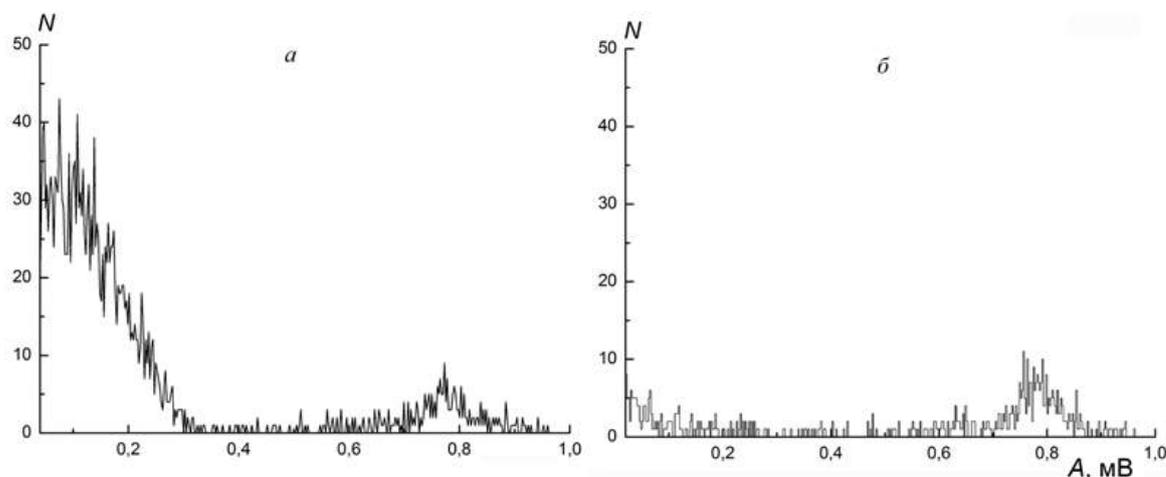


Рисунок 9.7 – Пример регистрируемых распределений амплитуд импульсов в исследуемом пластике. *a* – β^- -источник ($^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$) и космическое излучение. *б* – только космическое излучение

Характерные временные распределения пар импульсов на сумматоре от ФЭУ₁ и ФЭУ₂ для значений координаты β^- -источника ($^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$) $x \cong (20; 50; 80)$ мм даны на рисунке 9.8.

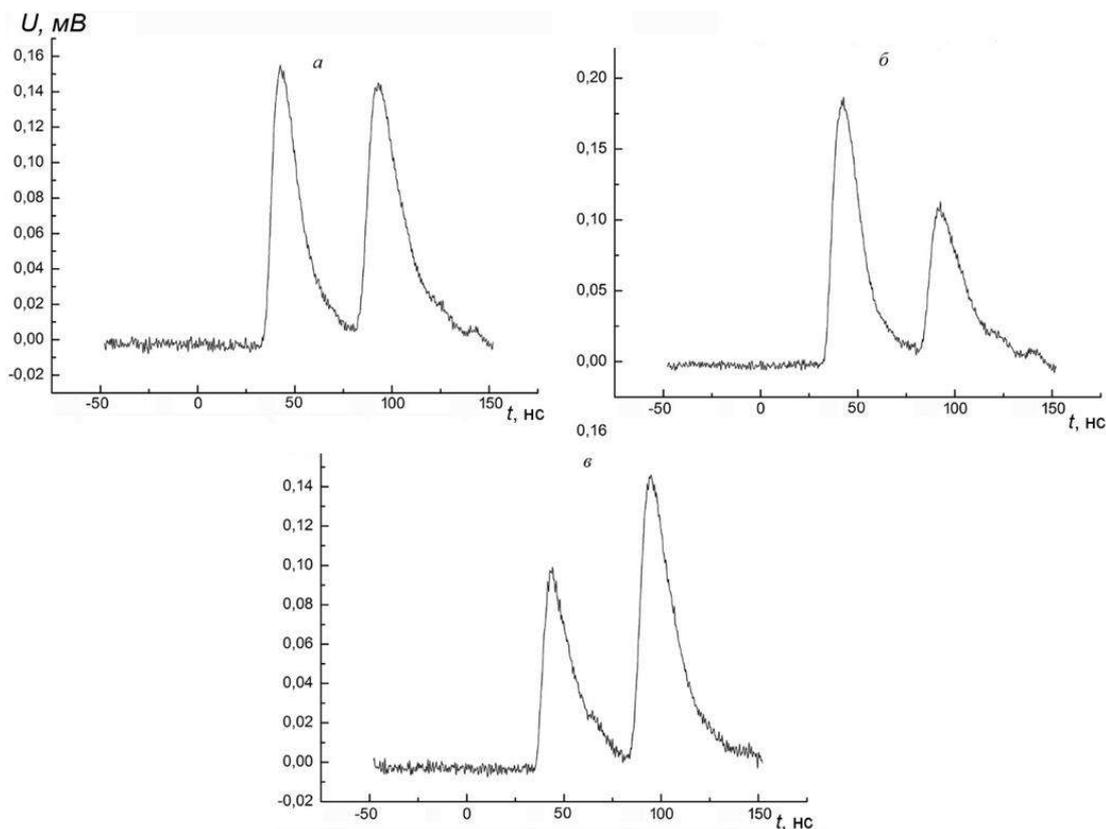


Рисунок 9.8 – Характерные временные распределения пар импульсов на сумматоре от ФЭУ₁ и ФЭУ₂ для значений координаты β^- -источника ($^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$) $x \cong (20; 50; 80)$ мм

Исследование пар импульсов A_1 и A_2 показало, что амплитуда сигнала ФЭУ тем больше, чем ближе источник сцинтилляций к данному ФЭУ. Такой результат, конечно, не является удивительным, но он наблюдается с имеющейся аппаратурой и может быть использован в дальнейшем для подтверждения местоположения источника сцинтилляций при достаточно высокой амплитуде сигнала.

На рисунке 9.9 показано сопоставление зависимости измеренных средних по трем сериям из 25 измерений значений отношений A_1/A_2 для $x \cong (20; 50; 80)$ мм с подогнанной линейной зависимостью.

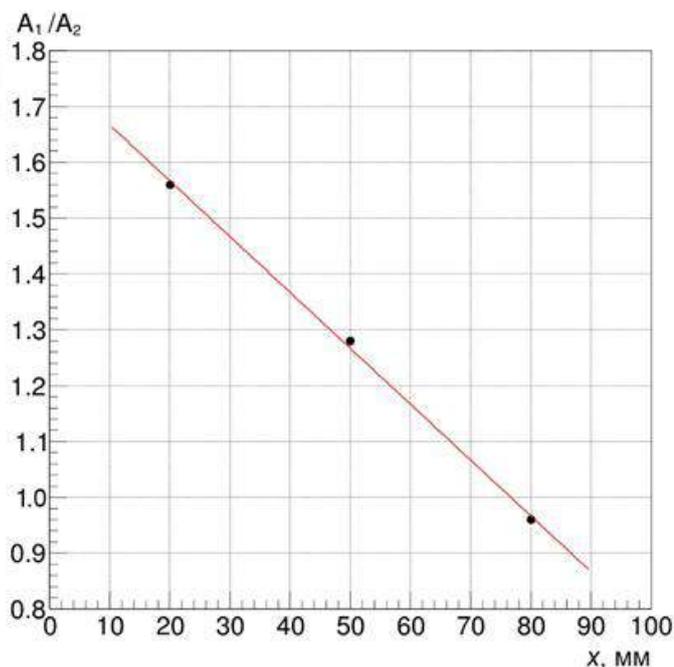


Рисунок 9.9 – Сопоставление средних значений отношений A_1/A_2 из измерений с подогнанной линейной зависимостью. Чёрные точки – эксперимент, красная прямая – подгонка

На рисунке 9.10 и рисунке 9.11 иллюстрируется процедура нахождения промежутка времени между двумя импульсами. Формы импульсов похожи друг на друга, но они не являются подобными. По этой причине очень непросто найти времена стартов импульсов и, следовательно, время между двумя импульсами. Мы воспользовались тем, что форма фронта каждого импульса (от 10% до 90% максимума) визуально напоминает прямую линию. Вместо того, чтобы вычислять одно значение промежутка времени между двумя импульсами, мы измеряли 100 значений между соответствующими точками, лежащими на фронтах. Совокупность этих значений мы называем кривой разности времен между двумя импульсами. На рисунке 9.10 показаны три графика. В верхней части – исходные два импульса. В середине – нормированные импульсы, т.е. форма импульсов осталась прежней, а максимум каждого импульса стал равен 1. В нижней части показаны 5 значений Δt между

точками, которые находятся на одной и той же высоте передних фронтов нормализованных импульсов.

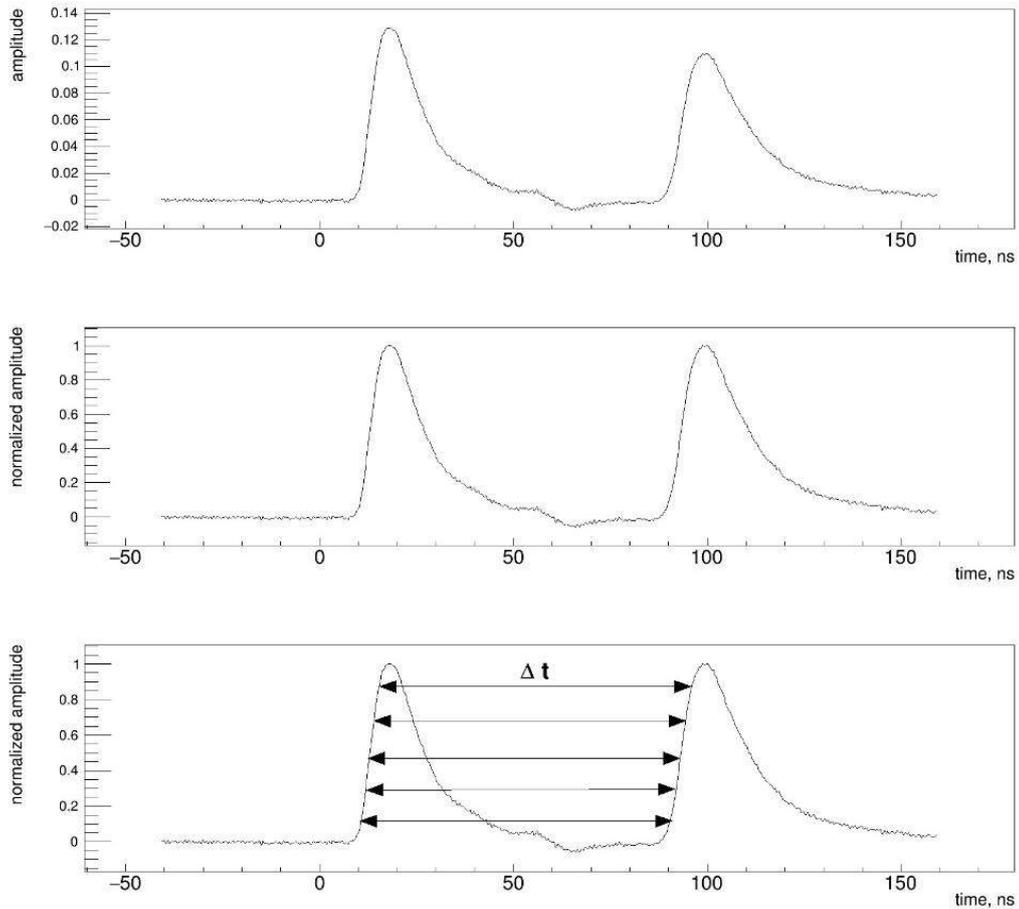


Рисунок 9.10 – Измерение кривой разности времен между двумя импульсами. Верхний график – исходные импульсы. Средний – нормализованные импульсы. Нижний – 5 измерений промежутков времени Δt

На рисунке 9.11 приведены результаты измерений кривых разности времен между фронтами двух импульсов. Всего были проанализированы 75 пар импульсов – по 25 пар в каждом положении источника ^{90}Sr . Полученные три кривые являются усредненными кривыми. Видно, что кривая разности времен зависит от положения источника и что она может быть использована для вычисления места нахождения источника по 25 измерениям. Однако целью настоящей работы является определение места каждой сцинтилляции. Для решения данной задачи необходимо исключить суммирование по измерениям, приведенное на рисунке 9.11, и провести суммирование вдоль линий, приведенных на этом же рисунке. Но для этого необходимо каждый раз определять эти линии.

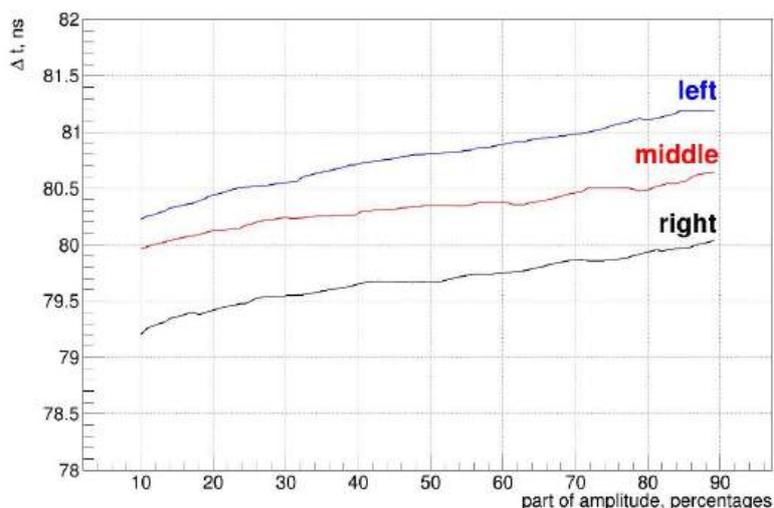


Рисунок 9.11 – Кривые разности времен между двумя импульсами в зависимости от доли нормализованной амплитуды. Три графика отличаются друг от друга только положением источника ^{90}Sr . “left” – источник находится на расстоянии 2см от ФЭУ₁ и 8см от ФЭУ₂, “middle” – источник на расстоянии 5см от ФЭУ₁ и от ФЭУ₂, “right” – источник на расстоянии 8см от ФЭУ₁ и 2см от ФЭУ₂

Однако можно применить несколько другой подход к определению разности времен. Линии на рисунке 9.11 проводили от фронта сигнала ФЭУ₁ к фронту сигнала ФЭУ₂. В новом подходе мы перешли к сравнению сигналов каждого ФЭУ между собой. Рассмотрим для иллюстрации сигналы от сцинтилляций, изображенные на рисунке 9.8. Сначала нормируем первые по времени прихода сигналы друг к другу по амплитуде. Затем смещаем шкалу времени так, чтобы первые импульсы в измерениях со смещениями источника +30мм и –30мм относительно середины основного пластика совпали. Совпадение изображено на рисунке 9.12 на левом рисунке. Поскольку первые импульсы измерены на одном и том же ФЭУ и той же электроникой, то наблюдается достаточно хорошее совпадение фронтов. Теперь построим вторые импульсы в новой шкале времени, с нормировкой их друг к другу по амплитуде. Полученный сдвиг хорошо согласуется с результатом, приведенном на рисунке 9.11. Отметим, что величина сдвига этих фронтов по времени и связанное с этим место сцинтилляции определяется как средняя величина для относительно большого количества точек. Этим методом можно пробовать изучать зависимость временной привязки для выделенных частей фронта.

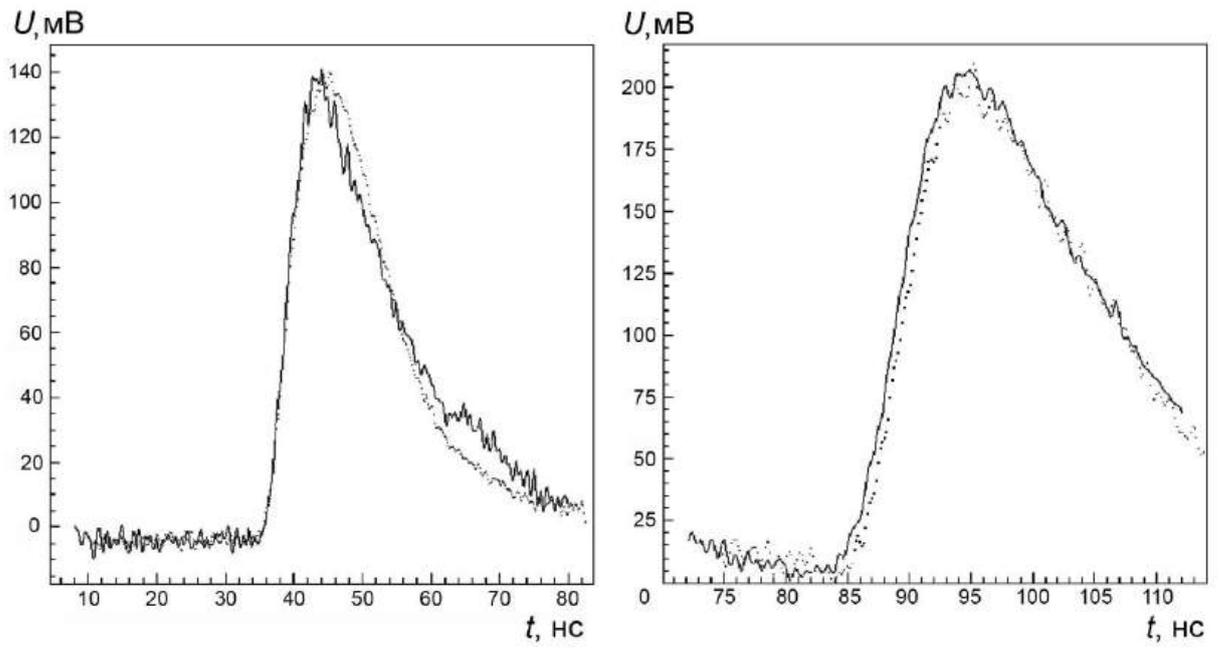


Рисунок 9.12 – Определение временного сдвига импульсов в зависимости от местоположения источника излучения β -источника

10. Исследование энергетического спектра нейтронов при фотоядерных реакциях вблизи порога на тераваттном лазерном комплексе

Прогресс в развитии лазерно-плазменных ускорителей (см. работы [56-58]) сделал возможным их применение для целей ядерной физики. В частности, были созданы лазерные источники нейтронов с пиковым выходом до 10^{10} нейтронов/ср за импульс (см. работы [59, 60]), основанные как на низкопороговых ядерных реакциях синтеза (см. работы [59-62]), так и на реакциях фоторасщепления (см. работы [63-67]). Последние имеют большой энергетический порог и были реализованы в основном на лазерных системах с мощностью >20 ТВт. Однако, пучки электронов с энергией в ~ 10 МэВ, требуемые для эффективного возбуждения реакций фоторасщепления тяжёлых элементов (Pb, W, Ta и др.) могут быть получены на компактных лазерных системах ТВт уровня (см. работы [68-70]), в том числе работающих на кГц частоте повторения (см. работу [71]). Использование лазерных систем с высокой частотой повторения позволит в будущем существенно увеличить поток нейтронов, а также увеличить статистику регистрируемых событий.

С другой стороны, ядерные реакции фоторасщепления и захвата нейтронов представляют интерес для задач ядерной астрофизики (s -, r -, p -процессы) (см. работы [72-73]). Для их изучения успешно применяется лазерный комптоновский источник (см. работы [73-75]), обладающий интенсивным ($\sim 10^4$ квантов/с/эВ), перестраиваемым ($\sim 1-100$ МэВ), квазимонохроматическим ($\sim 10^{-2}$) излучением (см. работу [76]). Однако, измерение сечений таких реакций может быть проведено и с помощью тормозного (см. работу [77]) или нейтронного (см. работу [78]) излучения лазерно-плазменного источника.

При решении практических или исследовательских задач важно знать энергетический спектр нейтронного источника. Обычно для его измерения используется времяпролётный метод, основанный на разнице во времени пролёта расстояния от источника до детектора нейтронов с разными кинетическими энергиями. Для прямого измерения спектра этим методом детектор должен работать в режиме счёта нейтронов. Поскольку, при измерениях в токовом режиме должны быть скомпенсированы искажения, связанные с наложением регистрируемых импульсов и зависимостью чувствительности детектора от энергии нейтронов (см. работы [79,80]). Отметим, что существует всего несколько работ (см. работы [63,65,67]), в которых приведён спектр нейтронов, генерируемых в реакциях фоторасщепления, возбуждаемых лазерно-плазменным источником.

В работе рассмотрен источник нейтронов на 1 ТВт лазерной системе с частотой повторения 10 Гц на основе фотоядерных реакций $Pb(\gamma, n)$ и $W(\gamma, n)$ с эффективностью

конверсии $\sim 10^6$ нейтронов/Дж и приведен его энергетический спектр, измеренный времяпролетной методикой в режиме счета нейтронов.

10.1. Избранные реакции фоторасщепления

Рассмотрим сначала некоторые реакции фоторасщепления ($A(\gamma, n)a$ или $\gamma + A \rightarrow a + n$) с низкой пороговой энергией E_γ^{th} . Последняя в системе отсчёта центра инерции (СЦИ) равняется дефекту масс $\Delta M c^2 = (m_a + m_n - m_A)c^2 = -Q$, но в лабораторной системе отсчёта (ЛС) с неподвижной мишенью A она равна (см. работу [81]): $E_\gamma^{th} = |Q|(1 + |Q|/(2m_A c^2))$, где Q – энергосодержание ядерной реакции ($Q < 0$ – эндотермическая, $Q > 0$ – экзотермическая), m_A, m_a, m_n – массы покоя ядер A, a и нейтрона n . Оперируя четырёхвекторами энергии и импульса можно получить релятивистское выражения для кинетической энергии T_n нейтрона:

$$T_n = m_n c^2 \cdot \frac{xy + (\cos \theta + \sqrt{x(2y+x) + \cos^2 \theta}) \cos \theta}{y^2 - \cos^2 \theta}, \text{ где}$$

$$x = \frac{m_A}{m_n} - 1 + \frac{Q}{2E_\gamma} \left(\frac{m_A + m_a}{m_n} - 1 \right), \quad y = 1 + \frac{m_A c^2}{E_\gamma},$$

E_γ – энергия гамма-кванта, налетающего на мишень A , θ – угол между волновым вектором гамма-кванта и импульсом нейтрона в ЛС. Из приведённых выражений следует что, при энергиях гамма-квантов $E_\gamma < 50$ МэВ кинетическая энергия нейтронов слабо зависит от угла вылета θ даже для лёгких ядер (например, ${}^2D(\gamma, n) {}^1H$), а для тяжёлых ($m_A, m_a \gg m_n$) их распределение практически изотропно по углу θ . Также, для тяжёлых ядер при $E_\gamma < 50$ МэВ с хорошей точностью (для ${}^9Be(\gamma, n)2\alpha$ – 10-15%, чем тяжелее, тем точнее) верно равенство: $T_n \cong E_\gamma - |Q|$. Пороги реакций фоторасщепления ядер ${}^2D, {}^9Be, W, Pb, {}^{238}U$ приведены в таблице 10.1.

Таблица 10.1 – Пороги реакций фоторасщепления (γ, n) некоторых изотопов

Эл-т	Массовое число изотопа	Изотопная распространённость, %	E_γ^{th} , МэВ	Эл-т	Массовое число изотопа	Изотопная распространённость, %	E_γ^{th} , МэВ
H	2	0,0156	2,23	W	180	0,12	8,41
Be	9	100	1,67		182	26,5	8,07
Pb	204	$1,4 \pm 0,6$	8,40		183	14,31	6,19
	206	$24,1 \pm 3,0$	8,09		184	30,64	7,41
	207	$22,1 \pm 5,0$	6,74	186	28,43	7,19	
	208	$52,4 \pm 7,0$	7,37	U	238	99,2742	6,15

Наряду с реакциями (γ, n) также протекают реакции ($\gamma, 2n$), ($\gamma, n + p$) и т.д. Такие реакции имеют более высокие пороги и меньшие сечения (см. например работу [82]).

Зависимости сечений реакций фоторасщепления от энергии показаны на рисунке 10.1. В случае элементов Pb и W, сечения приведены для естественного изотопного состава.

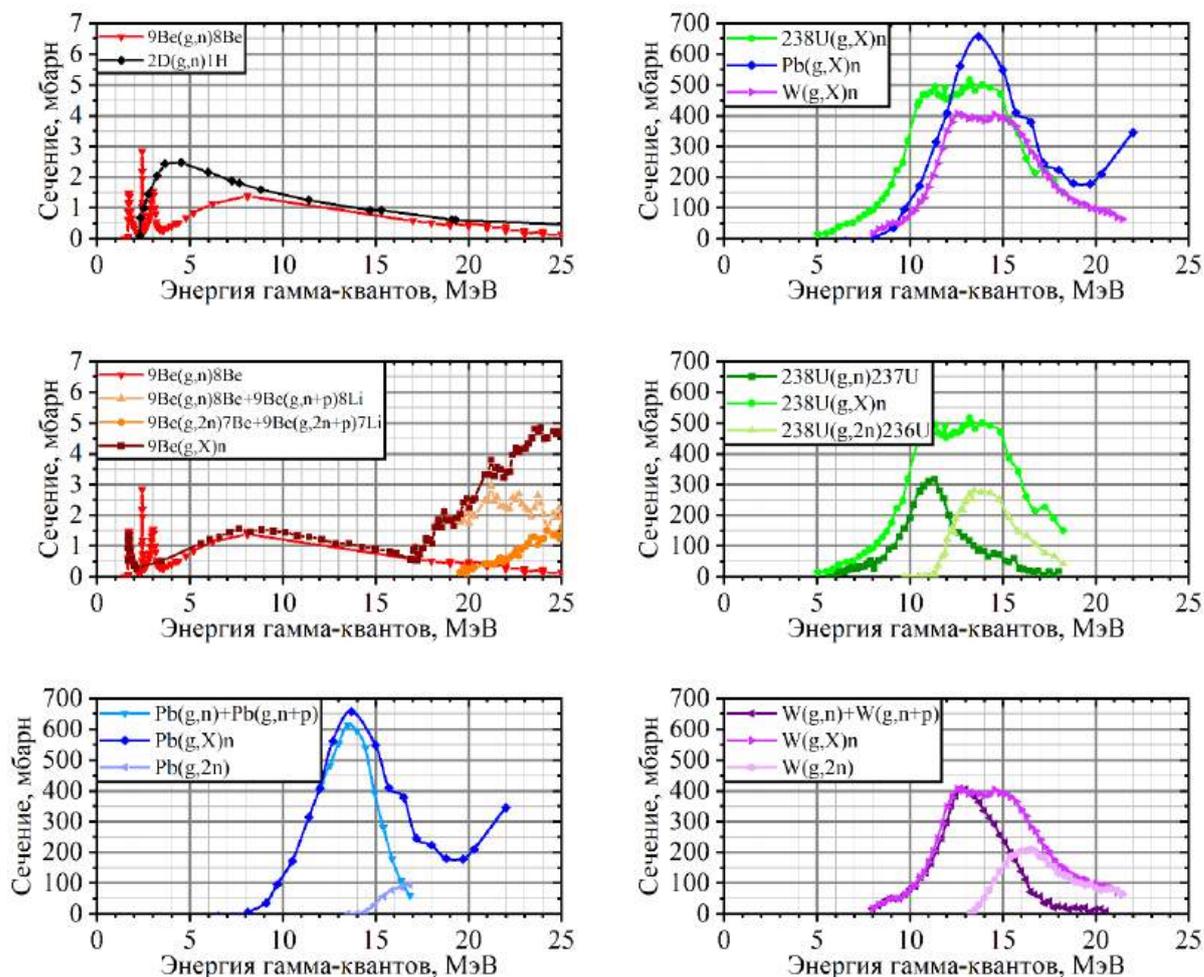


Рисунок 10.1 – Сечения реакций фоторасщепление некоторых элементов (данные взяты из базы данных EXFOR (см. работу [83])

Из приведённых сечений видно, что реакции $(\gamma, 2n)$ начинают вносить существенный вклад в выход нейтронов в реакциях фоторасщепления U, Pb и W при энергиях гамма-квантов $>10-15$ МэВ. Сравним также выходы ядерных реакций при экспоненциальном спектре гамма-излучения. По определению сечения σ ядерной реакции, выход нейтронов Y :

$$dY[\text{выстр.}^{-1}] = dN_\gamma/dE [\text{выстр.}^{-1} \text{ МэВ}^{-1}] \cdot dE [\text{МэВ}^{-1}] \cdot \sigma[\text{см}^2] \cdot n_A[\text{см}^{-3}] \cdot l[\text{см}],$$

где dN_γ/dE – число налетающих гамма-квантов с энергиями в интервале dE (спектр гамма-квантов), n_A – концентрация ядер изотопа A , l – длина пути взаимодействия; $n_A = \delta_A \rho N_A / \mu$, где δ_A – доля ядер A в веществе мишени, ρ, μ – плотность и молярная масса вещества мишени, $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ – число Авогадро. При экспоненциальном спектре:

$$dN_\gamma/dE = (1/T_\gamma) \exp(-E/T_\gamma),$$

где T_γ – температура и

$$\int_0^{\infty} (dN_{\gamma}/dE) dE = 1,$$

получим:

$$Y \propto \int_{E_{th}}^{\infty} (1/T_{\gamma}) \exp(-E/T_{\gamma}) \cdot \sigma \cdot dE \cdot (\delta_{A\rho}/\mu).$$

На рисунке 10.2 показаны зависимости выхода нейтронов Y реакций фоторасщепления для D, Be, W и Pb с выходом одного (γ, n) и двух ($\gamma, 2n$) нейтронов от температуры T_{γ} . Реакции ($\gamma, 2n$) начинают вносить вклад в выход нейтронов уже при $T_{\gamma} > 5$ МэВ.

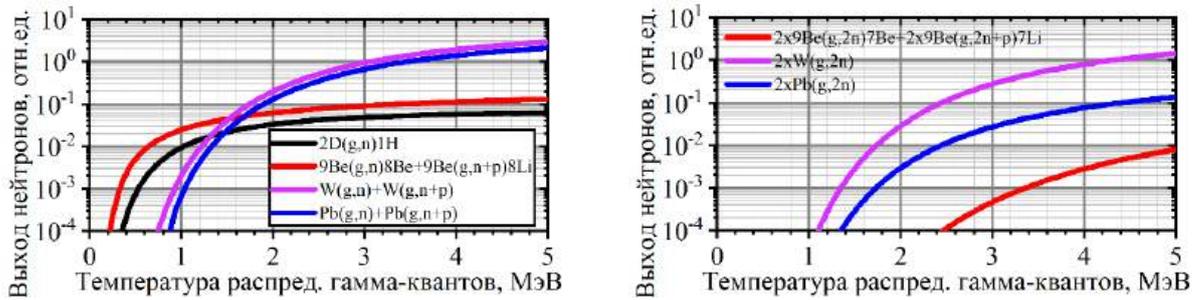


Рисунок 10.2 – Зависимости выхода нейтронов в реакциях фоторасщепления D, Be, W и Pb от температуры спектра при постоянном числе гамма-квантов без их поглощения в мишени

10.2. Схема экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 10.3. Исследования проводились с использованием Ti:Sapphire лазерной системы с пиковой мощностью 1ТВт. Центральная длина волны излучения $\lambda = 805$ нм, частота следования импульсов 10 Гц, излучение имело p -поляризацию. При длительности импульса (FWHM) $\tau = 50 \pm 5$ фс и энергии 40 мДж, расчётная интенсивность I излучения в фокусе достигала $\sim 5 \cdot 10^{18}$ Вт/см² (нормированный вектор-потенциал $a = 1,5$). Контраст по уровню ASE составлял $\sim 10^{-7}$ (на задержках от -50 до 175 пс).

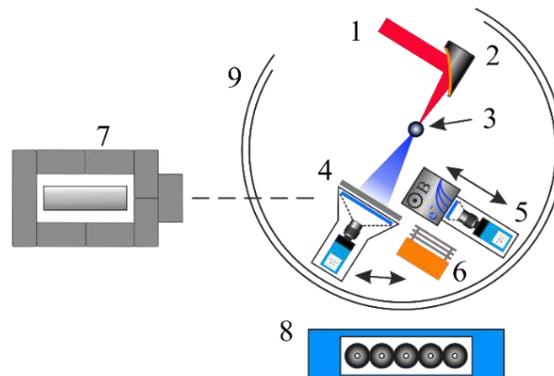


Рисунок 10.3 – Схема экспериментальной установки. 1 – Излучение Ti:Sapphire, 2 – Внеосевое параболическое зеркало, 3 – Газовая струя, 4 – Свинцовый фильтр и экран Lanex, 5 – Магнитный спектрометр, 6 – Ячейка Фарадея, 7 – Времяпролётный детектор, 8 – Массив ³He-счётчиков, 9 – Вакуумная камера

В качестве мишени использовалась азотная газовая струя. Использовались конусные сопла с диаметрами выходного отверстия 0,2-0,8 мм. Наиболее удобным с точки зрения оптимального профиля концентрации и расхода газа оказалось сопло 0,4 мм. Была собрана схема моторизованного газового редуктора, позволяющая удаленно изменять давление в ходе эксперимента. Для сопла 0,4 мм минимальное давление, при котором наблюдалась генерация электронного пучка, составляло 1,5 бар. Давление свыше 4 бар приводило к чрезмерному расходу газа и ухудшению вакуума в камере взаимодействия. В эксперименте по ускорению электронов сопло было установлено на моторизованный трёхосевой позиционер, позволяющий изменять положение газовой струи в пространстве. Концентрацию и протяженность газовой мишени при постоянном диаметре сопла и давлении в первую очередь определяла высота над срезом сопла. Сечения полученного в интерферометрии профиля для различных высот также приведены на рисунке 10.4. На высоте менее 250 мкм профиль с хорошей точностью может быть аппроксимирован гауссовой функцией.

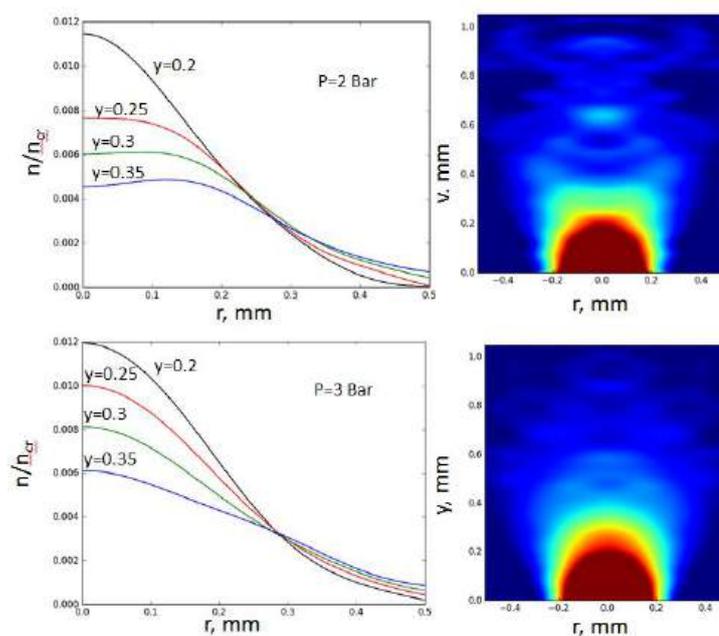


Рисунок 10.4 – Профили концентрации, полученные в интерферометрии (справа) и их сечения на различных высотах над соплом (слева) для двух различных давлений: 2 бар (верхний ряд) и 3 бар (нижний ряд)

Излучение фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 150 мм (апертура $f/10$) в область, возвышающуюся над срезом сопла на 0,3-0,5 мм. Эксперименты проводились в вакуумной камере при остаточном давлении газа $\sim 10^{-1}$ Торр.

10.3. Электронный пучок

Пучок электронов, генерируемый в ходе лазерно-плазменного взаимодействия и распространяющийся в направлении прошедшего фемтосекундного импульса, направлялся на экран Lanex для контроля его пространственного распределения, расположенный на расстоянии в 20 см от газовой струи. Перед экраном располагалась свинцовая пластина, толщиной 2 мм, с одной стороны, выполняющая роль фильтра, отсекающего электроны с низкими энергиями (< 5 МэВ), а с другой – мишени-конвертера для генерации тормозного гамма-излучения, которое в этой же пластине инициировало ядерные реакции фоторасщепления свинца $Pb(\gamma, n)$ с выходом нейтронов. Кроме того, в качестве мишени-конвертера для электронного пучка использовались несколько вольфрамовых пластин общей толщиной 12 мм, позволяющие инициировать реакцию $W(\gamma, n)$.

Для измерения энергетического спектра электронного пучка использовался магнитный спектрометр на энергии электронов 1–25 МэВ. Для отклонения электронов были использованы два постоянных неодимовых магнита размером 10 см x 5 см, установленных на магнитопроводе из магнитомягкой электротехнической стали (толщина плит $\sim 2,5$ см) с зазором 3 см. Добавление магнитопровода было необходимо для повышения однородности поля, а также достигаемой величины магнитного поля B_z . Магнитное поле в зазоре было измерено датчиком Холла, достигало 0,56 Тл и обладало хорошей однородностью по продольной координате.

Оценка заряда пучка электронов проводилась с помощью чаши Фарадея. Амплитуда напряжения при известной электрической ёмкости конденсаторов, подключенных к чаше, регистрируется на осциллографе и пропорциональна заряду пучка в соответствующем энергетическом диапазоне.

Инжекция электронов в рассматриваемом взаимодействии происходит за счёт опрокидывания плазменных волн, а основным механизмом ускорения является ускорение в продольном поле плазменной волны. Увеличение энергии лазерного импульса до 70 мДж приводит к нарастанию амплитуды плазменной волны. Распад таких волн происходит со значительным захватом собственных электронов волны. Это позволяет увеличить заряд электронного пучка. На рисунке 10.5 приведены параметры электронного пучка, полученные в эксперименте. В результате взаимодействия 1,5 ТВт фемтосекундного импульса газовой мишенью получается пучок с энергиями от 8 до 18 МэВ, расходимостью 1° и зарядом 10 пКл. Спектр прошедшего через плазменную мишень излучения (измеряемый дополнительным оптическим спектрометром) содержит компоненты на длинных волн 900-1100 нм и говорит о наличии самомодуляции лазерного импульса.

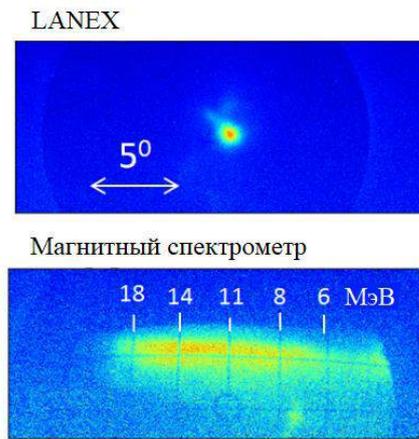


Рисунок 10.5 – Форма электронного пучка и спектр, полученные при оптимальном профиле

10.4. Регистрация нейтронов

Нами использовались два подхода для регистрации нейтронов. Для контроля выхода ядерной реакции, нейтроны замедлялись и регистрировались вблизи камеры взаимодействия, тогда как для измерения их энергетического спектра использовался времяпролётный метод, имеющий меньшую чувствительность.

Медленные нейтроны регистрировались массивом из десяти ^3He -счётчиков СНМ-18-1. Пластиковый замедлитель толщиной 7 см, обеспечивающий термализацию нейтронов, располагался сверху и снизу от детекторов. Для снижения фона гамма-излучения, счётчики помещались в короб из свинца с толщиной стенок 5 мм. Вся сборка располагалась под камерой взаимодействия, на расстоянии в 50 см от источника нейтронов. Однако, замедленные нейтроны регистрировались детекторами спустя 50-500 мкс после лазерного импульса. Эффективность регистрации нейтронов сборкой измерялась с помощью калиброванного источника ^{252}Cf и составляла 0,0146%. При помощи кода Geant4 с учетом геометрии установки и сведений об электронном спектре было проведено моделирование процессов генерации тормозного излучения и фоторасщепления вольфрама, и был получен коэффициент конверсии электронов в нейтроны в нашей геометрии (см. работу [84]). Для высокоэнергетической части спектра ($E > 8$ МэВ) он составляет ~ 10 нейтронов/пКл. Из выхода нейтронов в эксперименте можно таким образом оценить заряд электронного пучка для энергий выше пороговой для фотоядерной реакции (8 МэВ). Полный выход нейтронов можно оценить, как $\sim 0,3 \cdot 10^6$ нейтронов/выстрел. Выход нейтронов примерно равный для обеих мишеней из Pb и W.

Быстрые нейтроны регистрировались времяпролётным методом с помощью сцинтилляционного детектора СГНС-25-25 на основе кристалла транс-стильбена диаметром 25 мм и длиной 25 мм и фотоэлектронного умножителя R6094. Детектор

располагался на расстоянии в 2,3 м от источника нейтронов и был помещён в клетку Фарадея и свинцовый “домик” с толщиной стенок 5 см для экранирования от электромагнитных помех, создающих первичный шумовой импульс, насыщающий схему регистрации. На пути от источника нейтронов до детектора располагались стальная стенка вакуумной камеры толщиной 8 мм и фронтальная стенка свинцового “домика” толщиной 10 см.

Для оцифровки электрических сигналов с детекторов использовался цифровой осциллограф LA-n1USB фирмы “Руднев-Шиляев”, с частотой дискретизации до 0,5 ГГц и разрешением 8 бит, запускаемый по синхроимпульсу от лазерной системы. Примеры сигналов с ^3He -счётчиков и время пролётного детектора приведены на рисунке 10.6.

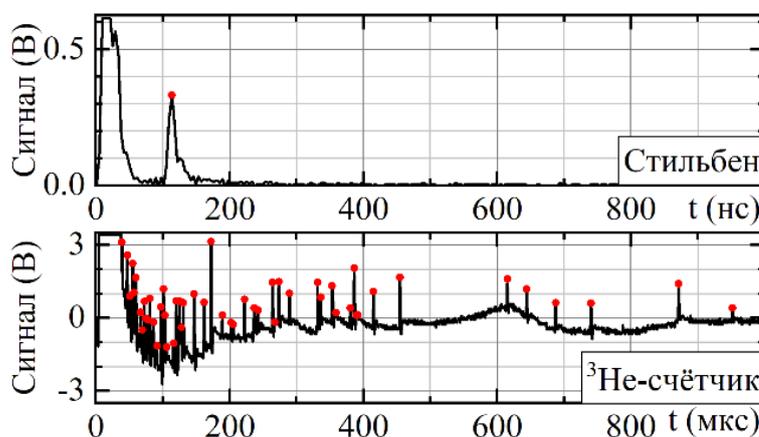


Рисунок 10.6 – Типичные сигналы с ^3He -счётчиков (снизу) и времяпролётного детектора (сверху). Красными точками отмечены найденные в сигнале нейтронные пики

Программа для обработки времяпролётных сигналов была написана на языке графического программирования NI LabView. С помощью пикового детектора (ширина пика 4-6 точек) определялись времена пиков (относительно импульса, соответствующего лазерному импульсу) в сигнале выше определённого порога по амплитуде. На их основе строились времяпролётные гистограммы (ToF, шаг гистограммы 10 нс). Для минимизации влияния шумовых импульсов, для дальнейшей обработки выбирались ToF гистограммы с наименьшим порогом по амплитуде, при котором их форма переставала изменяться.

Так, например, форма ToF гистограммы на рисунке 10.7 перестаёт изменяться при пороге более 150 мВ, лишь уменьшается количество регистрируемых нейтронов. Наибольшие помехи наблюдаются в области времён <200 нс (энергии >640 кэВ) и связаны с электромагнитными наводками в момент прихода лазерного импульса.

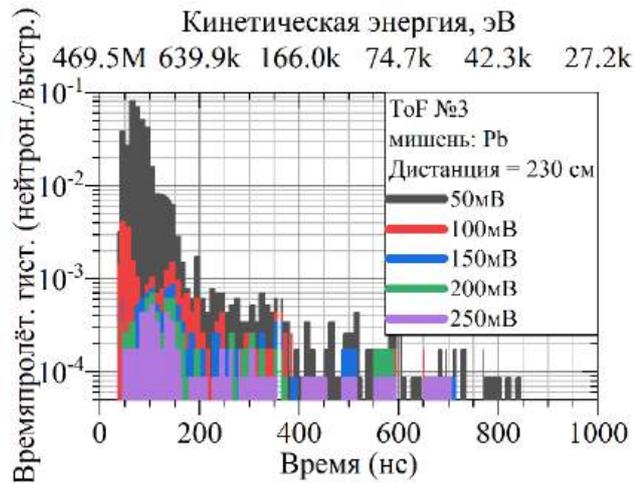


Рисунок 10.7 – Времяпролётные кривые (ТоF) при различных пороговых уровнях регистрации импульсов в сигнале

Пересчёт ТоF гистограмм в энергетические спектры осуществлялся на основе соотношений:

$$\frac{N_n(T_n)}{\Delta T_n} dT_n = \frac{N_n(t)}{\Delta t} dt; \quad T_n = (\gamma_n - 1)m_n c^2; \quad \gamma_n = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_n}{c}\right)^2}}; \quad v_n = \frac{L}{t + t_\gamma}; \quad t_\gamma = \frac{L}{c};$$

где $N_n(T_n)$ и $N(t)$ – число нейтронов в интервалах кинетических энергий $(T_n - \Delta T_n/2, T_n + \Delta T_n/2)$ и времени $(t - \Delta t/2, t + \Delta t/2)$ соответственно, m_n , γ_n , v_n – масса, гамма-фактор и скорость нейтрона соответственно, t_γ – время пролёта расстояния L от плазмы до детектора гамма-квантами, генерируемыми в момент прихода лазерного импульса на мишень. Откуда якобиан перехода от ТоF гистограмм к энергетическим спектрам имеет вид:

$$\frac{N_n(T_n)}{\Delta T_n} = -\frac{N_n(t)}{m_n c^2} \cdot \frac{L}{\Delta t c} \cdot \left(\left(1 + \frac{T_n}{m_n c^2} \right)^2 - 1 \right)^{-3/2}.$$

На рисунке 10.8 приведены ТоF гистограммы и соответствующие им энергетические спектры нейтронов для трёх экспериментов: №1 и №3 со свинцовым электронным конвертером и №4 – с конвертером из вольфрама при близких параметрах электронного пучка. Реакции $Pb(\gamma, n)$ и $W(\gamma, n)$ обладают близкими порогами (~ 8 МэВ) и сечениями (600 и 400 мб), что объясняет похожие нейтронные спектры. Нейтроны имеют экспоненциальное распределение по энергии с “температурой” $\sim 1-2$ МэВ и максимальной энергией $\sim 5-8$ МэВ. Последняя хорошо соотносится с разницей между максимальной энергией электронного пучка, которая равна отсечке тормозного спектра гамма-излучения и порогом реакций фоторасщепления ($T_n = T_\gamma - |Q| = 18 - 8 = 10$ МэВ).

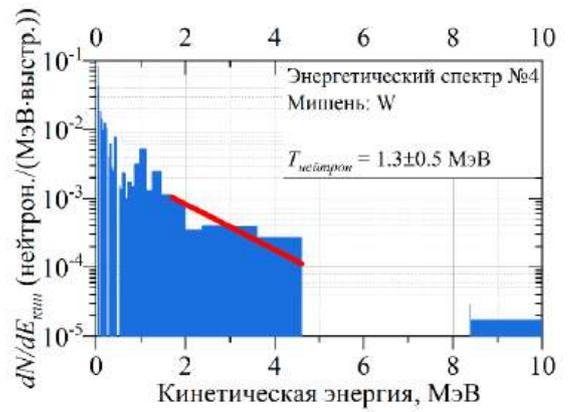
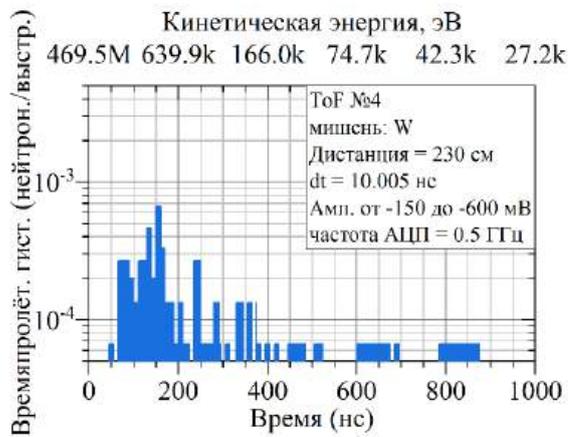
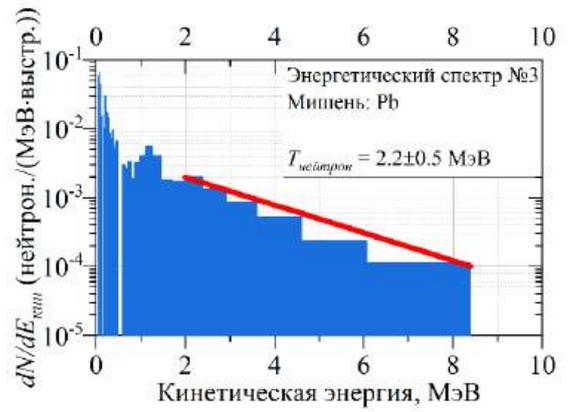
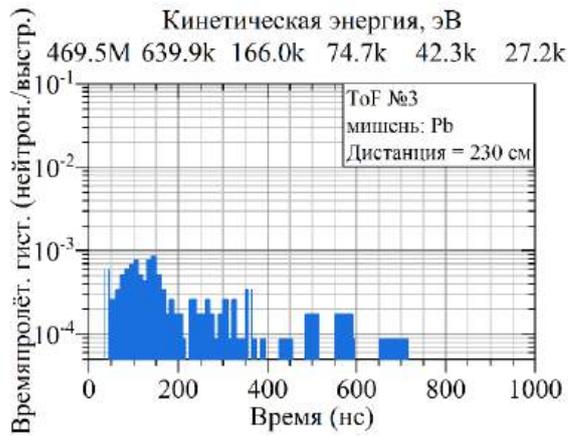
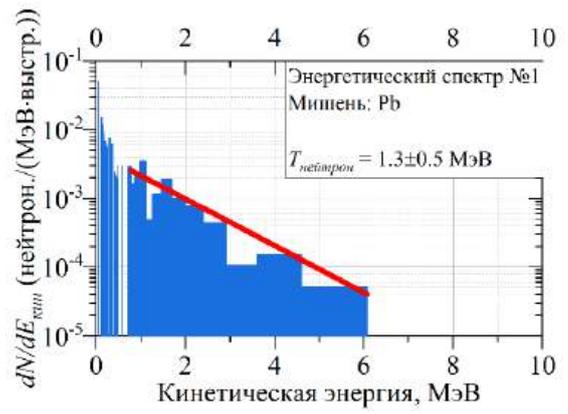
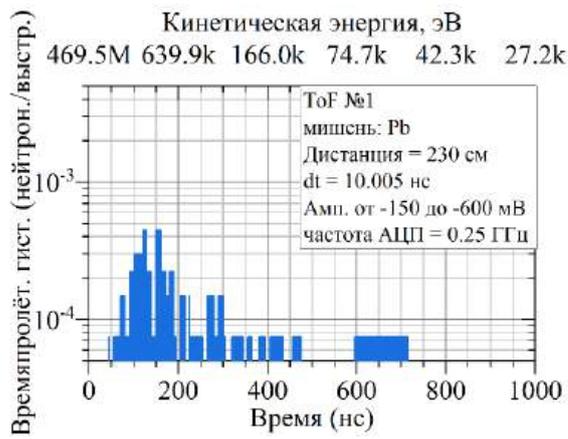


Рисунок 10.8 – Времяпролётные кривые (ТоF) и соответствующие им энергетические спектры нейтронов

11. Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и легкими ядрами

Низкоэнергетические характеристики нуклон-нуклонного (NN -) взаимодействия – длины рассеяния и энергии синглетного 1S_0 виртуального состояния являются важными мерами силы взаимодействия не только конкретных двухнуклонных систем, но также позволяют сделать более общие фундаментальные выводы. Например, синглетные 1S_0 длины рассеяния могут служить чувствительным средством проверки эффектов нарушения зарядовой симметрии (НЗС) и зарядовой независимости (НЗН) ядерных сил.

Нейтрон-протонная (np) и протон-протонная (pp) длины рассеяния с высокой точностью извлекаются из прямых экспериментов по рассеянию нейтрона на протоне и протона на протоне, соответственно. Современные значения этих величин принято считать $a_{np} = -23,7148 \pm 0,0043$ Фм (см. работу [85]) и $a_{pp} = -7,8149 \pm 0,0029$ Фм (см. работу [86]). Однако, значение $a_{pp} = -7,8149 \pm 0,0029$ Фм включает в себя также вклад кулоновского взаимодействия двух протонов, в то время как с точки зрения зарядовой симметрии бóльший интерес представляет чисто «ядерная» величина pp -длины рассеяния. При использовании традиционного реалистичного NN -потенциала (например Vonn-CD или Nijmegen (см. работу [87])), точно соответствующего экспериментальному значению a_{pp} и удалении кулоновского pp -рассеяния получится значение $a_{pp} = -17,3 \pm 0,4$ Фм. Это значение в настоящее время принимается как «ядерная часть» pp -длины рассеяния (см. работу [88]). Приведенные данные для a_{np} и a_{pp} свидетельствуют о НЗН ядерных сил.

Более сложным дело обстоит с нейтрон-нейтронным (nn) рассеянием. Ввиду отсутствия чисто нейтронных мишеней, данные о nn -длине рассеяния извлекают из реакций с образованием двух нейтронов в конечном состоянии, например, реакциях $n+d$ (см. работы [89-95]), $d+d$ (см. работу [96]) или π^-+d (см. работы [97-99]). Стоит отметить, что в реакциях $n+d \rightarrow nnp$ и $d+d \rightarrow nppr$ в выходном канале имеются три и четыре сильно взаимодействующие частицы, соответственно, в то время как в реакции $\pi^-+d \rightarrow nn\gamma$ только две. Следовательно данные о nn -длине рассеяния, полученные в реакциях nd - и dd -развалах, могут быть подвержены влиянию трехнуклонных ($3N$) сил. В работе [95] было высказано предположение, что довольно большая разница между значениями a_{nn} , извлеченными из экспериментов по nd - и dd -развалу (см. работы [89-96]), но с использованием разных начальных энергий и разных кинематических условий, может быть обусловлена разным вкладом $3N$ -сил. В недавней работе [100] были получены самые последние экспериментальные данные о nn -взаимодействии в реакции nd -развала при энергиях нейтронов 8 и 11 МэВ, а проведенный анализ полученных значений nn -длин рассеяния в

совокупности с данными других экспериментов в значительной мере подтвердил гипотезу о влиянии $3N$ -сил на величины извлекаемых параметров np -взаимодействия в реакциях с малонуклонными системами.

Аналогичное влияние может быть оказано на извлекаемые величины длин np -рассеяния (или энергий виртуальных 1S_0 np -состояний) в реакциях с образованием пары нейтрон-протон в конечном состоянии. Значения низкоэнергетических характеристик np -взаимодействий также можно с высокой степенью достоверности извлечь из трехчастичных реакций при правильно выбранных кинематических условиях (см. работу [101]).

Работ, в которых np -длина рассеяния извлекалась из малонуклонных реакций, известно не так много, а работ, в которых извлекалась pp -длина рассеяния, и того меньше. Так работы по определению np -длины рассеяния проводились в Институте радиационной и ядерной физики Боннского университета (Вопп, Германия) (см. работы [91,102]), Ядерной лаборатории исследовательского треугольника (TUNL, США) (см. работу [89]), Шанхайском институте ядерных исследований (Китай) (см. работу [103]) и ИЯИ РАН (Россия) (см. работу [104]). В последней работе [104] описаны результаты проведенного эксперимента по исследованию реакции nd -развала на нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН при энергии нейтронов 9 и 11 МэВ. Из сравнения экспериментальной зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии np -пары и результатов моделирования с использованием модели Мигдал-Ватсона взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) получены значения $a_{np} = -25,9 \pm 1,1$ Фм при $E_n = 9$ МэВ и $a_{np} = -25,1 \pm 1,3$ Фм при $E_n = 11$ МэВ. Полученные значения существенно отличаются от значения, полученного в эксперименте по свободному np -рассеянию, что может свидетельствовать об эффективном усилении np -взаимодействия в присутствии третьего нуклона, что в свою очередь может быть связано со значительным влиянием $3N$ -сил. Для проверки данного предположения на нейтронном канале РАДЭКС был проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции $nd \rightarrow nnp$ при более низкой энергии нейтронов 5 МэВ.

Энергия виртуального 1S_0 np -состояния E_{np} и связанная с этой величиной длина np -рассеяния a_{np} определена в кинематически полном эксперименте по исследованию реакции $n+^2\text{H}$ при энергии 5 ± 1 МэВ на нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН. В эксперименте по разные стороны от оси пучка регистрировались нейтрон отдачи и нейтрон от развала np -системы, а также протон в активной дейтерированной мишени. В этой постановке эксперимента нейтрон-протонное ВКС проявляется в виде максимума в распределении выхода реакции от относительной энергии np -системы ϵ , которая рассчитывается через

кинетические энергии “развальных” нейтрона E_n и протона E_p и углу их разлета $\Delta\Theta$ в лабораторной системе:

$$\varepsilon = \frac{1}{2}(E_n + E_p - 2\sqrt{E_n E_p} \cos \Delta\Theta). \quad (11.1)$$

Форма распределения выхода реакции от ε чувствительна к величине E_{np} , а для описания этого распределения может быть использована модель Мигдал-Ватсона взаимодействия в конечном состоянии (см. работы [105,106])

$$F_{\text{МВ}} \approx A \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + E_{np}}, \quad (11.2)$$

где E_{np} – абсолютное значение энергии виртуального 1S_0 состояния np -системы, A – нормировочный коэффициент.

Таким образом, сравнение полученной экспериментальной зависимости с результатами моделирования позволяет определить энергию E_{np} , и соответственно значение синглетной np -длины рассеяния.

Кинематическое моделирование реакции nd -развала при энергии нейтронов 5 МэВ проведено в два этапа. На первом этапе рассматривается образование синглетной np -системы в реакции $n+^2\text{H} \rightarrow n+(np)^s$ с эффективной инвариантной массой $M_{np} = m_n + m_p + \varepsilon$ в широкой области (0–0,5 МэВ) и выбирается угол вылета нейтрона отдачи, отвечающий максимально возможной кинетической энергии в совокупности с геометрическими особенностями экспериментального зала (близостью к соседним трубам нейтронпроводов, минимально необходимой длиной времяпролетной базы и прочими условиями). При этом формировалась зависимость выхода реакции от относительной энергии ε , которая учитывается количеством разыгрываемых событий с разными ε , рассчитанным по формуле (11.2) с определенным значением параметра E_{np} . На втором этапе рассматривается развал np -системы $(np)^s \rightarrow n+p$ и выбирается угол вылета, под которым будет регистрироваться нейтрон от развала синглетной np -пары. Выбор угла вылета “развального” нейтрона выбирается из критерия, при котором большее количество моделированных событий попадает в область, где наиболее сильно проявляется нейтрон-протонное ВКС. Затем учитываются условия эксперимента: расположение и количество детекторов, их энергетические и угловые разрешения.

По результатам проведенного моделирования была создана схема экспериментальной установки (см. рисунок 11.1).

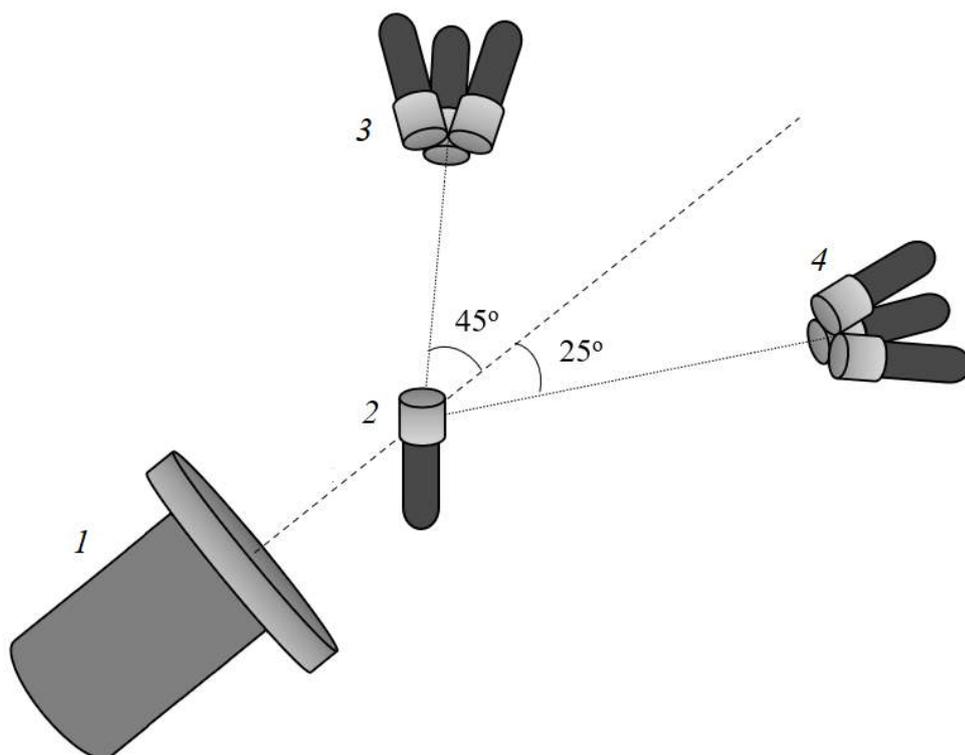


Рисунок 11.1 – Схема экспериментальной установки: 1 – пучок нейтронов канала РАДЭКС ИЯИ РАН, 2 – активная C_6D_6 мишень, 3 – годоскоп нейтронных сцинтилляционных детекторов для регистрации нейтронов отдачи, 4 – годоскоп нейтронных сцинтилляционных детекторов для регистрации “развальных” нейтронов

Источником нейтронов служила ловушка пучка протонов с энергией 267 МэВ линейного ускорителя ИЯИ РАН. Нейтроны, образованные в вольфрамовой мишени толщиной 60 мм, коллимировались на длине 12 м и формировали пучок с диаметром ~50 мм на измерительной мишени. В качестве дейтериевой мишени и одновременно детектора вторичных протонов использовался C_6D_6 сцинтиллятор (EJ315). Нейтроны отдачи регистрировались тремя сцинтилляционными детекторами на основе жидкого сцинтиллятора (EJ301), формируя треугольник, центр которого располагался под углом 45° к оси пучка на расстоянии ~108 см от центра детектора-мишени. Нейтроны от развала синглетной np -пары регистрировались аналогичным годоскопом, состоящим из трех сцинтилляционных детекторов, с центральным углом 25° по другую сторону от направления первичного пучка на расстоянии ~84 см от центра мишени.

Сигналы со всех детекторов подавались на входы цифрового сигнального процессора CAEN DT5742 (CAEN S.p.A.). Каждый вход диджитайзера записывает осциллограмму сигнала, вызванного в детекторе. Малый шаг временной развертки 0,2 нс на канал позволяет использовать диджитайзер для временного анализа сигналов (всего 200 нс). Запуск регистрации осциллограмм поданных сигналов происходит от срабатывания внутреннего дискриминатора по сигналу активной мишени-детектора.

Оцифрованные сигналы записывались в буферную память, а по ее заполнении передавались в компьютер. Последующая обработка записанных сигналов велась в оффлайн режиме и заключалась в определении амплитуд и площадей импульсов, получения времен возникновения сигналов в детекторах, цифрового анализа формы импульсов для дискриминации нейтронных событий от событий, вызванных γ -квантами.

Далее проводился отбор совпадающих событий – протона и двух нейтронов, сработавших в любой паре детекторов из двух разных годоскопов с учетом экспериментальных неопределенностей, таких как размеры детекторов, их угловые и энергетические разрешения. Энергия каждого нейтрона определялась по времени пролета, при этом стартовым сигналом детектирующей системы служил временной сигнал от активной сцинтилляционной мишени.

Энергетический спектр нейтронов канала РАДЭКС, падающих на мишень, широк и включает все энергии вплоть до предельной, равной энергии пучка протонов линейного ускорителя. Одновременная регистрация в конечном состоянии всех трех частиц (протона и двух нейтронов) позволила восстановить энергию первичного нейтрона, вызвавшего реакцию $n+{}^2\text{H}\rightarrow n+n+p$ для каждого зарегистрированного события и отсортировать все события по этой энергии. Энергия и угол вылета вторичного протона также восстанавливались решением законов сохранения энергии и импульса. На рисунке 11.2 показан реконструированный спектр энергии нейтронов, падающих на дейтериевую мишень и вызывающих коррелированные события в активной C_6D_6 -мишени и двух нейтронных детекторах. Спадающий характер спектра с максимумом в районе 4 МэВ обусловлен пороговой энергией реакции и энергетическими порогами во всех нейтронных детекторах.

На рисунке 11.3 показана полученная в эксперименте двумерная диаграмма $\Theta_p - E_p$ “развального” протона, а также представлена область моделированных событий реакции $n+{}^2\text{H}\rightarrow n+(np)^s\rightarrow n+n+p$, идущей через стадию образования и развала синглетной np -системы при $E_n = 5\pm 1$ МэВ. Таким образом из всех зарегистрированных в эксперименте событий были отобраны только те, которые попали в эту область, и для них формировалась зависимость выхода реакции от относительной энергии ϵ по формуле (11.1).

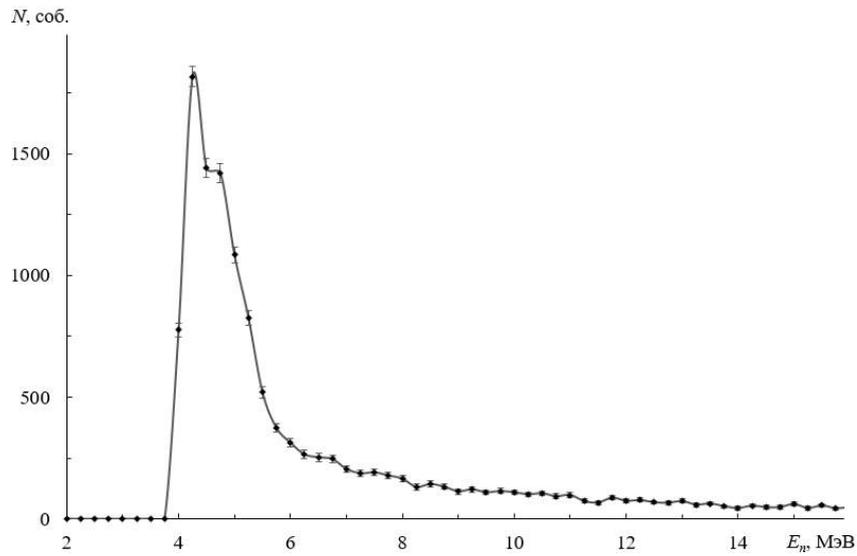


Рисунок 11.2 – Реконструированный энергетический спектр первичных нейтронов, вызвавших реакцию $n+{}^2\text{H}\rightarrow n+n+p$ в дейтериевой мишени

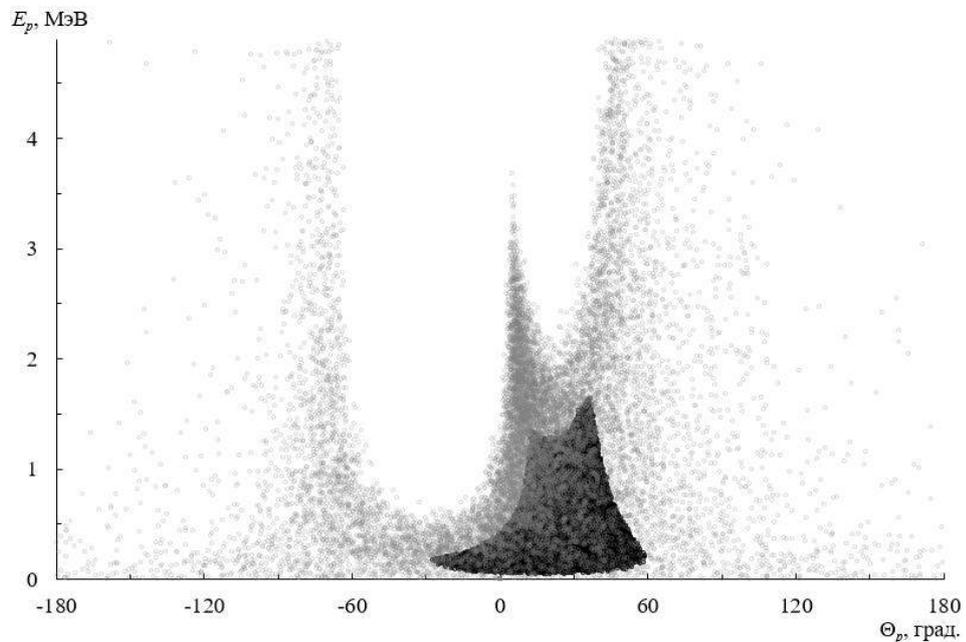


Рисунок 11.3 – Двумерная диаграмма $E_p - \Theta_p$ вторичного протона из реакции nd -развала. Точки: серые – экспериментальные данные, черные – моделированные события реакции $n+{}^2\text{H}\rightarrow n_1+(np)^s\rightarrow n_1+n_2+p$, идущей через стадию образования и развала синглетной np -системы при $E_n = 5\pm 1$ МэВ. Экспериментальные условия: $\Theta_{n_1} = 45^\circ\pm 2,6^\circ$; $\Theta_{n_2} = -25^\circ\pm 3,4^\circ$. Положительным и отрицательным углам отвечают разные стороны вылета относительно направления первичного пучка

Для определения энергии виртуального 1S_0 состояния np -системы E_{np} и связанной с ней длиной np -рассеяния экспериментальная зависимость выхода реакции nd -развала $dN^{\text{эксп}}/d\varepsilon$ сравнивалась с результатами моделирования $dN^{\text{мод}}/d\varepsilon$. На рисунке 11.4 показано сравнение экспериментальных данных, отобранных при энергии нейтронов $E_n = 5\pm 1$ МэВ, и результатов моделирования для трех значений энергии np -системы 0,015; 0,04 и 0,07 МэВ.

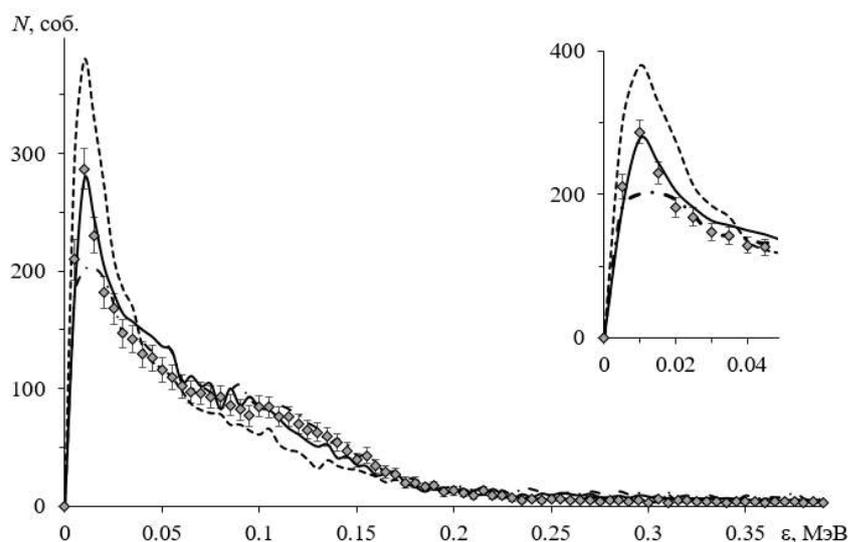


Рисунок 11.4 – Сравнение экспериментальной зависимости выхода реакции nd -развала от ε при энергии первичных нейтронов $E_n = 5 \pm 1$ МэВ (точки) и результатов моделирования для различных значений энергии виртуального 1S_0 уровня E_{np} : штриховая кривая – 0,015 МэВ; сплошная кривая – 0,04 МэВ; штрихпунктирная кривая – 0,07 МэВ

Формы этих распределений похожи, а экспериментальная кривая в области низкоэнергетического пика лежит между моделированными кривыми для $E_{np} = 0,015$ (пунктирная кривая) и 0,07 МэВ (штрихпунктирная кривая). Для экспериментальных точек приведена полная статистическая ошибка.

Определение энергии виртуального 1S_0 уровня E_{np} проводилось в широком интервале энергий от 0,015 до 0,07 МэВ путем минимизации значения χ^2 для экспериментальных и моделированных точек, определяемое выражением

$$\chi^2(E_{np}) = \sum_{\varepsilon} \frac{\left(\frac{dN^{\text{эксп}}}{d\varepsilon} - A \frac{dN^{\text{мод}}}{d\varepsilon} \right)^2}{\left(\Delta \frac{dN^{\text{эксп}}}{d\varepsilon} \right)^2}, \quad (11.3)$$

где A – нормировочный коэффициент, определяемый отношением интегралов экспериментального и моделированного спектров по широкому интервалу значений ε (0 – 0,5 МэВ), $\Delta dN^{\text{эксп}}/d\varepsilon$ – статистическая ошибка экспериментальных точек.

Для нахождения величины E_{np} значения $\chi^2(E_{np})$ аппроксимировалась квадратичным полиномом (см. рисунок 11.5).

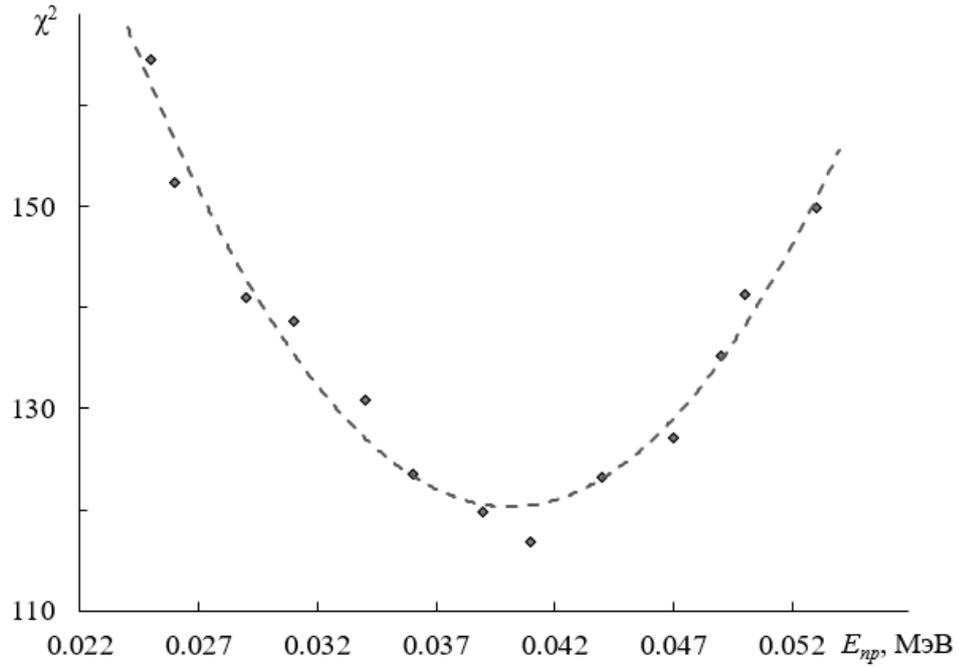


Рисунок 11.5 – Зависимость χ^2 от энергии виртуального 1S_0 уровня E_{np} в реакции nd -развала при $E_n = 5 \pm 1$ МэВ, полученная с использованием формулы (11.3) суммированием по сорока восьми точкам по ε (0,005 – 0,24 МэВ). Кривая – аппроксимация квадратичным полиномом

Минимальное значение полинома χ^2_{\min} определяет величину энергии виртуального 1S_0 уровня E_{np} , а ошибка в определении ΔE_{np} находится по формуле

$$\Delta E_{np} = \left| E_{np} \left(\chi^2_{\min} \right) - E_{np} \left(\chi^2_{\min} + 1 \right) \right|. \quad (11.4)$$

Проведенный χ^2 -анализ показал, что наименьшее значение χ^2 достигается при энергии виртуального синглетного np -состояния $E_{np} = 40 \pm 2$ кэВ.

Энергия виртуального уровня E_{np} связана с длиной np -рассеяния a_{np} соотношением

$$\frac{1}{a_{NN}} = - \left(\frac{m_N E_{NN}}{\hbar^2} \right)^{1/2} - \frac{1}{2} r_{NN} \frac{m_N E_{NN}}{\hbar^2} + \dots, \quad (11.5)$$

где a_{NN} – длина рассеяния, E_{NN} – энергия виртуального уровня, r_{NN} – эффективный радиус NN -взаимодействия; m_N – масса нуклона. Таким образом, полученное значение энергии виртуального уровня $E_{np} = 0,040 \pm 0,002$ МэВ при значении эффективного радиуса $r_{np} = 2,75$ Фм (см. работу [107]) приводит к величине $a_{np} = -30,9 \pm 0,8$ Фм.

Полученное в реакции nd -развала при энергии нейтронов 5 МэВ значение $a_{np} = -30,9 \pm 0,8$ Фм существенно превышает по абсолютному значению величину $a_{np} = -23,7148 \pm 0,0043$ Фм, извлеченную из прямого эксперимента по рассеянию нейтрона на протоне. Результат настоящей работы, в совокупности с данными других работ [89,91,102-

104], в которых np -длина рассеяния определялась в реакциях nd - и dd -развала при различных энергиях налетающих частиц, представлен на рисунке 11.6.

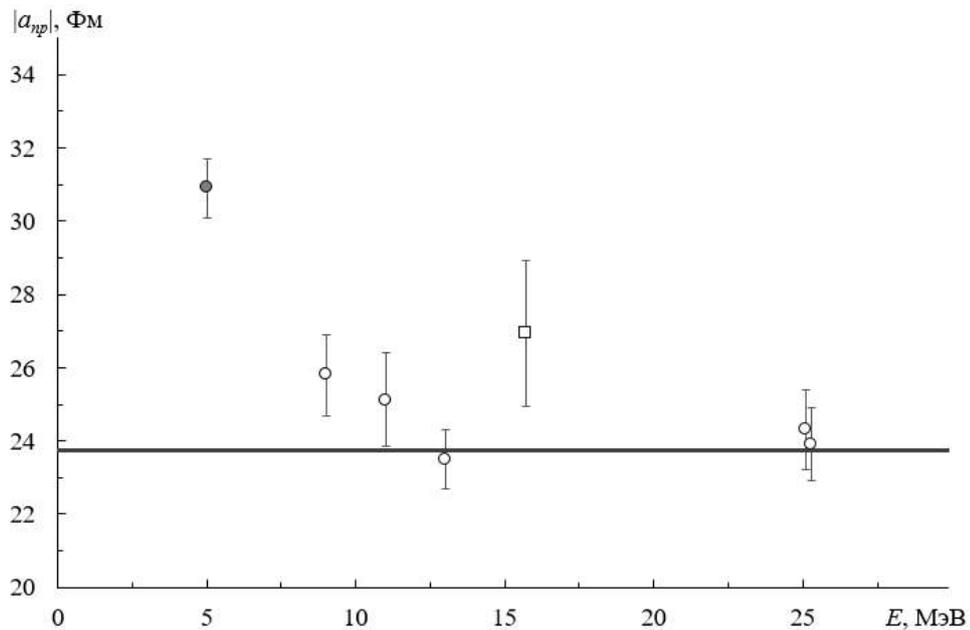


Рисунок 11.6 – Значения $|a_{np}|$ длин рассеяния, извлеченных из экспериментов по nd - и dd -развалам в зависимости от энергии налетающих частиц. Точки: □ – данные, полученные в реакции dd -развала [19]; ○ – данные, полученные в реакции nd -развала [89,91,102,104]; ● – результаты настоящей работы. Горизонтальная линия соответствует значению $a_{np} = -23,748 \pm 0,010$ Фм, извлеченному из экспериментов по свободному np -рассеянию

Для данных, полученных в реакции nd -развала, наблюдается явная тенденция увеличения по модулю значения длины np -рассеяния при уменьшении энергии налетающей частицы. Из общих соображений можно предположить, что при более высокой энергии реакции развала время, когда все три частицы находятся близко друг к другу меньше, и, следовательно, вклад $3N$ -сил также становится меньше. Данные, полученных в реакции dd -развала, “выбиваются” из этого предположения, но это может быть объяснено другой реакцией и, следовательно, кинематикой. Таким образом, мы предполагаем, что данные, полученные в настоящей работе, а также в работах [103,104] больше подвержены влиянию трёхнуклонных сил.

12. Исследование кластерной структуры легких ядер

Кластеризация является интереснейшим явлением ядерной физики, которое проявляется как в структуре ядер, так и в процессах их возбуждения (см. работу [108]). Существование альфа-кластеров доказано не только в легких, но и в тяжелых ядрах. Ядерные кластеры, отличные от альфа-кластеров, наблюдаются и играют заметную роль в адекватном описании как механизмов ядерных реакций, так и структуры ядер (см. работу [109]). Для нейтронно-избыточных ядер имеются теоретические (см. работу [110]) и экспериментальные (см. работы [111,112]) основания для предположения о существовании динейтронного кластера.

Ядра ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$ представляют значительный экспериментальный и теоретический интерес из-за кластерной структуры низколежащих состояний, рассматриваемых как ${}^4\text{He} + 2n$ и ${}^4\text{He} + d$, соответственно. В то же время, в системе $A = 6$ при высоких энергиях возбуждения возможны тринуклонные квазимолекулярные состояния $t + t$ или $t + {}^3\text{He}$. О существовании таких кластеров в изобарах $A = 6$ теоретиками было сделано предположение ещё несколько десятилетий назад (см. работу [113]). Тринуклонные кластеры t и ${}^3\text{He}$ являются фермионами и аналогичны нейтронам и протонам в ядерных системах, соответственно, и существенно отличаются от кластеров, которые являются бозонами (например, альфа-кластеры).

Спектроскопическая информация о низколежащих состояниях в легких ядрах известна в большей степени с достаточной точностью, в то время как информация о высоковозбужденных состояниях гораздо менее известна. Главным образом это связано с более коротким временем жизни таких состояний, в связи с чем их энергетические ширины значительно больше и поэтому получить энергию их возбуждения с высокой точностью достаточно трудно.

Высоковозбужденные состояния ${}^6\text{Li}$ исследовались в ряде работ (см. таблицу 12.1). Так в работе [114] в реакции ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$ при энергии $E({}^6\text{Li}) = 93$ МэВ для ядра ${}^6\text{Li}$ была обнаружена широкая структура при энергии $E_x \approx 20$ МэВ, которая рассматривалась как квазимолекулярное состояние ${}^3\text{He} + t$. В работе [115] в реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, \alpha){}^6\text{Li}$ при энергии $E({}^3\text{He}) = 450$ МэВ установлены два широких резонанса ${}^6\text{Li}$ со структурой $t + {}^3\text{He}$ при $E_x = 18,0 \pm 0,5$ и $22,0 \pm 1,0$ МэВ. В работе [116] в реакции ${}^3\text{He}({}^7\text{Li}, \alpha){}^6\text{Li}$ на пучке ${}^7\text{Li}$ с энергией 31,2 МэВ наблюдались возбужденные состояния ${}^6\text{Li}$ при 12,45, 15,31 и 17,29 МэВ. Последнее состояние с шириной $\sim 0,8$ МэВ обнаружено выше порога развала ${}^6\text{Li}$ на $t + {}^3\text{He}$. В работе [117] наблюдались два резонанса ${}^6\text{Li}$ при $E_x = 21,30$ и $21,90$ МэВ в реакции ${}^3\text{H}(\alpha, {}^3\text{H} {}^3\text{He})n$ при энергии $E_\alpha = 67,2$ МэВ.

Таблица 12.1 – Данные об энергиях и ширинах высоко возбужденных уровней ядра ${}^6\text{Li}$

Реакция	Энергия, МэВ	E_x , МэВ	Γ , МэВ	Ссылка
${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$	93	$\approx 20,0$	$\approx 10,0$	27
${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, \alpha t)$	450	$18,0 \pm 0,5$ $22,0 \pm 1,0$	$5,0 \pm 0,5$ $8,0 \pm 1,0$	28
${}^3\text{He}({}^7\text{Li}, \alpha){}^6\text{Li}$	31,2	$12,45 \pm 0,36$ $15,31 \pm 0,47$ 17,29	$2,5 \pm 1,1$ $3,58 \pm 0,29$ 0,76	29
${}^3\text{H}(\alpha, {}^3\text{H} {}^3\text{He})n$	67,2	$21,30 \pm 0,3$ $21,90 \pm 0,4$	0,3 0,4	30

Все рассмотренные работы [114-117] проводились на пучках заряженных частиц, с хорошо известной энергией. В настоящей работе представлены результаты кинематически полного эксперимента ${}^6\text{Li}(n; {}^3\text{He} n)t$, проведенного на нейтронном канале РАДЭКС Института ядерных исследований Российской академии наук на созданной установке для исследования свойств высоко возбужденных состояний легких ядер (см. работу [118]) при энергии первичных нейтронов 40–60 МэВ.

Кинематическое моделирование эксперимента было проведено с помощью программы, предназначенной для изучения реакций с тремя частицами в конечном состоянии (см. работу [119]). Программа позволяет проводить выбор геометрии эксперимента, в выбранной геометрии рассчитывать времена пролета и энергии всех вторичных частиц, оценивать как доступную в эксперименте область энергий возбуждения, так и возможное разрешение по энергии возбуждения.

Результаты проведенного моделирования при энергии налетающих нейтронов 50 ± 10 МэВ показали, что регистрация рассеянного нейтрона в интервале углов $-180^\circ \leq \Theta_n \leq 180^\circ$ позволит исследовать область энергий возбуждения ${}^6\text{Li}^*$ от порога развала ($\sim 15,8$ МэВ) до ~ 50 МэВ (см. рисунок 12.1). Отметим, что положительным и отрицательным углам соответствуют углы вылета по разные стороны от оси пучка, соответственно.

На рисунке 12.2 показана двумерная диаграмма зависимости энергии возбуждения ядра ${}^6\text{Li} - E_x({}^6\text{Li})$ от угла регистрации развальной частицы гелий-3 – $\Theta({}^3\text{He})$, полученная при энергии налетающих нейтронов 50 ± 10 МэВ и угле регистрации рассеянного нейтрона $\Theta_n = 80^\circ \pm 2^\circ$. Выбор угла регистрации вторичных нейтронов обусловлен максимально возможной длиной времяпролетной базы и особенностями экспериментального зала в месте нахождения экспериментальной установки.

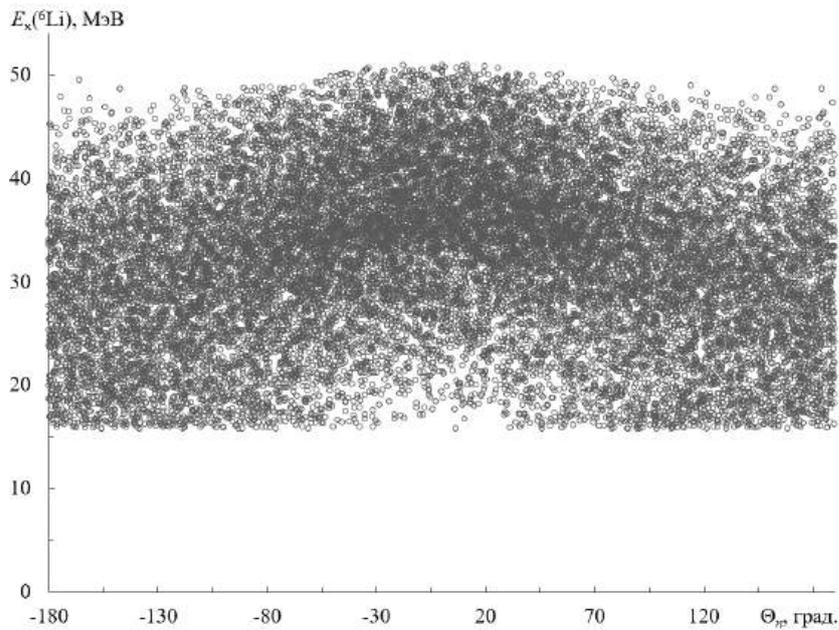


Рисунок 12.1 – Двумерная диаграмма $\Theta_n - E_x(^6\text{Li})$ реакции $n + ^6\text{Li} \rightarrow n + ^3\text{He} + t$ при энергии первичных нейтронов $E_0 = 50 \pm 10$ МэВ. Положительным и отрицательным углам соответствуют углы вылета слева и справа от оси пучка, соответственно

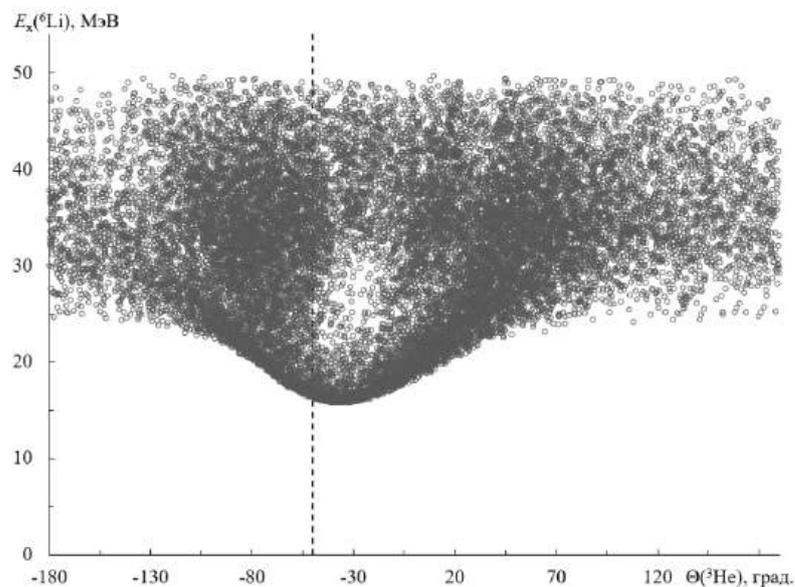


Рисунок 12.2 – Двумерная диаграмма $\Theta(^3\text{He}) - E_x(^6\text{Li})$ реакции $n + ^6\text{Li} \rightarrow n + ^3\text{He} + t$. Параметры моделирования: $E_0 = 50 \pm 10$ МэВ; $\Theta_n = 80^\circ \pm 2^\circ$. Пунктирная линия соответствует выбранному углу регистрации ^3He

Из рисунка 12.2 видно, что регистрация развальной частицы под разными углами позволяет исследовать различные области энергий возбуждения ^6Li . Рассмотрим дальнейшее моделирование при $\Theta(^3\text{He}) = -50^\circ \pm 1^\circ$.

На рисунке 12.3 показаны результаты моделирования процессов демократического развала и развала через возбужденное состояние $^6\text{Li}^* \rightarrow ^3\text{He} + t$ для трех различных состояний с $E_x = 17 \pm 0,4$; $21 \pm 0,8$ и $25 \pm 1,2$ МэВ. Видно, что события, идущие через возбуждение уровня с конкретной энергией и шириной, занимают определенную

(ограниченную) область на диаграмме Далитца $E(^3\text{He}) - E_n$, и могут быть выделены на фоне событий демократического развала.

Экспериментальное исследование спектра энергии возбуждения ядра ${}^6\text{Li}$ в реакции ${}^6\text{Li}(n, {}^3\text{He}){}^3\text{H}$ при энергии нейтронов 40–60 МэВ было проведено на нейтронном канале РАДЭКС на установке для исследования свойств высоко возбужденных состояний легких ядер (см. работу [118]). В настоящих измерениях, в отличие от тестовых, выполненных в 2023 году, была улучшена защита кремниевых детекторов от облучения нейтронами и увеличено быстродействие системы сбора информации. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 12.4.

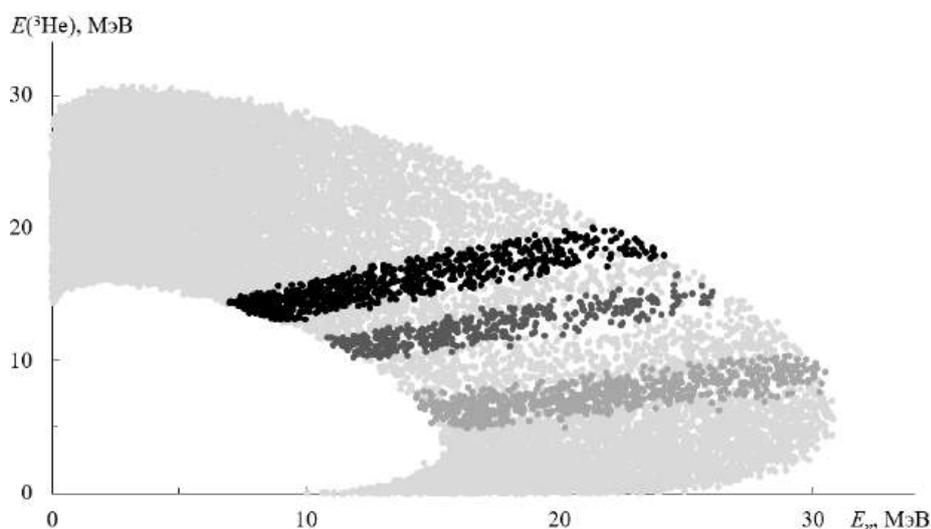


Рисунок 12.3 – Двумерная диаграмма $E(^3\text{He}) - E_n$ реакции $n + {}^6\text{Li} \rightarrow n + {}^3\text{He} + t$ (светло-серые точки) и развала через возбужденное состояние ${}^6\text{Li}^* \rightarrow {}^3\text{He} + t$ для трех различных состояний с $E_x = 17 \pm 0,4$ МэВ (серые точки), $E_x = 21 \pm 0,8$ МэВ (темно-серые точки) и $E_x = 25 \pm 1,2$ МэВ (черные точки). Параметры моделирования: $E_0 = 50 \pm 10$ МэВ; $\Theta_n = 80^\circ \pm 2^\circ$; $\Theta(^3\text{He}) = -50^\circ \pm 1^\circ$

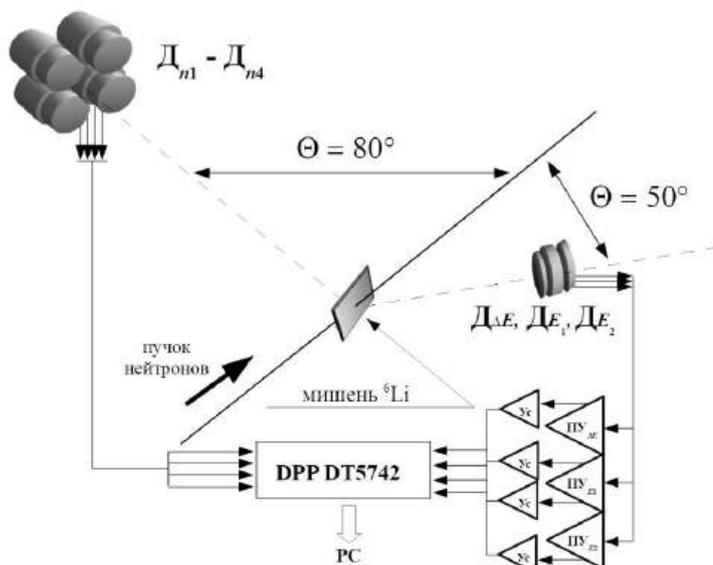


Рисунок 12.4 – Схема экспериментальной установки

Источником нейтронов служила ловушка пучка протонов с энергией 267 МэВ частотой 50 Гц и длительностью импульса 150 мкс Линейного ускорителя ИЯИ РАН. Нейтроны, образованные в вольфрамовой мишени толщиной 60 мм, коллимировались на длине 12 м и формировали пучок с диаметром ~50 мм на измерительной мишени.

Пучок нейтронов облучал литиевую мишень, расположенную в центре большой вакуумной камеры рассеяния. Мишень представляла собой тонкий слой изотопа ${}^6\text{Li}$ толщиной ~5 мкм, напылённый на полиамидную пленку толщиной 12 мкм. В камере на расстоянии 45 см от измерительной мишени под углом 50° к оси пучка располагался телескоп кремниевых детекторов ΔE - E_1 - E_2 (25, 500, 300 мкм, соответственно), предназначенный для регистрации заряженных частиц. Телескоп Si-детекторов размещен в позиции с меньшими полями рассеянных нейтронов и защищен достаточной теневой защитой из свинца, а суммарная толщина кремниевых детекторов перекрывает длину поглощения заряженных частиц в исследуемом диапазоне энергий первичных нейтронов.

Вторичные нейтроны регистрировались годоскопом, состоящим из четырех сцинтилляционных детекторов (5×5 см) на основе жидкого сцинтиллятора EJ-301, установленным вне камеры рассеяния на расстоянии в 1,95 м от мишени под углом 80° по другую сторону от оси пучка.

Электроника установки и система сбора информации минимизирована и состоит из предусилителей (ПУ) кремниевых детекторов, быстрых усилителей (БУ) сигналов после ПУ, систем питания детекторов и цифрового сигнального процессора (ЦСП) CAEN DT5742 с передачей информации по оптическому каналу. Сигналы с нейтронных детекторов напрямую подавались на ЦСП, а сигналы с Si-детекторов – через БУ. Сигналы оцифровывались и затем вычислялись их амплитуды и время появления.

В результате было существенно уменьшено облучение нейтронами Si-детекторов, уменьшено количество наложенных сигналов и увеличена скорость записи информации.

Время пролета нейтрона и, соответственно, энергия нейтрона измерялась по разнице времен появления сигнала на E_1 -детекторе и на любом сцинтилляционном. Анализ формы импульса нейтронного детектора (PSD метод) позволил отделить сигналы, вызванные нейтронами, от сигналов, вызванных гамма-квантами (см. рисунок 12.5). Энергии заряженных частиц, поглощенные в ΔE - и E -детекторах определялись по амплитудам сигналов.

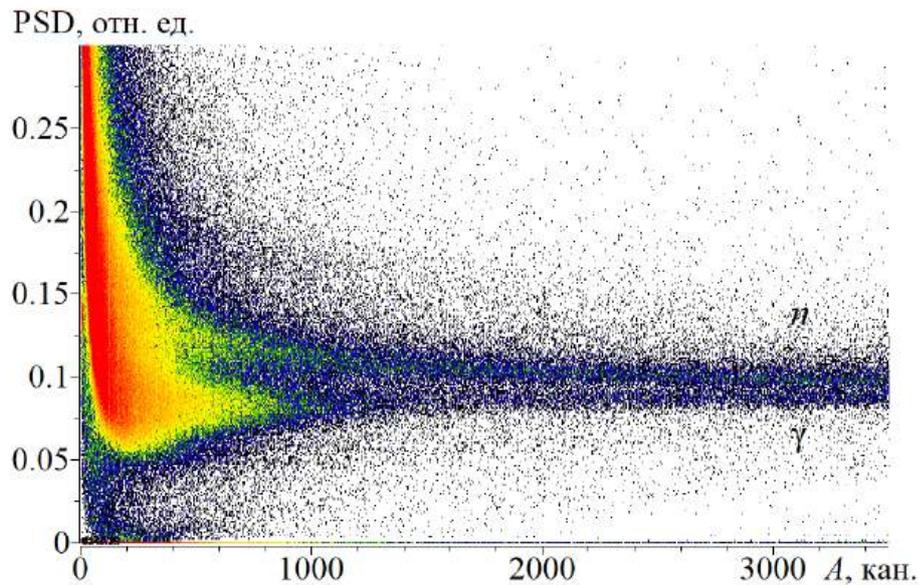


Рисунок 12.5 – Двумерная диаграмма PSD – A для одного из сцинтилляционных детектора годоскопа

На рисунке 12.6 показана полученная в эксперименте двумерная диаграмма потерь энергии в ΔE - E_1 детекторах. Также на рисунке 12.6 показаны моделированные кривые для различных заряженных частиц (p , d , t , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$), рассчитанные с учетом толщин мишени, детекторов и использованных настроек регистрирующей аппаратуры. Во вкладке на рисунке 12.6 представлены потери энергии для детекторов E_1 - E_2 , на которой хорошо видны локусы для частиц ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, не поглощенных в детекторе E_1 .

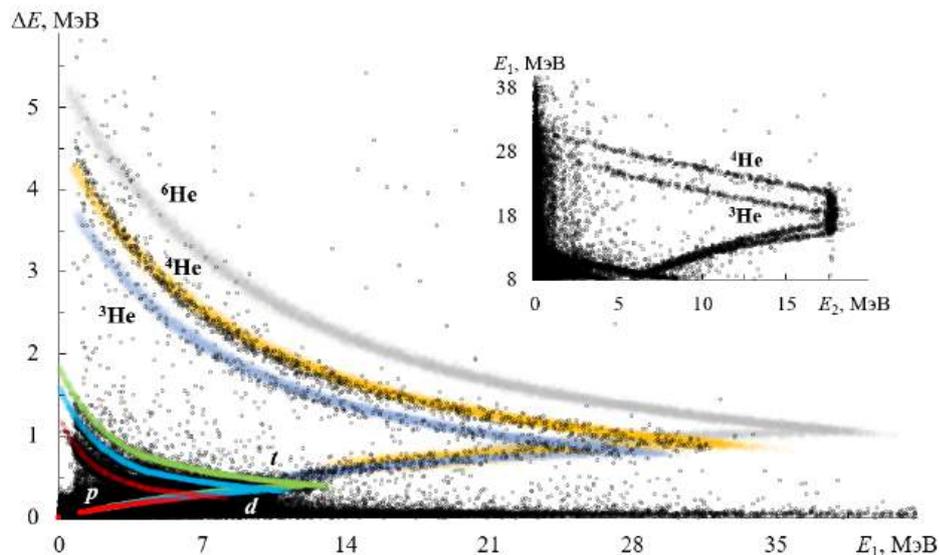


Рисунок 12.6 – Экспериментальная двумерная диаграмма потерь энергии в ΔE - E_1 и E_1 - E_2 детекторах. Кривые – результат моделирования для однозарядных (p , d , t) и двухзарядных (${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$) частиц

Часть интересующей нас области энергий приходится на обратные ходы локусов, которые достаточно сильно перекрываются. Для разделения перекрывающихся областей

применялся метод идентификации частиц и типа события, описанный в работе [120], требующий анализ формы импульса. На рисунке 12.7а показаны спектры длительностей фронта ($t_{\text{фронт}}$) и спада ($t_{\text{спад}}$) сигналов (A_1) “быстрого” выхода ПУ детектора E_1 . Видна сложная структура формы, особенно заднего фронта. Эта структура зависит от сорта частицы, энергии частицы и факта поглощения или пролета сквозь детектор.

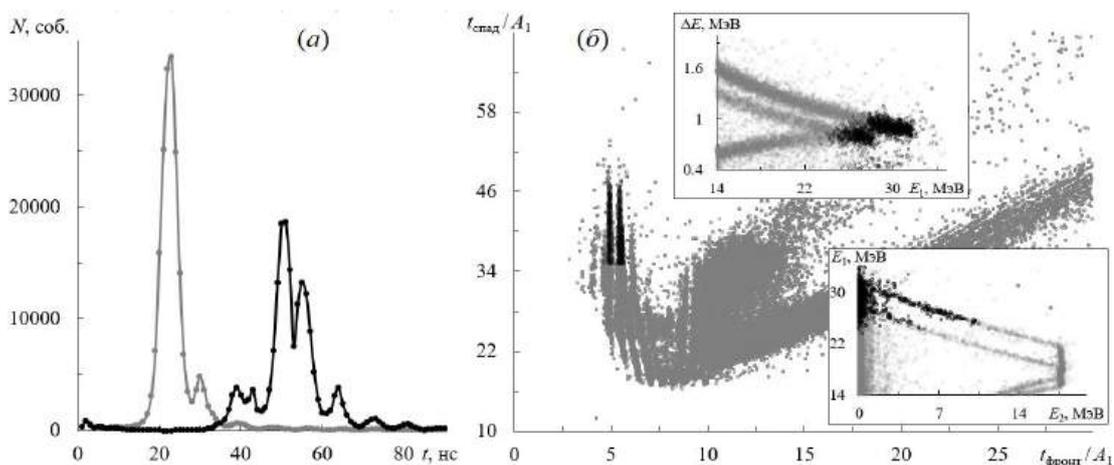


Рисунок 12.7 – Спектры времен переднего (серая кривая) и заднего (черная кривая) фронтов сигнала детектора E_1 (а); комбинация из $t_{\text{фронт}}$, $t_{\text{спад}}$, A_1 и результат выделения на двумерных диаграммах $\Delta E-E_1$ и E_1-E_2 (б)

Из значений $t_{\text{фронт}}$, $t_{\text{спад}}$, $A_{\text{сигнал}}$ возможно построение ряда комбинаций (аналог PSD метода для $n-\gamma$ разделения). На рисунке 12.7б представлен график одной такой комбинации – зависимость $t_{\text{спад}}/A_{\text{сигнал}}$ от $t_{\text{фронт}}/A_{\text{сигнал}}$, а выделенная черным цветом область соотносится с нужным участком обратного хода локусов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$. На вкладках рис. 2.7б показан пример зависимости выделения событий на локусах ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ двумерных диаграмм $\Delta E-E_1$ и E_1-E_2 от выделения на этом графике времен формы. Такой метод позволяет достоверно “выпрямлять” локусы. В остальном процедура обработки сигналов была стандартной – вычислялись амплитуды и положения 0,5 от максимума сигнала относительно запускающего сигнала. Для сигналов сцинтилляционного детектора проводилась еще проверка и отбраковка по $n-\gamma$ разделению (PSD метод). В случае наложенных импульсов проводился анализ формы и их разделение.

В эксперименте по исследованию реакции $n + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + t + n$ регистрировались в совпадении заряженные частицы (гелий-3) и вторичные нейтроны. Это позволило восстановить энергию первичного нейтрона (т.к. энергетический спектр канала РАДЭКС непрерывен вплоть до ~ 267 МэВ), энергию и угол вылета тритона решением уравнений сохранения энергии и импульса. Таким образом из накопленного массива данных можно выделять события, относящиеся к различным интервалам энергии первичного пучка.

На рисунке 12.8 показан экспериментальный выход $E_n - E(^3\text{He})$ совпадения для энергии первичных нейтронов 40–60 МэВ. По хорошему заполнению видно, что были соблюдены условия соответствия параметров эксперимента предварительному расчету (см. рисунок 12.3).

На рисунке 12.9 показан спектр энергии возбуждения $E_x(^6\text{Li})$ для интервала энергий нейтронного пучка $E_0 = 40\text{--}60$ МэВ, а на вкладке показана структура при энергиях немного выше порога ($^3\text{He} + t$), определяемая с достаточной достоверностью как уровни. Статистическая точность позволяет утверждать только о проявлении в этом эксперименте имеющихся в литературе похожих уровней в районе 17–18 МэВ и о наличии резонанса при $E_x = 16,6$ МэВ с $\Gamma = 0,7$ МэВ.

При энергиях возбуждения в интервале $E_x = 30\text{--}50$ МэВ видны два широких резонанса при $E_x = 35,9$ МэВ и $E_x = 43,1$ МэВ с $\Gamma = 8,4$ и $\Gamma = 5,4$ МэВ, соответственно. С меньшей определенностью можно указать на наличие промежуточной структуры при $E_x = 39,3$ МэВ. Уровни возбуждения ^6Li $E_x = 16,6; 35,9$ и $43,1$ МэВ в литературе пока не декларировались и наблюдаются впервые.

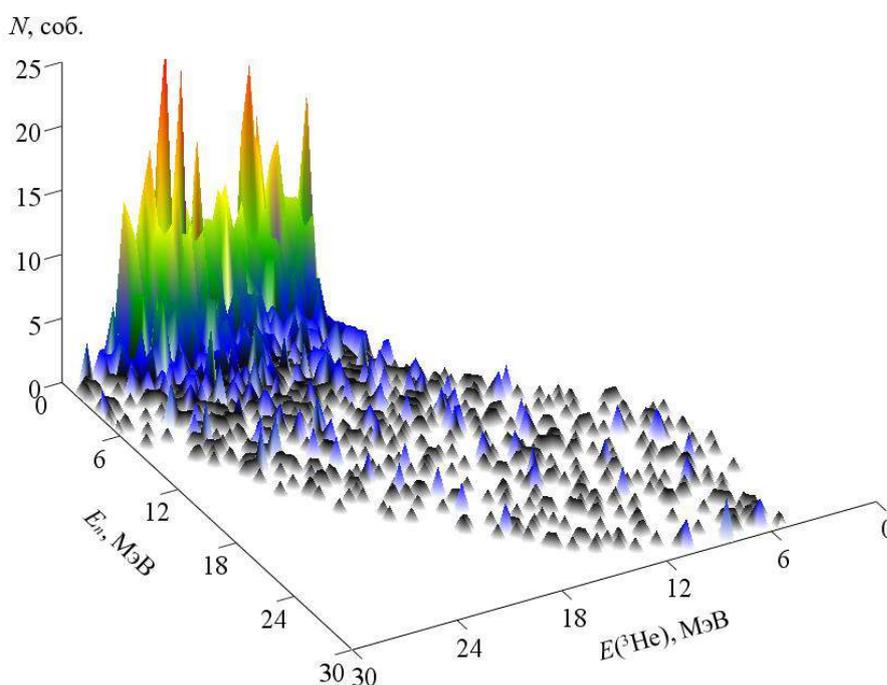


Рисунок 12.8 – Экспериментальная диаграмма $E_n - E(^3\text{He})$ реакции $^6\text{Li}(n; ^3\text{He} n)t$ при энергии первичных нейтронов 40–60 МэВ

Для более точных утверждений о структуре высоко возбужденных состояний ядер ^6Li и для определения свойств уровней необходимо увеличение статистической точности, а также проведение дополнительных измерений с изменением углов регистрации заряженных частиц и нейтронов.

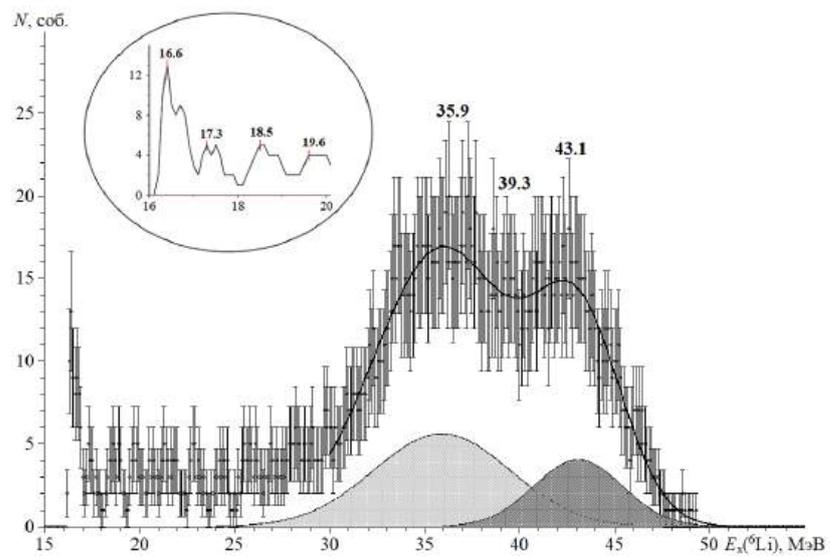


Рисунок 12.9 – Спектр энергии возбуждения E_x ядра ${}^6\text{Li}$, полученного в реакции ${}^6\text{Li}(n; {}^3\text{He } n)t$ при энергии первичных нейтронов 40–60 МэВ. На вкладке показана вкладке показана структура при энергиях немного выше порога (${}^3\text{He} + t$)

13. Поиск редких мюонных процессов в эксперименте Mu2e

Эксперимент Mu2e по поиску процесса конверсии мюона на ядре, идущего с нарушением закона сохранения лептонных чисел с уровнем чувствительности ($Br \approx 10^{-17}$), превышающем на пять порядков современное экспериментальное ограничение, был одобрен Department of Energy (DOE) в 2009 г. Основная идея эксперимента предложена (1989 г.) и разработана сотрудниками института ядерных исследований [121,122]. Повышение уровня чувствительности в эксперименте Mu2e на пять порядков может привести к обнаружению нового взаимодействия, порождаемого новыми тяжелыми частицами с массами ≈ 1000 ТэВ, которые невозможно получить в ближайшем будущем на ускорителях. Схематическое изображение эксперимента Mu2e [123] показано на рисунке 13.1.

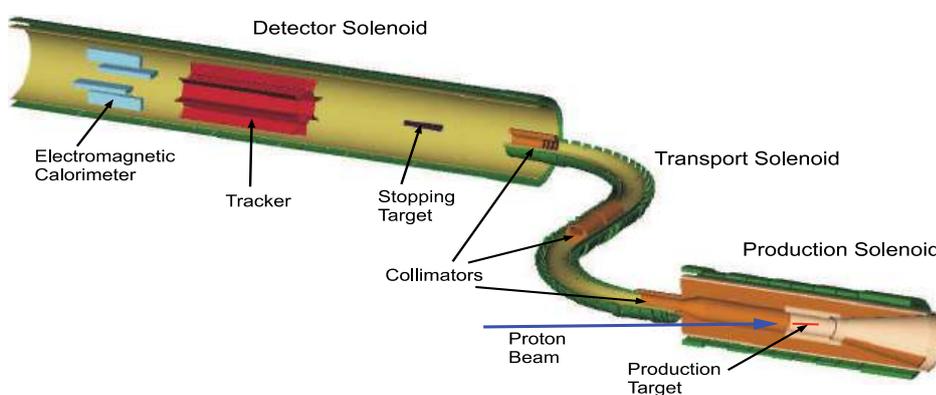


Рисунок 13.1 – Эксперимент Mu2e по поиску процесса конверсии мюона на ядре на ускорителе FNAL, Batavia, USA, <http://mu2e.fnal.gov>

В 2024 г. проводились работы созданию пакета программ для моделирования новой концепции эксперимента Mu2e, в рамках которой возможен поиск трех редких процессов с мюонами. Подготовлена версия пакета программ для моделирования схемы получения триггера в процессе $\mu \rightarrow 3e$. Разработан новый позиционно-чувствительный монитор протонного пучка. Проведены калибровочные измерения с новым монитором протонного пучка на медицинском канале центра коллективного пользования (ЦКП) ИЯИ РАН.

13.1. Временная структура протонного пучка

Выделение редких мюонных событий в эксперименте Mu2e возможно только за счет пульсации первичного протонного пучка с очень малой примесью $\epsilon \sim 10^{-10}$ протонов между импульсами. Примесь протонов ϵ определяется как отношение числа протонов между импульсами к числу протонов в импульсе. Временная структура протонного пучка показана на рисунке 13.2 а). В одном импульсе содержится 2×10^{13} протонов с энергией 8 ГэВ. Длительность протонного импульса составляет величину 0,03 мксек. Временной интервал

для наблюдения мюонных событий составляет величину 0,7 мксек. Время жизни пионов, рожденных протонами в мишени, составляет 26 нсек и сравнимо с длительностью протонного импульса. Пионная компонента быстро затухает, по сравнению с мюонной, поэтому регистрация мюонных событий в интервале 0,7 мксек позволяет подавить основной фон от быстрых пионов. Мюонная компонента пучка образуется от распада пионов. На рисунке 13.2 б) показаны условные распределения по времени пионной и мюонной компонент, рожденных протонами в мишени. Монитор протонного пучка в эксперименте Mu2e необходим для постоянного контроля примеси ϵ протонов между импульсами.

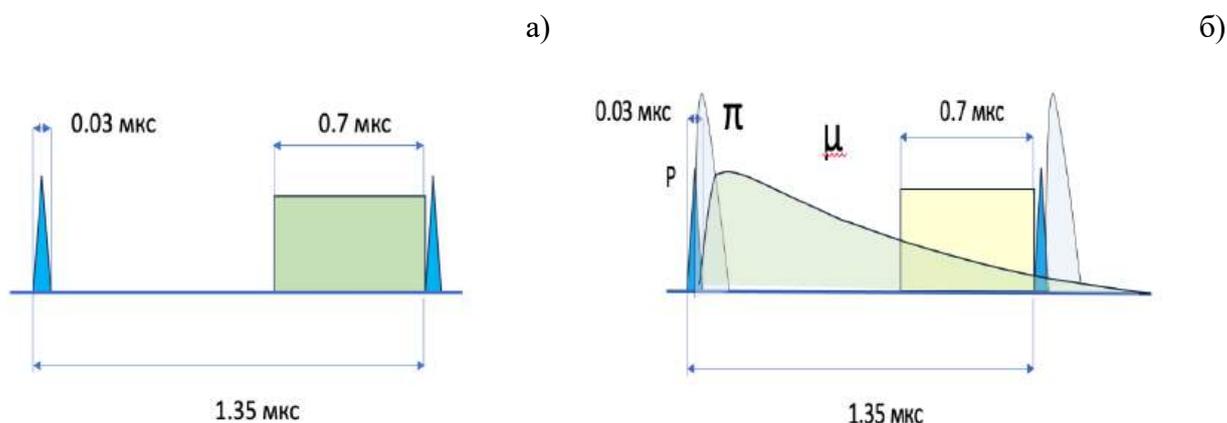


Рисунок 13.2 – а) Временная структура протонного пучка; б) распределения по времени пионной и мюонной компонент, рожденных протонами в мишени

13.2. Калибровочные измерения монитора протонного пучка

Цель данной работы на первом этапе – разработка монитора, работающего в широком диапазоне интенсивностей и длительностей импульса протонного пучка в условиях сильного низкоэнергичного электромагнитного фона. Конструкция черенковского монитора протонного пучка, предложенная в работе [124], позволяет сравнительно легко преобразовать монитор в позиционно-чувствительный детектор простой заменой фотодетектора на позиционно-чувствительный кремниевый фотоумножитель (SiPM). Монитор должен измерять временную структуру и число протонов в каждом импульсе протонного пучка. Принцип работы разработанного черенковского монитора протонного пучка, позволяет проводить измерения широком диапазоне (10^5) интенсивностей пучка от малых импульсных токов 0,1 мкА до 10 мА. Монитор не регистрирует фотоны и электроны с энергией ниже 170 кэВ, что важно для подавления низкоэнергичного фона. Известные детекторы, такие как ионизационные камеры и индукционные датчики тока, не могут работать в таком широком диапазоне интенсивностей. Ионизационные камеры хорошо работают в области сравнительно малых

токов. При больших токах в ионизационных камерах возникают нелинейные эффекты, связанные пространственным зарядом и рекомбинацией ионов в газе камеры. Индукционные датчики тока работают хорошо в области сравнительно больших токов – выше 10 мкА.

Калибровочные измерения монитора протонного пучка Ch проводились на медицинском канале центра коллективного пользования ИЯИ РАН вместе с индукционным датчиком тока протонного пучка. Индукционный датчик тока (ID) протонного пучка расположен в вакуумном канале пучка примерно в 15 м от мишени, помещенной в водный фантом MP3-P T41029 (PTW, Германия) размером 448x480x350 мм³ (рисунок 13.3 а)), в котором протоны останавливаются в области S. Блок-схема измерений с детекторами ID и Ch на пучке протонов (P) с энергией 160 МэВ показана на рисунке 13.3 б).

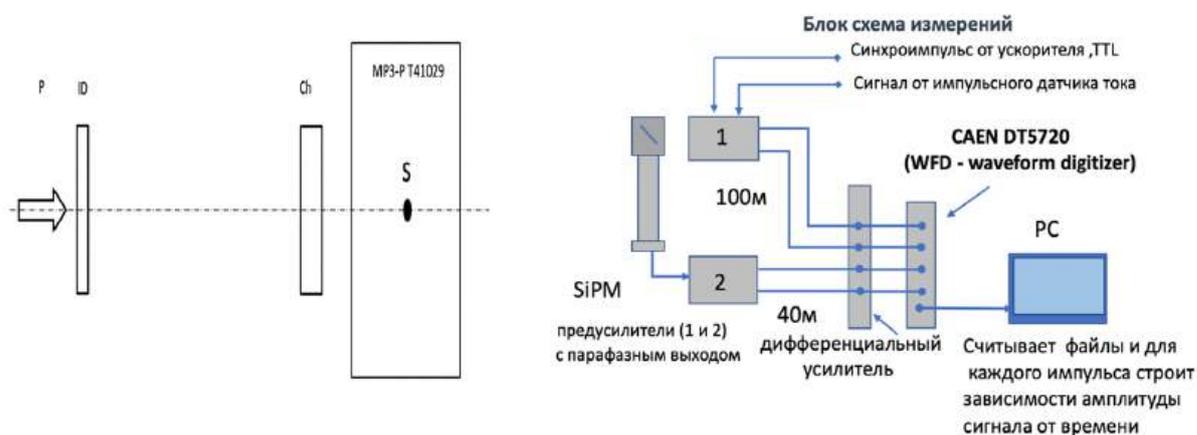


Рисунок 13.3 – а) Схема расположения индукционного датчика тока протонов (ID) и черенковского монитора (Ch) на пучке протонов (P), S – место остановки протонов в фантоме; б) блок схема измерений с детекторами ID и Ch на пучке протонов (P) с энергией 160 МэВ

Детектор Ch устанавливался в воздушном зазоре по центру протонного пучка перед фантомом. Детекторы Ch и ID измеряют мгновенный ток во времени для каждого импульса протонов. Интегрирование тока по времени дает заряд, пропорциональный числу протонов для каждого импульса. Форма сигнала с детекторов Ch и ID измерялась с помощью четырехканального двенадцатибитного преобразователя CAEN DT5720 waveform digitizer, работающего на частоте 250 МГц. Оцифровка сигналов производилась после прихода стартового сигнала от ускорителя в 65536 точек, каждые 4 нс. Временной интервал измерения составлял величину равную 262,14 мкс. При этом передний фронт протонного импульса начинался в районе 130 мкс, что позволяет проводить измерения протонного импульса длительностью до 130 мкс. Измерения нулевой линии (пьедестал) преобразователя CAEN проводилось в интервале от 0 до 100 мкс, что исключало появления

сигналов от протонов. Интегрирование протонного импульса тока проводилось в интервале от 130 до 230 мкс. Для каждого протонного импульса определялись среднее и среднеквадратическое отклонение (δ_p) пьедестала на основании $N_p = 2,510^4$ измерений в интервале 100 мкс

Результаты измерений поглощенной дозы детекторами Ch и ID для шести фракций облучения (F1-F6) со средним импульсным током ~ 4 мА, представлены в таблице 13.1 Облучение биологических мишеней с таким током протонов представляет особый интерес для исследования флэш-эффекта в лучевой терапии. Этот режим облучения, когда фракция облучения состоит из одного импульса, позволяет получить рекордную для протонов мощность дозы. Например, для мишени массой 0,2 кг, поглотившей все протоны с энергией 160 МэВ и током 4 мА, средняя за фракцию мощность дозы составит в этом случае 3 МГр/с.

Таблица 13.1 – Результаты измерений поглощенной суммарной дозы ионизирующего излучения детекторами (ID и Ch) в 6 фракциях облучения одним импульсом, T-длительность протонного импульса

Фракция	Ток, мА	ID, заряд, усл. ед.	Ch, заряд, усл. ед.	T, мкс
F1	3,1	0,22	0,23	10
F2	4,3	0,74	0,78	20
F3	4,5	1,4	1,51	30
F4	4,2	1,87	1,97	40
F5	4,5	2,67	2,88	50
F6	4,1	2,65	2,77	60

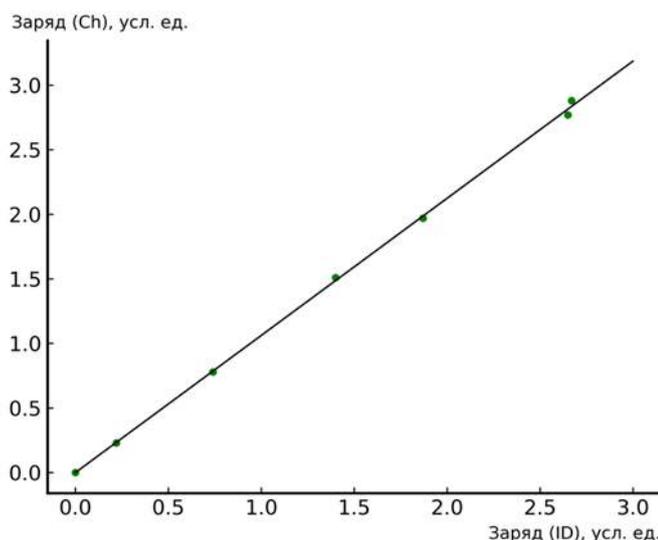


Рисунок 13.4 – Зависимость показаний черенковского монитора (Ch) от показаний индукционного датчика тока (ID) для каждой фракции в одноимпульсном режиме облучения (сплэш) и ее аппроксимация прямой линией

На рисунке 13.4 показан график зависимости показаний черенковского монитора Ch от заряда, измеренного индукционным датчиком тока ID за каждый импульс ускорителя. Результат аппроксимации измерений линейной зависимостью показан прямой линией. Ошибки измерений не превышают размеры экспериментальных точек на графике.

Показания быстрых электронных мониторов ID и Ch (см. рисунок 13.4) хорошо согласуются между собой, что говорит о линейной зависимости показаний черенковского монитора (Ch) от показаний индукционного датчика тока ID. При этом датчик тока ID находился в глубоком вакууме в канале транспортировки пучка, а монитор Ch – на воздухе вблизи мишени. Этот результат подтверждает, что черенковский монитор протонов может быть использован для on-line контроля поглощенной дозы в протонной флэш-терапии.

14. Исследование внутренней структуры чармониум-подобных экзотических резонансов, а также возможности наблюдения пентакварковых резонансов по каналам их распадов с открытым флейвором в фотоядерных реакциях

Изучение экзотических адронных состояний – “нестранных” и “странных” пентакварковых резонансов со скрытым чармом (P_c , P_{cs}), скрытой “прелестью” (P_b , P_{bs}), различных тетракварковых состояний (X , Y , Z мезонов) является в настоящее время одной из самых актуальных и интересных тем в адронной и ядерной физике, особенно после обнаружения коллаборацией LHCb пентакварковых резонансов $P_c(4312)^+$, $P_c(4440)^+$, $P_c(4457)^+$ и $P_c(4337)^+$ и тетракваркового резонанса $T_{cc}(3875)^+$. Эти резонансы имеют, соответственно, пятикварковое и четырехкварковое содержание, отличающееся от обычного трехкваркового (для барионов), предсказываемого “наивной” кварковой моделью. Их структура в настоящее время пока неизвестна: то ли это плотносвязанные истинные пятикварковые (четырекварковые) состояния, то ли слабосвязанные молекулярные образования, то ли их суперпозиция. Сравнительно недавно теоретически было предсказано существование “нестранных” пентакварков $P_b(11080)$, $P_b(11125)$ и $P_b(11130)$ со скрытой “прелестью”, имеющих минимальный пятикварковый состав, включающий три легких кварка, а также b кварк и его антикварк и распадающихся по каналу $Y(1S)N$. Для получения надежной информации за или против существования P_b состояний крайне важным является исследование возможности их наблюдения путем измерения таких наблюдаемых, как функции возбуждения $Y(1S)$ мезонов в фотоядерных реакциях, а также как их энергетические распределения в этих реакциях. Предсказание таких наблюдаемых являлось главной целью первой части нашего исследования. Эти предсказания могут быть использованы при планировании будущих экспериментов по фоторождению боттомония на ядерных мишенях на планируемых электрон-ионных ускорителях в США и Китае. Исследование возможности изучения внутренней структуры других экзотических адронных состояний – $X(3872)$ и $T_{cc}(3875)^+$ также в фотоядерных реакциях вблизи соответствующих порогов являлось главной целью второй части нашей работы в отчетном году. Полученные здесь результаты вселяют определенный оптимизм в успешность ее экспериментального изучения в данных реакциях.

14.1. Тестирование пентакварковых резонансов со скрытой «прелестью» в фоторождении боттомония около порога: дифференциальные наблюдаемые

На основе разработанной нами новой модели для описания фоторождения на протонах и ядрах $Y(1S)$ мезонов как в прямых фотон-нуклонных, так и в двухступенчатых (через промежуточные теоретически предсказанные резонансы $P_b(11080)^+$, $P_b(11125)^+$,

$P_b(11130)^+$ и $P_b(11080)^0$, $P_b(11125)^0$, $P_b(11130)^0$) при энергиях фотонов $\sim 63\text{--}68$ ГэВ были получены важные предсказания для функций возбуждения $Y(1S)$ мезонов, их импульсных и энергетических распределений на протонах, а также на ядрах углерода и вольфрама в четырех реалистических сценариях для вероятностей распадов P_b^+ и P_b^0 состояний по каналам $Y(1S)p$ и $Y(1S)n$ (0,125, 0,25, 0,5 и 1%), рассматриваемых в литературе. Было показано, например, (см. рисунки 14.1 и 14.2), что измерения этих наблюдаемых на протонных и ядерных мишенях в околопороговой области энергий фотонов в будущих экспериментах на фотонных пучках электрон-ионных коллайдеров EIC и EicC в Америке и Китае могут дать важную информацию о существовании в природе пентакварковых резонансов со скрытой "прелестью", а также о их вероятностях распадов по каналам $Y(1S)p$ и $Y(1S)n$. Произведенная оценка числа ожидаемых полезных и фоновых событий показывает реальность таких измерений.

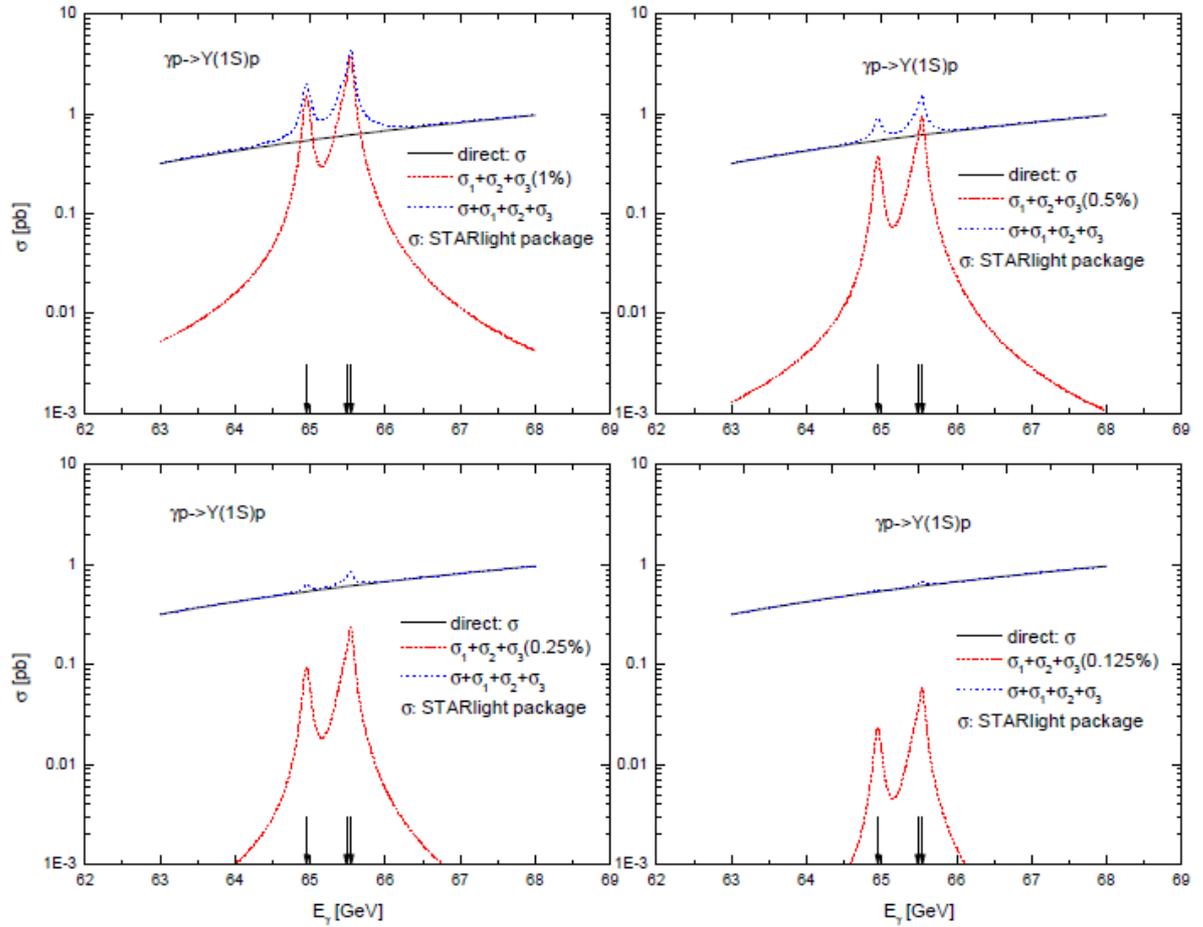


Рисунок 14.1 – Нерезонансное полное сечение σ реакции $\gamma p \rightarrow Y(1S)p$ (сплошная кривая) и некогерентная сумма (голубые точки) этого сечения и полного резонансного сечения $\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3$ (короткая красная штриховая кривая) образования $Y(1S)$ мезонов в этой реакции, идущей через рождение и распад промежуточных петакварковых состояний $P_b(11080)^+$, $P_b(11125)^+$ и $P_b(11130)^+$, рассчитанного в предположении, что эти состояния имеют спин-четность квантовые числа $J^P=(1/2)^-$, $J^P=(1/2)^-$ и $J^P=(3/2)^-$, соответственно, и распадаются по $Y(1S)p$ моде с нулевым орбитальным угловым моментом и с вероятностью 1, 0,5, 0,25 и 0,125% (соответственно, верхние левая и правая панели, а также нижние левая и правая панели), как функции от энергии γ -квантов. Стрелки указывают резонансные энергии 64,952 ГэВ, 65,484 ГэВ и 65,544 ГэВ

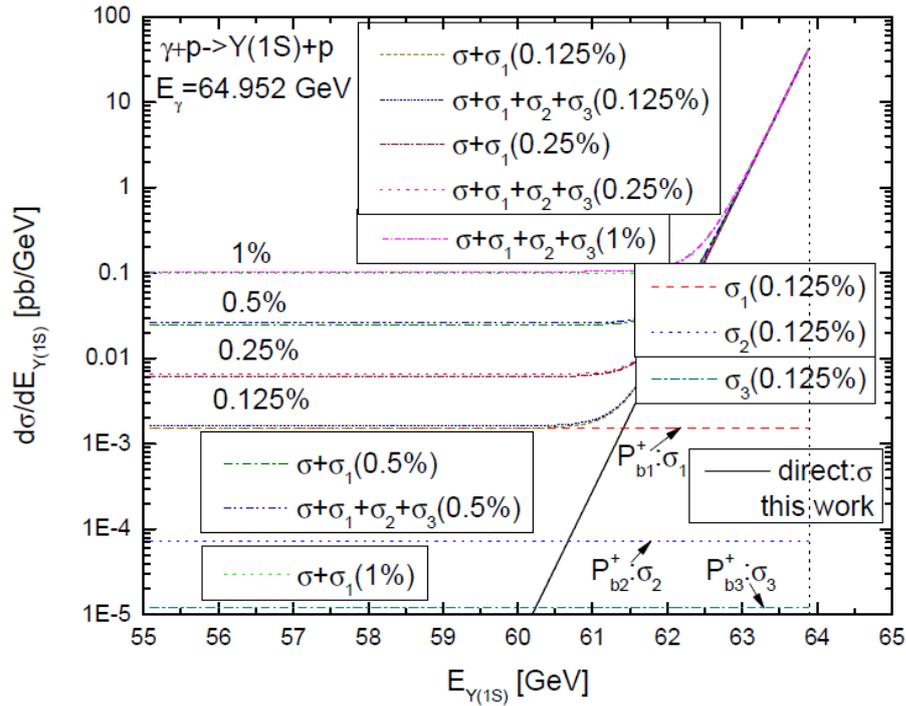


Рисунок 14.2 – Нерезонансное энергетическое распределение $Y(1S)$ мезонов в реакции $\gamma p \rightarrow Y(1S)p$, рассчитанное при резонансной энергии γ -квантов 64,952 ГэВ (сплошная черная кривая). Их резонансные распределения (σ_1 , σ_2 и σ_3) при этой энергии от распадов, соответственно, $P_b(11080)^+$, $P_b(11125)^+$ и $P_b(11130)^+$ по каналу $Y(1S)p$ с вероятностью 0,125 % (соответствующие кривые на этом рисунке). Некогерентная сумма нерезонансного и этих трех резонансных распределений, а также некогерентная сумма нерезонансного и резонансного от распада только $P_b(11080)^+$ распределений $Y(1S)$ мезонов при вероятностях распадов $P_b(11080)^+$, $P_b(11125)^+$ и $P_b(11130)^+$ по каналу $Y(1S)p$ 0,125, 0,25, 0,5 и 1%, как функции их полной энергии

14.2. Тестирование структуры $X(3872)$ в фоторождении

В последние годы в ряде высокоэнергетических экспериментов (коллаборации Belle, BESIII, LHCb, CMS, ATLAS) было обнаружено существование в природе экзотических адронных состояний (XYZ состояний), проявляющих свойства, выходящие за рамки традиционной кварковой модели (двухкварковые мезоны и трехкварковые барионы). Открытые состояния имеют в своей структуре четыре и пять валентных кварков, и поэтому получили название тетракварки и пентакварки. Среди этих экзотических состояний особое внимание привлекал в последние два десятилетия, и привлекает до сих пор, $X(3872)$ мезон из-за своей крайне необычной и не совсем понятной даже в настоящее время (несмотря на многочисленные экспериментальные и теоретические исследования) внутренней структурой, предсказываемой в ряде теоретических подходов в виде чисто чармониумподобного состояния, компактного четырехкваркового состояния, молекулярного состояния или смеси чармониумподобного и молекулярного состояний с предполагаемыми вероятностями. В данной работе мы впервые рассмотрели возможность изучения внутренней структуры $X(3872)$ мезонов в реакциях их фоторождения на ядерных

мишенях. В рамках разработанной нами новой модели было впервые показано (см. например, рисунок 14.3), что рассмотренные нами наблюдаемые (как абсолютные – полные и дифференциальные сечения, так и относительные – прозрачности), обладают заметной чувствительностью к предполагаемой структуре X(3872) мезона. Это – важный для будущих экспериментальных исследований X(3872) мезона (в частности, на ускорительном комплексе СЕБАФ, США) вывод данной работы.

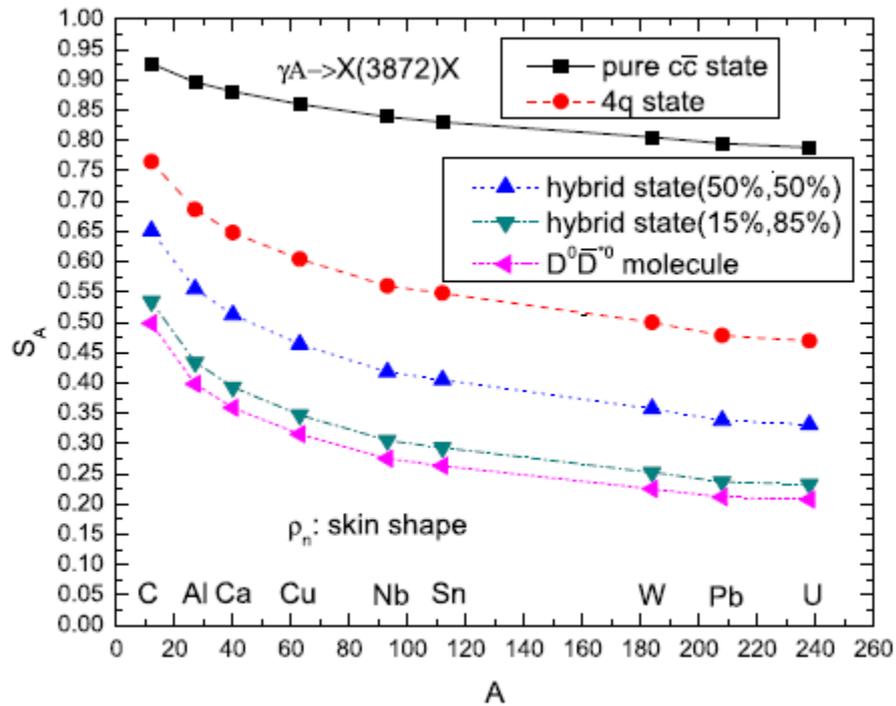


Рисунок 14.3 – Прозрачность ядер S_A для X(3872) мезонов, рожденных в прямых взаимодействиях первичных фотонов с внутриядерными нуклонами, в зависимости от массового числа ядра-мишени в различных предположениях о внутренней структуре этих мезонов (указано на рисунке)

14.3. Альтернативная возможность "расшифровать" природу тетракварка $T_{cc}(3875)^+$ с двойным чармом: фоторождение антитетракварка $T_{cc}(3875)^-$ на ядрах вблизи порога

Недавно (в 2021 году) Коллаборация LHCb объявила об обнаружении другого экзотического адронного состояния – тетракварка $T_{cc}(3875)^+$ с двойным чармом, имеющего в своей структуре четыре валентных кварка, включая два чармированных кварка. Этот тетракварк привлекал в последние два – три года, и привлекает сейчас, особое внимание также из-за своей крайне необычной и не совсем понятной даже в настоящее время (несмотря на многочисленные экспериментальные и теоретические исследования) внутренней структуры, предсказываемой в ряде теоретических подходов в виде чисто компактного четырехкваркового состояния, молекулярного состояния или смеси компактного четырехкваркового состояния и молекулярного состояний с предполагаемыми

вероятностями. В данной работе мы впервые рассмотрели возможность изучения внутренней структуры тетракварка $T_{cc}(3875)^+$ в реакциях фоторождения его античастицы $T_{cc}(3875)^-$ на ядерных мишенях вблизи порога. В рамках разработанной нами новой модели было впервые показано (см. рисунки 14.4 и 14.5), что рассмотренные нами наблюдаемые (полные и дифференциальные сечения образования $T_{cc}(3875)^-$ мезонов на ядрах, прозрачности для них этих ядер) обладают определенной чувствительностью к предполагаемой структуре $T_{cc}(3875)^-$ мезона (и, следовательно, к структуре $T_{cc}(3875)^+$ мезона), что способствует ее экспериментальному изучению, в частности, на фотонных пучках электрон-ионных коллайдеров EIC и EicC в Америке и Китае. Для мотивации такого изучения произведена оценка числа полезных событий, позволившая сделать важный вывод о возможности проведения на этих коллайдерах соответствующего эксперимента. Полученная информация будет способствовать существенному улучшению наших знаний о структуре адронов и низкоэнергетической КХД.

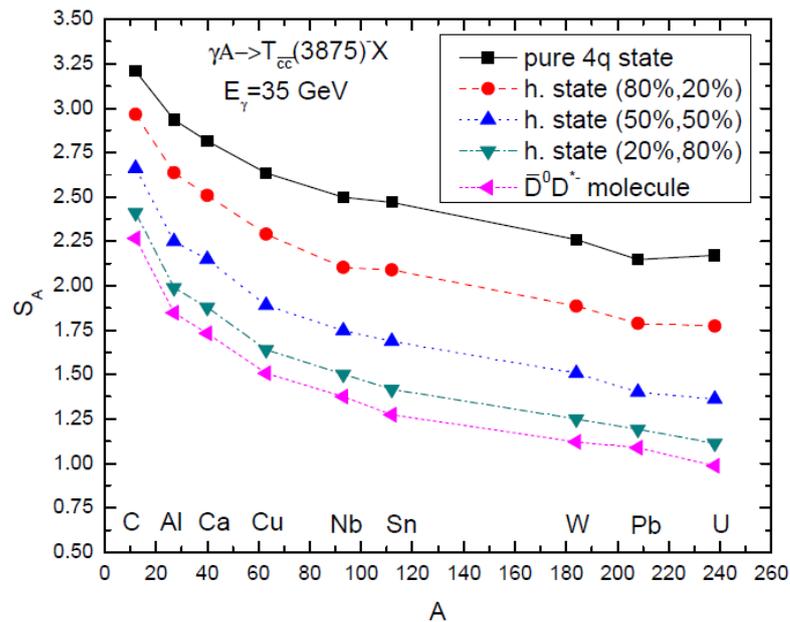


Рисунок 14.4 – Прозрачность ядер S_A для $T_{cc}(3875)^-$ мезонов, рожденных в прямых взаимодействиях первичных фотонов с внутриядерными нуклонами при энергии первичных фотонов 35 ГэВ, в зависимости от массового числа ядра-мишени в различных предположениях о внутренней структуре этих мезонов (указано на рисунке)

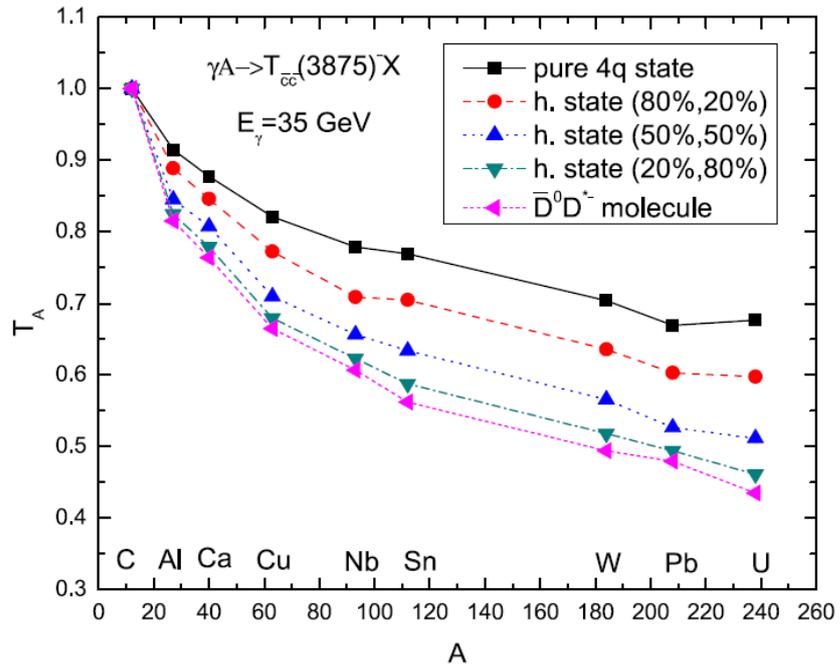


Рисунок 14.5 – Прозрачность ядер T_A для $T_{cc}(3875)^-$ мезонов, рожденных в прямых взаимодействиях первичных фотонов с внутриядерными нуклонами при энергии первичных фотонов 35 ГэВ, в зависимости от массового числа ядра-мишени в различных предположениях о внутренней структуре этих мезонов (указано на рисунке)

15. Создание статистической модели антинуклон-ядерного взаимодействия для описания аннигиляции антинейтрона при $n \rightarrow \bar{n}$ переходе для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций

В моделях Великого Объединения и некоторых расширениях Стандартной модели могут существовать процессы с изменением барионного числа на две единицы ($\Delta B = \pm 2$), что делает возможным переход нейтрона в антинейтрон и обратно, то есть, нейтрон-антинейтронные осцилляции. Поиск нейтрон-антинейтронных осцилляций является одним из важнейших направлений современной физики, ведущих к пониманию явлений, лежащих за рамками Стандартной модели.

Эксперименты по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций ведутся в двух направлениях. Это, во-первых, поиск $n \rightarrow \bar{n}$ переходов на интенсивных пучках медленных нейтронов, когда нейтрон из высокоинтенсивного потока переходит в антинейтрон, а тот аннигилирует на ядре вещества детектора, и регистрируется событие аннигиляции, которое является свидетельством нейтрон-антинейтронного перехода. Эксперимент по поиску нейтрон-антинейтронных переходов на интенсивном пучке холодных нейтронов на ESS (European Spallation Source, LUND, Швеция) готовится в настоящее время международной коллаборацией NNBAR, которая планирует улучшить существующий результат, полученный на реакторе в Гренобле (ILL) $\tau_{n \leftrightarrow \bar{n}} \geq 0,86 * 10^8$ с на 2-3 порядка. Проектирование углеродного детектора антинейтронов для эксперимента NNBAR осуществляется на основе смоделированных в ИЯИ РАН событий аннигиляции медленных антинейтронов на ядре $^{12}_6C$.

Возможные $n \rightarrow \bar{n}$ переходы внутри ядра, которые сильно подавлены по сравнению с вакуумом, – другое направление экспериментов по поиску осцилляций. Такие эксперименты выполняются на крупных низкофоновых подземных детекторах, где это подавление $n \rightarrow \bar{n}$ переходов компенсируется огромным количеством наблюдаемых ядер. В такого типа экспериментах ядро ($^{40}_{18}Ar$ в DUNE или $^{16}_8O$ в Super-Kamiokande) одновременно играет роль как мишени, так и детектора. Была создана модель, описывающая сложный многостадийный процесс внутриядерного $n \rightarrow \bar{n}$ перехода и последующей аннигиляции антинейтрона.

Предложенный в ИЯИ РАН подход, объединяющий оптическую и каскадную модели, развивался на протяжении многих лет. В рамках этого подхода процесс аннигиляции антинуклона на ядре рассматривается как состоящий из нескольких последовательных и независимых стадий [125]. Ключевой момент рассматриваемой модели – радиальная зависимость плотности вероятности аннигиляции антинейтрона. Для

медленного антинейтрона, образовавшегося в нейтронном пучке, радиальная зависимость плотности вероятности аннигиляции определяется в рамках оптической модели. В случае моделирования $n \rightarrow \bar{n}$ перехода внутри ядра радиальная зависимость вероятности аннигиляции вычисляется в рамках оболочечной модели ядра для каждой оболочки, а затем суммируется. На второй стадии происходит аннигиляция антинуклона на одном из внутриядерных нуклонов ядра в точке, определенной на стадии 1. На третьей стадии развивается каскад, инициированный образовавшимися в процессе аннигиляции мезонами. На последней стадии происходит де-возбуждение термализованного ядра-остатка. Как оптико-каскадная модель аннигиляции медленных антинейтронов, так и модель аннигиляции антинейтрона при $n \rightarrow \bar{n}$ переходе внутри ядра являются статистическими и отличаются радиальной зависимостью вероятности аннигиляции на первой стадии, полученной для каждого конкретного ядра. Первоначальная модель, описанная в [126] была существенно доработана [127], а именно: 1) в модель были включены динамические эффекты, связанные с внутриядерным антинуклонным потенциалом и сходом с массовой поверхности антинейтрона, и 2) данные в таблицах аннигиляции приведены в соответствие с последними экспериментальными данными. Генератор событий для ядра углерода (материал детектора для эксперимента NNBAR), созданный в ИЯИ РАН, используется при проектировании детектора антинейтронов для эксперимента NNBAR на ESS [128,129]. Так на рисунке 15.1 показаны энергетические спектры частиц, образовавшихся в результате аннигиляции антинейтрона с последующим FSI на ядре углерода. Также сюда включены продукты распада мезонных резонансов (ρ , ω , η), образовавшихся в аннигиляции. На рисунке 15.2 вверху показаны распределения по инвариантной массе и векторной сумме импульсов мезонов (пионов). Импульсное распределение достигает высоких значений даже в начальном состоянии благодаря Ферми-движению внутриядерных нуклонов и наличию антинуклон-ядерного потенциала. “Хвост” суммарного векторного импульса всех пионов и фотонов в конечном состоянии удлиняется из-за взаимодействия в конечном состоянии (FSI) и распада тяжёлых мезонных резонансов. Взаимодействие и поглощение мезонов приводит к уменьшению значений инвариантной массы после FSI.

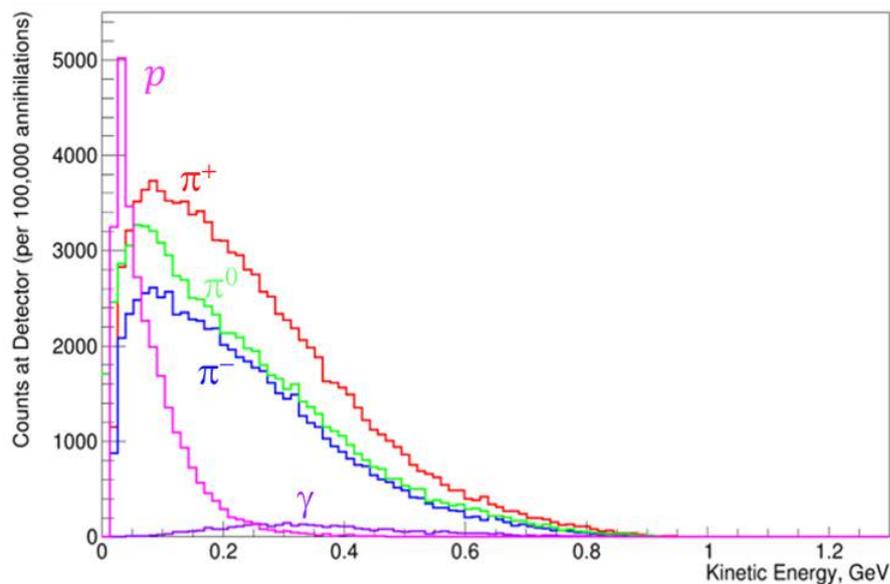


Рисунок 15.1 – Распределение по энергии частиц, образовавшихся в результате аннигиляции антинейтрона с последующим FSI на ядре углерода и распадом мезонных резонансов

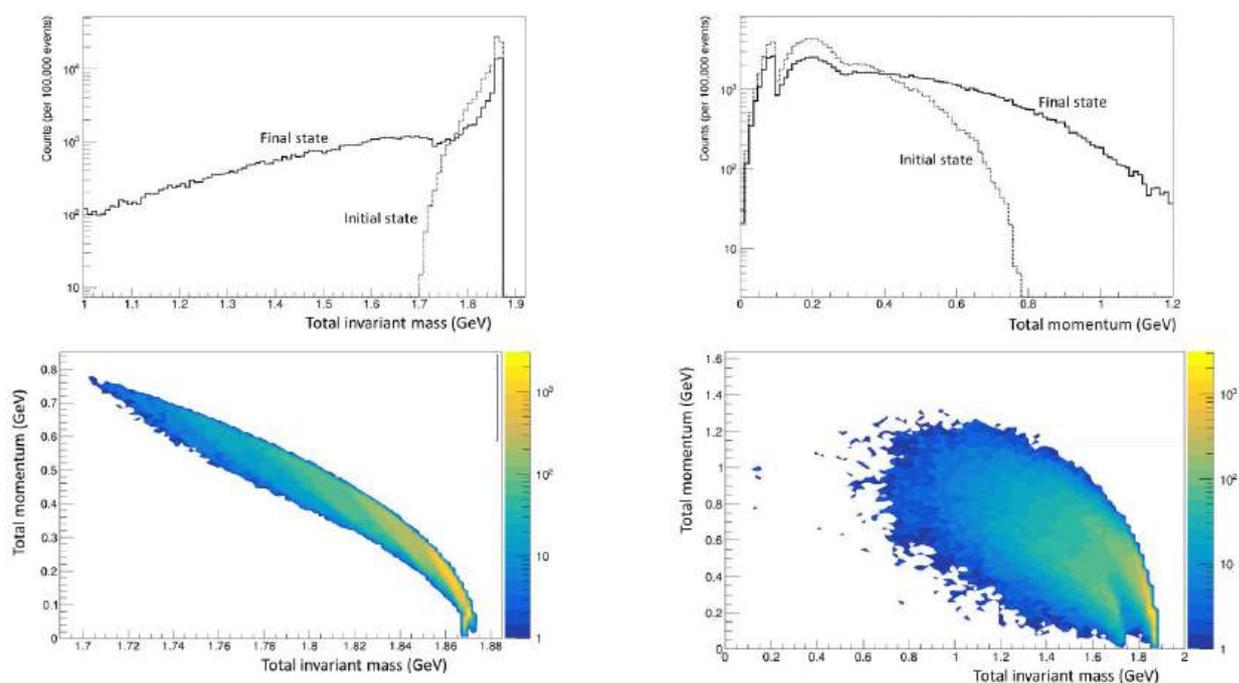


Рисунок 15.2 – Распределения по инвариантной массе в начальном и конечном состоянии (вверху слева), по абсолютному значению суммарного импульса (вверху справа), соотношение между суммарным импульсом и инвариантной массой для начального (внизу слева) и конечного состояния

Корреляция между суммарным импульсом и инвариантной массой для начального и конечного состояний показана на нижней панели рисунка 15.2. Распределение в конечном состоянии показывает важность поглощения и повторного рассеяния через эффекты взаимодействия в конечном состоянии, особенно при предсказании величины инвариантной массы. Учитывая, что в этом эксперименте исследуется очень редкий

процесс, конечной целью при разработке детектора нейтрон-антинейтронных осцилляций является возможность заявить об открытии, зарегистрировав только одно событие. Это предъявляет ряд жестких условий при проектировании детектора, которое было бы невозможно без предварительного моделирования.

Поиск нейтрон-антинейтронных осцилляций внутри ядра планируется на подземном аргоновом детекторе DUNE и в большом подземном водяном Черенковском детекторе Super-Kamiokande, где поиск внутриядерных нейтрон-антинейтронных переходов ведется в ядре $^{16}_8\text{O}$. Комплекс программ для моделирования нейтрон-антинейтронных переходов, был создан для ядра $^{40}_{18}\text{Ar}$ (DUNE) и ядра $^{16}_8\text{O}$ (Super-Kamiokande). Для этих ядер были получены распределения радиальной плотности вероятности аннигиляции. В модель внесены изменения, связанные с введением антинуклонного потенциала и сходом антинейтрона с массовой поверхности [127,130]. Была доработана модель мультифрагментации, в которой теперь учитывается фотонное де-возбуждение, что позволяет улучшить идентификацию сигнала с использованием больших подземных Черенковских детекторов, таких как Super-Kamiokande и в будущем Hyper-Kamiokande, потенциально повышая общую эффективность регистрации сигнала при поиске редких процессов $n \rightarrow \bar{n}$ переходов. Впервые было исследовано влияние величины антинуклонного потенциала, являющегося параметром модели, на радиальное распределение радиуса аннигиляции (рисунок 15.3) и установлена зависимость между начальным положением аннигиляции в ядре и полным импульсом мезонов и их инвариантной массой (рисунок 15.4). Показано, что FSI в ядре существенно меняют конфигурацию изучаемого процесса в параметрическом пространстве (рисунок 15.4).

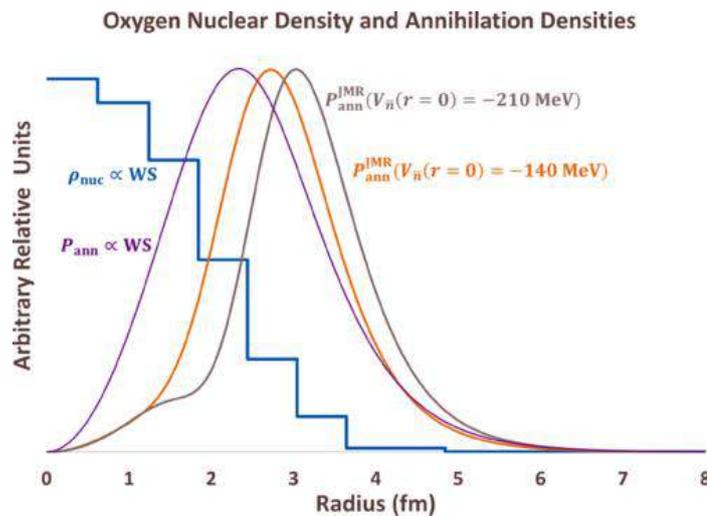


Рисунок 15.3 – Радиальное распределение вероятности аннигиляции для $^{16}_8\text{O}$ для разных значений глубины потенциальной ямы $V_{\bar{n}}(r=0) = -140 \text{ MeV}$ (оранжевый), $V_{\bar{n}}(r=0) = -210 \text{ MeV}$ (серый) и распределение аннигиляции, полученное из ядерной плотности (фиолетовый). Синяя гистограмма – радиальное распределение ядерной плотности

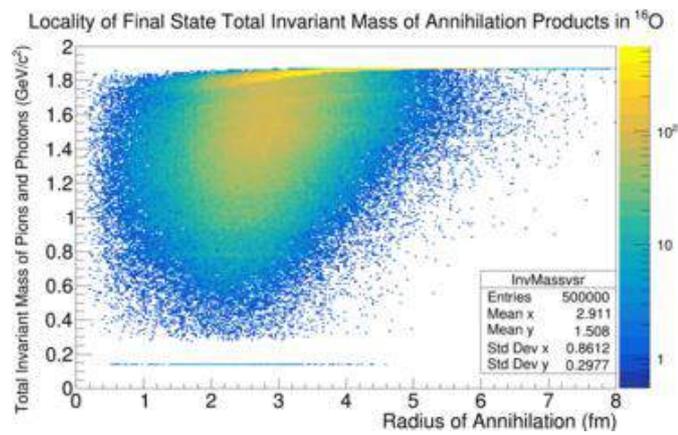
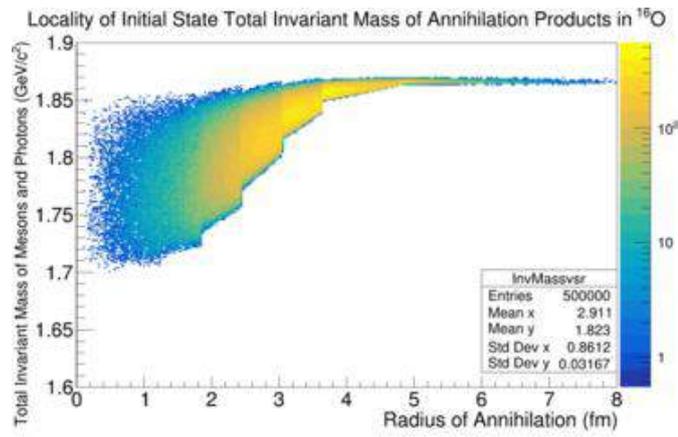


Рисунок 15.4 – Верху: инвариантная масса мезонов и фотонов, генерируемых при аннигиляции, в зависимости от радиуса аннигиляции. Внизу: то же самое для инвариантной массы пионов и фотонов в конечном состоянии после FSI, что показывает важность учета антинуклонного потенциала и радиального распределения точки аннигиляции для правильного учета FSI. Показано распределение, полученное для антинуклонного потенциала, равного -140 MeV для $V_{\bar{n}}(r = 0)$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

План работ на 2024 год выполнен полностью. Получены новые научные результаты мирового уровня. Большинство из них опубликовано в ведущих международных журналах высших уровней Q1 – Q3.

1. Задача «Получение и анализ новых экспериментальных данных с использованием новых детекторных подсистем ALICE: FT0, FV0 и FDD».

С помощью подсистем FT0, FV0 и FDD в эксперименте ALICE получены новые экспериментальные данные о множественности событий, светимости пучков, фундаментальных свойствах адронов и кварк-глюонной плазмы, образующейся в столкновениях релятивистских ядер. Программная среда адаптирована к новым условиям, обеспечивая реконструкцию событий во время процесса сбора данных. Выполнены технические и сервисные задачи по обслуживанию и поддержке детекторов FT0, FV0 и FDD эксперимента ALICE, техническое сопровождение набора данных в ходе сеанса Run 3 на БАК. В 2024 году сотрудниками ИЯИ РАН была обеспечена стабильная работа системы детекторов FIT (FT0+FV0+FDD) и участие в дежурствах центральных систем установки ALICE. Коллаборация ALICE продолжила обработку и анализ разнообразных экспериментальных данных, собранных ранее на этой установке. Результаты были опубликованы в статьях [1–42], см. Приложение А.1. Отдельно следует отметить публикацию большой обзорной статьи [41], Приложение А.1, в которой представлены результаты коллаборации, полученные в прежние годы. Для полноты в Приложении А.3 [1–36] перечислены также препринты, представляющие тексты работ, направленных в редакции журналов в 2024 году.

2. Задача «Измерение сечения рождения $\psi(2S)$ состояния чармония в Pb-Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}}=5,02$ ТэВ».

Результаты измерений сечения рождения $\psi(2S)$ состояния чармония в $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$ столкновениях при энергии в системе центра масс $\sqrt{s}=5,02$ ТэВ и соответствующие сравнения с расчетами транспортной и статистической моделей важны для решения вопроса о существовании и свойствах состояний чармония в кварк-глюонной плазме, образующейся в столкновениях ядер на БАК. Сравнение с теоретическими моделями показывает хорошее согласие с транспортной моделью, которая включает процесс рекомбинации чармония в кварк-глюонной плазме, в то время как статистическая модель недооценивает данные, полученные для центральных столкновений. Результаты опубликованы в работе [14], Приложение А.1.

3. Задача «Измерение эмиссии протонов в ультрапериферических столкновениях ядер на БАК».

Сечения эмиссии определённого числа вылетающих вперёд протонов, а именно каналов $(0p, Xn)$, $(1p, Xn)$, $(2p, Xn)$ и $(3p, Xn)$, а также сечения каналов эмиссии $(1p, 1n)$, $(1p, 2n)$ и $(1p, 3n)$ в результате ЭМД ядер ^{208}Pb в ультрапериферических столкновениях при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$ ТэВ были измерены с помощью передних протонных и нейтронных калориметров эксперимента ALICE. Эти измерения дают новую информацию о фотоядерных реакциях и могут быть полезны при настройке моделей фотоядерных реакций, а также моделей ЭМД, в частности, модели RELDIS.

Согласно RELDIS, сечения каналов $0p$, $1p$, $2p$ и $3p$ могут быть использованы в качестве аппроксимации сечений образования соответствующих элементов, Pb, Tl, Hg и Au, в качестве вторичных ядер от ЭМД. Таким образом, измеренные сечения эмиссии определённого числа нейтронов и протонов можно использовать в качестве приближений для сечений образования изотопов Pb, Tl, Hg и Au на БАК. Образование таких вторичных ядер ограничивает время жизни пучка и снижает светимость. Таким образом, представленные в настоящей работе результаты измерений вносят неоценимый вклад в изучение потерь пучка из-за электромагнитных процессов на БАК и будущих коллайдерах, в частности, FCC-hh.

Оценённое из измеренных сечений эмиссии трёх протонов сечение образования золота сравнимо с полным неупругим адронным сечением $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$ столкновений. Таким образом, можно оценить, что всего было произведено около $1,6 \times 10^{-11}$ г различных изотопов золота в соответствии с полной интегральной светимостью во всех четырёх точках взаимодействия за время работы БАК во время Run 1 и Run 2 до его остановки в 2018 году. Результаты представлены в работе [1], Приложение А.3, направленной в журнал Physical Review C.

4. Задача «Эксперимент VM@N».

Проведены работы по улучшению системы медленного контроля детекторов (Slow Control), предназначенной для управления напряжением и контроля температуры кремниевых фотоумножителей передних детекторов фрагментов-спектаторов, разработанных и созданных в ИЯИ РАН. Система медленного контроля детекторов интегрирована в общую систему медленного контроля эксперимента VM@N. Выполнена работа по совершенствованию программного обеспечения и обновлена архитектура классов, предназначенных для описания срабатываний элементов передних детекторов эксперимента VM@N. В настоящее время ведётся анализ экспериментальных и моделированных данных.

Разработана логическая структура (ЛС) ПЛИС для обеспечения системы сбора данных детектора HGND в эксперименте BM@N, выполняющая функцию время-цифрового преобразователя с шагом 100 пс.

Импульсные распределения фрагментов-спектаторов, образующихся в результате столкновений релятивистских ядер, моделировались с помощью модели Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (AAMCC). Также учитывались кулоновские взаимодействия между префрагментами после MST-кластеризации. Расчеты показывают, что предравновесная фрагментация и кулоновские взаимодействия между фрагментами-спектаторами увеличивают среднее значение поперечного импульса p_T легких фрагментов-спектаторов примерно на 20 МэВ/с в результате их отталкивания от более тяжелых фрагментов, что приближает результаты моделирования к экспериментальным данным. Распределения по псевдобыстроте фрагментов-спектаторов H, He и Li были рассчитаны для столкновений 3,26А ГэВ ^{124}Xe с мишенью CsI. Модель предсказывает значительную долю незарегистрированных детектором SciWall эксперимента BM@N фрагментов. В частности, 27% фрагментов H, 34% фрагментов He и 45% фрагментов Li не попадут в акцептанс этого детектора.

Результаты опубликованы в работе [43], Приложение А.1, получено свидетельство о госрегистрации программы для ЭВМ «Модуль обработки данных для АЦП CAEN DT5742 (wavedump_to_root)», см. [1], Приложение А.2.

5. Задача «Эксперимент MPD/NICA».

В 2024 г. ИЯИ РАН продолжал работу по интеграции и подготовке переднего адронного калориметра FHCAL к эксплуатации на установке MPD. Была разработана процедура по установке FHCAL в магнитные полюса сверхпроводящего магнита. Выполнены все механические манипуляции с одним плечом калориметра, позволившие выставить его в рабочее положение в магнитном полюсе на пучке тяжелых ионов.

Ведется подготовка к организации цифрового триггера с использованием сигналов с FHCAL в полном триггере всей экспериментальной установки MPD. С этой целью исследованы характеристика аналогово-цифровых преобразователей, оцифровывающих аналоговые сигналы FHCAL и использующие цифровые сигналы в организации триггера.

Разрабатывается процедура энергетической калибровки FHCAL по трекам мюонов всего телесного угла. Данная процедура позволяет выполнить калибровку в сжатые сроки и использовать полученные результаты для мониторинга качества набранных данных в процессе самого набора данных.

6. Задача «Исследование рождения антипротонов в кинематически запрещенной области для нуклон нуклонного взаимодействия на установке MPD/NICA».

Выполнены расчеты распределений по поперечному импульсу антипротонов, рожденных при столкновении ядер висмута с энергией 8,4 ГэВ на коллайдере NICA в кинематически запрещенной области. Определены значения кинематических параметров, при которых наиболее эффективна регистрация антипротонов, рожденных на коррелированных нуклонах. Показано, что в диапазоне средних быстрот для нуклон нуклонных соударений результаты расчета по стандартной модели URQMD согласуются с данными оценок по феноменологической партонной модели. Оценки сечений при параметрах Бьеркена больше единицы позволяют получить достаточный выход антипротонов при планируемой светимости. Предложена структура и размещение универсального пилотного детектора светимости. Исследование рождения частиц в кинематических условиях, запрещенных для нуклон-нуклонных столкновений, представляет собой новый метод изучения нуклонных корреляций в ядрах. Измерение рождения антипротонов имеет преимущество из-за лучшего выделения над фоновыми процессами. Детальное исследование коротко действующих корреляций в ядрах имеет большое значение для интерпретации центральных столкновений тяжелых ядер и для планирования экспериментов по поиску кварк-глюонной материи.

Результаты опубликованы в работах [45–46], Приложение А.1.

7. Задача «Исследование рождения адронов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в эксперименте NA61 на ускорителе SPS в ЦЕРН».

В 2024 г. была продолжена работа по программе коллаборации эксперимента NA61/SHINE по исследованию рождения адронов в ядро-ядерных взаимодействиях. Группой ИЯИ РАН были выполнены работы по подготовке и экспертному обслуживанию переднего адронного калориметра FPSD в физическом сеансе (октябрь-ноябрь 2024 г.) по измерению выходов заряженных адронов, которые необходимы для изучения рождения D-мезонов в ядро-ядерных реакциях на пучке ионов свинца с энергиями 150А ГэВ. Была проведена подготовка и проверка аналоговой части электроники (FEE) и работоспособности всех каналов считывания FPSD. Были модернизированы разъемы сигнальных кабелей для передачи сигналов от калориметра FPSD к платам считывания DRS4. Непосредственно перед сеансом на тяжелых ионах проведена калибровка калориметра FPSD на пучках протонов и мюонов, выполнена точная постройка напряжения на фотодиодах. Проведены измерения на пониженных напряжениях для возможности использования калориметра FPSD в сеансе на ядрах свинца с энергией 150А ГэВ. Проведен

расчет поправочных коэффициентов для FPSD на пучке протонов. Калибровка калориметра FPSD для 2024 г. внесена в общую базу данных для использования в программном пакете реконструкции сигналов с калориметров в общем пакете Shine эксперимента NA61/SHINE.

Группой ИЯИ РАН осуществлена экспертная поддержка работы передних адронных калориметров в физическом сеансе в октябре 2024 г. на пучке ионов свинца энергии 150А ГэВ. Все полученные результаты были также доложены на совещаниях коллаборации NA61/SHINE. Члены группы ИЯИ РАН являются соавторами четырех статей, опубликованных в 2024 г. в реферируемых журналах [46–49], Приложение А.1.

8. Задача «Исследование запутанных аннигиляционных фотонов».

В 2024 году продолжался сеанс по набору экспериментальных данных с целью исследования поляризационных корреляций запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов. Продолжался анализ набранных статистических данных. Были исследованы поляризационные корреляции для нескольких типов событий в различных квантовых состояниях пар аннигиляционных фотонов. Экспериментальные данные хорошо описываются теоретическими функциями. Значения видности для начальных запутанных фотонов и классически коррелированных отличаются в два раза, что согласуется с выполненными теоретическими расчетами.

В случае декогерентных событий практически во всем измеренном диапазоне углов рассеивания от 4^0 до 35^0 значения видности совпадают в пределах статистической точности. И лишь при обратном рассеянии под углом около 180^0 видность уменьшается примерно в два раза, что указывает на значительное ослабление поляризационных корреляций и, соответственно, сильный эффект декогеренции.

Результаты опубликованы в статье [50], Приложение А.1.

9. Задача «Исследование влияния параметров отдельных детекторов быстрых нейтронов на характеристики всего разрабатываемого для НЦФМ спектрометра нейтронов».

Из результатов работы, следует, что можно достичь существенного повышения эффективности регистрации нейтронов и улучшения временного разрешения при малых (~ 100 см) базах пролета спектрометра быстрых нейтронов, проектируемого для НЦФМ. Представляется перспективным продолжение аналогичных исследований на аппаратуре, которая больше соответствует оборудованию в планируемых экспериментах (реальные сцинтилляторы, фотоумножители, электроника). Особое внимание следует обратить на разработку алгоритмов анализа получаемой информации.

Результаты опубликованы в статьях [51–53], Приложение А.1.

10. Задача «Исследование энергетического спектра нейтронов при фотоядерных реакциях вблизи порога на тераваттном лазерном комплексе».

В результате проведённых исследований была продемонстрирована возможность генерации электронного пучка с энергиями от 8 до 18 МэВ, расходимостью 1° и зарядом 10 пКл в результате взаимодействия 1,5 ТВт фемтосекундного импульса газовой мишенью. Основным механизмом ускорения электронов является ускорение в продольном поле плазменной волны.

Используя электронный пучок для генерации тормозного гамма-излучения излучения в мишенях-конвертерах из свинца и вольфрама, были инициированы ядерные реакции фоторасщепления $Pb(\gamma, n)$ и $W(\gamma, n)$ с выходом нейтронов. Энергетическое распределение электронов близкое к однородному вблизи гигантского дипольного резонанса позволило при небольшом заряде получить выход нейтронов $\sim 0,3 \cdot 10^6$ нейтронов/выстрел или $\sim 4 \cdot 10^6$ нейтронов/(Дж·выстрел), сравнимый с получаемым на лазерных системах большей мощности.

Была отработана времяпролётная методика измерения энергетических спектров нейтронов в режиме счёта фотонов. Полученные энергетические спектры имеют экспоненциальный вид с «температурой» $\sim 1-2$ МэВ и максимальной энергией $\sim 5-8$ МэВ, что хорошо согласуется с энергетическим распределением электронного пучка. Времяпролётный метод может применяться при измерении характеристик других нейтронных источников на основе лазерных систем с большой частотой повторения.

Результаты опубликованы в препринте [37], Приложение А.3.

11. Задача «Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и легкими ядрами».

На нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции nd -развала при энергии первичных нейтронов 5 МэВ. В эксперименте по разные стороны от оси первичного пучка регистрировались нейтрон отдачи, а также нейтрон и протон от развала синглетной np -пары. Из сравнения формы зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии np -пары с результатами моделирования были определены низкоэнергетические характеристики np -взаимодействия: энергия виртуального 1S_0 уровня $E_{np} = 0,040 \pm 0,002$ МэВ и соответствующее ей значение длины np -рассеяния $a_{np} = -30,9 \pm 0,8$ Фм.

Полученные в работе данные указывает на эффективное усиление np -взаимодействия в присутствии третьего нуклона, что мы связываем с большим влиянием трехнуклонных сил, по сравнению с данными других работ, в которых np -длина рассеяния определялась в реакциях $n+d \rightarrow nnp$ и $d+d \rightarrow nnpp$. Необходим более тщательный анализ

влияния $3N$ -сил на извлекаемые низкоэнергетические характеристики np -взаимодействия из реакций nd - и dd -развала, а также определение степени этого взаимодействия от энергии участвующих частиц.

Результаты опубликованы в статье [54] и приняты к публикации [55–56] в 2024 году, Приложение А.1.

12. Задача «Исследование кластерной структуры легких ядер».

На нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН при энергии нейтронов 40–60 МэВ проведен эксперимент по исследованию кластерной структуры ${}^3\text{He} + t$ ядра ${}^6\text{Li}$ в реакции ${}^6\text{Li}(n; {}^3\text{He} n)t$. В эксперименте по разные стороны от оси пучка регистрировались рассеянные нейтроны в совпадении с продуктами распада (${}^3\text{He}$) высоко возбужденных состояний ядра ${}^6\text{Li}$. По энергиям и углам вылета ${}^3\text{He}$ и n было проведено восстановление энергии первичных нейтронов, вызвавших реакцию, а также определены энергия и угол вылета нерегистрируемой частицы (t). Отобраны события при энергии первичных нейтронов 40–60 МэВ, для которых рассчитана энергия возбуждения E_x ядра ${}^6\text{Li}$, распадающегося по каналу ${}^3\text{He} + t$.

В результате эксперимента получен спектр энергии возбуждения ${}^6\text{Li}$ в диапазоне $E_x = 16$ –50 МэВ. При энергии возбуждения $E_x = 16,6$ МэВ обнаружен резонанс с $\Gamma = 0,7$ МэВ, а в интервале $E_x = 30$ –50 МэВ обнаружены два широких резонанса $E_x = 35,9$ и $E_x = 43,1$ МэВ с $\Gamma = 8,4$ и $\Gamma = 5,4$ МэВ, соответственно. Все уровни наблюдаются впервые.

Необходимо проведение дополнительных измерений как для более точных утверждений о структуре высоко возбужденных состояний ${}^6\text{Li}$, так и для определения свойств уровней.

Результаты опубликованы в статье [57], Приложение А.1.

13. Задача «Поиск редких мюонных процессов в эксперименте Mu2e».

Подготовлена версия пакета программ для моделирования схемы получения триггера в процессе $\mu \rightarrow 3e$. В результате НИР разработан новый позиционно-чувствительный черенковский монитор протонного пучка, который нашел практическое применение при измерении дозы облучения на медицинском канале. Этот монитор позволяет проводить измерения широком диапазоне (10^5) интенсивностей пучка протонов от малых импульсных токов 0,1 мкА до 10 мА. Проведены испытания монитора на пучках протонов со средним током около 4 мА на медицинском канале центра коллективного пользования (ЦКП) ИЯИ РАН. Получено хорошее согласие измерений монитора на протонном пучке с показаниями индукционного датчика тока в режимах облучения с рекордно высокой для протонов мощностью дозы. Результаты работы подтвердили перспективность применения нового монитора в протонной флэш-терапии.

Результаты опубликованы в статье [58], Приложение А.1.

14. Задача «Исследование внутренней структуры чармониум-подобных экзотических резонансов, а также возможности наблюдения пентакварковых резонансов по каналам их распадов с открытым флейвором в фотоядерных реакциях».

Впервые исследована возможность наблюдения теоретически предсказанных “нестранных” пентакварковых резонансов $P_b(11080)$, $P_b(11125)$ и $P_b(11130)$ со скрытой “прелестью” в дифференциальных наблюдаемых, а также внутренней структуры открытых коллаборациями Belle и LHCb других экзотических адронных состояний $X(3872)$ и $T_{cc}(3875)^+$ в околороговых фотоядерных реакциях. Эта структура предсказывается в ряде теоретических подходов, соответственно, в виде чисто чармониумподобного состояния, компактного четырехкваркового состояния, молекулярного состояния или смеси чармониумподобного и молекулярного состояний с предполагаемыми вероятностями и в виде чисто компактного четырехкваркового состояния, молекулярного состояния или смеси компактного четырехкваркового состояния и молекулярного состояний с предполагаемыми вероятностями. В результате исследования впервые сделаны важные выводы как о возможности экспериментального наблюдения этих пентакварков в рассматриваемых реакциях при реалистических вероятностях их распадов по каналам $Y(1S)p$ и $Y(1S)n$ путем измерения, в частности, импульсных и энергетических распределений образованных в данных реакциях $Y(1S)$ мезонов, например, на электрон-ионных коллайдерах EIC (США) и EicC (Китай), так и о возможности изучения внутренней структуры резонансов $X(3872)$, $T_{cc}(3875)^+$ в рассматриваемых реакциях, соответственно, на ускорительном комплексе CEBAF (США) в планируемом там фотоядерном эксперименте E12-12-006 и на электрон-ионных коллайдерах EIC (США) и EicC (Китай).

Результаты опубликованы в статьях [59–61], Приложение А.1.

15. Задача «Создание статистической модели антинуклон-ядерного взаимодействия для описания аннигиляции антинейтрона при $n \rightarrow \bar{n}$ переходе для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций».

На базе разработанной в ИЯИ РАН оптико-каскадной модели создан комплекс программ для моделирования процесса аннигиляции антинейтронов, образовавшихся в результате возможных нейтрон-антинейтронных осцилляций в высокоинтенсивном пучке холодных нейтронов, на ядре углерода (материала детектора). Сгенерированные события используются для моделирования и проектирования детектора и подавления фонов для готовящегося эксперимента NNBAR на ESS.

Для проекта эксперимента по поиску $n \rightarrow \bar{n}$ осцилляций с УХН на реакторе ВВР-М (ПИЯФ, Гатчина) сгенерированы события аннигиляции антинейтронов на ядре детектора.

Для эксперимента по поиску внутриядерных нейтрон-антинейтронных осцилляций была создана статистическая модель $n \rightarrow \bar{n}$ перехода внутри ядер ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ и ${}^{16}_8\text{O}$ и последующей аннигиляции. Было исследовано влияние величины антинейтрон-ядерного потенциала, величина которого не известна в настоящее время и является параметром модели, на наблюдаемые в эксперименте физические величины. Наглядно продемонстрировано влияние FSI на искажение измеряемых значений инвариантной массы и полного импульса продуктов аннигиляции.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. The zero-degree calorimeters for the ALICE experiment / G. Puddu [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A. – 2007. – Vol. 581. – P. 397.
2. Bertulani C. A., Baur G. Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions // Phys. Rep. – 1988. – Vol. 163. – P. 299.
3. Neutron emission in ultraperipheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] // Phys. Rev. C – 2023. – Vol. 107. – P.064902.
4. Measurement of the Cross Section for Electromagnetic Dissociation with Neutron Emission in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76 \text{ TeV}$ / B. Abelev, [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 109. – P. 252302.
5. Kapishin M. Studies of baryonic matter in the BM@N and MPD experiments at Nuclotron/NICA // PoS. – 2019. – Vol. CORFU2018. – P. 188.
6. Sissakian A., Sorin A. Status of the NICA project at JINR // EPJ Web Conf. – 2010. – Vol. 7. – P. 02006.
7. Kapishin M. BM@N First Results // XVIII Int. Conf. Strangeness Quark Matter SQM 2019. – Cham: Springer International Publishing, 2020. – P. 21–27.
8. Studies of baryonic matter at the BM@N experiment (JINR) / Kapishin M. [et al.] // Nucl. Phys. A. – 2019. – Vol. 982. – P. 967–970.
9. Variation of the Coulomb Repulsion in Multifragmentation / Oeschler H. [et al.] // Part. Nucl. Lett. – 2000. – Vol. 99. – P. 70 – 77.
10. Multifragmentation in Xe (50A MeV) + Sn: Confrontation of theory and data / Nebauer R. [et al.] // Nucl. Phys. A. – 1999. – Vol. 658. – P. 67–93.
11. NA61/SHINE facility at the CERN SPS: beams and detector system / N. Abgrall [et al.] (NA61/SHINE Collaboration) // Journal of Instrumentation. – 2014. – 9. – P06005. – <https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/06/P06005>.
12. Addendum to the NA61/SHINE Proposal SPSC-P-330 Study of Hadron-Nucleus and Nucleus-Nucleus Collisions at the CERN SPS Early Post-LS2 Measurements and Future Plans / A.Aduszkiewicz. [et al.] (NA61/SHINE Collaboration) // Preprint CERN-SPSC-2018-008 / SPSC-P-330-ADD-10. – <https://cds.cern.ch/record/2309890/files/SPSC-P-330-ADD-10.pdf>.
13. Readout system of the ALICE Fast Interaction Trigger/ D. Finogeev, [et al.] // JINST. – 2020. – Vol. 15. – P. C09005.
14. ALICE luminosity determination for Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] // JINST – 2024 – Vol. 19. – P02039.
15. Pre-Equilibrium Clustering in Production of Spectator Fragments in Collisions of Relativistic Nuclei / Nepeivoda R. [et al.] // Particles. – 2022. – Vol. 5, №. 1. – P. 40–51.

16. Pshenichnov I.A. Electromagnetic excitation and fragmentation of ultrarelativistic nuclei // *Phys. Part. Nucl.* – 2011. – Vol. 42. – P. 215.
17. Charge-changing interactions of ultrarelativistic Pb nuclei / C. Scheidenberger [et al.] // *Phys. Rev. C.* – 2004. – Vol. 70. – P. 014902.
18. Fragmentation cross-sections of 158A GeV Pb ions in various targets measured with CR39 nuclear track detectors / S. Cecchini [et al.] // *Nucl. Phys. A.* – 2002. – Vol. 707. – P. 513–524.
19. Beam losses from ultraperipheral nuclear collisions between $^{208}\text{Pb}^{82+}$ ions in the Large Hadron Collider and their alleviation / R. Bruce [et al.] // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* – 2009. – Vol. 12. – P. 71002.
20. Передние детекторы установки BM@N и изучение их отклика на пучке ионов углерода в эксперименте SRC / Волков В.В. [и др.] // *Приборы и техника эксперимента.* – 2023. – № 2. – P. 35–45.
21. The BmnRoot framework for experimental data processing in the BM@N experiment at NICA / Batyuk, P. [et al.] // *EPJ Web Conf.* – 2019. – Vol. 214. – P. 05027.
22. Development of a 100 ps TDC based on a Kintex 7 FPGA for the high granular neutron time-of-flight detector for the BM@N experiment / D. Finogeev, [et al.] // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Ser. A.* – 2024. – Vol. 1059. – P. 168952.
23. IPbus: a flexible Ethernet-based control system for xTCA hardware / C. Ghabrous Larrea [et al.] // *JINST.* – 2015. – Vol. 10, №. 02. – P. C02019.
24. Goldhaber A.S. Statistical models of fragmentation processes // *Phys. Lett. B.* – 1974. – Vol. 53. – P. 306–308.
25. Fragmentation of the Pb projectile at 158-GeV/nucleon in Pb–Pb interactions / Cherry M.L. [et al.] (KLMM Collaboration) // *Acta Physica Polonica B.* – 1998. – V. 29. – P. 2155–2175.
26. Interactions of 10,6 GeV/nucleon gold nuclei in nuclear emulsion / Cherry M.L. [et al.] (KLMM Collaboration) // *Z. Phys. C – Particles and Fields.* – 1994. – Vol. 62. – P. 25–29.
27. Barnes J., Hut P. A Hierarchical $O(N \log N)$ force-calculation algorithm // *Nature.* – 1986. – Dec. – Vol. 324, no. 6096. – P. 446–449.
28. Amplitude parameters of modules for hadron calorimeter at MPD/NICA / Ivashkin A. [et al.] // *JINST.* – 2020. – Vol. 15. – No. 6. – P. C06044. – <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/06/C06044>.
29. Measurements of Spectators with Forward Hadron Calorimeter in MPD/NICA Experiment / Ivashkin A. [et al.] // *Phys.Part.Nucl.* – 2021. – Vol. 52. – No. 4. – P. 578-583. – <https://doi.org/10.1134/S1063779621040298>.

30. Approaches in centrality measurements of heavy-ion collisions with forward calorimeters at MPD/NICA facility / Volkov V. [et al.] // J. Phys.: Conf. Ser. – 2020. – No. 1690. – P. 012103. – <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1690/1/012103>.
31. Application of FHCAL for Heavy-Ion Collision Centrality Determination in MPD/NICA Experiment / Volkov V. [et al.] // Particles. – 2021. – Vol. 4. – No. 2. – P. 236-240. – <https://doi.org/10.3390/particles4020022>.
32. Hadron calorimeter with MAPD readout in the NA61/SHINE experiment / A. Ivashkin [et al.] // arXiv:1205.4864. – <https://doi.org/10.48550/arXiv.1205.4864>
33. Bohm D., Aharonov Y. Discussion of Experimental Proof for the Paradox of Einstein, Rosen, and Podolsky // Phys.Rev. – 1957. – 108. – P. 1070.
34. Probing entanglement in Compton interactions / P. Caradonna [et al.] // J. Phys. Commun. – 2019. – 3. – P. 105005.
35. Hiesmayr B.C., Moskal P. Witnessing entanglement in Compton scattering processes via mutually unbiased bases // Sci. Rep. – 2019. – P. 98166.
36. Testing entanglement of annihilation photons / A. Ivashkin [et al.] // Sci. Rep. – 2023. – P. 7559. – <https://doi.org/10.1038/s41598-023-34767-8>.
37. On the program of photonuclear research using the backward Compton quasi-monochromatic γ quanta with tunable energy $E_\gamma \leq 40$ MeV / S.S. Belyshev [et al.] // Mosc. Univ. Phys. Bull. – 2023. – V. 78, No. 3. – P. 284-290.
38. The energy and angular distributions of neutrons from (γ, n) reactions on γ -beams produced by backward Compton scattering at $E_\gamma \leq 40$ MeV / A.M. Lapik [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. – 2024. – V. 88, No. 8. – P. 1191-1197.
39. Проект научной программы ИНОК – комптоновского источника монохроматических гамма-квантов НЦФМ / Л.В. Григоренко [и др.] // ФИЗМАТ. – 2023. – Т. 1, № 3-4. – С. 123-264.
40. Research opportunities at the upgraded HI γ S facility / R. Weller Henry [et al.] // Prog. Part. Nucl. Phys. – 2009. – V. 62. – P. 257-303.
41. Compton scattering from ${}^6\text{Li}$ at 86 MeV / L.S. Myers [et al.] // Phys. Rev. C. – 2014. – V. 90. – P. 027603.
42. Measurement of the ${}^{115}\text{In}(\gamma, \gamma'){}^{115m}\text{In}$ inelastic scattering cross section in the 1.8 to 3.7 MeV energy range with monoenergetic photon beams / W. Tornow [et al.] // Phys. Rev. C. – 2018. – V. 98. – P. 064305.
43. Testing shell-model interactions at high excitation energy and low spin: Nuclear resonance fluorescence in ${}^{74}\text{Ge}$ / S.R. Johnson [et al.] // Phys. Rev. C. – 2023. – V. 108. – P. 024315.

44. Отчет о СЧ НИР «Разработка источника комптоновского излучения для исследований в области биологии медицины, материаловедения, быстропротекающих процессов, ядерной физики» / В.И. Шведун [и др.] // Москва, НИИЯФ МГУ, 2022, 111 с.
45. Отчет о СЧ НИР «Проект ускорительного комплекса с максимальной энергией электронов 2 ГэВ» / Н.А. Винокуров [и др.] // ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2023, 53 с.
46. Горн Л.С., Хазанов Б.И. Позиционно-чувствительные детекторы. – М: Энергоиздат, Библиотека по автоматике, 1982, 65 с.
47. Каплин В.А. Короткопериодические вариации вторичного компонента космического излучения по наблюдениям на высотных аэростатах: дисс. канд. физ.-мат. наук (01.04.01). - М., 1984. - 214 с.
48. Григорьев В.А., Колюбин А.А., Логинов В.А. Электронные методы ядерно-физического эксперимента. – М.: Энергоатомиздат, 1988, 336 с.
49. Woude A. The electric giant resonances. In International Review of Nuclear Physics. Vol. 7, 1991: Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei. – 1991. – V.7.– P. 99-232.
50. Проект программы исследований на Московском разрезном микротроне непрерывного действия с максимальной энергией ускоренных электронов 175 МэВ. Исследование возбуждения и распада C0, C1 и C2 гигантских резонансов в $(e, e'X)$ совпадательных экспериментах. / Г.М. Гуревич [и др.] // Препринт ИЯИ РАН П-1040. М.: ИЯИ РАН, 2000.
51. Investigation of giant-dipole-resonance decay in the (γ, n) reactions on ^{52}Cr and ^{51}V nuclei / S.S. Verbitsky [et al.] // Phys. Atom. Nucl. – 2009. – V. 72. – P. 387-395.
52. Photoneutron fine structure in ^{208}Pb and multipole resonance / N.K. Sherman [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1975. – V. 35. – P. 1215-1219.
53. Кухтевич В.И., Трыков Л.А., Трыков О.А. Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр (с органическим фосфором). – М.: Атомиздат, 1971, 136 с.
54. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. – М.: Издательство Иностранной литературы, 1956, 491 с.
55. Delayed neutrons from photofission of ^{238}U at $E_\gamma \lesssim 10$ MeV / L.Z. Dzhilavyan [et al.] // Phys. Part. Nucl. – 2019. – V. 50. – P. 626-632.
56. Petawatt Laser Guiding and Electron Beam Acceleration to 8 GeV in a Laser-Heated Capillary Discharge Waveguide / A.J. Gonsalves [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2019 – V. 122, No. 8. – P. 084801.
57. The acceleration of a high-charge electron bunch to 10 GeV in a 10-cm nanoparticle-assisted wakefield accelerator / C. Aniculaesei [et al.] // Matter Radiat. Extrem. – 2024. – V. 9, No. 1. – P. 014001.

58. Macchi A., Borghesi M., Passoni M. Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction // RMP. – 2013. – V. 85, No. 2 – P. 751-793.
59. Laser-Driven Neutron Generation Realizing Single-Shot Resonance Spectroscopy / A. Yogo [et al.] // Phys. Rev. X. – 2023. – V. 13, No. 1. – P. 011011.
60. Intense, directed neutron beams from a laser-driven neutron source at PHELIX / A. Kleinschmidt [et al.] // Physics of Plasmas. – 2018. – V. 25, No. 5. – P. 053101.
61. Demonstration of non-destructive and isotope-sensitive material analysis using a short-pulsed laser-driven epi-thermal neutron source / M. Zimmer [et al.] // Nature Communications. – 2022. – V. 13, No. 1. – P. 1173.
62. High flux, beamed neutron sources employing deuteron-rich ion beams from D₂O-ice layered targets / A. Alejo [et al.] // Plasma Phys. Control. Fus. – 2017. – V. 59, No. 6. – P. 064004.
63. Forward-looking insights in laser-generated ultra-intense γ -ray and neutron sources for nuclear application and science / M.M. Günther [et al.] // Nature Communications. – 2022. – V. 13, No.1. – P. 170.
64. High-efficiency neutron source generation from photonuclear reactions driven by laser plasma accelerator/ J. Feng [et al.] // HEDP. – 2020. – V. 36, No. 2. – P. 100753.
65. Micro-size picosecond-duration fast neutron source driven by a laser-plasma wakefield electron accelerator / Y. Li [et al.] // High Power Laser Science and Engineering. – 2022. – V. 10. – P. e33.
66. Demonstration of efficient relativistic electron acceleration by surface plasmonics with sequential target processing using high repetition lasers / Y. Arikawa [et al.] // Phys. Rev. Research. – 2023. – V. 5, No. 1. – P. 013062.
67. Ultrashort Pulsed Neutron Source / I. Pomerantz [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2014. – V. 113, No. 18 – P. 184801.
68. Multi-MeV Electron Acceleration by Subterawatt Laser Pulses / A.J. Goers [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2015. – V. 115, No.19. – P. 194802.
69. Well collimated MeV electron beam generation in the plasma channel from relativistic laser-solid interaction / I. Tsymbalov [et al.] // Plasma Phys. Control. Fus. – 2019. – V. 61, No. 7. – P. 075016.
70. Tsymbalov I. [et al.]. All-optical blast wave control of laser wakefield acceleration in near critical plasma [Электронный ресурс] // arXiv.org. – 2024. – URL: <http://arxiv.org/abs/2403.19828>. (дата обращения: 03.12.2024).
71. Laser-Accelerated, Low-Divergence 15-MeV Quasimonoegetic Electron Bunches at 1 kHz / F. Salehi [et al.] // Phys. Rev. X. – 2021. – V. 11, No. 2. – P. 021055.

72. Promising lines of research in the realms of laboratory nuclear astrophysics by means of powerful lasers / V.S. Belyaev [et al.] // *Phys. Atom. Nucl.* – 2016. – V. 79, No. 5. – P. 648-665.
73. Photonuclear reactions – From basic research to applications / A. Zilges [et al.] // *Prog. Part. Nucl. Phys.* – 2022. – V. 122. – P. 103903.
74. Measurements of the $^{152}\text{Sr}(\gamma, n)$ Cross Section with Laser-Compton Scattering γ Rays and the Photon Difference Method / K.Y. Hara [et al.] // *J. Nucl. Sci. Technol.* – 2007. – V. 44, No. 7. – P. 938-945.
75. Photodisintegration cross section measurements on ^{186}W , ^{187}Re , and ^{188}Os : Implications for the Re-Os cosmochronology / T. Shizuma [et al.] // *Phys. Rev. C.* – 2005. – V. 72, No. 2. – P. 025808.
76. Hajima R. Status and Perspectives of Compton Sources // *Physics Procedia.* – 2016. – V. 84, No. 7. – P. 35-39.
77. Investigation of the reaction $\text{D}(\gamma, n)\text{H}$ near the threshold by means of powerful femtosecond laser radiation / I.N. Tsymbalov [et al.] // *Phys. Atom. Nucl.* – 2017. – V. 80, No. 3. – P. 397-401.
78. Direct evaluation of high neutron density environment using $(n, 2n)$ reaction induced by laser-driven neutron source / T. Mori [et al.] // *Phys. Rev. C.* – 2021. – V. 104, No. 1. – P. 015808.
79. Development of Current Mode Time-of-Flight Technique for Measurement of Thermal Neutron Spectrum / S.I. Meigo [et al.] // *J. Nucl. Sci. Technol.* – 2000. – V. 37. – P. 789-793.
80. Calibration of time-of-flight detectors using laser-driven neutron source / S.R. Mirfayzi [et al.] // *Rev. Sci. Instrum.* – 2015. – V. 85, No. 7. – P. 073308.
81. Капитонов И.М. Введение в физику ядра и частиц. – М.: КомКнига, 2006. – 328 с.
82. Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Троцкий С.Ю. Фоторасщепление изотопов свинца // *Вестник МГУ. Серия 3: Физика, астрономия.* – 2011. – № 2. – С. 31-36.
83. Towards a More Complete and Accurate Experimental Nuclear Reaction Data Library (EXFOR): International Collaboration Between Nuclear Reaction Data Centres (NRDC) / N. Otuka [et al.] // *Nuclear Data Sheets.* – 2014. – V. 120. – P. 272-276.
84. Создание нейтронного источника с использованием реакций (γ, n) на лазерно-плазменном ускорителе и его использование для диагностики параметров электронного пучка / Д. А. Горлова // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.* – 2023. – № 8. – С. 22-31.

85. Hackenburg R.W. Neutron-proton effective range parameters and zero-energy shape dependence // Phys. Rev. C. – 2006. – V. 73, No. 4. – P. 044002(1-5).
86. Construction of high quality NN potential models / V.G.J. Stoks [et al.] // Phys. Rev. C. – 1994. – V. 49, No. 6. – P. 2950-2963.
87. The two-pion-exchange three-nucleon potential and nuclear matter / S.A. Coon [et al.] // Nucl. Phys. A. – 1979. – V. 317, No. 1. – P. 242-278.
88. Miller G.A., Nefkens B.M.K., Slaus I. Charge symmetry, quarks and mesons // Phys. Rept. – 1990. – V. 194, No. 1-2. – P. 1-116.
89. New measurement of the 1S_0 neutron-neutron scattering length using the neutron-proton scattering length as a standard / D.E. Gonzalez Trotter [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1999. – V. 83, No. 19. – P. 3788-3791.
90. Neutron-deuteron breakup experiment at $E_n = 13$ MeV: Determination of the 1S_0 neutron-neutron scattering length a_{nn} / D.E. Gonzalez Trotter [et al.] // Phys. Rev. C. – 2006. – V. 73, No. 3. – P. 034001(1-21).
91. New investigation of the neutron-neutron and neutron-proton final-state interaction in the n-d breakup reaction / V. Huhn [et al.] // Phys. Rev. C. – 2000. – V. 63, No. 1. – P. 014003(1-12).
92. Witsch W., Ruan X., Witala H. Neutron-neutron final-state interaction in the $^2H(n, p)^2n$ reaction at $E_n = 17.4$ MeV // Phys. Rev. C. – 2006. – V. 74, No. 1. – P. 014001(1-5).
93. Determination of the 1S_0 neutron-neutron scattering length in the nd breakup reaction at energies in the range $E_n=40-60$ MeV / E.S. Konobeevski [et al.] // Phys. of Atom. Nucl. – 2010. – V. 73, No. 8. – P. 1302-1308.
94. Data on neutron-neutron scattering length from the reaction $n+^2H \rightarrow n+n+p$ at $E_n=60$ MeV / E.S. Konobeevski [et al.] // Phys. Atom. Nucl. – 2020. – V. 83, No. 4. – P. 523-529.
95. Data on the neutron-neutron scattering length from the nd-breakup reaction at $E_n=8$ MeV and $E_n = 11$ MeV / E.S. Konobeevski [et al.] // Phys. Atom. Nucl. – 2022. – V. 85, No. 3. – P. 289-295.
96. Determination of energy of nn-singlet virtual state in $d+^2H \rightarrow p+p+n+n$ reaction / E.S. Konobeevski [et al.] // Few-Body Syst. – 2017. – V. 58. – Art. No. 107(1-5).
97. Toward a resolution of the neutron-neutron scattering-length issue / R. Howell [et al.] // Phys. Lett. B. – 1998. – V. 444, No. 3-4. – P. 252-259.
98. nn Scattering parameters a_{nn} and r_{nn} from the photon spectrum of the reaction $\pi^-d \rightarrow \gamma nn$ / B. Gabioud [et al.] // Nucl. Phys. A. – 1984. – V. 420, No. 3. – P. 496-524.
99. Measurement of the neutron-neutron scattering length using the π^-d capture reaction / Q. Chen [et al.] // Phys. Rev. C. – 2008. – V. 77, No. 5. – P. 054002.

100. Low-Energy parameters of neutron-neutron interaction: analysis of data obtained in nd and dd breakup reactions / E.S. Konobeevski [et al.] // *Phys. Atom. Nucl.* – 2018. – V. 81, No. 5. – P. 595-603.
101. The angular distribution of final state interacting n-p pairs in the reaction $p+d \rightarrow p+p+n$ / H. Brückmann [et al.] // *Nucl. Phys. A.* – 1970. – V. 157, No. 1. – P. 209-230.
102. Deng J., Siepe A., Witsch W. New measurement of the neutron-proton scattering length a_{np} via the n-d breakup reaction at 25 MeV // *Phys. Rev. C.* – 2002. – V. 66, No. 4. – P. 047001(1-3).
103. Breakup energy spectrum of singlet deuterons measured using $d+d \rightarrow d^*+d^*$ four-body reaction at 15.7 MeV / Y.-J. Zhang [et al.] // *Phys. Rev. C.* – 1993. – V. 47, No. 2. – P. 468-472.
104. Data on the neutron-proton scattering length from the nd-breakup reaction at low energies / A.A. Kasparov [et al.] // *Phys. Atom. Nucl.* – 2023. – V. 86, No. 1. – P. 44-50.
105. Migdal A.B. The Theory of Nuclear Reactions with Production of Slow Particles // *JETP.* – 1955. – V. 1, No. 1. – P. 2-6.
106. Watson K.M. The Effect of Final State Interactions on Reaction Cross Sections // *Phys. Rev.* – 1952. – V. 88, No. 5. – P. 1163-1171.
107. Compilation of coupling constants and low-energy parameters / O. Dumbrajs [et al.] // *Nucl. Phys. B.* – 1983. – V. 216, No. 2. – P. 277-335.
108. Dipole excitation of a clusters in ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ / S. Nakayama [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V. 87, No. 12. – P. 122502(1-4).
109. Exotic molecular states in ${}^{12}\text{Be}$ / M. Freer [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. V. 82, No. 7 – P. 1383-1386.
110. Bound state properties of Borromean halo nuclei: ${}^6\text{He}$ and ${}^{11}\text{Li}$ / M.V. Zhukov [et al.] // *Phys. Rep.* – 1993. – V. 231, No. 4. – P. 151-199.
111. Oganessian Yu.Ts., Zagrebaev V.I., Vaagen J.S. Dynamics of two-neutron transfer reactions with the Borromean nucleus ${}^6\text{He}$ // *Phys. Rev. C.* – 1999. – V. 60, No. 4. – P. 044605(1-18).
112. Study of quasy-free scattering of proton by clusters of ${}^6\text{He}$ halo nucleus / G. Belovitsky [et al.] // *Int. J. Mod. Phys. E.* – 2009. – V. 17, No. 10. – P. 2331-2335.
113. Thompson D.R., Tang Y.C. Study of ${}^3\text{H}+{}^3\text{H}$, ${}^3\text{H}+{}^3\text{He}$, and ${}^3\text{He}+{}^3\text{He}$ systems with the resonating-group method // *Nucl. Phys. A* – 1968. – V. 106, No. 3. – P. 591-609.
114. Experimental investigation of highly excited states of the ${}^{5,6}\text{He}$ and ${}^{5,6}\text{Li}$ nuclei in the (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) and (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$) one-nucleon pickup reactions / S.B. Sakuta [et al.] // *Phys. Atom. Nucl.* – 2002. – V. 65, No. 10. – P. 1771-1777.

115. Trinucleon cluster structures in ${}^6\text{Li}$ / S. Nakayama [et al.] // *Phys. Rev. C*. – 2004. – V. 69, No. 4. – P. 041304(1-4).
116. Spectroscopy of ${}^6\text{Li}$ using the ${}^3\text{He}({}^7\text{Li}; \alpha){}^6\text{Li}$ reaction / R. Kuramoto [et al.] // *Braz. J. Phys.* – 2004. – V. 34, No. 3A. – P. 933-935.
117. High-lying ${}^6\text{Li}$ levels at excitation energy of around 21 MeV / O. Povoroznyk [et al.] // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 2011. – V. 80, No. 9. – P. 094204(1-5).
118. Setup for studying the properties of highly excited states of light nuclei / M.V. Mordovskoy [et al.] // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* – 2024. – V. 88, Suppl. 1. – P. S135-S140.
119. Zuyev S.V., Kasparov A.A., Konobeevski E.S. Mathematical simulation of few-nucleon experiments with three or more particles in the final state // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* – 2017. – V. 81, No. 6. – P. 679-683.
120. Mordovskoy M.V., Surkova I.V. Using pulse-shape analysis to interpret the behavior of curves on $\Delta E-E$ diagrams obtained with Si-detector telescopes // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* – 2022. – V. 86, No. 4. – P. 484-487.
121. Djilkibaev R.M., Lobashev V.M. On the search for the $\mu \rightarrow e$ conversion process in a nucleus // *Sov. Journal of Nuclear Physics*. – 1989. – V. 49. – C.384-385.
122. Djilkibaev R.M., Lobashev V.M. Search for lepton-flavor-violation muon processes // *Physics of Atomic Nuclei*. – 2010. – V. 73, № 12. – C.2012-2016. - DOI: [10.1134/S1063778810120057](https://doi.org/10.1134/S1063778810120057).
123. Expression of Interest for Evolution of the Mu2e Experiment/ Abusalma F. [et al.] // [arXiv.org/physics/arxiv:1802.02599](https://arxiv.org/physics/arxiv:1802.02599), 2018.
124. Джилкибаев Р.М. Черенковский монитор протонного пучка. // *Приборы и техника эксперимента*. – 2021. – № 4. – С.10–17. – <https://doi.org/10.1134/S002044122104014X>.
125. Голубева Е.С. Модель аннигиляции антинейтронов для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций // *Препринт ИЯИ РАН*. – 2017. – № 1436/2017 декабрь, Москва.
126. Golubeva E.S., Barrow J.L., Ladd C.G. Model of antineutron annihilation in experimental searches for antineutron transformations // *Physical Review D*. – 2019. – T.99. – с.035002.
127. Progress and Simulations for Intranuclear Neutron--Antineutron Transformations in Ar / J.L. Barrow [et al.] // *Physical Review D*. – 2020. – T.101. – с.036008.

128. Computing and Detector Simulation on Framework for the HIBEAM/NNBAR Experiment Program at the ESS. / J Barrow [et al.] // The Eur.Phys.Journal Web of Conference / 2021г. – T.25. – c.02062.

129. Status of the Design of an Annihilation Detector to Observe Neutron-Antineutron Conversion at the European Spallation Source. / Sze-Chun Yiu [et al.] // Symmetry. –2022. – T.14, №1. – c.76.

130. New Model of Intranuclear Neutron- Antineutron Transformation in $^{16}_8\text{O}$. / J. Barrow [et al.] // Physical Review C. – 2022. – T.105. – c.065501.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Список публикаций исполнителей отчета за 2024 г.

А.1 Статьи в журналах из «Белого списка» на 2024 (протокол заседания Межведомственной рабочей группы по формированию и актуализации «Белого списка» научных журналов № ДС/17-пр от 15.05.2024 г.)

1. Pseudorapidity dependence of anisotropic flow and its decorrelations using long-range multiparticle correlations in Pb–Pb and Xe–Xe collisions / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. – 2024. – Vol. 850. – P. 138477. – <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2024.138477>.

2. Investigating the composition of the $K_0^*(700)$ state with $\pi^\pm K_S^0$ correlations at the LHC/ S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. – 2024. – Vol. 856. – P. 138915. – <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2024.138915>.

3. Measurement of (anti)alpha production in central Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. – 2024. – Vol. 858. – P. 138943. – <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2024.138943>.

4. Search for the Chiral Magnetic Effect with charge-dependent azimuthal correlations in Xe–Xe collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,44 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. – 2024. – Vol. 856. – P. 138862. – <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2024.138862>.

5. Measurements of inclusive J/ψ production at midrapidity and forward rapidity in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. – 2024. – Vol. 849. – P. 138451. – <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2024.138451>.

6. Observation of abnormal suppression of $f_0(980)$ production in p–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. – 2024. – Vol. 853. – P. 138665. – <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2024.138665>.

7. Measurement of the low-energy antitriton inelastic cross section / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. – 2024. – Vol. 848. – P. 138337. – <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2023.138337>.

8. Modification of charged-particle jets in event-shape engineered Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. – 2024. – Vol. 851. – P. 138584. – <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2024.138584>.

9. Measurement of the radius dependence of charged-particle jet suppression in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. – 2024. – Vol. 849. – P. 138412. – <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2023.138412>.

10. Measurement of the impact-parameter dependent azimuthal anisotropy in coherent p_0 photoproduction in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. – 2024. – Vol. 858. – P. 139017. – <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2024.139017>.
11. Exploring the Strong Interaction of Three-Body Systems at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. X. – 2024. – Vol. 14. – P. 031051. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevX.14.031051>.
12. Photoproduction of K^+K^- Pairs in Ultraperipheral Collisions / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2024. – Vol. 132, №. 22. – P. 222303. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.132.222303>.
13. Observation of Medium-Induced Yield Enhancement and Acoplanarity Broadening of Low- p_T Jets from Measurements in pp and Central Pb-Pb. Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2024. – Vol. 133, №. 2. – P. 022301. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.133.022301>.
14. $\psi(2S)$ Suppression in Pb-Pb Collisions at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2024. – Vol. 132, №. 4. – P. 042301. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.132.042301>.
15. Measurements of Chemical Potentials in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2024. – Vol. 133. – P. 092301. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.133.092301>.
16. First Measurement of the $|t|$ Dependence of Incoherent J/ψ Photonuclear Production / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2024. – Vol. 132, №. 16. – P. 162302. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.132.162302>.
17. Emergence of Long-Range Angular Correlations in Low-Multiplicity Proton-Proton Collisions / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2024. – Vol. 132, №. 17. – P. 172302. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.132.172302>.
18. Measurement of the fraction of jet longitudinal momentum carried by Λ_c^+ baryons in pp collisions / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. D. – 2024. – Vol. 109, №. 7. – P. 072005. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.109.072005>.
19. Measurement of Ω_c^0 baryon production and branching-fraction ratio $BR(\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- e^+ \nu_e) / BR(\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+)$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. D. – 2024. – Vol. 110, №. 3. – P. 032014. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.032014>.

20. Studying the interaction between charm and light-flavor mesons / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. D. – 2024. – Vol. 110, №. 3. – P. 032004. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.032004>.
21. $K^*(892)^0$ resonance production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. C. – 2024. – Vol. 109, №. 4. – P. 044902. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.109.044902>.
22. Measurements of jet quenching using semi-inclusive hadron + jet distributions in pp and central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. C. – 2024. – Vol. 110, №. 1. – P. 014906. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.110.014906>.
23. Femtoscopic correlations of identical charged pions and kaons in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with event-shape selection / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. C. – 2024. – Vol. 109, №. 2. – P. 024915. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.109.024915>.
24. Systematic study of flow vector fluctuations in $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ Pb-Pb collisions / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. C. – 2024. – Vol. 109, №. 6. – P. 065202. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.109.065202>.
25. System-size dependence of the hadronic rescattering effect at energies available at the CERN Large Hadron Collider / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. C. – 2024. – Vol. 109, №. 1. – P. 014911. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.109.014911>.
26. Skewness and kurtosis of mean transverse momentum fluctuations at the LHC energies / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. – 2024. – Vol. 850. – P. 138541. – <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2024.138541>.
27. ALICE upgrades during the LHC Long Shutdown 2 / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // JINST. – 2024. – Vol. 19. – P. P05062. – <https://doi.org/10.1088/1748-0221/19/05/P05062>.
28. ALICE luminosity determination for Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // JINST. – 2024. – Vol. 19. – P. P02039. – <https://doi.org/10.1088/1748-0221/19/02/P02039>.
29. Measurements of long-range two-particle correlation over a wide pseudorapidity range in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // JHEP. – 2024. – Vol. 2401. – P. 199. – [https://doi.org/10.1007/JHEP01\(2024\)199](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2024)199).
30. Azimuthal anisotropy of jet particles in p-Pb and Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // JHEP. – 2024. – Vol. 2408. – P. 234. – [https://doi.org/10.1007/JHEP08\(2024\)234](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2024)234).

31. Multiplicity and event-scale dependent flow and jet fragmentation in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ and in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // JHEP. – 2024. – Vol. 2403. – P. 092. – [https://doi.org/10.1007/JHEP03\(2024\)092](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2024)092).
32. Multiplicity-dependent production of $\Sigma(1385)^\pm$ and $\Xi(1530)^0$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // JHEP. – 2024. – Vol. 2405. – P. 317. – [https://doi.org/10.1007/JHEP05\(2024\)317](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2024)317).
33. Prompt and non-prompt J/ψ production at midrapidity in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // JHEP. – 2024. – Vol. 2402. – P. 066. – [https://doi.org/10.1007/JHEP02\(2024\)066](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2024)066).
34. Search for jet quenching effects in high-multiplicity pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ via di-jet acoplanarity / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // JHEP. – 2024. – Vol. 2405. – P. 229. – [https://doi.org/10.1007/JHEP05\(2024\)229](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2024)229).
35. Measurement of inclusive charged-particle jet production in pp and p–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // JHEP. – 2024. – Vol. 2405. – P. 041. – [https://doi.org/10.1007/JHEP05\(2024\)041](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2024)041).
36. Measurement of beauty-quark production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ via non-prompt D mesons / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // JHEP. – 2024. – Vol. 2410. – P. 110. – [https://doi.org/10.1007/JHEP10\(2024\)110](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2024)110).
37. Studying strangeness and baryon production mechanisms through angular correlations between charged Ξ baryons and identified hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // JHEP. – 2024. – Vol. 2409. – P. 102. – [https://doi.org/10.1007/JHEP09\(2024\)102](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2024)102).
38. Investigating strangeness enhancement with multiplicity in pp collisions using angular correlations / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // JHEP. – 2024. – Vol. 2409. – P. 204. – [https://doi.org/10.1007/JHEP09\(2024\)204](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2024)204).
39. Light-flavor particle production in high-multiplicity pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ as a function of transverse sphericity / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // JHEP. – 2024. – Vol. 2405. – P. 184. – [https://doi.org/10.1007/JHEP05\(2024\)184](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2024)184).
40. Charged-particle production as a function of the relative transverse activity classifier in pp, p–Pb, and Pb–Pb collisions at the LHC. Charged-particle production as a function of the relative transverse activity classifier in pp, p–Pb, and Pb–Pb collisions at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // JHEP. – 2024. – Vol. 2401. – P. 056. – [https://doi.org/10.1007/JHEP01\(2024\)056](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2024)056)

41. The ALICE experiment: a journey through QCD / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Eur. Phys. J. C. – 2024. – Vol. 84. – P. 813. – <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-024-12935-y>.
42. Multiplicity dependence of charged-particle intra-jet properties in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Eur. Phys. J. C. – 2024. – Vol. 84. – P. 1079. – <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-024-13228-0>.
43. The BM@N spectrometer at the NICA accelerator complex / Afanasiev S. [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A. – 2024. – Vol. 1065. – P. 169532. – <https://doi.org/10.1016/j.nima.2024.169532>.
44. Beam Collision Monitoring and Luminosity Measurements at the Interaction Point at MPD/NICA / S. P. Avdeev [et al.] // Physics of Particles and Nuclei. – 2024. – Vol. 55, № 4. – P. 900-903. – DOI: [10.1134/S1063779624700515](https://doi.org/10.1134/S1063779624700515).
45. Рождение антипротонов и нуклонные корреляции на коллайдере NICA. / Курепин А.Б. [и др.] // Письма в ЭЧАЯ. – 2024. Принято к печати.
46. K^*_0 meson production in inelastic p+p interactions at 31, 40 and 80 GeV/c beam momentum measured by NA61//SHINE at the CERN SPS / N. Abgrall [et al.] (NA61/SHINE Collaboration) // Eur. Phys. J. C. – 2024. – Vol. 84, No 8. – P. 820. – DOI: [10.1140/epjc/s10052-024-13056-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-024-13056-2).
47. Search for a critical point of strongly-interacting matter in central $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$ collisions at 13 A – 75 A GeV/c beam momentum / H. Adhikary [et al.] (NA61/SHINE Collaboration) // Eur. Phys. J. C. – 2024. – Vol. 84, No 7. – P. 741. – DOI: [10.1140/epjc/s10052-024-13012-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-024-13012-0).
48. Measurements of higher-order cumulants of multiplicity and net-electric charge distributions in inelastic proton–proton interactions by NA61/SHINE / H. Adhikary [et al.] (NA61/SHINE Collaboration) // Eur. Phys. J. C. – 2024. – Vol. 84, No 9. – P. 921 – DOI: [10.1140/epjc/s10052-024-13076-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-024-13076-y).
49. Measurements of π^\pm , K^\pm , K^0 , p and \bar{p} spectra in $^{40}\text{Ar} + ^{45}\text{Sc}$ collisions at 13A to 150A GeV/c / H. Adhikary [et al.] (NA61/SHINE Collaboration) // Eur. Phys. J. C. – 2024. – Vol. 84, No 4. – P. 416. – DOI: [10.1140/epjc/s10052-024-12602-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-024-12602-2).
50. Scintillation Detectors of Compton Polarimeters for Measuring Polarization States of Annihilation Photons / Baranov A. [et al.] // Instrum. Exp. Tech. – 2024. – No. 67. – P. 228–233. – <https://doi.org/10.1134/S0020441224700362>.
51. Testing of threshold SiO_2 aerogel Cherenkov detectors using cosmic rays: simulation and measurements / A.M. Lapik [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. – 2024. – V. 88, No. 8. – P. 1206. – <https://doi.org/10.1134/s1062873824707323>.

52. The energy and angular distributions of neutrons from (γ, n) -reactions on γ -beams from backward Compton scattering at $E_\gamma \leq 40$ MeV Setup for studying the properties of highly excited states of light nuclei / A.M. Lapik [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. – 2024. – V. 88, No. 8. – P. 1191. – <https://doi.org/10.1134/s1062873824707335>.

53. On activation studies of photonuclear reactions on γ -beams from backward Compton scattering at $E_\gamma \leq 40$ MeV / S.S. Belyshev [et al.] // Mosc. Univ. Phys. Bull. – 2024. – V. 79. – P. 7. – <https://doi.org/10.3103/S0027134924700140>.

54. Simulation and selection of the optimal experimental conditions to determine the low-energy parameters of the np interaction in the nd breakup reaction at a neutron energy of 5 MeV / A.A. Kasparov [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. – 2024. – V. 88, No. 8. – P. 1230. – <https://doi.org/10.1134/S1062873824707311>.

55. Setup for studying the properties of highly excited states of light nuclei / M.V. Mordovskoy [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. – 2024. – V. 88, Suppl. 1. – P. S135. – <https://doi.org/10.1134/S1062873824708912>. DOI: 10.1134/S1062873824708912].

56. Simulation and analyzing preliminary data from an experiment to study proton-proton correlations in the $d+^1\text{H} \rightarrow p+p+n$ reaction / A.A. Kasparov [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. – 2024. – V. 88, No. 11. – P. 1789. – <https://doi.org/10.1134/S1062873824708262>.

57. Determination of excitation energy spectrum of ^6Li in the $n+^6\text{Li}$ reaction / M.V. Mordovskoy [et al.] // Phys. Atom. Nucl. – 2024. – V. 87, Suppl. 1.

58. Akulinichev S.V., Gavrilov Yu. K., Djilkibaev R. M. Position-Sensitive Cherenkov Monitor of High-Intensity Proton Beams. // Physics of Atomic Nuclei– 2024. – Vol. 87, Supplement – C.55–64.

59. Paryev E.Ya. Probing the hidden-bottom pentaquark resonances in photonuclear bottomonium production near threshold: Differential observables // Nucl. Phys. A. – 2024.–Vol. 1042. – P. 122792. – <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2023.122792>.

60. Paryev E. Ya. Probing the structure of X(3872) in photoproduction // Nucl. Phys. A. – 2024. – Vol. 1047. – P. 122876. – <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2024.122876>.

61. Paryev E. Ya. An alternative way to decipher the nature of the doubly charmed tetraquark $T_{cc}(3875)^+$: Its antiparticle $T_{cc}(3875)^-$ photoproduction off nuclei near threshold // Int. J. Mod. Phys. A. – 2024. – Vol. 39. – P. 2450115. – <https://doi.org/10.1142/S0217751X2450115X>.

A.2 Патенты на изобретения и полезные модели, свидетельства о регистрации программ, баз данных, иные РИД, имеющие официальную регистрацию

1. Свидетельство о гос. регистрации прогн. для ЭВМ № 2024685569 Российская Федерация. Модуль обработки данных для АЦП CAEN DT5742 (wavedump_to_root). / С.В. Морозов; заявитель и правообладатель Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН). Заявка № 2024684790; дата поступления 23.10.2024; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 30.10.2024.

А.3 Другие публикации по теме

1. Proton emission in ultraperipheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV} / \text{S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2411.07058> Отправлено в Phys. Rev. C. (2024).$

2. First observation of strange baryon enhancement with effective energy in pp collisions at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2409.12702>.

3. Higher-order symmetry plane correlations in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV} / \text{S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2409.04238>.$

4. Charm fragmentation fractions and $c\bar{c}$ cross section in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV} / \text{ALICE Collaboration [et al.] // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2405.14571>.$

5. Coherent J/ψ photoproduction at midrapidity in Pb-Pb collisions $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV} / \text{S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2409.11940>.$

6. Exclusive four pion photoproduction in ultraperipheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV} / \text{S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2404.07542>.$

7. Exploring nuclear structure with multiparticle azimuthal correlations at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2409.04343>.

8. Exposing the parton-hadron transition within jets with energy-energy correlators in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV} / \text{S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2409.12687>.$

9. First measurement of $A = 4$ (anti)hypernuclei at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2410.17769>.

10. First measurement of $D_{s1}(1^+)(2536)^+$ and $D_{s2}^*(2^+)(2573)^+$ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2409.11938>.

11. System size and energy dependence of the mean transverse momentum fluctuations at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2411.09334>.
12. Addendum: Dielectron production in proton-proton and proton-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2409.12025>.
13. Investigating charm quark energy loss in medium with the nuclear modification factor of D^0 -tagged jets / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2409.11939>.
14. Investigating Λ baryon production in p-Pb collisions in jets and underlying event using angular correlations/ S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2405.19855>.
15. Investigating strangeness enhancement in jet and medium via $\phi(1020)$ production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2405.14491>.
16. J/ψ -hadron correlations at midrapidity in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2409.04364>
17. Light neutral-meson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. — <https://arxiv.org/abs/2411.09560>.
18. Measurement of ${}^3\Lambda H$ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2405.19839>.
19. Measurement of beauty production via non-prompt charm hadrons in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2407.10593>.
20. Measurement of $f_1(1285)$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2409.11936>.
21. Measurement of ω meson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2411.09432>.
22. Measurement of the inclusive isolated-photon production cross section in pp and Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2409.12641>.
23. Measurement of the inclusive isolated-photon production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2407.01165>.

24. Measurement of the production and elliptic flow of (anti)nuclei in Xe-Xe collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,44 \text{ TeV}$ / S.Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2405.19826>.
25. Measurement of the production cross section of prompt Ξ_c^0 baryons in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S.Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2405.14538>.
26. Measurements of differential two-particle number and transverse momentum correlation functions in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2411.07059>.
27. Medium-induced modification of groomed and ungroomed jet mass and angularities in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2411.03106>.
28. Multimuons in cosmic-ray events as seen in ALICE at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2410.17771>.
29. Multiplicity-dependent jet modification from di-hadron correlations in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2409.04501>.
30. Observation of partonic flow in proton-proton and proton-nucleus collisions / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2411.09323>.
31. Particle production as a function of charged-particle flattenicity in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2407.20037>.
32. Probing strangeness hadronization with event-by-event production of multistrange hadrons / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2405.19890>.
33. Proton emission in ultraperipheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2411.07058>.
34. Rapidity dependence of antideuteron coalescence in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with ALICE / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2407.10527>.
35. Search for quasi-particle scattering in the quark-gluon plasma with jet splittings in pp and Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV}$ / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2409.12837>.

36. Studying charm hadronisation into baryons with azimuthal correlations of Λ_c^+ with charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV} / S$. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2411.10104>.

37. Tsymbalov I. [et al.]. All-optical blast wave control of laser wakefield acceleration in near critical plasma [Электронный ресурс] // arXiv.org. – 2024. – URL: <http://arxiv.org/abs/2403.19828>.