

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

Рег. № 125070808048-5

Рег. №



УТВЕРЖДАЮ
И.о. директора ИЯИ РАН,
чл.-корр. РАН

M.V. Либанов

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

ПОДГОТОВКА И ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА УСКОРИТЕЛЬНОМ
КОМПЛЕКСЕ NICA
(промежуточный за 2025, этап 1)

ФЦП

Руководитель НИР,
гл. науч. сотр.,
чл.-корр. РАН

30.12.2025 Л.В. Кравчук

подпись, дата

Москва 2025

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель НИР,
гл. науч. сотр.,
член-корр. РАН,
доктор технических наук

30.12.2025

подпись, дата

Л.В. Кравчук
(введение, разделы 1, 2, 3, 4, 5, 6
заключение)

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

30.12.2025

подпись, дата

Ф.Ф. Губерт
(введение, раздел 1, заключение)

Инженер

30.12.2025

подпись, дата

А.А. Зубанов
(введение, раздел 1)

Ст. науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук

30.12.2025

подпись, дата

А.П. Ивашкин
(введение, раздел 2, заключение)

Вед. науч. сотр.,
д-р физ.-мат. наук

30.12.2025

подпись, дата

И.А. Пшеничнов
(введение, раздел 2, заключение)

Науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук

30.12.2025

подпись, дата

А.О. Светличный
(раздел 2)

Лаборант

30.12.2025

подпись, дата

С.Д. Савенков
(раздел 2)

Науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук

30.12.2025

подпись, дата

А.О. Стрижак
(раздел 2)

Науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук

30.12.2025

подпись, дата

Д.А. Финогеев
(раздел 2)

Мл. науч. сотр.

30.12.2025

подпись, дата

А.Г. Баранов
(раздел 2)

Мл. науч. сотр.

30.12.2025

подпись, дата

С.А. Мусин
(раздел 2)

Лаборант

30.12.2025

подпись, дата

Н.К. Бочкарев
(раздел 2)

Лаборант

30.12.2025

подпись, дата

М.Д. Евсюков
(раздел 2)

Лаборант

30.12.2025

подпись, дата

Д.О. Калашников
(раздел 2)

Вед. науч. сотр.,
д-р физ.-мат. наук

30.11.2025

подпись, дата

Ю.В. Сеничев
(раздел 3, заключение)

Науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук


30.12.2025 А.Е. Аксентьев
подпись, дата (раздел 3)

Мл. науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук


30.12.2025 А.А. Мельников
подпись, дата (раздел 3)

Стажер-исследователь


30.12.2025 С.Д. Колокольчиков
подпись, дата (раздел 3)

Старший лаборант НОЦ
ИЯИ


30.12.2025 П.И. Паламарчук
подпись, дата (раздел 3)

Зав. лабораторией,
канд. физ.-мат. наук


30.12.2025 А.С. Белов
подпись, дата (раздел 4)

Науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук


30.12.2025 Е.А. Усенко
подпись, дата (раздел 5)

Ст. науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук


30.12.2025 А.И. Решетин
подпись, дата (раздел 5)

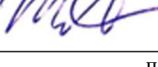
Ст. науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук


30.12.2025 В.И. Разин
подпись, дата (раздел 5)

Науч. сотр.


30.12.2025 С.В. Морозов
подпись, дата (раздел 5)

Науч. сотр.


30.12.2025 А.И. Шабаров
подпись, дата (раздел 5)

Нормоконтроль


30.12.2025 О.Н. Либанова
подпись, дата

РЕФЕРАТ

Отчет 65 с., 1 кн., 47 рис., 3 табл., 50 источн., 1 прил.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ BM@N, MPD, SPD НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ NICA,
ДЕТЕКТОР НЕЙТРОНОВ, АДРОННЫЙ КАЛОРИМЕТР, ИЗМЕРЕНИЯ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА ЛЕГКИХ ЯДЕР, СПИНОВАЯ
ДЕКОГЕРЕНЦИЯ, ПЛАЗМЕННЫЙ ПЕРЕЗАРЯДНЫЙ ИОНИЗАТОР, ЭЛЕКТРОНИКА
СЧИТЫВАНИЯ, МНОГОКАНАЛЬНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

В 2025 году в эксперименте BM@N по взаимодействию выведенного из Нуклotronа пучка ядер ксенона ^{124}Xe с энергией 3,8 ГэВ/нуклон с мишенью CsI измерены выходы нейтронов вперёд. Нейтроны от электромагнитной диссоциации и адронной фрагментации ^{124}Xe регистрировались с помощью прототипа высокогранулярного нейтронного детектора. В ходе его подготовки к следующим сеансам, модернизирована его электроника и системы онлайн-мониторинга контроля качества данных. Основной задачей ИЯИ РАН в эксперименте MPD на комплексе NICA в ОИЯИ является запуск переднего адронного калориметра (FHCAL) для измерения центральности и ориентации плоскости реакции в ядро-ядерных столкновениях и для организации их триггера. Проведены работы по интеграции FHCAL в экспериментальную установку. Для оценки эффективности и аксептанса FHCAL разработана гибридная модель UrQMD-AMC. Для исследований электрического дипольного момента легких ядер и поиска аксиона разработаны два варианта модернизированной магнитооптической структуры Нуклотрона ОИЯИ. Показано, что удлинения орбит и изменения частоты прецессии спина связаны друг с другом и дают возможность изучать спиновую декогеренцию. Разработана ионно-оптическая система для ускорения ионного пучка из перезаряженного плазменного ионизатора источника поляризованных ионов до энергии 45 кэВ. Для разделения поляризованных ионов и интенсивного пучка неполяризованных ионов, поворота пучка поляризованных дейtronов и протонов с энергией 45 кэВ на 90° из горизонтального направления в вертикальное разработан анализирующий поворотный магнит. Результаты работы могут быть использованы при модернизации источника поляризованных ионов ОИЯИ. Проводились исследования и разрабатывалась электроника, реализующая ТОТ метод считывания для времязадержательных детекторов. Для эксперимента SPD на NICA были созданы прототипы электроники считывания для времязадержательных камер RPC с общим числом каналов считывания более 15000, с разрешением не хуже 40 пс.

СОДЕРЖАНИЕ

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ.....	2
РЕФЕРАТ	4
СОДЕРЖАНИЕ.....	5
ВВЕДЕНИЕ	7
1. Эксперимент BM@N.....	11
1.1. Измерение выходов нейтронов в реакции Xe+CsI при энергиях ионов ксенона 3,0 и 3,8 ГэВ на нуклон на установке BM@N с помощью прототипа нейtronного детектора.....	11
1.1.1. Выходы нейтронов от электромагнитной диссоциации	11
1.1.2. Выходы нейтронов в ядро-ядерных столкновениях.....	14
1.2. Сравнение адронных моделей Geant4 при моделировании прототипа HGND	16
1.3. Оценка выходов нейтронов в столкновениях ядер висмута при энергии налетающих ионов висмута 3,0 ГэВ на нуклон	19
1.4. Подготовка и экспертное обслуживание прототипа высокогранулярного нейtronного детектора в сеансах на установке BM@N	21
1.4.1. Модернизация онлайн-мониторинга прототипа HGND.....	21
1.4.2. Модернизация электроники прототипа нейtronного детектора	22
2. Эксперимент MPD/NICA	24
2.1. Передний адронный калориметр установки MPD/NICA	24
2.2. Интеграция FHCAL в эксперимент MPD/NICA	24
2.3. Программный комплекс анализа данных с FHCAL.....	25
2.4. Энергетическая калибровка модулей FHCAL	27
2.5. Моделирование образования нейтронов, протонов и легких фрагментов на фиксированных мишенях в эксперименте MPD	33
2.5.1. Гибридная модель UrQMD-AMC	34
2.5.2. Проверка модели UrQMD-AMC.....	36
2.5.3. Образование нейтронов, протонов, дейтронов и α -частиц в столкновениях ^{124}Xe с неподвижной мишенью в экспериментах MPD и BM@N	39
3. Разработка модернизированной магнитооптической структуры Нуклotronа, адаптированной для исследований электрического дипольного момента легких ядер.....	42
4. Источник поляризованных ионов.....	43
4.1. Ионно-оптическая система плазменного перезарядного ионизатора	44
4.2. Анализирующий поворотный магнит	47
5. Исследования и разработки электроники ТОТ метода считывания для времяпролетного детектора на основе камер RPC	51
6. Создание специализированной интегральной микросхемы (СИМС) для времяпролетных детекторов.....	54

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	57
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	60
ПРИЛОЖЕНИЕ А Список публикаций исполнителей отчета за 2025 г.....	64

ВВЕДЕНИЕ

1. Задача «Эксперимент BM@N»

BM@N (Baryonic Matter at Nuclotron) [1] – первый действующий эксперимент с фиксированной мишенью на выведенном пучке Нуклотрона ускорительного комплекса NICA. Исследовательская программа эксперимента BM@N направлена на изучение уравнения состояния ядерной материи при высоких барионных плотностях, достигаемых в ядро-ядерных столкновениях с кинетическими энергиями пучка до 4,65 ГэВ на нуклон [2]. Уравнение состояния включает слагаемое, соответствующее энергии симметрии, характеризующее изоспиновую асимметрию ядерной материи. Её изучение необходимо для понимания свойств таких астрофизических объектов как нейтронные звезды [3]. Отношение выходов и направленных потоков нейtronов к протонам чувствительно к вкладу энергии симметрии в уравнение состояния ядерной материи [4]. Установка BM@N способна измерять анизотропные потоки протонов, используя гибридную трекинговую систему совместно с времяпролетным детектором TOF и передним адронным калориметром FHCAL [5].

Для измерения выходов и потоков нейtronов в эксперименте BM@N разрабатывается высокогранулярный нейtronный детектор HGND (Highly Granular Neutron Detector) в ИЯИ РАН [6]. Детектор состоит из чередующихся слоев медного поглотителя, существенно увеличивающих эффективность детектирования нейtronов, и активных слоев из сцинтиллятора с высокой поперечной гранулярностью, что позволяет идентифицировать нейтроны и измерять их энергию методом времени пролета с хорошим времененным разрешением. Для проверки концепции полномасштабного HGND был сконструирован прототип HGND и протестирован в физическом сеансе эксперимента BM@N, (см. [1] Приложения А.1).

В эксперименте BM@N с помощью прототипа высокогранулярного времяпролетного нейtronного детектора HGND были измерены выходы нейtronов вперёд от взаимодействия ядер ^{124}Xe с энергией 3,8 ГэВ/нуклон с мишенью CsI. Результаты получены как для адронной фрагментации, так и для электромагнитной диссоциации (ЭМД) ^{124}Xe в ультрапериферических столкновениях. ЭМД релятивистских ядер можно рассматривать как источник хорошо-коллимированных высокоэнергетических нейtronов [7]. Нейтроны от ЭМД удобны для изучения характеристик детектора, разработки методов идентификации нейtronов, а также калибровки высокогранулярного нейtronного детектора.

2. 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 аксептантом. 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 [8, 9], предназначенный для измерения геометрии событий столкновений тяжелых ионов: центральности и ориентации плоскости реакции [10, 11]. FHCAL предназначен для регистрации передних нуклонов и фрагментов по обе стороны от точки столкновения MPD. Хотя некоторые из этих фрагментов, как ожидается, будут распространяться очень близко к траектории пучка и, таким образом, окажутся за пределами зоны покрытия FHCAL, детальная поперечная сегментация FHCAL позволит определить плоскость реакции и центральность столкновения [9]. Точное определение аксептанса FHCAL в отношении вылетающих вперёд нуклонов и ядерных фрагментов требует использования моделей, описывающих события ядро-ядро. Одной из них будет созданная в настоящей работе гибридная модель UrQMD-AMC. Также FHCAL обладает максимальной эффективностью 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 2025 г. ИЯИ РАН продолжал работу по интеграции и подготовке калориметра к эксплуатации на установке MPD.

3. Задача «Разработка модернизированной магнитооптической структуры Нуклотрона, адаптированной для исследований электрического дипольного момента легких ядер»

Данная работа включает разработку двух вариантов модернизированной магнитооптической структуры Нуклотрона, адаптированной для исследований ЭДМ и поиска аксиона. Использовался метод численного моделирования с использованием программ Optim, MAD, COSY-Infinity.

В части сравнения удлинения орбит и изменения частоты прецессии спина анализ показал, что они связаны друг с другом и могут служить дополнительной возможностью изучения вопроса спиновой декогеренции. Было продемонстрировано, что эффект

удлинения орбиты в QFS и FS структурах приводит к сдвигу равновесного уровня энергии и приводит к спин-декогеренции в структурах типа racetrack.

С помощью данной техники анализа структур получено направление инвариантной оси прецессии спина в структуре типа квази-замороженного спина. Показано, что оно не является строго радиальным, как в случае структуры типа замороженного спина.

4. Задача «Источник поляризованных ионов»

Поляризационные исследования с пучками поляризованных протонов и дейtronов являются частью физической программы исследований на ускорителях НУКЛОТРОН и NICA. Пучки поляризованных ионов генерируются в источнике поляризованных ионов SPI ОИЯИ, который разрабатывался при сотрудничестве ОИЯИ и ИЯИ РАН [12]. Источник основан на методе атомарного пучка. В этом методе вначале получают пучок поляризованных атомов водорода (или дейтерия) с тепловой энергией за счет пространственного разделения атомов в разных спиновых состояниях при прохождении атомами магнитов с резко-неоднородным магнитным полем и блоков высокочастотных переходов, в которых полученная электронная поляризация атомов переводится в ядерную поляризацию. Поляризованные протоны (или дейтроны) возникают в ионизаторе поляризованных атомов. В источнике SPI (Source of Polarized Ions) в ОИЯИ используется плазменный перезарядный ионизатор, в котором поляризованные протоны (дейтроны) возникают за счет перезарядки поляризованных атомов на неполяризованных ионах изотопа по отношению к атомам в плазме. Параметры пучка поляризованных ионов из источника определяют конечные параметры пучка поляризованных ионов в ускорителе.

Для повышения яркости пучка поляризованных дейtronов и протонов в Ускорительном комплексе ЛФВЭ ОИЯИ предложена схема источника поляризованных протонов и дейtronов с поперечной инжекцией поляризованных атомов водорода (дейтерия) в накопительную ячейку, установленную в плазменном перезарядном ионизаторе (статья [2] Приложения А.1). Испытания источника, работающего по такой схеме, планируется выполнить на исследовательском стенде, сооружаемом в ОИЯИ. Для стендового варианта источника поляризованных протонов и дейtronов разработана ионно-оптическая система, предназначенная для ускорения и формирования пучка поляризованных и неполяризованных ионов из плазменного ионизатора до энергии 45 кэВ, а также анализирующий поворотный магнит, в котором пучок поляризованных дейtronов (или протонов) поворачивается на 90° и отделяется от неполяризованного сильноточного ионного пучка из-за различия по массам ионов.

5. Задача «Исследования и разработки электроники ТОТ метода считывания для времяпролетного детектора на основе камер RPC»

Проводятся исследования и разработка современной инновационной электроники и микроэлектроники для прецизионного многоканального (более 15 тыс. каналов) времяпролетного детектора с временным разрешением не хуже 40 пс и электромагнитного калориметра ECaL для проекта SPD NICA [13]. Внедряются инновационные методы измерения заряда (TOT – Time Over Threshold) [14] с целью повышения точности, расширения диапазона измерений и снижения издержек.

6. Задача «Создание специализированной интегральной микросхемы (СИМС) для времяпролетных детекторов»

Ведётся разработка новой специализированной интегральной микросхемы (СИМС), создаваемой на современной технологической базе С-MOS 180 nm в ООО МИКРОН (Зеленоград) в рамках Федеральной программы создания СИМС [15, 16, 17]. Используется опыт первого этапа создания СИМС на ООО МИКРОН [17] для постановки задачи на второй этап создания СИМС в сотрудничестве с КНР.

1. Эксперимент BM@N

Для расширения исследовательской программы эксперимента BM@N в ИЯИ РАН разрабатывается высокогранулярный нейтронный детектор HGND для измерения выходов и потоков нейtronов с энергиями от 300 МэВ до 4 ГэВ, образовавшиеся в ядро-ядерных столкновениях [18]. Прототип HGND был сконструирован и протестирован в тяжелоионном сеансе эксперимента BM@N по исследованию реакции Xe+CsI при кинетических энергиях ионов ксенона 3,8А ГэВ и 3,0А ГэВ (см. [1] Приложения А.1). Проведенные в сеансе измерения позволили определить характеристики детектора, провести его калибровку, а также впервые оценить выходы нейtronов в ядро-ядерных столкновениях и ЭМД при энергиях эксперимента BM@N. Тестирование прототипа HGND показало состоятельность новой концепции высокогранулярного нейтронного детектора для измерения выходов и потоков нейtronов в эксперименте BM@N. В 2025 году были продолжены работы по модернизации прототипа HGND, моделированию его отклика, по совершенствованию программного обеспечения и разработке методов идентификации нейtronов и реконструкции их энергии.

1.1. Измерение выходов нейtronов в реакции Xe+CsI при энергиях ионов ксенона 3,0 и 3,8 ГэВ на нуклон на установке BM@N с помощью прототипа нейтронного детектора

1.1.1. Выходы нейtronов от электромагнитной диссоциации

Прототип HGND использовался в конце 2022 – начале 2023 года в физическом сеансе эксперимента BM@N для измерения нейtronов в столкновениях пучка ионов ^{124}Xe с энергией 3,8 и 3,0 ГэВ на нуклон с фиксированной мишенью CsI. В 2025 году продолжилась обработка данных этого сеанса. Для измерения выходов нейtronов из ЭМД и адронных ядро-ядерных взаимодействий прототип HGND был размещён под углом 0,7 градусов к отклоненной магнитным полем траектории пучка на расстоянии 8,35 м от мишени, куда преимущественно попадают нейтроны-спектаторы с энергией близкой к энергии пучка.

Прототипом нейтронного детектора является уменьшенная версия полноразмерного нейтронного детектора, состоящая из 15 индивидуальных сборок-детекторов, смонтированных в пространственную раму. Сборка состоит из конвертора (свинцового или медного), набора пластиковых сцинтилляторов, расположенных в виде сетки 3×3 элементов, а также платы фотоприемников. В составе детектора также присутствует VETO-слой, представляющий собой детекторную сборку без конвертера. Состав сцинтилляторов аналогичен примененным в полноразмерном детекторе. Считывание аналоговых сигналов с фотоприемников выполняется через предустановитель.

Положение детектора и используемые триггеры изображены на рисунке 1.

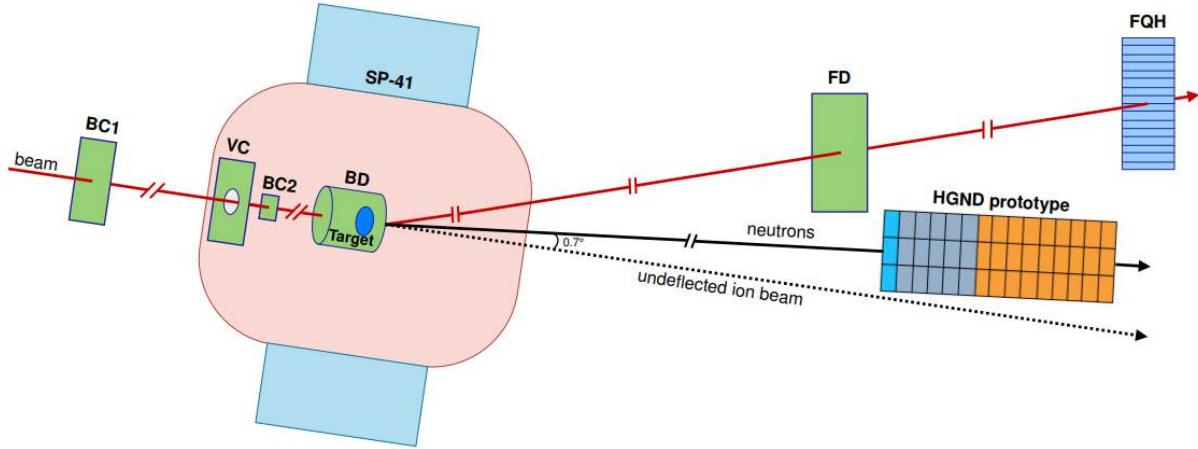


Рисунок 1 – Схематичное расположение прототипа HGND и триггерных детекторов, используемых для отбора событий с нейтронами в эксперименте BM@N, рисунок из работы [1] Приложения А.1

Поскольку в эксперименте BM@N нет выделенного триггера для отбора событий с ЭМД, для этой цели использовались пучковый триггер ВТ совместно с передним кварцевым гидроскопом FQH, находящимся на линии пучка в конце установки. Из модели RELDIS, используемой для моделирования ультрапериферических столкновений с ЭМД, следует, что при столкновениях ^{124}Xe - ^{130}Xe происходит эмиссия одного или двух нейтронов без дополнительной фрагментации ядра-снаряда [19]. Для выделения событий ЭМД применялся отбор по квадрату заряда фрагментов в FQH на уровне не менее 2500, чтобы убедиться в том, что фрагментации ядра Xe не произошло. Кроме того, проводился отбор событий без пайлапов, когда на мишень приходит несколько ионов ксенона, по пучковому счетчику BC1, находящимся перед мишенью. Без проведения такого отбора один из ионов ксенона может удовлетворить условию на FQH, а второй вызвать реакцию адронной фрагментации, что будет ложно распознано как событие ЭМД.

Для идентификации нейтронов проводилась следующая процедура отбора событий: отбор событий без заряженных частиц и гамма-квантов с помощью ВETO-слоя и первого слоя после него, отбор событий с двумя и более сработавшими ячейками, а также применялись амплитудные и времяпролетные критерии отбора для отделения фона. Из-за небольших размеров прототипа HGND невозможна идентификация более чем одного нейтрона на событие из-за перекрытия кластеров срабатываний от адронного ливня. После проведения такой процедуры отбора, для каждого отобранного события определяется первое срабатывание сцинтилляционной ячейки по скорости и реконструируется кинетическая энергия по времени пролета с предположением, что срабатывание от нейтрона. Реконструированный спектр нейтронов нормируется на число ионов ксенона,

попавших на мишень, позволяя затем вычесть фон от событий, произошедших от срабатываний вне мишени, для чего в эксперименте было проведено отдельное измерение с пустой мишенью. Кроме того, такая нормировка пропорциональна сечению реакции и позволяет вычислить сечение взаимодействий с рождением нейтрона.

Для моделирования нейтронов из ЭМД использовалась модель RELDIS [20], после чего проводилось моделирование в Geant4 [21] в полной геометрии эксперимента BM@N. Полное сечение ЭМД в столкновениях ^{124}Xe - ^{130}Xe составляет 1,89 барн. Для дальнейшего сравнения гистограммы из моделирования нормируются на число ионов, рассчитанное через вероятность взаимодействия ионов пучка на мишени. Распределение нейтронов из генератора по кинетическим энергиям и углам вылета показано на рисунке 2. Видно, что нейтроны можно считать моноэнергетическими.

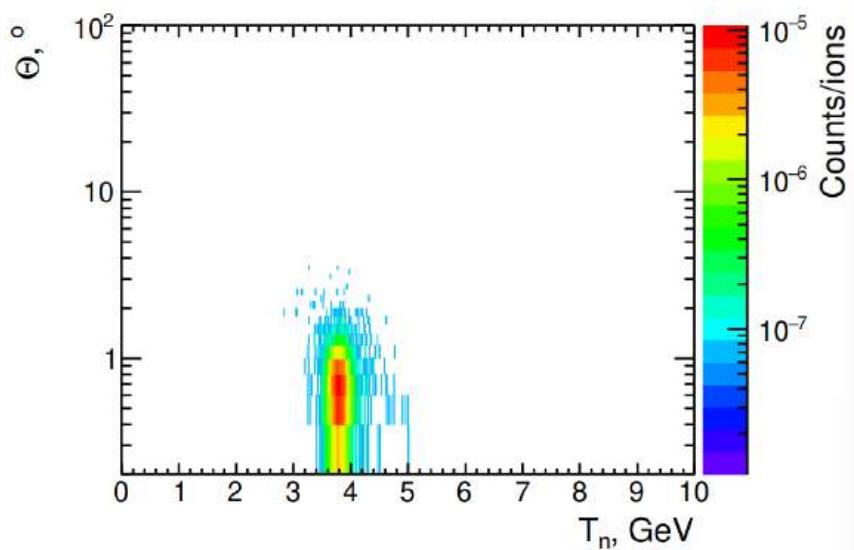


Рисунок 2 – Корреляция между углом вылета Θ и кинетической энергией нейтронов T_n из моделирования ультрапериферических столкновений ^{124}Xe с энергией 3,8 ГэВ/нуcléon с мишенью ^{130}Xe в RELDIS, рисунок из работы [1] Приложения А.1

Для сопоставления результатов моделирования с экспериментальными данными была проведена реконструкция спектра кинетической энергии с аналогичными экспериментальным критериями отбора событий и заданным временным разрешением сцинтилляционных ячеек 270 пс. Систематические неопределенности оценивались путем изменения параметров отбора событий: для отсчета стартового времени вместо BC2 использовался BC1, для отбора событий с нейтронами использовался только центральный модуль вместо всех девяти, а также не использовался отбор на гамма-кванты из-за частичного подавления событий с нейтронами. Систематическая неопределенность для ЭМД составила 2,52%. На рисунке 3 представлены реконструированные спектры кинетической энергии нейтронов из экспериментальных данных и моделирования. Спектры хорошо согласуются в пределах ошибок.

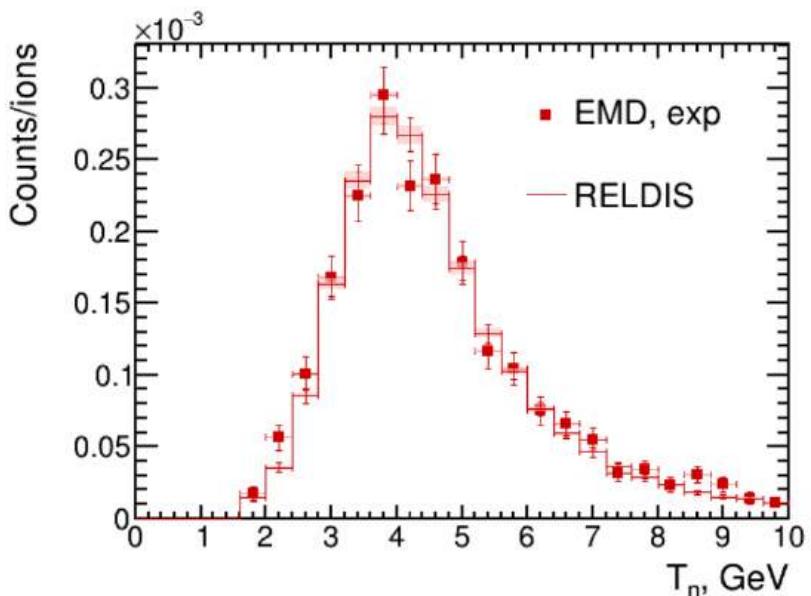


Рисунок 3 – Реконструированные спектры кинетической энергии нейтронов из ЭМД Xe с энергией 3,8 ГэВ/нуклон на мишени CsI из моделирования (гистограмма) и из экспериментальных данных (точки). Систематические неопределенности показаны заливкой. Совокупные статистические и систематические неопределенности показаны усами погрешностей

Выходы нейтронов из ЭМД составили $Y = (1,49 \pm 0,12) \cdot 10^{-3}$ нейтронов/ион. С помощью моделирования были оценены эффективность и акцептанс, составившие $\epsilon_n = 60,06 \pm 0,44\%$ и $\Omega_n = 34,21 \pm 0,25\%$ соответственно. С поправкой на эффективность выходы нейтронов составляют $Y_{corr} = (6,92 \pm 0,57_{stat} \pm 0,17_{syst}) \cdot 10^{-3}$ нейтронов/ион. Расчет сечений выполнялся по формуле (1).

$$\sigma = A / (d \cdot N_A \cdot \rho) \cdot Y_{corr} \quad (1)$$

Сечение, полученное из экспериментальных данных с поправкой на эффективность, составляет $1,88 \pm 0,16_{stat} \pm 0,05_{syst}$ барн, что хорошо согласуется в пределах погрешностей с сечением из моделирования $1,89 \pm 0,02$ барн.

1.1.2. Выходы нейтронов в ядро-ядерных столкновениях

Для отбора событий центральных и полуцентральных столкновений ионов ксенона с мишенью из йодида цезия использовался триггер центральных столкновений CCT [1] из логического произведения триггера BT, отсутствия срабатывания детектора фрагментов FD, расположенного на линии пучка после мишени, и числом треков больше 4 в детекторе BD, окружающим мишень. Такой триггер позволяет отобрать события с центральностью до не менее 60%. Дополнительно применялся отбор на пайлапы, используя пучковый счетчик BC1, как и для отбора ЭМД.

Процедура отбора нейтронов не отличается от приведенной ранее для анализа ЭМД. Проводился отбор событий без заряженных частиц и гамма-квантов с помощью ВЕТО-слоя и первого слоя после него, отбор событий с двумя и более сработавшими ячейками, а также

применялись амплитудные и времяпролетные критерии отбора для отделения фона. В каждом событии отбирался 1 нейтрон, для которого определялось первое срабатывание сцинтилляционной ячейки по скорости и реконструировалась кинетическая энергия по времени пролета с предположением, что срабатывание от нейтрана. Реконструированный спектр нейтронов нормировался на число ионов ксенона, попавших на мишень, позволяя затем вычесть фон от событий, произошедших от срабатываний вне мишени, для чего в эксперименте было проведено отдельное измерение с пустой мишенью.

Для сравнения с полученными экспериментальными данными использовались модели DCM-QGSM-SMM [22] и UrQMD-AMC [23] как генераторы первичных столкновений, после чего проводилось моделирование в Geant4 в полной геометрии эксперимента BM@N. Была введена поправка на эффективность триггера CCT, полученная экспериментально коллаборацией BM@N. Полные сечения реакции из моделей DCM-QGSM-SMM и UrQMD-AMC с поправкой на эффективность триггера составляют 4,76 и 4,89 барн соответственно. Для дальнейшего сравнения гистограммы из моделирования нормируются на число ионов, рассчитанное через вероятность взаимодействия ионов пучка на мишени. Распределения нейтронов из генератора по кинетическим энергиям и углам вылета несколько отличаются для моделей, что показано на рисунке 4.

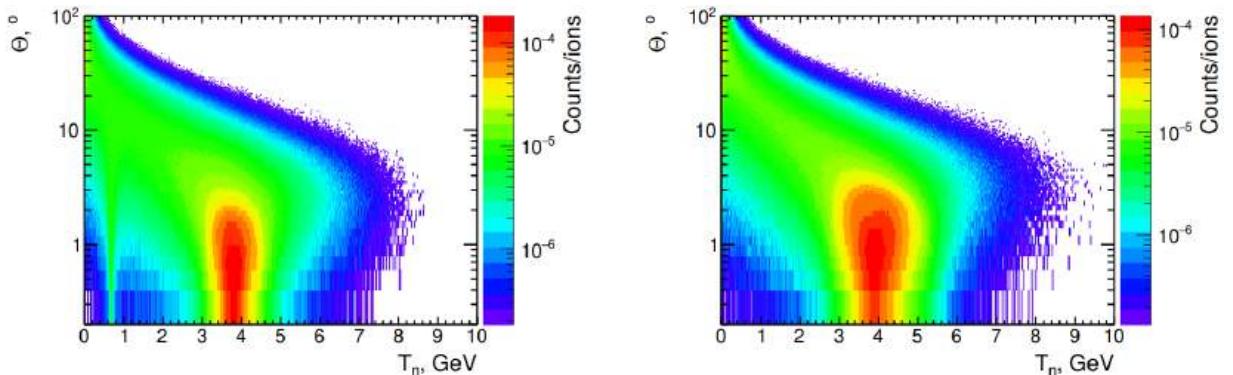


Рисунок 4 – Корреляция между углом вылета Θ и кинетической энергией нейтронов T_n с использованием генераторов первичных столкновений ионов Xe с энергией 3,8 ГэВ/нуклон с мишенью CsI DCM-QGSM-SMM (слева), рисунок из работы [1] Приложения А.1, и UrQMD-AMC (справа)

Для сопоставления с экспериментальными данными была проведена реконструкция спектра кинетической энергии с аналогичными экспериментальными критериями отбора событий и заданным времененным разрешением сцинтилляционных ячеек 270 пс. Систематические неопределенности оценивались путем изменения параметров отбора событий: для проверки корректности отбора событий использовалась более тонкая мишень, для отсчета стартового времени вместо BC2 использовался BC1, для отбора событий с нейтронами использовался только центральный модуль вместо всех девяти, а также отбор

на гамма-кванты убирался. Систематическая неопределенность для DCM-QGSM-SMM составила 8,05%, для UrQMD-AMC – 3,36%. На рисунке 5 представлены реконструированные спектры кинетической энергии нейтронов из экспериментальных данных и моделирования, показывающие неплохое согласие.

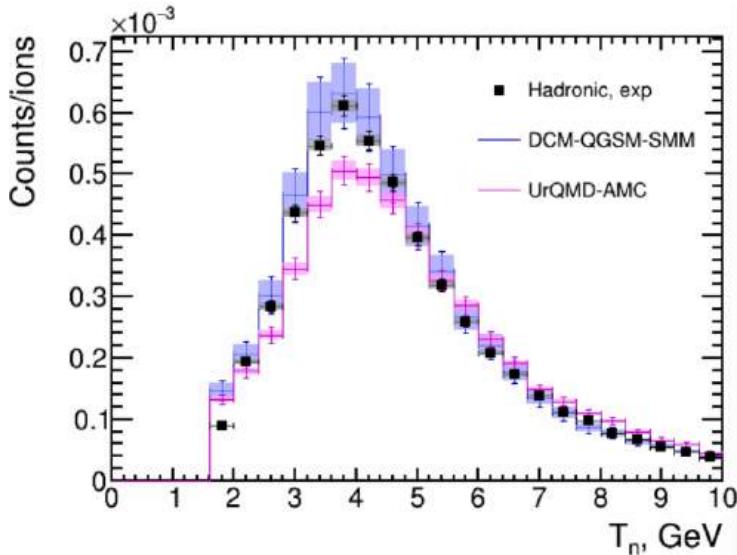


Рисунок 5 – Реконструированные спектры кинетической энергии нейтронов из центральных и полуцентальных столкновений Xe с энергией 3,8 ГэВ/нуклон на мишени CsI из моделей (гистограммы) с использованием генераторов DCM-QGSM-SMM (синий) и UrQMD-AMC (фиолетовый) и из экспериментальных данных (точки). Систематические неопределенности показаны заливкой. Совокупные статистические и систематические неопределенности показаны усами погрешностей

Выходы нейтронов из центральных и полуцентальных столкновений составили $Y = (3,78 \pm 0,02) \cdot 10^{-3}$ нейтронов/ион. С помощью моделирования были оценены эффективность и акцептанс, составившие $\epsilon_n = 37,33 \pm 0,17\%$ и $\Omega_n = 3,87 \pm 0,02\%$ для DCM-QGSM-SMM и $\epsilon_n = 45,09 \pm 0,25\%$ и $\Omega_n = 2,63 \pm 0,01\%$ для UrQMD-AMC. С поправкой на эффективность выходы нейтронов составляют $Y_{corr} = (16,31 \pm 0,10_{stat} \pm 1,31_{syst}) \cdot 10^{-3}$ нейтронов/ион для DCM-QGSM-SMM и $Y_{corr} = (17,98 \pm 0,13_{stat} \pm 0,60_{syst}) \cdot 10^{-3}$ нейтронов/ион для UrQMD-AMC. Расчет сечений выполнялся по формуле (1). Сечение, полученное из экспериментальных данных с поправкой на эффективность, составляет $4,44 \pm 0,03_{stat} \pm 0,36_{syst}$ барн для DCM-QGSM-SMM и $4,90 \pm 0,03_{stat} \pm 0,16_{syst}$ для UrQMD-AMC, что хорошо согласуется в пределах погрешностей с сечениями из моделирования $4,76 \pm 0,01$ барн для DCM-QGSM-SMM и $4,89 \pm 0,01$ барн для UrQMD-AMC.

1.2. Сравнение адронных моделей Geant4 при моделировании прототипа HGND

Библиотека Geant4 [21, 24], используемая для моделирования установки BM@N, предлагает несколько моделей для описания ядерных реакций, инициированными различными частицами в широком диапазоне энергий. В связи с этим, в Geant4 реализованы

Reference Physics Lists (RPL) [25] – наборы моделей, описывающих все процессы, необходимые для определённого набора задач. Для моделирования детекторов существует несколько RPL, предлагающих различные модели внутриядерного каскада, часто дающие различные результаты. Сравнение результатов симуляции прототипа HGND с использованием различных RPL позволит оценить неопределённости вычисления эффективности детектора, усовершенствовать алгоритм отбора событий.

Для оценки влияния выбора конкретного RPL на результаты моделирования с помощью Geant4 v.11.3 была создана упрощённая модель прототипа HGND. Был смоделирован отклик детектора на нейтроны с кинетической энергией 600 МэВ или 3,8 ГэВ, распространяющихся вдоль основной оси детектора. При моделировании использовалось три различных RPL: FTFP_BERT_HP, QGSP_BIC_HP и QGSP_INCLXX_HP. В FTFP_BERT_HP используется модель внутриядерного каскада Бертини [26] для реакций, индуцированных нейtronами и протонами с энергиями до 6 ГэВ. В промежутке 3-6 ГэВ для этих реакций реализован плавный переход к модели FRITIOF [27]. Неупругие ядро-ядерные столкновения моделируются с помощью модели Binary Light Ion Cascade (BIC) [28]. В QGSP_BIC_HP модель BIC используется для моделирования как ядро-ядерных столкновений, так и реакций, индуцированных нейtronами и протонами. В QGSP_INCLXX_HP для данных реакций используется модель INCL++ [29]. Во всех RPL для взаимодействий медленных (кинетическая энергия меньше 20 МэВ) нейtronов с ядрами используются модели транспорта нейtronов Geant4, построенные на основе библиотек оценённых ядерных данных.

При моделировании отклика детектора рассматривалось поглощённая энергия от заряженных вторичных частиц в слоях сцинтиллятора. Учитывались нелинейность функции световогохода сцинтиллятора в соответствии с законом Биркса, размытие сигнала при регистрации света ФЭУ, с учетом того, что сигнал с детектора собирается течении 300 нс. Результаты моделирования отклика слоёв сцинтилляторов прототипа HGND на нейтроны с кинетической энергией, равной 600 и 3800 МэВ представлены на рисунках 6 и 7, соответственно.

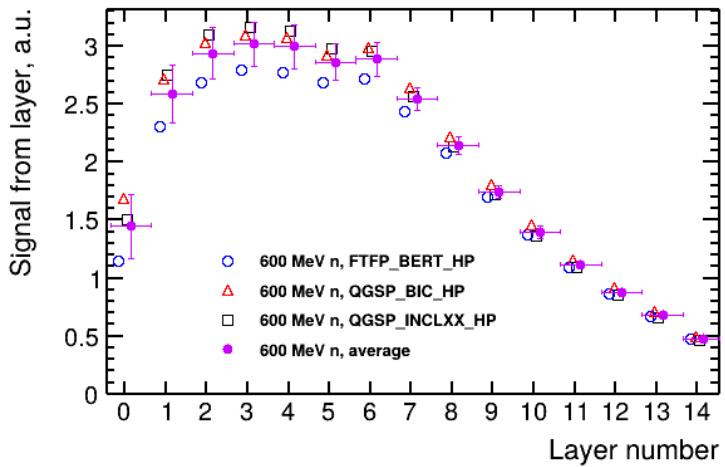


Рисунок 6 – Отклик слоёв сцинтилляторов прототипа HGND на нейтроны с кинетической энергией, равной 600 МэВ, при моделировании с различными RPL. Фиолетовыми маркерами показаны средние значения и их систематические ошибки

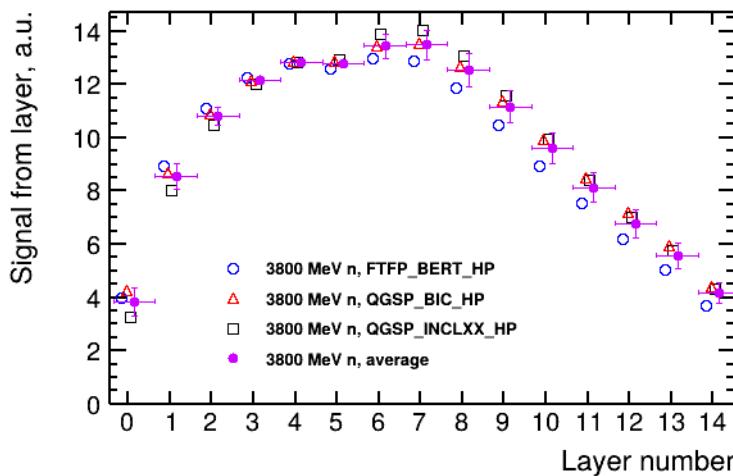


Рисунок 7 – Отклик слоёв сцинтилляторов прототипа HGND на нейтроны с кинетической энергией, равной 3800 МэВ, при моделировании с различными RPL. Фиолетовыми маркерами показаны средние значения и их систематические ошибки

Кроме результатов моделирования с различными RPL также представлен усреднённый результат с соответствующей систематической ошибкой. Для обоих значений начальной энергии нейтронов моделирование с FTFP_BERT_HP даёт меньший отклик в некоторых слоях по сравнению с другими RPL. В случае нейтронов с кинетической энергией 600 МэВ наибольшее разногласие между моделями наблюдается в слоях сцинтиллятора после свинцовых пластин. Систематическая ошибка в этой области достигает 19%. При моделировании нейтронов с энергией 3800 МэВ, напротив, результаты больше всего отличаются в слоях сцинтилляторов после медных пластин, где систематическая ошибка достигает 14%.

Таким образом, выбор RPL оказывает значительное влияние на отклик HGND, что необходимо учитывать при вычислении эффективности нейтронного детектора. Систематическая ошибка составляет до 19% в отдельных слоях, в связи с чем предлагается провести полномасштабное Монте-Карло моделирование с использованием различных RPL для оценки систематической неопределенности вычислений эффективности детектора.

1.3. Оценка выходов нейтронов в столкновениях ядер висмута при энергии налетающих ионов висмута 3,0 ГэВ на нуклон

Для изучения и оценки выходов нейтронов и характеристик нейтронного детектора было проведено моделирование полноразмерного детектора HGND в экспериментальной зоне установки BM@N. Моделирование проводилось с использованием пакета BmnRoot [30] на основе Geant4 [24]. Были смоделированы ядро-ядерные столкновения Bi+Bi с использованием генератора DCM-QGSM-SMM [22]. Спектры времени пролёта первичных и фоновых нейтронов для положения детектора под углом 10 градусов показаны на рисунке 8.

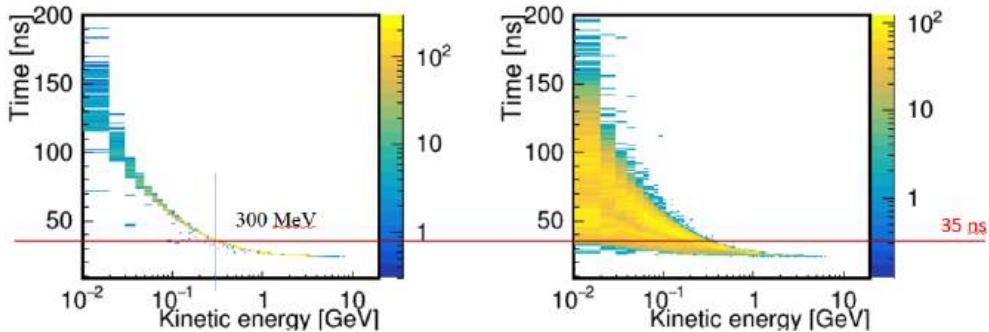


Рисунок 8 – Слева: первичные нейтроны на поверхности HGND. Справа: фоновые нейтроны на всех поверхностях HGND. Линия представляет собой временной отбор 35 нс

Временной отбор 35 нс, показанный на рисунках, значительно (примерно в 6 раз) снижает выход фоновых нейтронов. Этот отбор уменьшает общую статистику первичных нейтронов всего на 8% и позволяет регистрировать первичные нейтроны с энергией около 300 МэВ. Для исследования эффективности регистрации нейтронов HGND было проведено моделирование отклика детектора на события с одним нейtronом фиксированной энергии. Вероятность попадания первичных нейтронов в акцептанс HGND для регистрации в зависимости от их кинетической энергии показана на рисунке 9. Эффективность регистрации нейтронов рассчитана для различных энергий нейтронов. Временное разрешение сцинтилляционной ячейки HGND было измерено на электронном пучке на синхротроне «Пахра» (ФИАН, Троицк) и составляет около 130 пс при центрировании пучка на ячейке и около 150 пс в среднем для всей поверхности ячейки [31]. Энергия нейтрона рассчитывается методом времени пролета, основанным на попадании в ячейку HGND с минимальным временем.

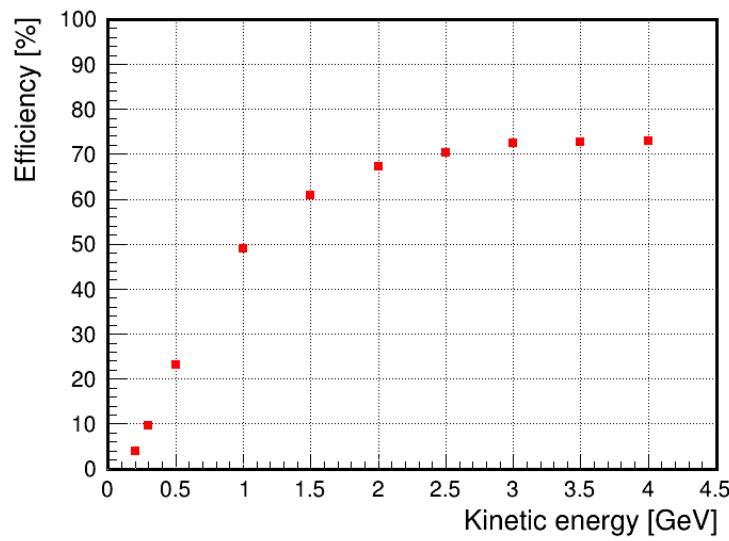


Рисунок 9 – Результат моделирования для исследования эффективности регистрации нейтронов

Линейность восстановленной энергии с помощью HGND для различных энергий нейтронов, а также разрешение измерения энергии показаны на рисунке 10 для собственного энергетического разрешения 150 пс.

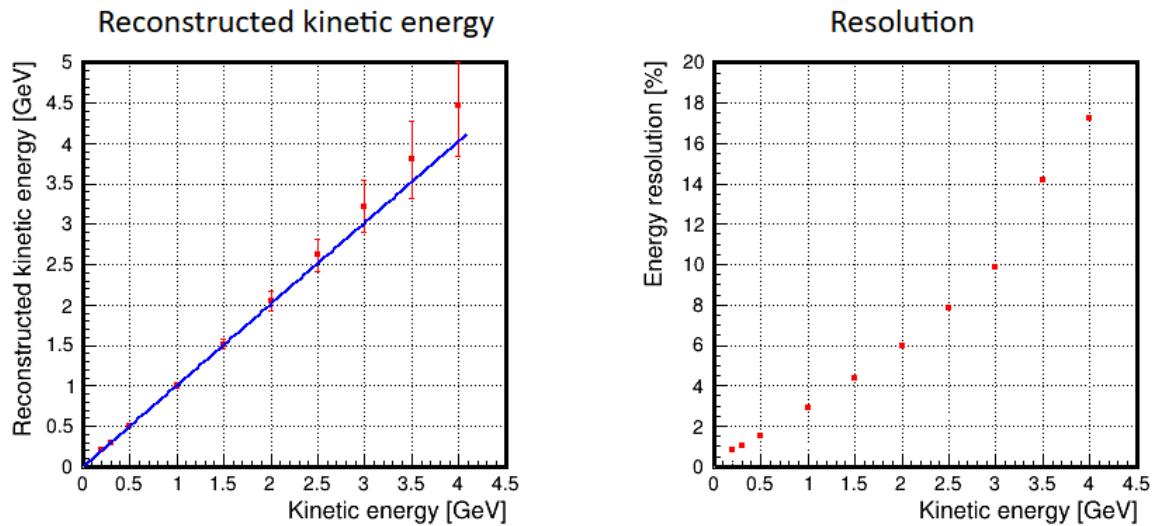


Рисунок 10 – Слева: среднее значение энергии, восстановленное для различных энергий падающих нейтронов. Линия представляет собой идеальное восстановление энергии нейтрона. Справа: энергетическое разрешение реконструкции нейтронов

Множественность первичных нейтронов на поверхности HGND была также изучена на основе моделирования. Результат моделирования показан на рисунке 11.

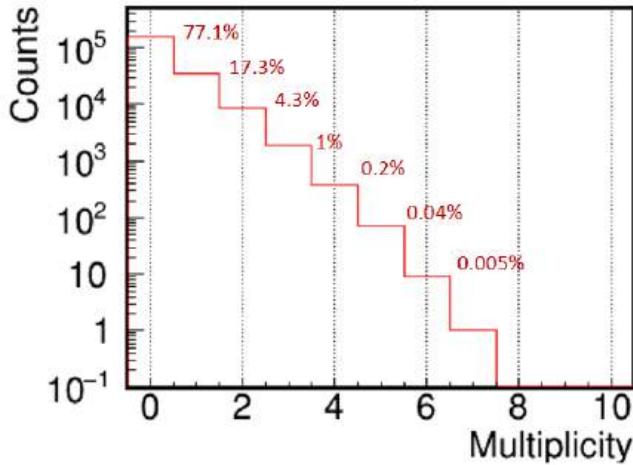


Рисунок 11 – Множественность нейтронов для Bi+Bi при энергии пучка 3 ГэВ/нуклон для варианта двухплечевого HGND

Оценка выхода нейтронов основана на результатах моделирования. События с одним нейтроном составляют около 17,3% от общего числа событий на поверхности HGND и около 76% от общего числа всех событий с нейтронами. Учитывая эффективность работы BM@N (1×10^6 ионов на сброс, коэффициент заполнения 50% и эффективность Нуклотрона 70%), 2% мишени и среднюю эффективность детектора HGND 50%, получаем около $1,2 \times 10^9$ событий от одиночных нейтронов, восстановленных за один месяц работы установки BM@N. Если будут также распознаны множественные нейтронные события, статистика обнаружения нейтронов увеличится до $1,5 \times 10^9$ за один месяц сбора данных BM@N.

1.4. Подготовка и экспериментальное обслуживание прототипа высокогранулярного нейтронного детектора в сеансах на установке BM@N

1.4.1. Модернизация онлайн-мониторинга прототипа HGND

В 2025 году были проведены работы по модернизации программного обеспечения для прототипа высокогранулярного нейтронного детектора в программном пакете BmnRoot. В частности, к предстоящему сеансу на установке BM@N был модернизирован онлайн-мониторинг прототипа HGND [32]. Он необходим для контроля качества набираемых данных и создан в рамках программного пакета BmnRoot [33], основанного на фреймворке CERN ROOT с дополнительным функционалом фреймворка FairRoot. Разработанная система онлайн-мониторинга позволяет отслеживать отклик прототипа HGND в виде ряда одномерных и двумерных гистограмм, заполняющихся в реальном времени и отправляющихся на выделенный веб-сервер для просмотра пользователями. Для одномерных гистограмм реализована возможность дополнительного отображения результатов симуляции или предыдущих наборов данных для сравнения с текущим набором.

Конвейер обработки данных в реальном времени эксперимента BM@N состоит из

нескольких процессов обмена данными через ZeroMQ сокеты. Данные из публичного сокета ZeroMQ передаются в подсокет ZeroMQ процесса мониторинга, который создает наборы гистограмм для каждой подсистемы детекторов. Эти наборы гистограмм регистрируются на lighttp сервере ROOT-классом ThttpServer для доступа по сетевому HTTP-запросу. Интерфейс системы онлайн-мониторинга использует библиотеку CERN jsROOT для конвертирования объектов ROOT в объекты HTML.

Были обновлены гистограммы отклика для всех ячеек детектора, уточнены диапазоны гистограмм, применена калибровка, полученная на нейтронах-спектаторах из последнего сеанса. Пример заполняемых в реальном времени гистограмм показан на рисунке 12.

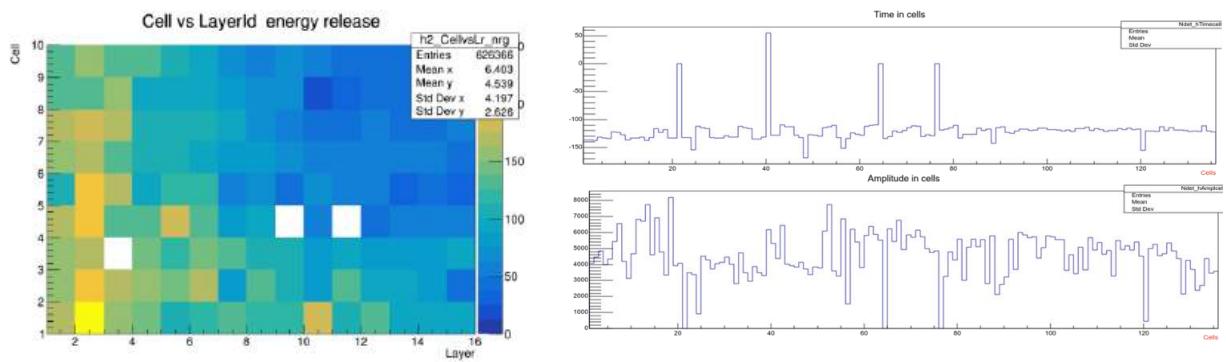


Рисунок 12 – Пример двумерного (слева) распределения отклика и одномерных гистограмм времени (справа, сверху) и амплитуды (справа, снизу) в сцинтиляционных ячейках прототипа HGND в системе онлайн-мониторинга на данных сеанса Xe + CsI при энергии 3,8 ГэВ/нуклон в эксперименте BM@N

1.4.2. Модернизация электроники прототипа нейтронного детектора

Прототип нейтронного детектора был впервые успешно испытан на сеансе BM@N Xe+CsI с энергиями пучка 3 и 3,8 ГэВ на нуклон, рисунок 13.

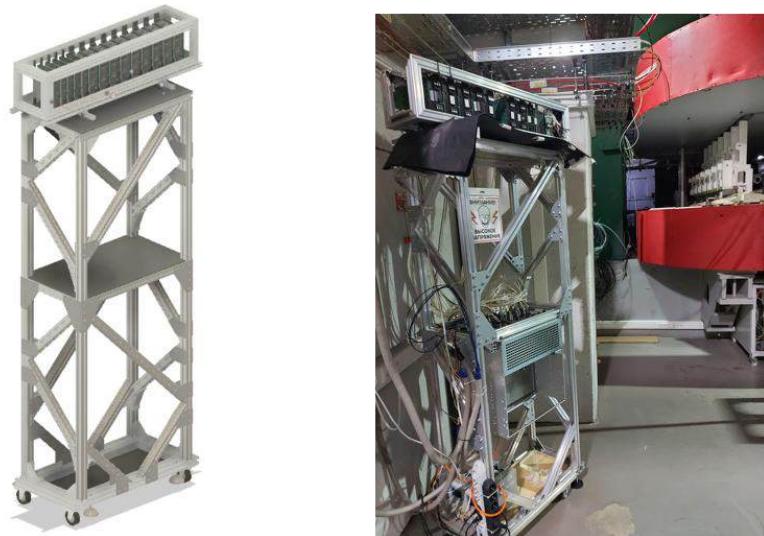


Рисунок 13 – Твердотельная модель прототипа нейтронного детектора (слева), прототип детектора на эксперименте BM@N (справа)

В 2025 г. детекторные сборки прототипа нейтронного детектора были дополнительно оснащены платами светодиодных калибраторов для получения на прототипе функциональных возможностей, аналогичных полноразмерному детектору. Плата вкладывается между конвертором и набором сцинтилляторов в светозащитный корпус и подключается к внешним системам для обеспечения работы. Для VETO-слоя плата монтируется на корпус с внешней стороны. Плата светодиодного калибратора реализована аналогичным образом к соответствующей плате полноразмерного детектора: поступающий внешний сигнал посредством дерева буферов подает ток на светодиоды. Проект платы и изображение модуля с установленной платой приведены на рисунке 14.



Рисунок 14 – Проект платы (слева), слой прототипа нейтронного детектора с установленным светодиодным калибратором (справа)

2. Эксперимент MPD/NICA

2.1. Передний адронный калориметр установки MPD/NICA

Передний адронный калориметр фрагментов (FHCAL) для установки MPD/NICA (рисунок 15) создается в рамках сотрудничества ИЯИ РАН – ОИЯИ. Данный калориметр является одним из основных детекторов экспериментальной установки и предназначен для измерения геометрии столкновений тяжелых ионов в пучках ускорительного комплекса НИКА, а также для исследования свойств спектаторов. Измерения энергетических и пространственных распределений невзаимодействующих нуклонов налетающих ядер (спектаторов) в калориметре дают уникальную возможность определения центральности ядро-ядерных столкновений, плоскости реакции, а также чувствительных к свойствам горячей области столкновений импульсов отдачи спектаторных нуклонов и ядерных фрагментов. Передний адронный калориметр обладает максимальной эффективностью к регистрации периферийных ядро-ядерных столкновений и 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. Модульная структура одного плеча FHCAL представлена на рисунке 15, справа.

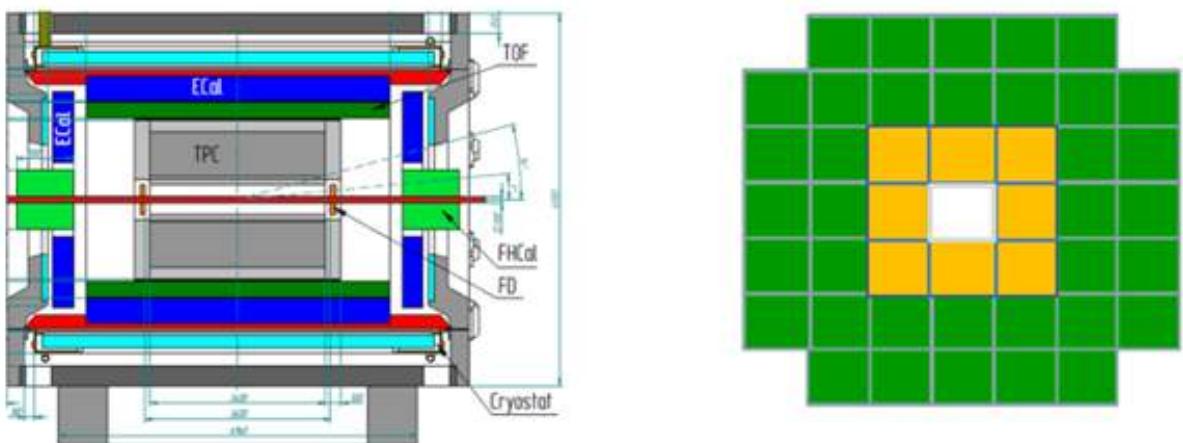


Рисунок 15 – Слева – схема экспериментальной установки MPD/NICA. Справа – модульная структура одного плеча FHCAL. Центральные модули выделены желтым цветом и будут использоваться для формирования триггера установки

2.2. Интеграция FHCAL в эксперимент MPD/NICA

В 2025 г. были продолжены работы по интеграции переднего адронного калориметра в экспериментальную установку MPD/NICA. После сборки индивидуальных модулей одного плеча калориметра на монтажном столе на уровне пола, одно плечо калориметра было установлено на несущую платформу в магнитный полюс сверхпроводящего соленоида, см. рисунок 16. Данный этап интеграции чрезвычайно важен, поскольку он является финальной проверкой работоспособности всей механической конструкции

адронного калориметра, включая монтажный стол, загрузочный стол, несущую платформу, механизм перемещения калориметра в полюс магнита и прижимной механизм, предназначенный для сдвига двух частей калориметра вместе после установки трубы ионопровода.

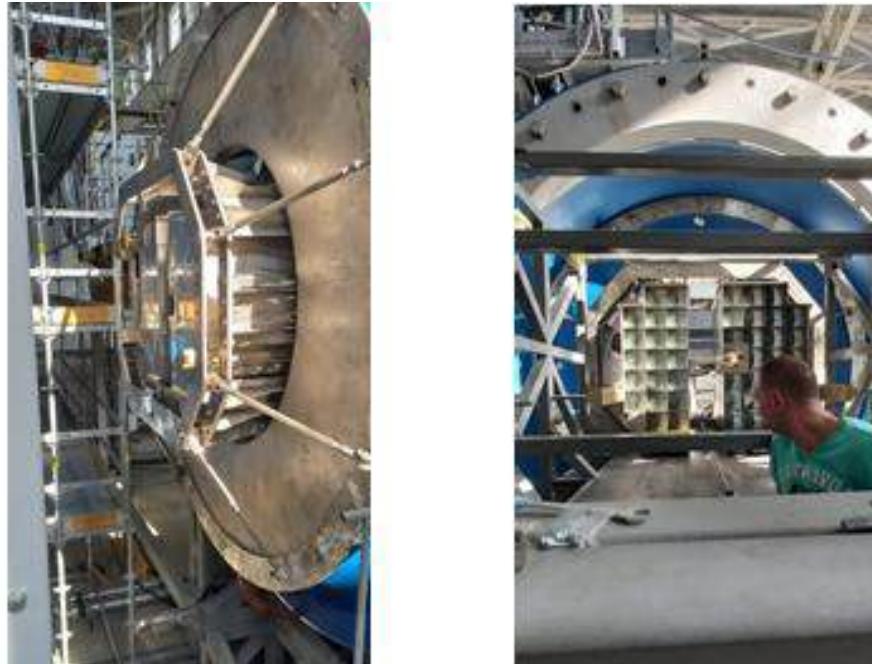


Рисунок 16 – Монтаж калориметра в магнитный полюс соленоида. Слева – вид на калориметр со стороны пучка. Справа – вид на калориметр сзади

Все элементы механической конструкции показали требуемую функциональность и обеспечили нужное позиционирование калориметра в экспериментальной установке. После выполнения всех механических манипуляций плечо калориметра было извлечено из магнита и установлено снова на монтажный стол на уровне пола. Данная процедура была необходима по нескольким причинам. Первое, в соленоиде проводятся измерения магнитного поля, а аппаратура для измерений располагается также в магнитном полюсе и конфликтует с положением калориметра. Второе, в адронный калориметр нужно установить систему считывания сигналов, что удобнее делать на уровне пола. Третье, необходимо разработать процедуру энергетической калибровки калориметра на космических мюонах, что также требует легкого доступа к детектору. Таким образом, в настоящее время одно плечо калориметра находится на монтажном столе для дальнейшей процедуры его интегрирования в экспериментальную установку.

2.3. Программный комплекс анализа данных с FHCAL

С момента сборки плеча детектора FHCAL в зале MPD непрерывно ведется набор данных от космических мюонов. Данные собираются как по индивидуальному срабатыванию канала, так и по физическому триггеру детектора с разными пороговыми

значениями. В сумме с начала сентября по ноябрь 2025 г. было набрано более 300 Гб данных, что соответствует нескольким неделям непрерывного набора.

Для обработки данных был разработан программный комплекс, позволяющий быстро и наглядно оценить работоспособность каждого канала калориметра. Комплекс выполнен как набор программ на языках Python, C++/ROOT и включает: пакет описания геометрии детектора, отдельный обработчик первичных данных электроники, пакет обработки данных и отбора событий, а также пакет для вывода и визуализации результатов анализа.

Топология программного комплекса позволяет:

- выполнять обработку первичных данных на удаленном сервере, сжимая их для дальнейшего копирования;
 - эффективно комбинировать обработку данных для разных геометрий детектора (замена серийного номера платы сбора данных приводит к новой карте каналов и, соответственно, к новой геометрии детектора);
 - быстро выводить и сравнивать результаты.

На рисунках 17 и 18 представлены фрагменты генерируемого PDF-файла с результатами для анализа качества данных. Представленные гистограммы показывают двумерные распределения спектров зарядов во всех индивидуальных каналах модулей калориметра. Кроме того, можно получить одномерные распределения зарядов и амплитуд каждого канала в любом модуле калориметра (рисунок 18).

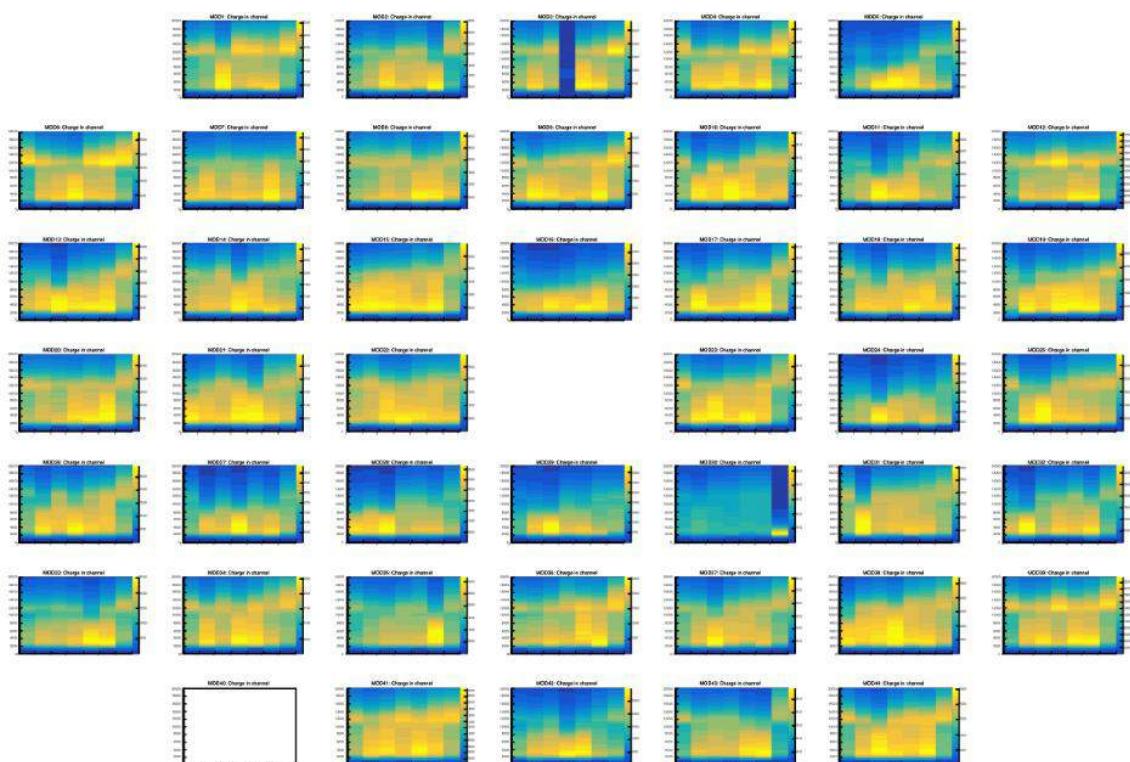


Рисунок 17 – Распределение зарядов в индивидуальных каналах модулей калориметра

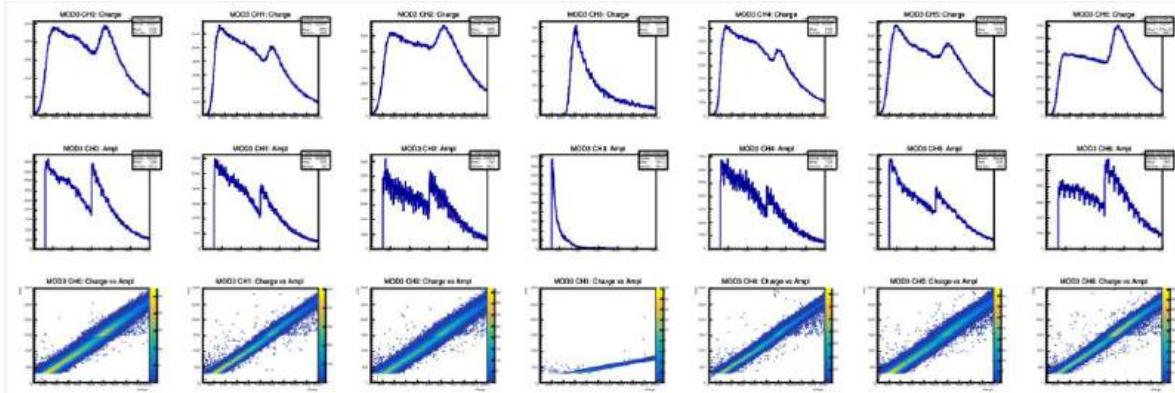


Рисунок 18 – Сверху вниз: спектр заряда, спектр амплитуды и зависимость «заряд–амплитуда» для модуля №3 калориметра (верхний ряд, центральный столбец)

Полученный набор гистограмм обеспечивает полный анализ качества работы всех считающих каналов калориметра. Десяти минут набора данных на космических мюонах достаточно для выявления высоких шумов, малого усиления и других дефектов установки для их последующего исправления. Как видно из рисунка 17, каналы 3/3 (верхний ряд, центр) и 30/6 (ряд 5, строка 3) имеют малое усиление сигналов, а в модуле 40 (ряд 2, строка 1) отсутствует напряжение на фотодиодах.

2.4. Энергетическая калибровка модулей FHCAL

В ходе разработки программного комплекса обработки данных детектора FHCAL был реализован алгоритм поиска и селекции треков мюонов для энергетической калибровки калориметра. Энергетическая калибровка необходима для определения энерговыделения в детекторе по измеренному заряду сигналов от фотодетекторов.

Метод калибровки основан на выделении минимального энерговыделения от космических мюонов в сцинтилляторах ячеек калориметра, соответствующего 5 МэВ. Для калибровки отбираются события с количеством сработавших каналов (по зарядовому порогу выше шума) не менее четырех. Отбрасываются события с большим временным разбросом срабатывания каналов для исключения двойных треков, ливней и зашумленных событий.

Далее по сработавшим каналам выполняется геометрическая реконструкция трека мюона в калориметре. Для исключения шумовых срабатываний и повышения точности реконструкции отбрасываются ячейки, удаленные от трека более чем на половину размера ячейки калориметра, после чего выполняется повторная реконструкция трека мюона. После этого выполняется расчет длины пробега мюона в каждой ячейке калориметра по восстановленному треку. Измеренный заряд каждого сработавшего канала в событии корректируется на длину пробега в ячейке относительно горизонтального пробега и заносится в зарядовое распределение канала для калибровки.

Для увеличения точности восстановления трека мюона в процессе поиска минимума суммы расстояний от прямой трека до центров сработавших ячеек выполняется поправка расстояния от трека до ячейки на заряд, выделенный в этой ячейке. Поправка вводится из соображения, что чем дальше трек расположен от центра ячейки, тем меньше пробег мюона в ней. Поправка рассчитывается как произведение расстояния от трека до центра ячейки на заряд, выделенный в ячейке. Поиск минимума выполняется по сумме этих величин (произведения расстояния на заряд) для всех сработавших ячеек.

На рисунке 19 показана зависимость рассчитанной эквивалентной длины пробега в ячейке (ось ординат) от измеренного в ней заряда (ось абсцисс) без поправки на заряд при восстановлении трека (слева) и с поправкой (справа). Видно, что поправка на заряд при восстановлении трека дает более линейную и узкую зависимость измеренного заряда в ячейке от эквивалентного пробега, что говорит о более корректном расчете трека мюона.

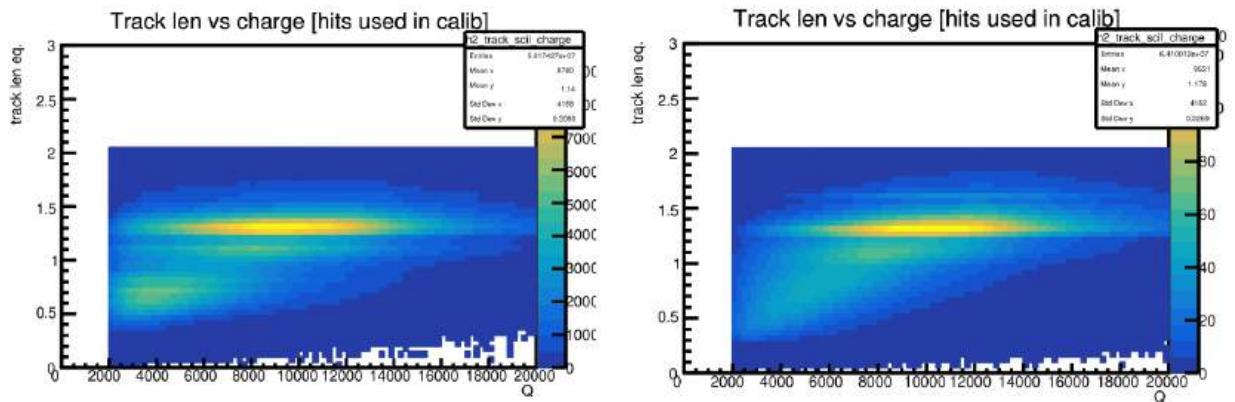


Рисунок 19 – Зависимость рассчитанной эквивалентной длины пробега в ячейке (по оси ординат) от измеренного в ней заряда (по оси абсцисс) без поправки на заряд при восстановлении трека (слева) и с поправкой (справа)

Данный алгоритм был разработан ранее и использовался для калибровки сборки из 18 модулей детектора FHCAL на стенде в ИЯИ. В ходе разработки нового программного комплекса для обработки данных детектора алгоритм восстановления и отбора треков космических мюонов был реализован заново, поскольку исходный программный код более не поддерживался. Для сравнения результатов данные, набранные на стенде в ИЯИ, были обработаны новой программой.

На рисунке 20 представлено сравнение результатов калибровки одного из модулей, полученных с помощью старой (синие точки) и новой (красные точки) программ. Видно, что результаты хорошо согласуются. Незначительное расхождение между ними объясняется небольшими различиями в алгоритмах отбора треков, вычислении траектории мюона и значениях параметров отбора событий.

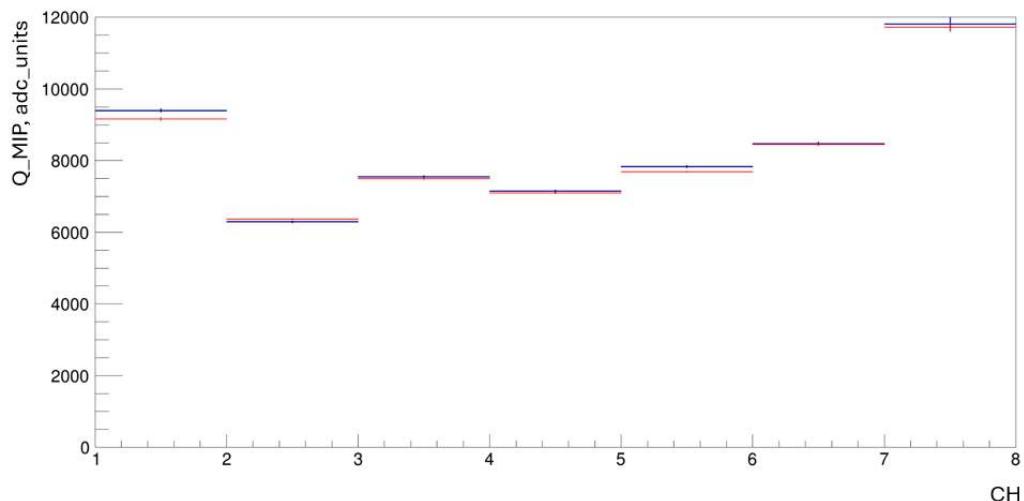


Рисунок 20 – Зависимость среднего положения заряда в ячейке модуля калориметра от номера ячейки, рассчитанная по двум алгоритмам восстановления треков космических мюонов: реализованного ранее (синий), и реализованного в новом программном комплексе (красный)

Размер ячейки калориметра составляет $150 \times 150 \times 120$ мм, что не позволяет восстановить трек мюона с высокой точностью. Расчет эквивалентного пробега мюона в сцинтилляторе является верным лишь в среднем, поскольку геометрия детектора неодинакова для вертикальной и горизонтальной осей.

Зарядовые спектры от горизонтальных мюонов, прошедших через один модуль вдоль линии пучка, являются эталонными, так как для них не требуется восстановление трека и поправка на длину пробега. Однако для набора 100 событий на канал для горизонтальных мюонов требуется несколько дней. Это затрудняет периодическую калибровку детектора для отслеживания коэффициентов усиления и старения детектора во время сеанса на ускорителе.

В связи с этим, помимо алгоритма калибровки по восстановленным трекам, был реализован алгоритм отбора окологоризонтальных событий, повышающий статистику в десять раз и менее чувствительный к точности расчета пробега мюона в ячейке. Для отбора окологоризонтальных мюонов для каждого трека вычисляется «амплитуда трека» вдоль каждой оси как разница между максимальной и минимальной координатой ячеек в треке (целое значение, соответствующее положению ячейки в калориметре).

На рисунке 21 представлены зависимости заряда в ячейке (с поправкой на длину пробега) от «амплитуды трека»: слева — от амплитуды вдоль оси пучка (Z), справа — от суммы амплитуд по X и Y при амплитуде $Z = 6$. Из этого рисунка видно, что зарядовый спектр, используемый для калибровки, зависит от «амплитуды трека». В качестве окологоризонтальных событий отбираются треки с амплитудой $Z = 6$ и $X + Y \leq 2$. Как будет

показано далее, такой отбор дает хорошее соответствие результатов калибровки с калибровкой по горизонтальным мюонам, увеличивая статистику на порядок.

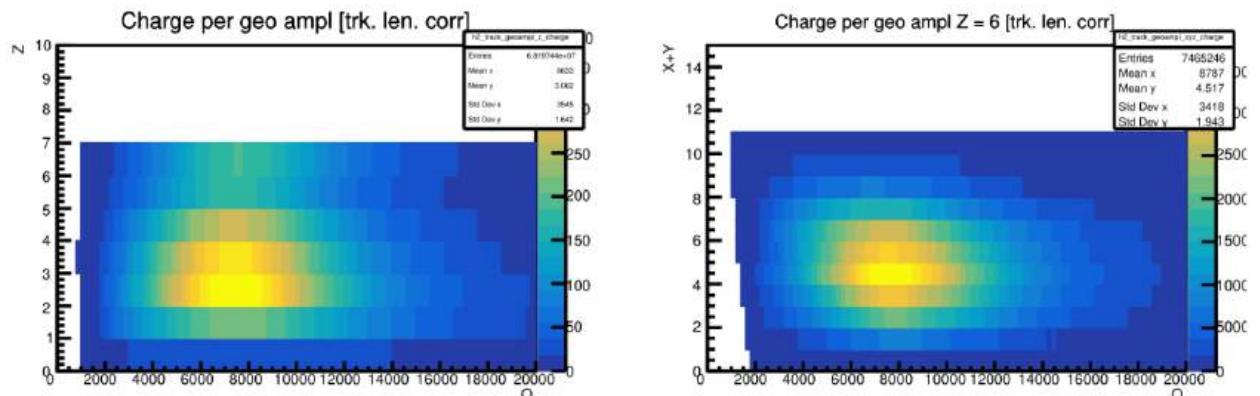


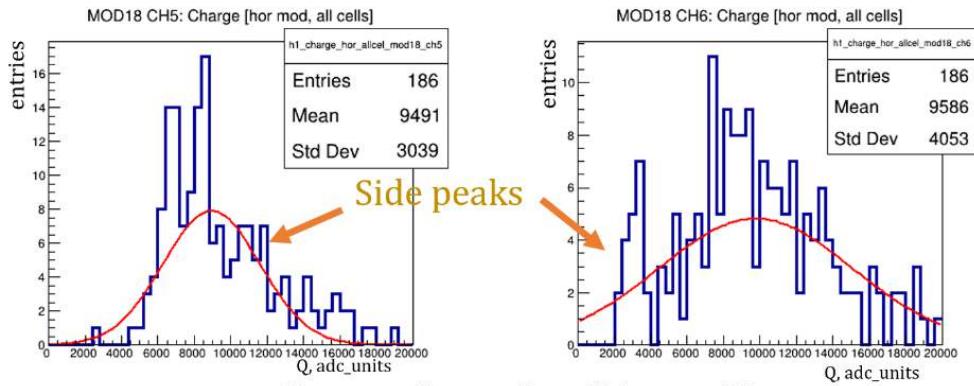
Рисунок 21 – Зависимость заряда в ячейке от амплитуды трека: слева — от амплитуды вдоль оси пучка (Z); справа — от суммы амплитуд по X и Y при амплитуде $Z = 6$

Несмотря на строгий отбор событий и комплексную процедуру восстановления трека мюонов, в статистику могут попадать шумовые события, события с повышенным энерговыделением от остановки мюона в ячейке, а также события с искаженным энерговыделением, связанным с прохождением мюона не через всю ячейку (ошибка поправки на длину пробега). Исходя из соображения, что минимальное энерговыделение от мюона с верной поправкой на длину пробега должно быть сопоставимо во всех ячейках трека, был реализован алгоритм кластеризации для отбора зарядов в треке путём разбиения их на группы.

Алгоритм кластеризации позволяет разбить ячейки в треке на группы с наиболее близкими между собой значениями заряда и выбрать для калибровки группу с наибольшим количеством ячеек (минимум 4 ячейки). Алгоритм кластеризации реализован на базе простейшего метода k -means. Изначально выбирается $N (=5)$ групп с центрами, равномерно распределёнными во всём диапазоне выборки зарядов в треке. На каждой итерации значение каждого заряда присваивается группе с ближайшим центром, после чего центр («центр тяжести») каждой группы пересчитывается на основе принадлежащих к ней зарядов. Если центры групп расположены близко друг к другу (расстояние $\approx 0,3$ МП), они объединяются. Итерации повторяются до схождения результатов кластеризации.

На рисунке 22 представлены примеры двух зарядовых спектров для горизонтальных мюонов: без отбора по кластеризации зарядов в треке (сверху) и с отбором (снизу). Видно, что отбор группы зарядов в треке позволяет избавиться от вторичных пиков, что делает калибровку более точной.

All fired cell in module



Charge clustering (hits ≥ 5)

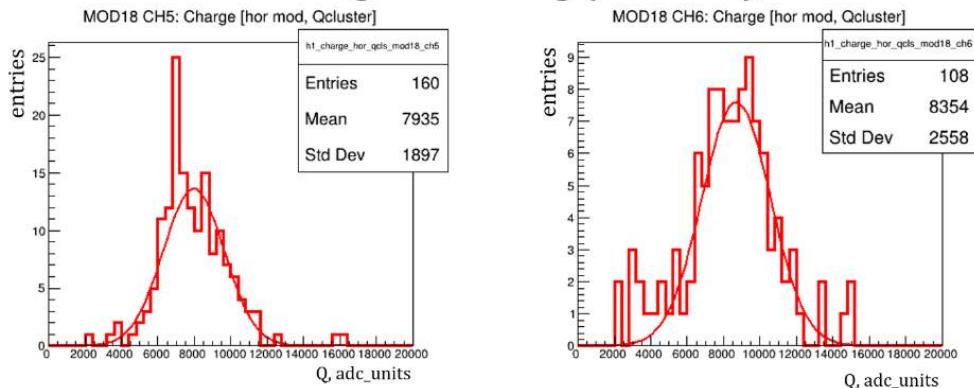


Рисунок 22 – Зарядовые спектры для двух каналов для горизонтальных мюонов: без отбора по кластеризации зарядов в треке (сверху) и с отбором (снизу)

На рисунке 23 (слева) представлены результаты калибровки модуля №16 для всех отборов: все восстановленные треки (чёрный), горизонтальные треки (синий) и окологоризонтальные треки (красный). На рисунке 23 (в центре) представлено распределение отношений результатов калибровки всех каналов детектора для горизонтальных и окологоризонтальных треков; справа – отношение для горизонтальных и всех восстановленных треков.

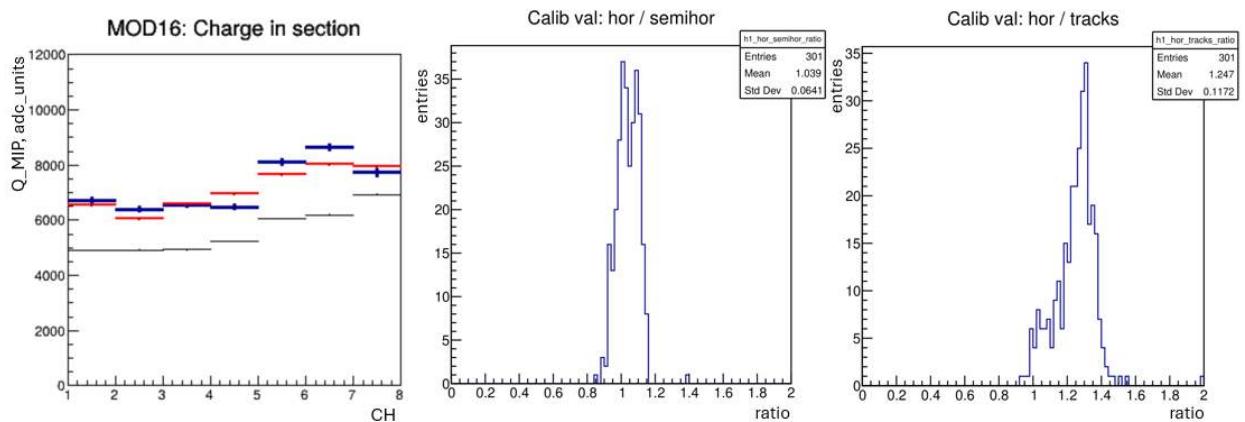


Рисунок 23 – Слева: результаты калибровки модуля №16 для всех отборов: все восстановленные треки (чёрный), горизонтальные треки (синий) и окологоризонтальные треки (красный). В центре – распределение отношений результатов калибровки для горизонтальных и окологоризонтальных треков. Справа – отношение для горизонтальных и всех восстановленных треков

Можно сказать, что калибровка по окологоризонтальным трекам хорошо совпадает с эталонной калибровкой по горизонтальным трекам, а калибровка по всем восстановленным трекам имеет систематическое отклонение, схожее для всех каналов.

В результате для калибровки по эталонным горизонтальным трекам требуется набор данных с космическими мюонами продолжительностью не менее трех дней. Для получения предварительной калибровки по окологоризонтальным трекам требуется набор данных в течение нескольких часов. Для набора достаточной статистики для калибровки по всем восстановленным трекам достаточно 10 минут. Такая калибровка может использоваться для отслеживания дрейфа калибровочных коэффициентов по относительным измерениям в течение сеанса.

На рисунке 24 представлены результаты итоговой калибровки модулей одного плеча калориметра по данным, набранным в течение четырёх дней (89 часов набора) с индивидуальным порогом для каждого канала. Всего событий (сработавших ячеек) – 250M; событий в реконструированных треках – 64M (25,6%); событий в окологоризонтальных треках – 1M (0,4%); событий в горизонтальных треках – 104 343 (0,042%).

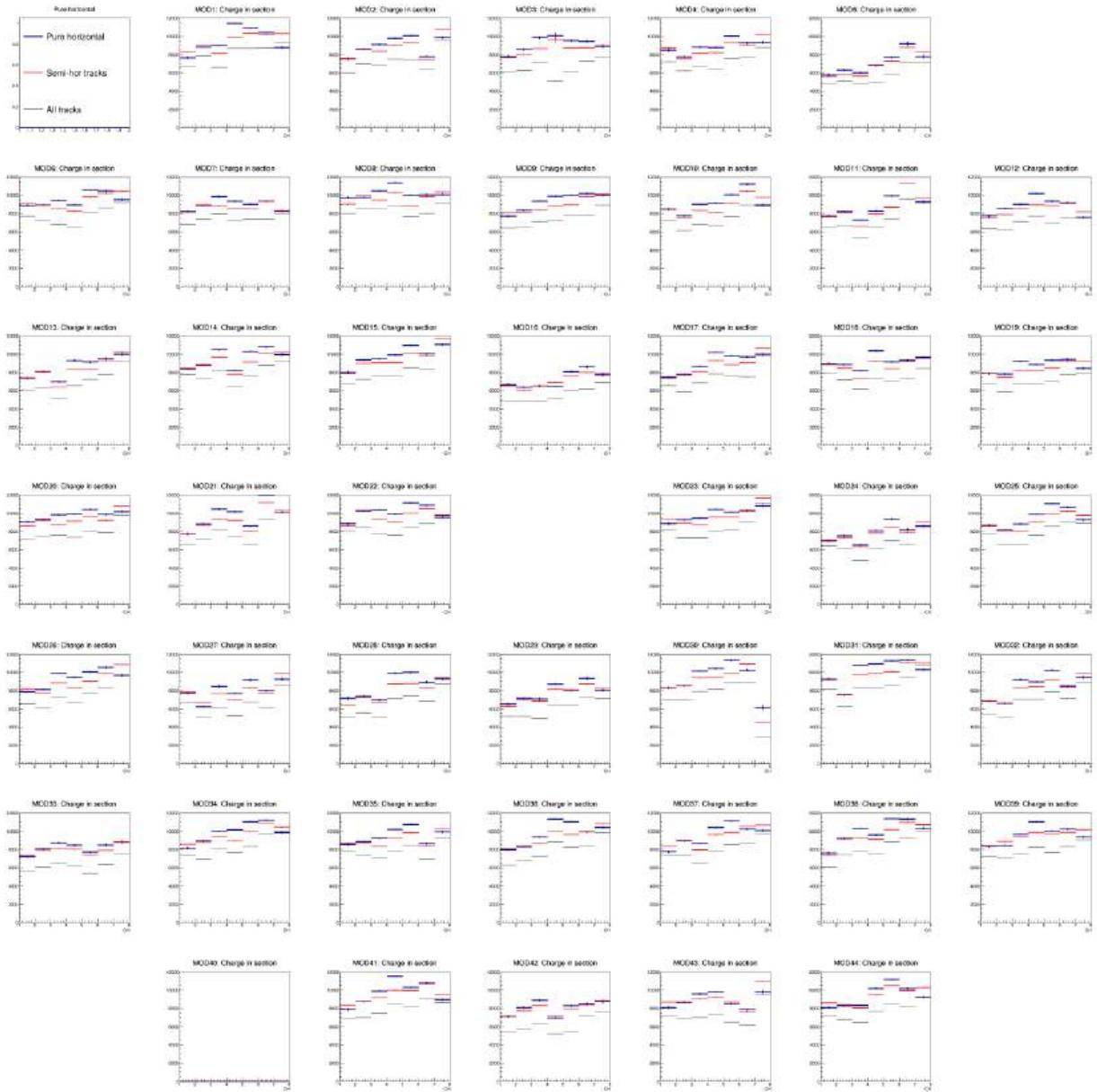


Рисунок 24 – Результат калибровки всех модулей плеча калориметра. Показаны зависимости коэффициентов калибровки от номера ячейки в каждом модуле для трех случаев: все восстановленные треки (чёрный), горизонтальные треки (синий) и окологоризонтальные треки (красный)

2.5. Моделирование образования нейтронов, протонов и легких фрагментов на фиксированных мишенях в эксперименте MPD

В данной работе модель ультрапрелятистской квантовой молекулярной динамики (UrQMD) [34, 35] была связана с набором моделей, называемых Ablation Monte Carlo (AMC) [36-38], для идентификации возбужденных фрагментов-спектраторов по завершении моделирования UrQMD столкновений ядер, а затем для моделирования распада спектраторов. Подход UrQMD-AMC сочетает в себе алгоритм кластеризации минимального связующего дерева (MST), который связывает отдельные нуклоны с возбужденными кластерами, называемыми префрагментами, с моделями распада возбужденных ядер из

библиотеки Geant4. Соответствующая модель распада префрагментов выбирается на основе их массы и энергии возбуждения и включает модели ядерного испарения, статистической мультифрагментации и распада Ферми (Fermi break-up). Такая гибридная модель UrQMD-AMC была проверена путём сравнения её результатов с измеренными распределениями нейтронов, образующихся при взаимодействии $600A$ МэВ ^{124}Sn с ^{124}Sn по множественности и быстроте, и распределениям по поперечному импульсу легких фрагментов из столкновений $10,6A$ ГэВ ^{197}Au с ядрами фотоэмulsionии. Этот подход дополняет историю отдельных нуклонов в взаимодействующих в ходе столкновения ядер, смоделированного с помощью UrQMD, процессами кластеризации нуклонов. Это позволяет также моделировать образование спектаторных ядерных фрагментов, которые не образуются в модели UrQMD.

2.5.1. Гибридная модель UrQMD-AMC

В данном исследовании версия 3.4 модели UrQMD [34, 35] была соединена с кластеризацией MST и статистическими моделями распада, которые ранее использовались в модели AAMCC-MST [36-38]. В этом гибридном подходе первичная эволюция столкновения ядер моделируется с использованием модели UrQMD для первых нескольких сотен fm/c . Продолжительность времени эволюции в UrQMD рассматривается как параметр модели UrQMD-AMC. В данной работе она установлена на $100 \text{ fm}/c$, поскольку в диапазоне начальных энергий столкновений на NICA большинство столкновений нуклон-нуклон происходит раньше $90 \text{ fm}/c$. Как показано моделированием UrQMD, среднее число столкновений нуклон-нуклон в основном перестает расти при $100 \text{ fm}/c$, а в дальнейшем число нуклонов-спектаторов остается примерно постоянным во времени.

По завершении моделирования UrQMD информация обо всех частицах и их истории столкновений записывается в файл. Часть AMC считывает файл, чтобы идентифицировать нуклоны, которые избежали как упругих, так и неупругих столкновений и поэтому считаются спектаторами. Затем алгоритм MST-кластеризации используется для идентификации нуклонов-спектаторов, связанных в спектаторные префрагменты [37]. Кластеризация MST моделируется в координатном пространстве, и соответствующий параметр кластеризации устанавливается равным $1,8 \text{ fm}$ [37].

В модели UrQMD столкновение ядер моделируется путем распространения нуклонов обоих сталкивающихся ядер по их индивидуальным классическим траекториям. В ходе эволюции UrQMD моделируются стохастические упругие и неупругие столкновения нуклонов. Очень важным вопросом является то, может ли образование префрагментов происходить раньше, до момента последнего столкновения нуклонов. В таком сценарии динамического процесса образования префрагменты, распространяющиеся в

непосредственной близости друг от друга и от свободных нуклонов, могут разрушаться, а затем образовываться заново, а также могут обмениваться нуклонами. Как отмечается в работе [39], распознавание кластеров/префрагментов, например, с помощью алгоритма Spanning Tree, становится очень неоднозначным в этом сценарии. Метод, использованный авторами работы [39], а также наша реализация MST дают надежные результаты только в более поздние моменты времени, когда префрагменты стабилизировались, то есть большинство составляющих их нуклонов остаются связанными. Целостность и стабильность префрагментов должна быть подтверждена их пространственным разделением друг от друга и отсутствием дальнейших столкновений нуклонов в более позднее время после химического и кинетического застывания, обычно выше 100 фм/с. Предположение о формировании фрагментов по завершении симуляций UrQMD принято в других работах, в частности, посвященных формированию гиперядер, см., например, работу [40].

В результате кластеризации создаются возбужденные префрагменты, и их энергии возбуждения рассчитываются с использованием одного из трех вариантов: (1) формула Эриксона, основанная на модели частица-дырка [41]; (2) параболическое приближение ALADIN [42], которое настроено для описания данных фрагментации для легких и тяжелых ядерных систем; и (3) комбинация формулы Эриксона для периферийных столкновений ядро-ядро и приближения ALADIN в остальных случаях.

Подход (3) был использован для всех расчетов в данной работе. Распад возбужденных префрагментов был в конечном итоге смоделирован с использованием моделей испарения и статистической мультифрагментации (SMM) из набора инструментов Geant4 [21], версия 10.4, и модели распада Ферми (FBU) из набора инструментов Geant4, версия 9.6. Все три модели распада участвуют в распаде возбужденных ядер: модель FBU используется для моделирования распада ядер с $A < 20$ и $Z < 9$; модель испарения используется для моделирования распада умеренно возбужденных более тяжелых ядер; а модель SMM используется для более тяжелых ядер с энергией возбуждения выше 3 МэВ/нуклон. Эффекты кулоновского отталкивания, в частности между протонами спектаторной материи, включены в наше моделирование с помощью AMC, подробности см. в нашей работе [43].

UrQMD предоставляет два варианта моделирования событий столкновений [34]. Первый вариант (режим Skyrme) реализует плотность-зависимые силы нуклон-нуклон. Второй вариант (режим каскада) реализует моделирование UrQMD без учета нуклон-нуклонных сил, зависящих от плотности. Стоит отметить, что моделирование в режиме каскада выполняется значительно быстрее, чем в режиме Skyrme.

2.5.2. Проверка модели UrQMD-AMC

Столкновения 10,64 ГэВ ^{197}Au с ядрами Ag в ядерной фотоэмulsionии были смоделированы с помощью UrQMD-AMC. Результаты по образованию заряженных фрагментов вперёд были сопоставлены с данными по фрагментации 10,6A ГэВ ^{197}Au в столкновениях с тяжелыми ядрами (ArBr) ядерной эмульсии [44, 45]. На рисунке 25 рассчитанная средняя множественность $\langle M_{(Z \geq 3)} \rangle$ фрагментов с $Z \geq 3$ представлена в виде функции от общего заряда Z_{bound} , связанного во фрагментах с $Z \geq 2$:

$$Z_{\text{bound}} = \sum_{(Z \geq 2)} Z_f.$$

Расчеты были выполнены с использованием двух режимов модели UrQMD: каскадного режима и режима Skyrme. Для упрощения расчетов в качестве мишени вместо ArBr использовались ядра серебра. Как видно из рисунка 25, данные по $\langle M_{(Z \geq 3)} \rangle$ [44] для $Z_{\text{bound}} < 40$ хорошо описываются UrQMD-AMC в обоих режимах расчета. Конкретная глобальная эволюция измеренного $\langle M_{(Z \geq 3)} \rangle$ с увеличением Z_{bound} является эффектом, известным как рост и падение мультифрагментации спектаторной материи с изменением центральности столкновения [46]. Величина Z_{bound} тесно связана с прицельным параметром столкновения. Хотя общая тенденция изменения $\langle M_{(Z \geq 3)} \rangle$ хорошо воспроизводится обоими вариантами расчета, результаты с вариантом Skyrme для $Z_{\text{bound}} > 40$ ближе к данным. Однако модель переоценивает $\langle M_{(Z \geq 3)} \rangle$ для $45 \leq Z_{\text{bound}} \leq 55$ на 20–25 % в обоих режимах.

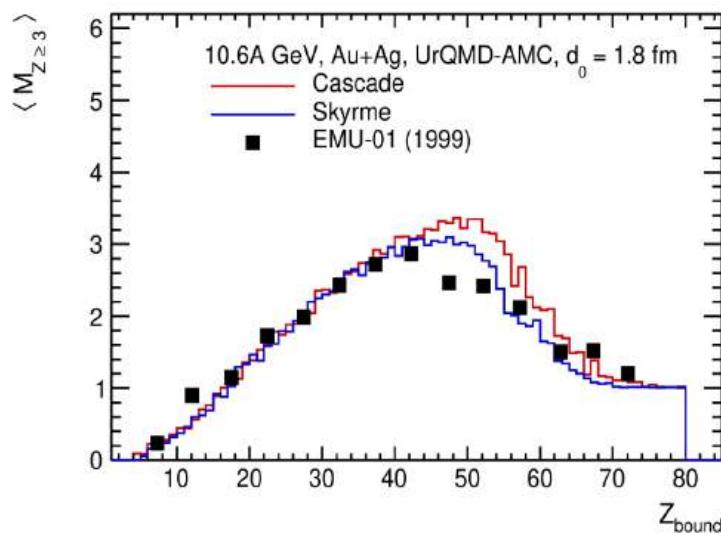


Рисунок 25 – Образование фрагментов с определёнными Z_{bound} во взаимодействиях 10,6A ГэВ ^{197}Au с ядрами Ag ядерной эмульсии, рассчитанных с помощью UrQMD-AMC в каскадном режиме (гистограммы с красной пунктирной линией) и с помощью сил Скрима (гистограммы с синей сплошной линией). Представлена средняя множественность фрагментов промежуточной массы в зависимости от общего заряда, связанного во фрагментах (подробности см. в тексте), точки представляют экспериментальные данные коллаборации EMU01 [44]

Модель UrQMD-AMC была также проверена с помощью распределения поперечного импульса Рт фрагментов $Z \geq 3$, измеренного в работе [45]. Рассчитанные распределения Рт сравниваются с данными на рисунке 26. Хотя положение максимума распределения и его абсолютное значение воспроизводятся при моделировании, расчеты с обоими вариантами UrQMD-AMC заметно занижают образование фрагментов $Z \geq 3$ выше 75 МэВ/с.

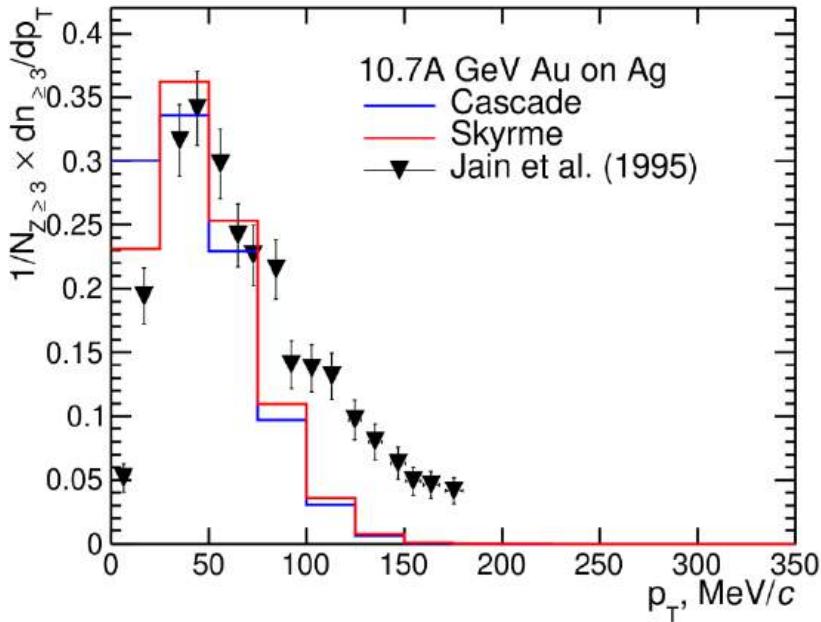


Рисунок 26 – Образование фрагментов с данным Рт во взаимодействиях 10,6А ГэВ ^{197}Au с ядрами серебра Ag ядерной фотоэмulsionи, рассчитанных с помощью UrQMD-AMC в каскадном режиме (красная пунктирная гистограмма) и с учетом сил Skyrme (синяя сплошная гистограмма). Точки представляют экспериментальные данные [45]

Поскольку столкновения ядер ^{124}Xe с мишенью CsI в качестве замены мишени ^{130}Xe были изучены в эксперименте BM@N [47], целесообразно проверить UrQMD-AMC с помощью измерений, выполненных для столкновений ядер с аналогичной массой. Недавние измерения нейтронов вперед в столкновениях ядер-снарядов ^{124}Sn с энергией 600A МэВ с мишенью ^{124}Sn [48] предоставляют ценные данные для проверки UrQMD-AMC.

На рисунке 27 представлена рассчитанная средняя множественность нейтронов-спектаторов от ядра-снаряда $\langle M_n \rangle$ в зависимости от Z_{bound} . Кроме того, стандартные отклонения рассчитанных $\langle M_n \rangle$ представлены в виде полос погрешности. Расчет UrQMD-AMC с использованием сил Skyrme хорошо описывает данные [48]. Однако расчет в каскадном режиме систематически занижает измеренное $\langle M_n \rangle$. Это указывает на то, что нейтроны в основном образуются на первом этапе моделирования UrQMD.

На рисунке 28 представлено распределение быстроты нейтронов-спектаторов в системе отсчета покоя излучающего ядра. Быстрота пучка обозначена как y_0 и вычитается

из быстроты нейтронов y_n , измеренной в лабораторной системе отсчета. Модель UrQMD-AMC с силами Skyrme лучше описывает данные [48] для нейтронов с $y_n < y_0$. Однако в обоих режимах расчета недооцениваются выходы очень прямых нейтронов с $y_n - y_0 > 0,3$.

Как видно, наилучшее описание образования нейтронов вперед в столкновениях $^{124}\text{Sn}-^{124}\text{Sn}$ получается с учетом сил Skyrme. Напротив, рассчитанные множественности фрагментов $Z \geq 3$, полученных в столкновениях Au–Ag, менее чувствительны к включению сил Skyrme.

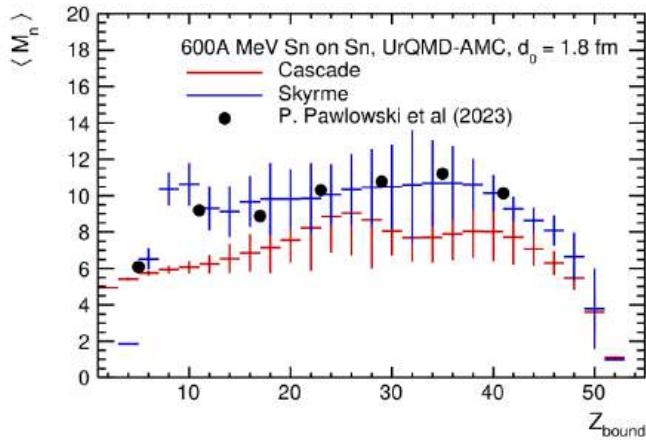


Рисунок 27 – Средняя множественность нейтронов в зависимости от Z_{bound} со стандартными отклонениями множественности, представленным интервалами погрешности. Расчет по модели UrQMD-AMC выполнен для столкновений 600A МэВ ^{124}Sn с ^{124}Sn . Точки обозначают измерения [48], другие обозначения такие же, как на рисунках 25 и 26

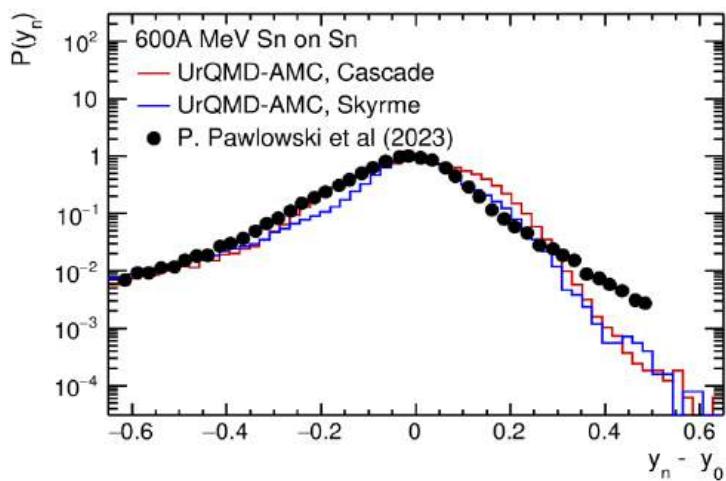


Рисунок 28 – Распределение нейтронов по быстроте в системе покоя излучающего их ядра, рассчитанное для столкновений 600A МэВ ^{124}Sn с ^{124}Sn . Точки обозначают измерения [48], другие обозначения такие же, как на рисунках 25 и 26

2.5.3. Образование нейтронов, протонов, дейtronов и α -частиц в столкновениях ^{124}Xe с неподвижной мишенью в экспериментах MPD и BM@N

После проверки гибридной модели UrQMD-AMC с помощью имеющихся экспериментальных данных можно рассчитать распределения псевдобыстроны нуклонов и легких фрагментов, которые будут измеряться в будущих экспериментах на NICA. В ходе недавних серий экспериментов BM@N были изучены столкновения ядер ^{124}Xe с энергией 3,8A ГэВ с мишенью CsI, эквивалентной мишени ^{130}Xe [47]. Ожидается, что физическая программа на коллайдере NICA начнется со столкновений одного из пучков ^{124}Xe в коллайдерном кольце с тонкой мишенью ^{184}W .

Распределения псевдобыстроны $dN / d\eta$, рассчитанные с помощью UrQMD-AMC для нейтронов (слева) и протонов (справа), образованных при фрагментации 3,8A ГэВ ^{124}Xe в экспериментах BM@N (вверху) и MPD (внизу) представлены на рисунке 29. Распределения демонстрируют два четких пика, соответствующих излучению от ядер мишени и ядер-снарядов, соответственно. Результаты моделирования UrQMD с использованием сил Skyrme, но без AMC, также показаны на рисунке 29. Как видно из сравнения результатов UrQMD-AMC и UrQMD, около 10% свободных нуклонов, образованных в событиях с минимальным отличием псевдобыстроны от псевдобыстроны излучающего их ядра, остаются связанными в фрагментах, как только активируется AMC. Высоты пиков, соответствующих нуклонам, испускаемым из ядер-снарядов ^{124}Xe , примерно равны в столкновениях с мишениями ^{130}Xe и ^{184}W . Однако, как и ожидалось, количество нуклонов с $\eta \approx 0$, испускаемых из более тяжелых ядер мишени ^{184}W по сравнению с ^{130}Xe , заметно выше. Результаты UrQMD-AMC для $dN / d\eta$, полученные в каскадном и режиме Skyrme, различаются. В каскадном режиме образуется гораздо меньше свободных нуклонов, что также означает более интенсивное торможение, поскольку соответствующие пики при $\eta = 0$ и быстроте пульса смещаются ближе друг к другу по сравнению с моделированием в режиме Skyrme.

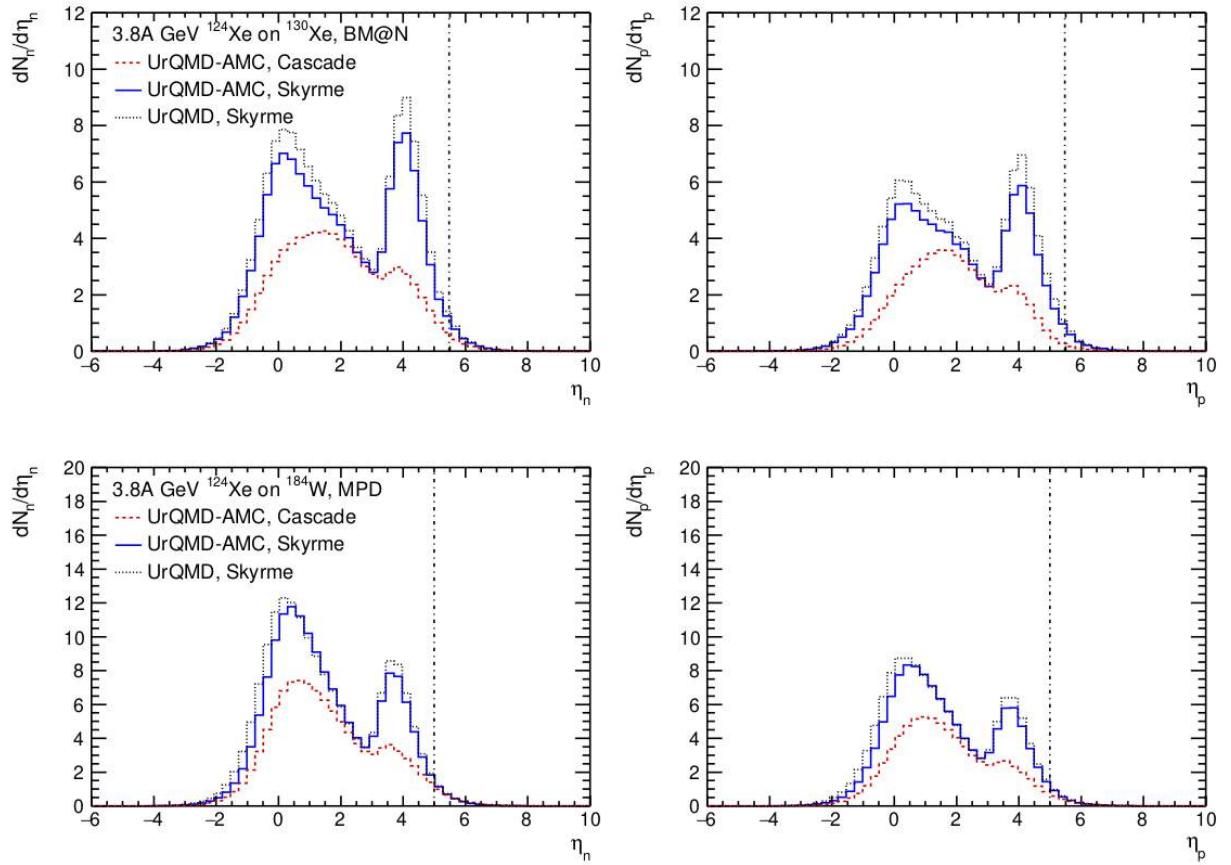


Рисунок 29 – Рассчитанные распределения псевдобыстроты нейтронов (слева) и протонов (справа) в результате столкновений 3,8А ГэВ ^{124}Xe с мишенью ^{130}Xe в эксперименте BM@N (вверху) и с мишенью ^{184}W в эксперименте MPD (внизу). Пунктирные вертикальные линии обозначают верхнюю границу интервала псевдобыстроты, охватываемого передними калориметрами в этих экспериментах

Распределения по псевдобыстроте $dN / d\eta$, рассчитанные с помощью UrQMD-AMC для дейtronов (слева) и альфа-частиц (справа), образованных при фрагментации 3,8А ГэВ ^{124}Xe в экспериментах BM@N (вверху) и MPD (внизу) представлены на рисунке 30. Интересно отметить, что в каскадном режиме UrQMD-AMC в столкновениях ^{124}Xe – ^{130}Xe образуется меньше дейtronов и альфа-частиц по сравнению с расчетами в режиме Skyrme. Напротив, моделирование ^{124}Xe – ^{184}W в каскадном режиме дает больше дейtronов и альфа-частиц, испускаемых из ядра-снаряда ^{124}Xe , по сравнению с режимом Skyrme. Это указывает на зависимость результатов моделирования, полученных в каскадном и режиме Skyrme, от размера мишени, а также демонстрирует типичные систематические погрешности моделирования, которые неизбежно распространяются на систематические погрешности расчетов акцептанса и эффективности, выполненных для экспериментов BM@N и MPD.

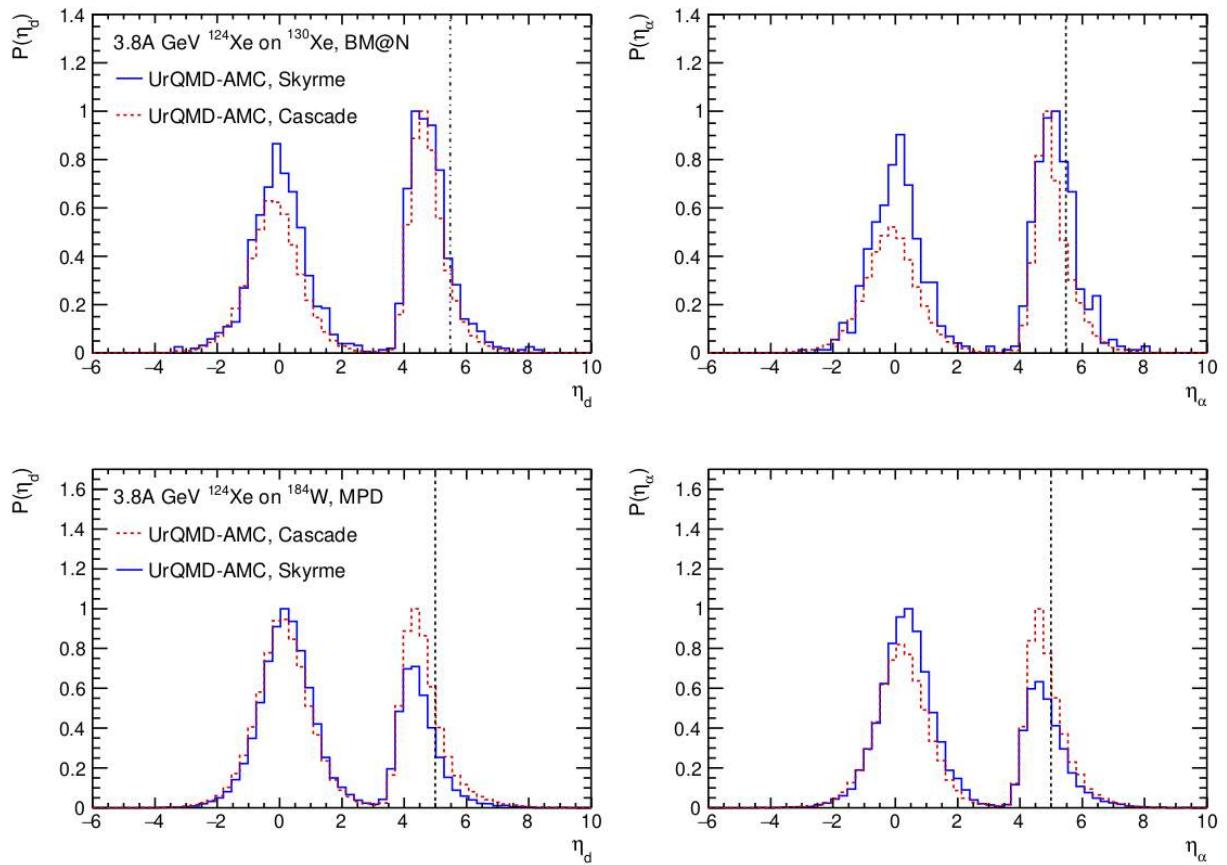


Рисунок 30 – То же, что и на рисунке 1.15, но для дейtronов (слева) и альфа-частиц (справа)

Пунктирные вертикальные линии на рисунках 29 и 30 соответствуют радиусу отверстия пучка и, таким образом, приблизительно обозначают верхнюю границу интервала по псевдобыстроте, который покрывается передними калориметрами BM@N и MPD. Как видно, только малое количество нуклонов не захватывается передними калориметрами, в то время как около трети альфа-частиц, как ожидается, проходят через отверстие пучка и остаются необнаруженными.

3. Разработка модернизированной магнитооптической структуры Нуклotronа, адаптированной для исследований электрического дипольного момента легких ядер

В рамках проекта ИЯИ РАН была выполнена работа по разработке модернизации магнитооптической структуры коллайдера НИКА и Нуклотрона, адаптированной для исследований ЭДМ.

Нами рассмотрены два варианта модернизации Нуклотрона [49]. В первом варианте будет исследована возможная магнитооптическая структура с сохранением всех свойств существующего ускорителя и дополнительно к этому, создающая условия проведения экспериментов по измерению электрического дипольного момента дейтрона за счет размещения на кольце электрических дефлекторов или фильтров Вина. Каждый из этих устройств позволит сохранять направление вектора спина вдоль направления пучка поляризованных частиц на кольце ускорителя. В первом варианте Нуклотрона все основные параметры Коллайдера, его критическая энергия, параметры электронного охладителя, остаются неизменными. Во втором варианте Нуклотрона предполагается сделать изменения в части согласования с Коллайдером. Неизменным остается энергия инжекция поляризованных протонов в Коллайдер на том же уровне 2-3 ГэВ. Но для исключения влияния прохождения критической энергии после электронного охлаждения предполагается подъем критической энергии в Коллайдере выше максимальной его энергии.

Дополнительно была разработана матричная техника анализа структур с учётом вращения спина благодаря магнитному дипольному моменту (МДМ) и электрическому дипольному моменту (ЭДМ). С помощью данной техники анализа структур получено направление инвариантной оси прецессии спина в структуре типа квази-замороженного спина. Показано, что оно не является строго радиальным, как в случае структуры типа замороженного спина. С помощью матричной техники анализа структур получен фактор ослабления ЭДМ-сигнала в структуре типа квази-замороженного спина относительно замороженного спина. На основании данных результатов сделан вывод о необходимой суперпериодичности структуры, состоящей из фильтров Вина и поворотных магнитов. Для частиц с относительно большим значением магнитной аномалии G , например, протонов, суперпериодичность должна быть больше, чем у частиц с малым значением G , например, дейтронов.

4. Источник поляризованных ионов

Предложенная схема источника поляризованных ионов с поперечной инжекцией пучка поляризованных атомов в накопительную ячейку, установленную в перезарядном плазменном ионизаторе источника, показана на рисунке 31.

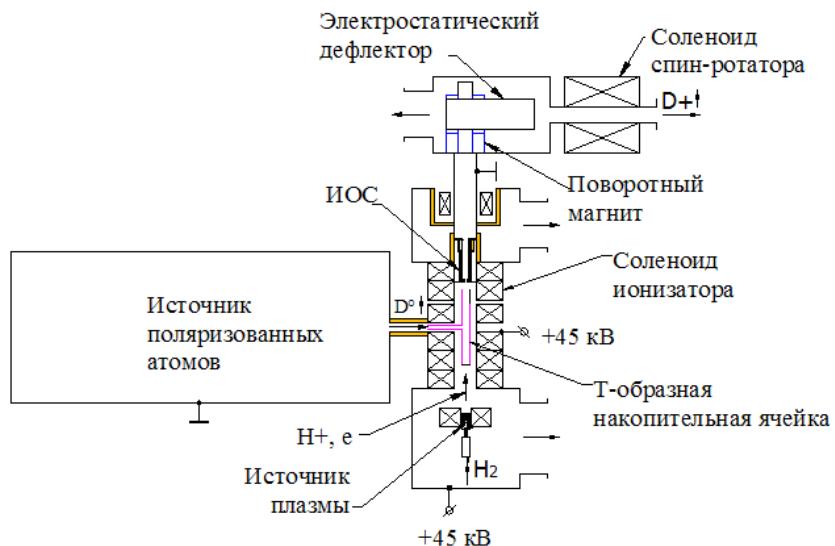


Рисунок 31 – Схема источника поляризованных ионов с использованием поперечной инжекции пучка поляризованных атомов накопительную ячейку в перезарядном плазменном ионизаторе

В этой схеме поляризованный атомарный пучок (в источнике поляризованных дейtronов – пучок поляризованных атомов дейтерия) инжектируется в накопительную ячейку через инжекционную трубку ячейки в направлении, перпендикулярном направлению плазменной струи и оси магнитного поля соленоида ионизатора. Плазма генерируется в источнике с дуговым разрядом с холодным катодом и инжектируется в накопительную ячейку вдоль оси магнитного поля. Поляризованные ионы возникают в накопительной ячейке в результате реакции перезарядки между поляризованными атомами и ионами плазмы, удерживаются в радиальном направлении магнитным полем и движутся в плазме к плазменному электроду ионно-оптической системы (ИОС), в которой происходит ускорение поляризованных и неполяризованных ионов из плазмы и формирование ускоренных ионных пучков. В поворотном магните пучки поляризованных и неполяризованных ионов разделяются из-за разной массы, после магнита импульс пучка поляризованных ионов направлен вертикально. В электростатическом дефлекторе происходит поворот пучка поляризованных ионов на 90 градусов в горизонтальное направление без изменения направления спина. В соленоиде спин-ротатора спин переводится в вертикальное направление.

В данной схеме источника поляризованных ионов энергия ускоренных в ионизаторе ионов может быть повышена по сравнению с существующим в ОИЯИ источником SPI (Source of Polarized Ions), так как в отличие от SPI в схеме с поперечной инжекцией атомарного поляризованного пучка поворотный магнит и ИОС не находятся на пути инжекции атомарного пучка в плазменный перезарядный ионизатор. Поэтому увеличение энергии и соответствующее увеличение размеров ИОС и поворотного магнита не влияют на эффективность инжекции атомарного пучка в накопительную ячейку в плазменном перезарядном ионизаторе. Увеличение энергии позволит повысить эффективность транспортировки пучка поляризованных ионов через электростатический дефлектор, в котором компенсация пространственного заряда нарушается из-за действия электрического поля дефлектора.

4.1. Ионно-оптическая система плазменного перезарядного ионизатора

Схематический чертеж разработанной ИОС на энергию ускорения ионов 45 кэВ, установленной в соленоиде плазменного ионизатора показан на рисунке 32.

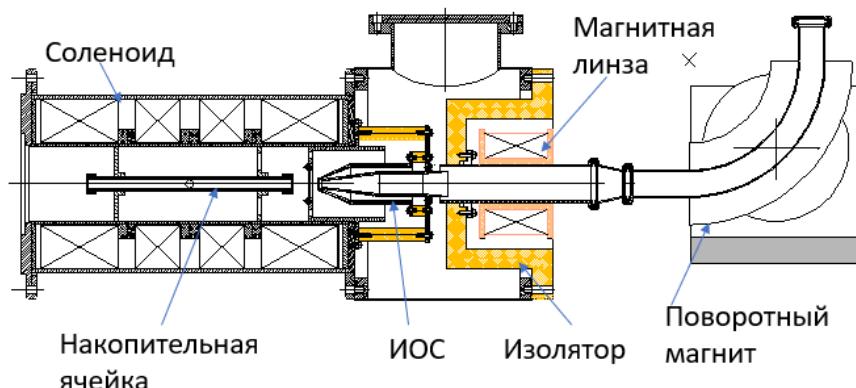
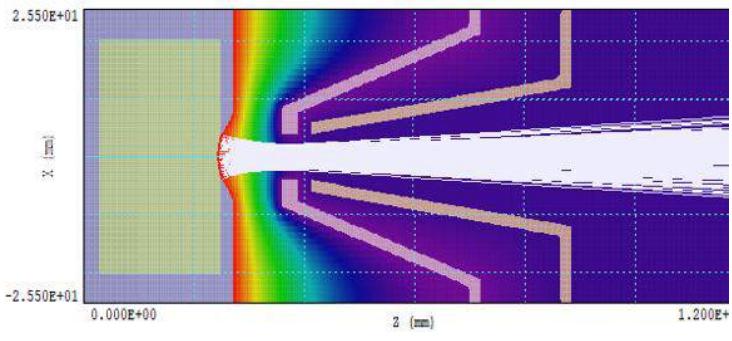


Рисунок 32 – Схематический чертеж ИОС на энергию ускорения ионов 45 кэВ, установленной в соленоиде ионизатора и поворотного магнита

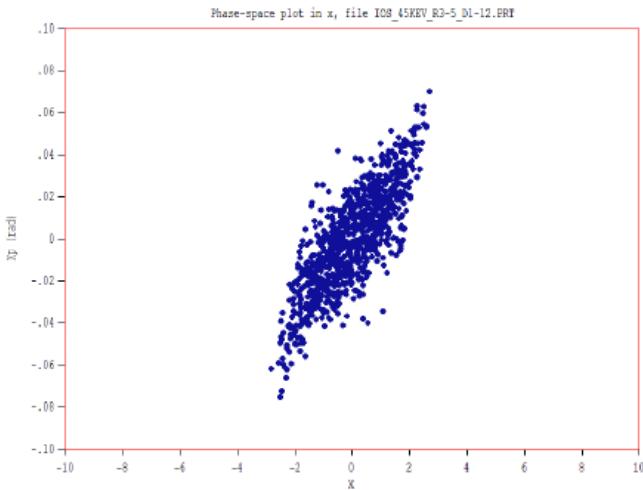
Ионный пучок ускоряется в трехэлектродной ИОС, после которой формируется расходящийся ионный пучок, который состоит из поляризованных и неполяризованных ионов. Фокусировка пучка магнитной линзой обеспечивает оптимальное прохождение пучком поляризованных ионов поворотного магнита.

Пример моделирования ускорения ионного пучка с использованием программного пакета Omnitrac [50] показан на рисунке 33 для неполяризованного пучка протонов с импульсным током 130 мА при ускорении в трехэлектродной ИОС с радиусом эмиссионной апертуры 3,5 мм до энергии 45 кэВ. На рисунке 33а показан траекторийный портрет ускоренного протонного пучка, а на рисунке 33б – фазовый портрет. Первый (плазменный) электрод находится под потенциалом, равным +45 кВ, по отношению к третьему,

заземленному электроду, второй электрод ИОС – под потенциалом минус 3,5 кВ. Второй и третий электроды ИОС – бессеточные, первый, плазменный электрод имеет мелкоячеистую сетку, фиксирующую плазменную границу.



A)



Б)

Рисунок 33 – Пример моделирования ускорения ионного пучка в ИОС траекторного (А) и фазового (Б) портрета ускоренного до 45 кэВ протонного пучка с импульсным током 130 мА. Нормализованный эмиттанс ускоренного пучка – 0,64 π мм мрад (4 rms)

Ионная температура в моделировании была принята равной 5 эВ. Моделирование показывает, что эмиттанс ускоренного пучка определяется в основном первоначальным разбросом поперечных скоростей ионов и равен $0,65 \pi \text{ мм мрад}$ (4 rms, norm). Расходимость сильноточного ионного пучка равна 70 мрад. Для дальнейшей транспортировки пучка в поворотном магните и ограничения его апертуры требуется дополнительная фокусировка, для чего предполагается использовать магнитную линзу. Использование магнитной линзы в данном случае не приводит к изменению направления спина поляризованных дейtronов или протонов, так как направление магнитного поля в линзе совпадает с направлением спина ускоренных в ИОС поляризованных ионов. Из-за адиабатичности спинового движения поляризованных атомов с тепловой энергией, направление спина в атомах, инжектированных в накопительную ячейку в соленоиде плазменного ионизатора, совпадает

с направлением магнитного поля соленоида ионизатора, а в ИОС ионный пучок ускоряется в направлении оси соленоида ионизатора.

Моделирование транспортировки пучка показывает, что для фокусировки пучка дейtronов с энергией 45 кэВ необходима магнитная линза с числом ампер-витков до $1 \cdot 10^5$ А. Учитывая импульсный режим работы источника поляризованных ионов SPI с частотой повторения импульсов не более 0,2 Гц, представляется целесообразным также использовать импульсный режим работы магнитной линзы. Это позволяет реализовать компактную конструкцию линзы. Технические параметры линзы представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Технические параметры магнитной линзы

Наименование параметра	Численное значение
Импульсное магнитное поле	0,8 Тл
Число ампер-витков	$1 \cdot 10^5$ А
Импульсный ток обмотки	300 А
Число витков	330
Диаметр провода (по меди)	3 мм
Сопротивление обмотки	0,35 Ом
Длина катушки линзы	0,1 м
Внутренний диаметр	56 мм
Наружный диаметр	150 мм

На рисунке 34 показано аксиальное распределение магнитного поля, создаваемого магнитной линзой при параметрах линзы, указанных в таблице 1.

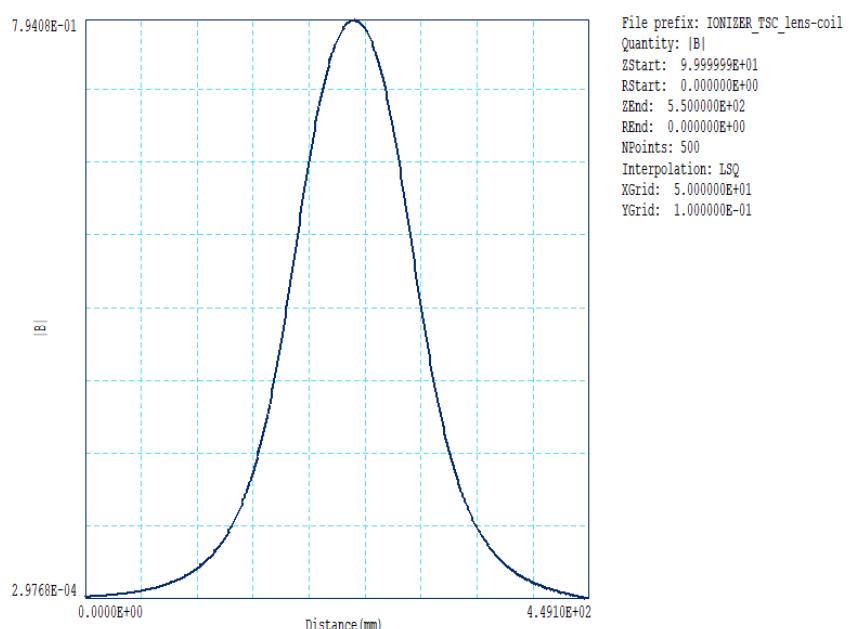


Рисунок 34 – Распределение магнитного поля вдоль оси магнитной линзы при значении ампер-витков в катушке линзы $1 \cdot 10^5$ А

В центре линзы магнитное поле достигает значения 0,794 Т.

На рисунке 35 показан фазовый портрет пучка дейtronов после прохождения магнитной линзы с $IW = 6,5 \cdot 10^4$ А.

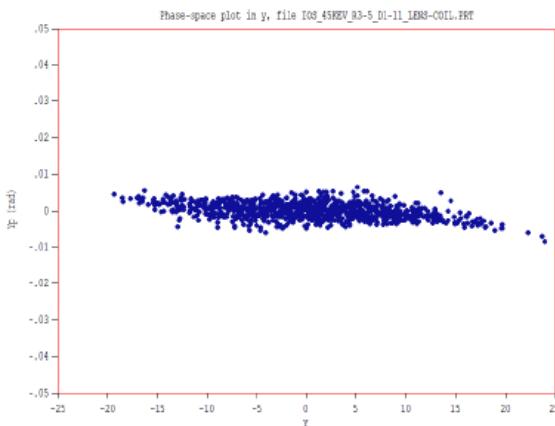


Рисунок 35 – Фазовый портрет пучка дейtronов с энергией 45 кэВ после прохождения магнитной линзы

Из данных, показанных на рисунке 35, следует, что расходящийся пучок дейtronов конвертируется линзой в слабо сходящийся. Среднеквадратический радиус пучка равен 11,7 мм, среднеквадратическая расходимость 2,3 мрад. Рост эмиттанса при фокусировке пучка магнитной линзой по результатам моделирования оказывается равным около 1%, что показывает отсутствие значительных aberrаций при фокусировке соленоидальной магнитной линзой с данными параметрами.

4.2. Анализирующий поворотный магнит

Анализирующий поворотный магнит предназначен для разделения пучка поляризованных ионов от сильноточного пучка неполяризованных ионов и для поворота пучка из горизонтальной плоскости в вертикальное направление, что является необходимым для обеспечения вертикального направления спина на выходе источника и для поляризованных протонов и дейtronов. Для симметричной фокусировки ионного пучка, что является существенным при инжекции в ускоритель с пространственно-однородной фокусировкой, принят вариант магнита с показателем спада поля $\frac{1}{2}$. Схематический чертеж магнита показан на рисунке 36.

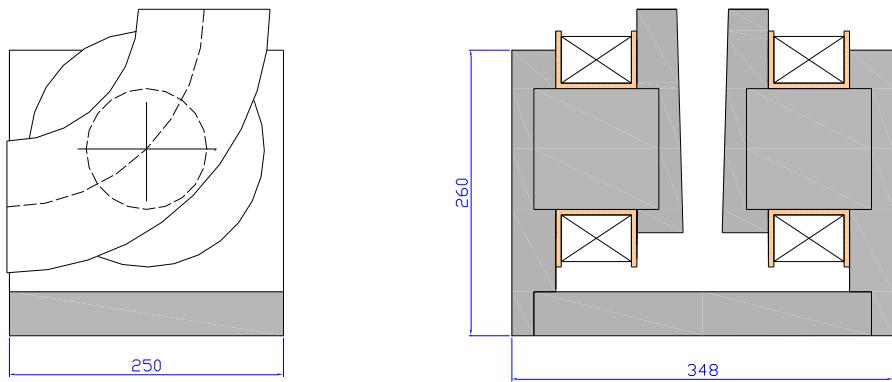


Рисунок 36 – Анализирующий поворотный магнит

Параметры магнита приведены в таблице 2.

Таблица 2 – Параметры анализирующего поворотного магнита

Наименование параметра	Численное значение
Угол поворота пучка протонов и дейtronов	90°
Радиус поворота пучков поляризованных ионов	0,18 м
Величина зазора между полюсами в месте осевой траектории поворота пучков	0,04 м
Показатель спада поля	1/2
Энергия поворачиваемых на 90° пучков протонов и дейtronов	45кэВ
Величина магнитного поля на осевой траектории для протонов	0,17 Т
Для дейtronов	0,24 Т
Суммарные ампер-витки двух обмоток магнита для поворота пучка дейtronов	до 10000
Материал ярма магнита	Сталь 10 гост 1050-2013
Число витков в каждой из двух катушек магнита	1000
Диаметр провода ПЭТВ – 2 (по меди)	1,5
Сопротивление провода в одной катушке	7 Ом

Габаритные размеры магнита показаны на рисунке 36.

3D моделирование магнита выполнялось программным пакетом Omnitrac [50]. На рисунке 37 показана расчетная модель магнита.

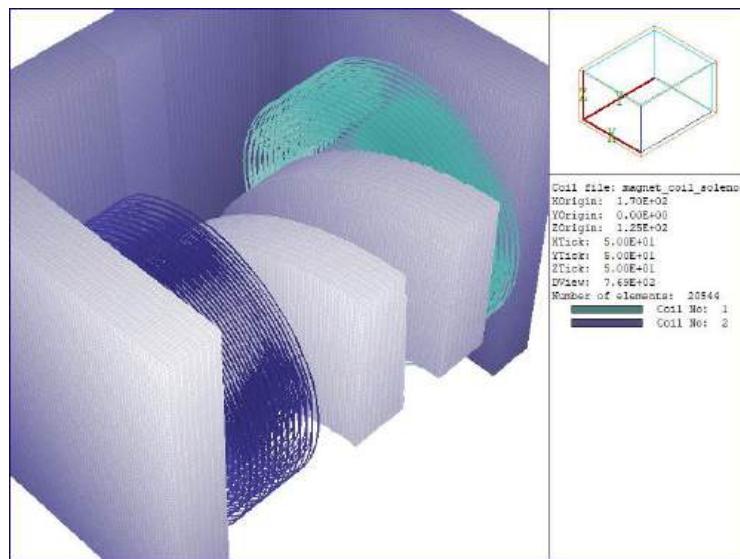


Рисунок 37 – Расчетная 3D модель магнита

На рисунке 38 показан пример расчета распределения магнитного поля между полюсами магнита в радиальном направлении для варианта поворота пучка дейtronов. Радиальный градиент поля соответствует расчетному градиенту для показателя спада поля $\frac{1}{2}$.

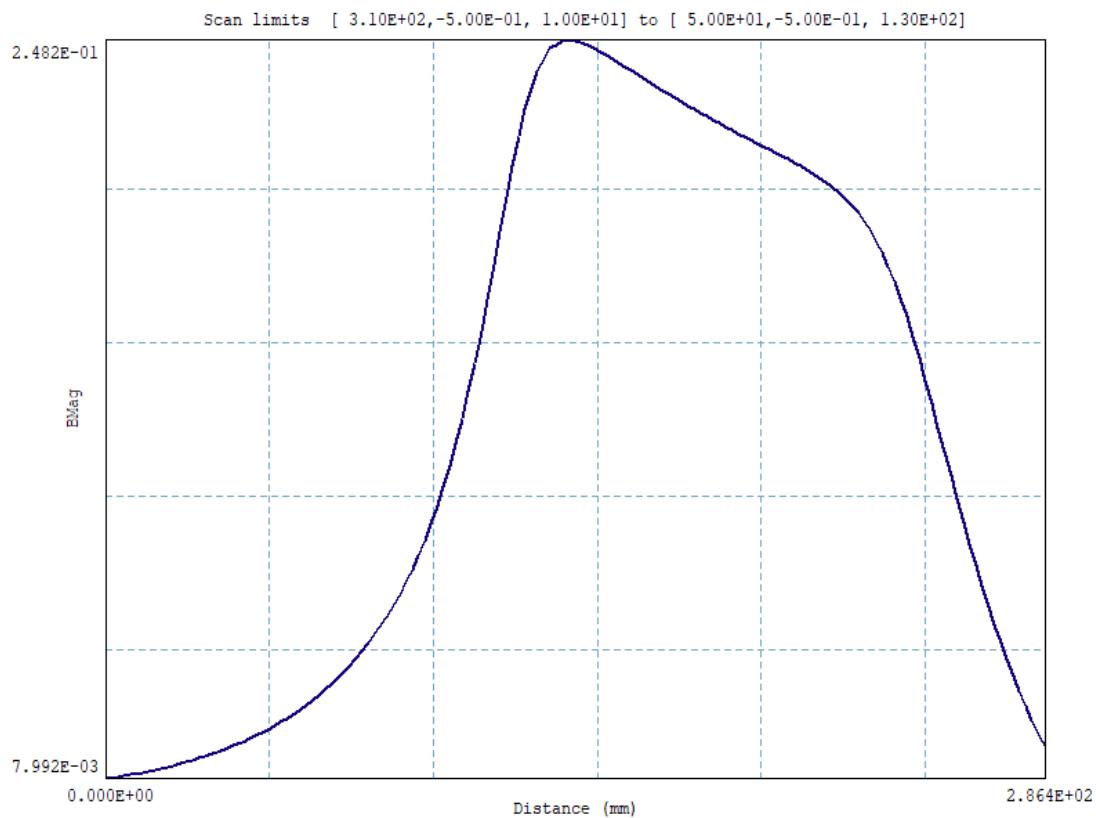


Рисунок 38 – Распределение магнитного поля между полюсами магнита в радиальном направлении

Фазовый портрет и поперечное сечение пучка дейtronов после прохождения магнита показан на рисунке 39.

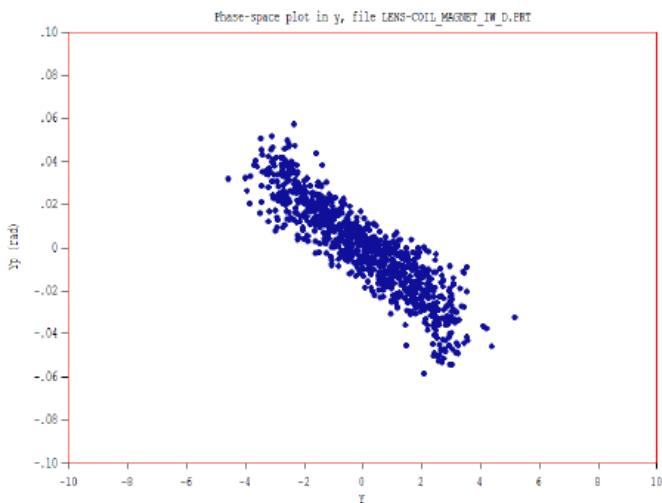


Рисунок 39 – Фазовый портрет пучка дейtronов после прохождения магнита

Эмиттанс пучка дейtronов после магнита равен $0,687 \pi$ мм мрад (4 rms, норм.).

При транспортировке пучка происходит рост эмиттанса около 6%, который связан с несовершенством распределения поля в магните, но увеличение эмиттанса не является значительным. Среднеквадратический радиус пучка (2,6 мм) и расходимость (50 мрад) удовлетворяют требуемым параметрам для дальнейшей транспортировки в канале вывода ионного пучка из источника поляризованных ионов ОИЯИ.

5. Исследования и разработки электроники ТОТ метода считывания для времяпролетного детектора на основе камер RPC

Задачи группы сотрудников ИЯИ РАН в эксперименте SPD NICA [13] сосредоточены на исследованиях и разработке многоканальной электроники считывания для времяпролетных камер RPC (рисунок 40).

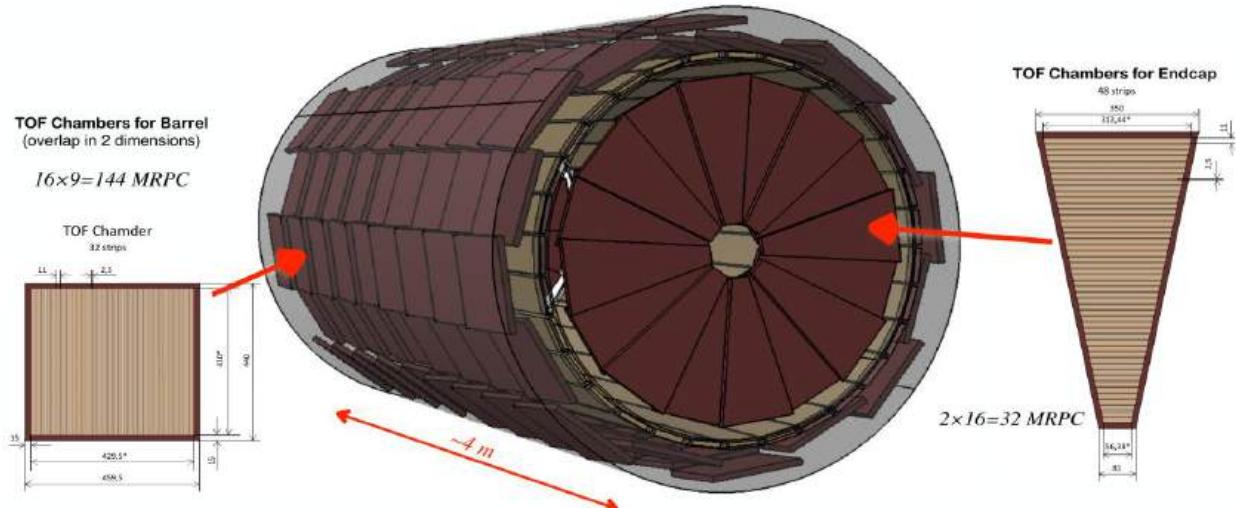


Рисунок 40 – Эксперимент SPD NICA, структура построения времяпролетного детектора на основе камер RPC

Сотрудниками ИЯИ РАН были созданы прототипы электроники (рисунок 41) считывания для времяпролетных камер RPC в количестве 16 шт. с общим числом 128 каналов считывания. Данная накамерная электроника создана на основе специализированной интегральной схемы NINO ASIC [15] для исследования электроники считывания для времяпролетных камер RPC, и преследуют цель получения предельно высокого временного разрешения не хуже 40 пс в системе камер с числом каналов считывания более 10 тыс., так и расширенное изучение свойств ТОТ метода измерения зарядов [14], которое необходимо для корректной постановки задачи построения многоканальной системы считывания.



Рисунок 41 – Многофункциональная электроника считывания для времяпролетных камер RPC и электромагнитного калориметра ECAL с дополнительными функциями и возможностями для изучения параметров TOT метода с различными камерами

В 2025 году на стенде для высокоточных временных измерений, который включает в себя накамерную электронику считывания для времяпролетных камер RPC в количестве 16 шт. (рисунок 42) с общим числом 128 каналов считывания и систему оцифровки временных интервалов с отсчетом 10 пс на базе многофункционального модуля Trigger Readout Board (TRB3), продолжились исследования, обозначенные выше.



Рисунок 42 – Электроника считывания в двух вариантах исполнения для подключений к различным детекторам (слева), и модуль оцифровки (справа) на 128 каналов с разрешением 10 пс на отсчет

В результате сбора данных на стенде (рисунок 43) космических частиц были получены первые спектры с различными комбинациями формирующих TOT функцию (функции ширины импульса) для дальнейшего сравнения и анализа.

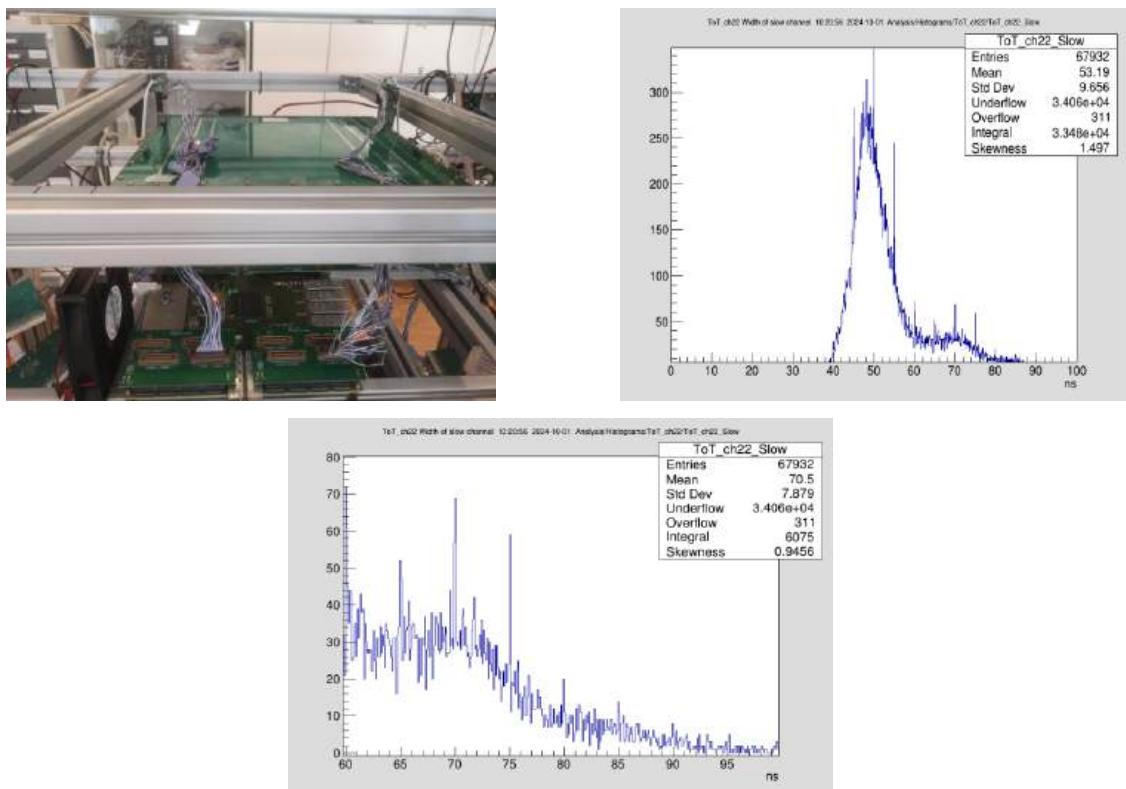
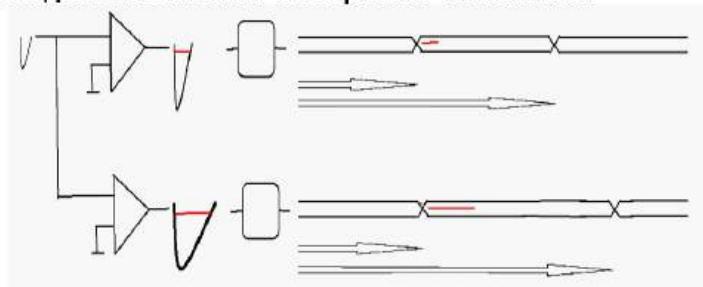


Рисунок 43 – Стенд для тестирования камер RPC на космических частицах, под пакетом камер расположена считающая электроника. Первые спектры ТОТ функции с наложением случайных и периодических шумовых срабатываний

В настоящее время набирается статистика и изучаются различные варианты формирования ТОТ функции (ширины импульсов), формируемые различными комбинациями фронтов импульсов, как это проиллюстрировано на рисунке 44.

Иллюстрация формирования ТОТ функции в комбинации быстрого и медленного каналов электроники считывания



Работа многохитового ВЦП верньерного типа.

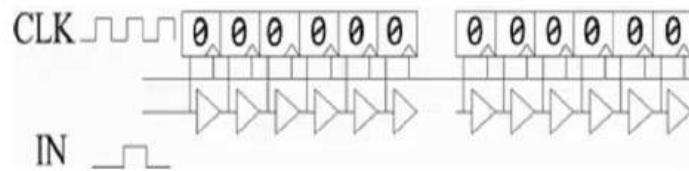


Рисунок 44 – Иллюстрация формирования ТОТ функции и оцифровки в многохитовом ВЦП верньерного типа

6. Создание специализированной интегральной микросхемы (СИМС) для времяпролетных детекторов

Впервые в России на отечественном производстве интегральных схем мы изготовили опытную партию специализированных интегральных схем для экспериментальной физики. Получены первые экземпляры специализированной интегральной микросхемы (СИМС) [17], созданной на современной технологической базе С-MOS 180 nm в ООО МИКРОН (Зеленоград) в рамках Федеральной программы создания СИМС Министерства науки и высшего образования России (рисунок 45). Прототипом разрабатываемой СИМС является NINO ASIC [15], созданный в ЦЕРН при участии сотрудников ИЯИ РАН. Несмотря на то что прототипу уже много лет, повторить его успех пока нигде в мире не удалось. Подробно ситуация разбирается в статье [16]. Высокотехнологичный NINO ASIC трудно повторить по параметрам, но мы намерены достичь этого благодаря профессиональному коллективу создателей. Также мы планируем дополнить его структуру (рисунок 46) необходимыми элементами, расширяющими его функционал для оптимальной реализации ТОТ функции.

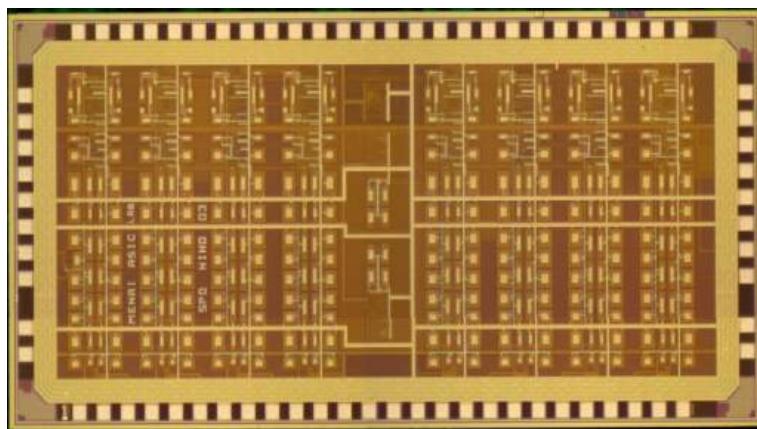


Рисунок 45 – Топология 8-канальной СИМС для времяпролетных применений содержит 72 контакта для разварки. СИМС выполнена по технологии С-MOS 180 nm в ООО МИКРОН (Зеленоград)

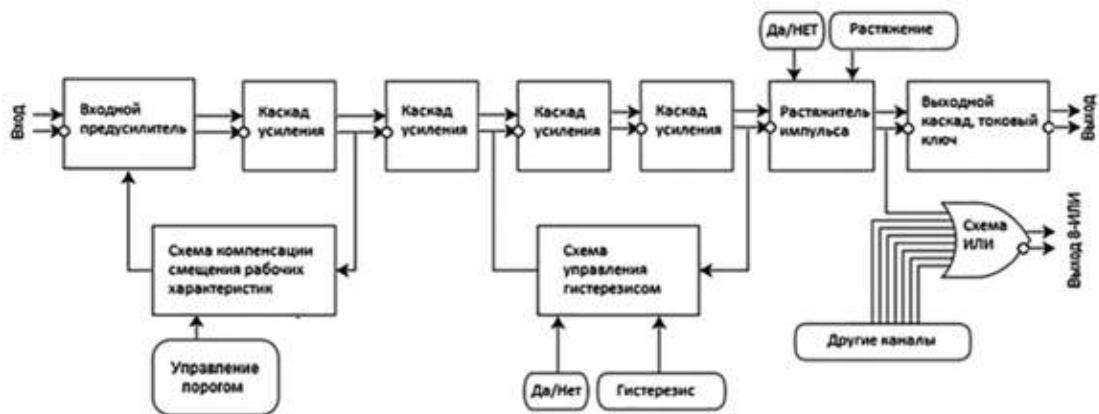


Рисунок 46 – Блок-схема канала интегральной схемы

Для тестирования новой СИМС была изготовлена партия специальных модулей для разварки чипов. Разварка чипов производилась в ЛФВЭ ОИЯИ штатным станком. На рисунке 47 показан новый времяпролетный СИМС, разваренный на тестовую плату.

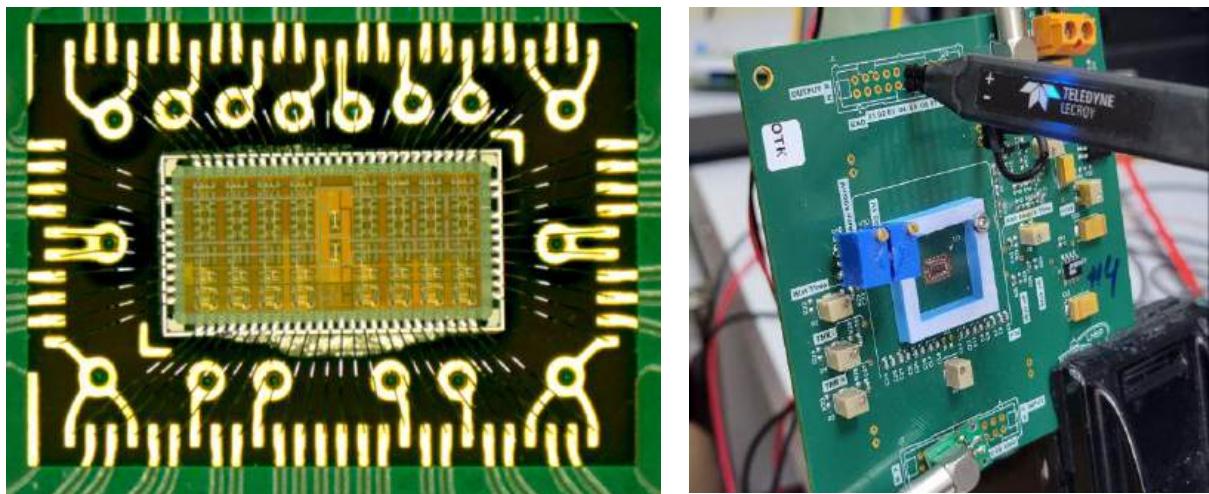


Рисунок 47 – Разварка СИМС на тестовую печатную плату (слева), тестовая плата целиком (справа)

Измерения на специальном стенде опытных экземпляров новой СИМС показали достаточно противоречивые характеристики. С одной стороны, лучшая отечественная технология С-MOS 180 nm в ООО МИКРОН обеспечила высокое качество, характеризующееся через произведение единичного усиления на полосу частот, что обеспечило прекрасные усилительные свойства с минимальным порогом 15 фКл и временным джиттером менее 10 пс. А с другой стороны, ориентированная на продукцию исключительно цифрового назначения технология не имеет опций для аналоговых схем, что ограничивает диапазон. В результате некоторые функции СИМС оказались полностью выключены из общего функционала схемы, оказавшись наиболее чувствительными к краевым эффектам технологии производства ООО МИКРОН.

В течение 2025 года проводилась работа по формированию постановки задачи для второго этапа создания СИМС, учитывающая дифференциальный принцип считывания времяпролетных камер RPC при помощи стрипов.

В следующей версии СИМС 2026 года будет разработана на основе полученного опыта, и будет сделана компенсация недостатков технологии за счет более развитых структурных и схемотехнических средств (см. таблицу 3).

Таблица 3 – Требуемые технические параметры СИМС RUNO v.2

Параметры ИС	
Технология	CMOS
Проектные нормы, нм	180
Напряжение питания, В	1,8
Количество каналов	8
Рассеиваемая мощность, мВт/канал	<30
3-й приоритет	
Время формирования, нс	1
1-й приоритет	
Входное сопротивление /дифференциальное, кОм	1 / 2
Коэффициент усиления предусилителя по напряжению, В/В	60
Линейный динамический диапазон предусилителя, (влияние на пороговую характеристику) фК	0÷100
Коэффициент преобразования для заряда, мВ/фКл	>2000
Напряжение смещения по входу (дифференциальное), мВ	<1-2
Шум (RMS), е	<2500
2-й приоритет	
Гистерезис, % от порога	0÷15
Порог дискриминатора, диапазон фКл	10÷100
Внешняя установка дифференциально	
Коэффициент преобразования по порогу, мВ/фКл	8÷10
Джиттер, пс	<5
При входном сигнале >100 фКл	
Time walk, пс	<500
Уровни выходных сигналов (дифференциальные) Задаются внешними элементами	Токовый ключ с открытыми стоками LVDS-совместимые
Диапазон выходных токов, мА	1÷6
Диапазон растяжения импульса, нс	0÷1000
Типовая длительность растянутого импульса, нс	15÷50
Разброс длительности импульса, %	<15
Кросс-ток между каналами, дБ	-50

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Задача «Эксперимент BM@N»

Проведен анализ экспериментальных данных с прототипа высокогранулярного нейтронного детектора HGND физического сеанса эксперимента BM@N по столкновению пучка ионов Xe с энергией 3,8 ГэВ на нуклон с мишенью CsI. В ходе анализа впервые были получены выходы нейtronов-спектаторов из центральных и полуцентральных столкновений, а также выходы нейtronов из электромагнитной диссоциации в реакции Xe+CsI, результаты опубликованы в работе [1] Приложения А.1. Электромагнитную диссоциацию релятивистских ядер в эксперименте можно рассматривать как источник хорошо-коллимированных высокоэнергетичных нейtronов с единичной множественностью на событие. Нейтроны-спектаторы и нейтроны из электромагнитной диссоциации будут использованы в предстоящих сеансах эксперимента BM@N для калибровки прототипа и полномасштабного HGND. Проведен анализ Reference Physics Lists (RPL), используемых при моделировании прототипа HGND в Geant4. Показано, что выбор RPL оказывает значительное влияние на отклик HGND вплоть до 19% в отдельных слоях. Проведена оценка выхода нейtronов в реакции Bi+Bi при энергии пучка 3 ГэВ/нуклон на основе результатов моделирования полномасштабного детектора нейtronов. Показано, что за один месяц работы установки BM@N ожидается реконструировать не менее $1,2 \times 10^9$ событий с нейtronами.

2. Задача «Эксперимент MPD/NICA»

План работ на 2025 год выполнен полностью. Получены значимые научные результаты. Результаты НИР опубликованы в работах [3, 4], см. Приложение А.1.

В 2025 г. были выполнены работы по созданию переднего адронного калориметра FHCAL и его интеграции в экспериментальную установку MPD/NICA. В связи с необходимостью измерения магнитного поля в сверхпроводящем калориметре и установкой системы съема экспериментальных данных, одно плечо калориметра было демонтировано из полюса магнита и установлено на монтажном поле на уровне пола. Все элементы механической конструкции показали требуемую функциональность, обеспечили нужное позиционирование калориметра в экспериментальной установке и надёжность всех стадий манипуляции с калориметром. Проведена работа по интеграции FHCAL в общую систему сбора данных установки MPD/NICA. В ходе разработки программного комплекса обработки данных детектора FHCAL был реализован алгоритм поиска и селекции треков мюонов для энергетической калибровки калориметра. Данная энергетическая калибровка необходима для определения энерговыделения в детекторе по измеренному заряду сигналов с фотодетекторов. Было показано, что калибровка по окологоризонтальным

трекам хорошо совпадает с эталонной калибровкой по горизонтальным трекам, а калибровка по всем восстановленным трекам имеет систематическое отклонение, схожее для всех каналов съема сигналов.

В нашем гибридном подходе UrQMD-AMC многочастичная эволюция отдельных нуклонов, моделируемая с помощью UrQMD, дополняется их кластеризацией для моделирования образования спектаторных ядерных фрагментов. В настоящей работе подход UrQMD-AMC был проверен путем расчета образования фрагментов $Z \geq 3$ и $Z = 2$ в столкновениях $^{197}\text{Au}-\text{Ag}$ и нейtronов в столкновениях $^{124}\text{Sn}-^{124}\text{Sn}$ и сравнения результатов с соответствующими экспериментальными данными. Использование модели UrQMD с силами Skyrme даёт лучшее согласие с данными, чем каскадный режим. Однако средняя множественность фрагментов в полуцентральных или полупериферийных столкновениях недооценивается UrQMD-AMC в расчетах в обоих режимах на 20-25%. Подход UrQMD-AMC также занижает выходы фрагментов с большими поперечными импульсами, возможно, из-за пренебрежения кластеризацией упруго рассеянных нуклонов. Тем не менее, образование вылетающих вперёд нейtronов в столкновениях $^{124}\text{Sn}-^{124}\text{Sn}$ описывается достаточно хорошо.

Моделирование UrQMD-AMC столкновений $^{124}\text{Xe}-^{130}\text{Xe}$ и $^{124}\text{Xe}-^{184}\text{W}$, которые будут изучаться на NICA, продемонстрировало заметную разницу между рассчитанными распределениями нуклонов по псевдобыстроте, полученными в каскадном и Skyrme режимах UrQMD. Однако аналогичные распределения, рассчитанные для дейtronов и альфа-частиц, оказались менее чувствительными к выбору режима UrQMD. Как было установлено, большая часть передних нейtronов и протонов вылетает в пределах акцептанса передних калориметров установок BM@N и MPD, если последняя работает в режиме фиксированной мишени. При этом ожидается, что примерно 30% спектаторных альфа-частиц не будут зарегистрированы.

Таким образом, в данной работе продемонстрированы отклонения результатов UrQMD-AMC от имеющихся экспериментальных данных и различия в результатах расчетов, полученных с использованием различных режимов UrQMD. Эти различия характеризуют диапазон систематических погрешностей будущих измерений NICA, возникающих из рассчитанных поправок на эффективность и акцептанс FHCAL, которые будут применяться в будущем к исходным экспериментальным данным.

3. Задача «Разработка модернизированной магнитооптической структуры Нуклotronа, адаптированной для исследований электрического дипольного момента легких ядер»

План работ на 2025 год выполнен полностью. Получены следующие значимые научные результаты: исследовано влияние эффекта осцилляции спина в режиме «квази-замороженного спина» при периодических переходах от арок к прямым участкам на измерение ЭДМ в Нуклotronе с различным числом суперпериодов; исследован эффект удлинения орбиты в QFS и FS структурах, определяющий сдвиг частоты прецессии спина; исследовано поведение инвариантной оси в режиме QFS с учетом вклада МДМ и ЭДМ прецессии спина в структуре с «квази-замороженным спином».

4. Задача «Источник поляризованных ионов»

Повышение яркости пучка поляризованных дейtronов и протонов имеет большое значение для реализации программы поляризационных исследований на ускорителях НУКЛОТРОН и НИКА. Выполнена разработка ионно-оптической системы плазменного перезарядного ионизатора и анализирующего поворотного магнита. Результаты работы могут быть использованы при модернизации источника поляризованных ионов ОИЯИ.

5. Задача «Исследования и разработки электронники ТОТ метода считывания для времяпролетного детектора на основе камер RPC»

В течение 2025 года выполнены исследования считающей электронники и прототипов времяпролетных камер RPC на стенде для высокоточных временных измерений с общим числом каналов считывания 128 и системой оцифровки временных интервалов с отсчетом 10 пс на базе многофункционального модуля TRB3.

6. Задача «Создание специализированной интегральной микросхемы (СИМС) для времяпролетных детекторов»

В течение 2025 года были исследованы первые экземпляры проектируемой СИМС и была сформирована постановка задачи для второго этапа создания СИМС, учитывающая дифференциальный принцип считывания времяпролетных камер RPC. Все критические параметры проектируемой СИМС сведены в общую таблицу 3.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. The BM@N spectrometer at the NICA accelerator complex / S. Afanasiev [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2024. – Vol. 1065.
2. Mamaev M. Baryonic Matter @ Nuclotron: Upgrade and Physics Program Overview // Physics of Atomic Nuclei. – 2023. – Vol. 86. – № 6. – P. 1346-1353.
3. Isospin asymmetry in nuclei and neutron stars / A. W. Steiner [et al.] // Physics Reports. – 2005. – Vol. 411. – № 6. – P. 325-375.
4. Long X. X., G. F. Wei Effects of incompressibility K0 in heavy-ion collisions at intermediate energies // Physical Review C. – 2024. – Vol. 109. – № 5. – P. 054619.
5. Mamaev M. On the Scaling Properties of the Directed Flow of Protons in Au + Au and Ag + Ag Collisions at the Beam Energies of 1,23 and 1,58 A GeV // Physics of Particles and Nuclei 2024 55:4. – 2024. – Vol. 55. – № 4. – P. 832-835.
6. Development of a High Granular TOF Neutron Detector for the BM@N Experiment / F. F. Guber [et al.] // Instruments and Experimental Techniques. – 2024. – Vol. 67. – № 3. – P. 447-456.
7. Electromagnetic dissociation of nuclei: From LHC to NICA / I. A. Pshenichnov [et al.] // International Journal of Modern Physics E. – 2024. – Vol. 33. – № 11. – P. 1-8.
8. Amplitude parameters of modules for hadron calorimeter at MPD/NICA / A. Ivashkin [et al.] // JINST. – 2020. –Vol. 15. – No. 6. – P. C06044.
9. Measurements of Spectators with Forward Hadron Calorimeter in MPD/NICA Experiment / A. Ivashkin [et al.] // Phys. Part. Nucl. – 2021. –Vol. 52. – No. 4. –P. 578 - 583.
10. Approaches in centrality measurements of heavy-ion collisions with forward calorimeters at MPD/NICA facility / V. Volkov [et al.] // J. Phys.: Conf. Ser. – 2020. – No. 1690. – P. 012103.
11. Application of FHCAL for Heavy-Ion Collision Centrality Determination in MPD/NICA Experiment / V. Volkov [et al.] // Particles. – 2021. –Vol. 4. – No. 2. – P. 236 - 240.
12. The source of polarized ions (SPI) and low energy polarimeter for the NUCLOTRON facility / Fimushkin V. V. [et. al.] // Proceedings of 23rd International Spin Physics Symposium, Ferrara, Italy, (September 2018). PoS (SPIN2018). –Vol. 346. – P.114-119.
13. Technical Design Report of the Spin Physics Detector at NICA / V. Abazov V. [et al.] (The SPD Collaboration) // Submitted 28 May, 2024; v1 submitted 12 April, 2024; originally announced April 2024.

14. Usenko, E.A. The TOT Method with a Pulse Shaper Based on a Raised-Cosine Filter // Instrum. Exp. Tech. 2024. – Vol. 67. – P. 48–53. – <https://doi.org/10.1134/S0020441224700295>.
15. NINO: An ultra-fast and low-power front-end amplifier/discriminator ASIC designed for the multigap resistive plate chamber / Anghinolfi F. [et al.] // Nucl. Instrum. and Methods A. – 2004. – Vol. 533. – P. 183. – <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.07.024>.
16. Usenko E.A. Modern Application-Specific Integrated Circuits for Resistive Plate Chambers (Review) // Instrum. Exp. Tech. – 2022. – Vol. 65. – P. 865–877. – <https://doi.org/10.1134/S0020441222050293>.
17. Prototype Readout Electronics for Capacitive Detectors / E.V. Atkin [et al.] // Instrum. Exp. Tech. – 2024. – Vol. 67, № 5. – P. 935–941.
18. The Highly-Granular time-of-flight Neutron Detector for the BM@N experiment / S. Morozov [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2025. – Vol. 1072. – P. 170152.
19. Electromagnetic dissociation of nuclei: From LHC to NICA / I. A. Pshenichnov [et al.] // International Journal of Modern Physics E. – 2024. – Vol. 33. – № 11. – P. 2441007. – <https://doi.org/10.1142/S0218301324410076>.
20. Pshenichnov I. A. Electromagnetic excitation and fragmentation of ultrarelativistic nuclei // Physics of Particles and Nuclei 2011 42:2. – 2011. – Vol. 42. – № 2. – P. 215–250.
21. Recent developments in Geant4 / J. Allison [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2016. – Vol. 835. – P. 186–225.
22. Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM / M. Baznat [et al.] // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2020. – Vol. 17. – № 3. – P. 303–324.
23. Production of spectator neutrons, protons and light fragments on fixed targets at NICA / A. O. Svetlichnyi [et al.] // arXiv:2510.02992v2 [nucl-th]. – 2025. – P. 1–15.
24. Geant4—a simulation toolkit / S. Agostinelli [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2003. – Vol. 506. – № 3. – P. 250–303.
25. Guide for Physics Lists — PhysicsListGuide 11.3 documentation. – URL: <https://geant4-userdoc.web.cern.ch/UsersGuides/PhysicsListGuide/html/> (date accessed: 23.11.2025).

26. Wright D. H., M. H. Kelsey. The Geant4 Bertini Cascade // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2015. – Vol. 804. – P. 175-188.
27. Nilsson-Almqvist B., E. Stenlund. Interactions between hadrons and nuclei: The Lund Monte Carlo - FRITIOF version 1.6 // Computer Physics Communications. – 1987. – Vol. 43. – № 3. – P. 387-397.
28. Folger G., V. N. Ivanchenko, J. P. Wellisch. The Binary Cascade // The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei 2004 21:3. – 2004. – Vol. 21. – № 3. – P. 407-417.
29. New features of the INCL model for spallation reactions / J. C. David [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – 2020. – Vol. 1643. – № 1. – P. 012080.
30. The BmnRoot framework for experimental data processing in the BM@N experiment at NICA / P. Batyuk [et al.] // EPJ Web of Conferences. – 2019. – Vol. 214. – P. 05027.
31. Measurement of Time Resolution of Scintillation Detectors with EQR-15 Silicon Photodetectors for the Time-of-Flight Neutron Detector of the BM@N Experiment / F. F. Guber [et al.] // Instruments and Experimental Techniques 2024 67:3. – 2024. – Vol. 67. – № 3. – P. 443-446.
32. Online Monitoring of the Highly Granular Neutron Time-of-Flight Detector Prototype for the BM@N Experiment / A. A. Zubankov [et al.] // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2024. – Vol. 21. – № 4. – P. 664-667.
33. Gabdrakhmanov I. R., Merts S. P. Development of the BM@N Web Monitoring // EPJ Web of Conferences. – 2020. – Vol. 226. – P. 03007.
34. Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model / Bleicher M. [et al.] // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 1999. – Vol. 25. – P. 1859.
35. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions / Bass S. A. [et al.] // Prog. Part. Nucl. Phys. – 1998. – Vol. 41. – P. 255-369.
36. Formation of Free and Bound Spectator Nucleons in Hadronic Interactions between Relativistic Nuclei / Svetlichnyi A. O. [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. – 2020. – Vol. 84. – P. 911–916.
37. Pre-Equilibrium Clustering in Production of Spectator Fragments in Collisions of Relativistic Nuclei / Nepeivoda R. A. [et al.] // Particles. – 2022. – Vol. 5, № 1. – P. 40–51.
38. Peeling away neutron skin in ultracentral collisions of relativistic nuclei / Kozyrev N. A. [et al.] // Eur. Phys. J. A. – 2022. – Vol. 58. – P. 184.
39. A molecular dynamics model for nuclear clusterization / Bondorf J. P. [et al.] // Nucl. Phys. A. – 1997. – Vol. 624, № 4. – P. 706–737.

40. Nucleosynthesis of light nuclei and hypernuclei in central Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 3$ GeV / Buyukcizmeci N. [et al.] // Phys. Rev. C. – 2023. – Vol. 108, № 5. – P. 054904.
41. Ericson T. The statistical model and nuclear level densities // Adv. Phys. – 1960. – Vol. 9. – P. 425–511.
42. Multifragmentation of spectators in relativistic heavy-ion reactions / Botvina A. S. [et al.] // Nucl. Phys. A. – 1995. – Vol. 584. – P. 737-756.
43. Simulation of the momentum distributions of the spectator fragments in $^{124}\text{Xe}+\text{CsI}$ Collisions at the BM@N with accounting for pre-equilibrium clusterization / Vasyagina E. Y. [et al.] // PEPAN Lett. – 2025. – Vol. 22. – P. 1062-1064.
44. Adamovich M. I. (EMU01 Collaboration) Fragmentation and multifragmentation of 10,6A GeV gold nuclei // Eur. Phys. J. A. – 1999. – Vol. 5. – P. 429-440.
45. Nuclear Collective Flow in ^{197}Au -Emulsion Interactions at 10,6A GeV / Jain P. L. [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1995. – Vol. 74. – P. 1534.
46. The rise and fall of multifragment emission / Ogilvie C. A. [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1991. – Vol. 67. – P. 1214–1217.
47. Performance study of the Highly Granular Neutron Detector prototype in the BM@N experiment / Zubankov A. A. [et al.] // Nucl. Sci. Tech. – 2025. – Vol. 36. – P. 226.
48. Neutrons from projectile fragmentation at 600 MeV/nucleon / Pawłowski P. [et al.] // Phys. Rev. C. – 2023. – Vol. 108. – P. 044610.
49. Transition Energy Crossing in NICA Collider of Polarized Proton Beam in Harmonic and Barrier RF / Kolokolchikov S.D [et al.] // Phys. Atom. Nuclei. – 2025. –Vol. 87. – P. 1449–1454. – <https://doi.org/10.1134/S1063778824100211>.
50. Field Precision / <https://www.fieldp.com/>.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Список публикаций исполнителей отчета за 2025 г.

А.1 Статьи в журналах из «Белого списка» на 2025 (протокол заседания Межведомственной рабочей группы по формированию и актуализации «Белого списка» научных журналов № ДС/17-пр от 15.05.2023 г.)

1. Performance study of the Highly Granular Neutron Detector prototype in the BM@N experiment / A. Zubankov [et al.] // Nuclear Science and Techniques – 2025. – Vol. 36. – № 226. – P. 1-12. – <https://doi.org/10.1007/s41365-025-01817-x>.

2. Источники поляризованных ионов с накопительной ячейкой в перезарядном плазменном ионизаторе/ А. С. Белов [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2025. – Т. 122, вып. 8. – С. 439 – 446. – <https://doi.org/10.31857/S0370274X25100128>.

3. Vasyagina E., Savenkov S., Svetlichnyi A., Simulation of the momentum distributions of the spectator fragments in $^{124}\text{Xe}+\text{CsI}$ Collisions at the BM@N with accounting for pre-equilibrium clusterization // PEPAN Lett. – 2025. – Vol. 22. – P. 1062-1064. <https://doi.org/10.1134/S1547477125701110>.

4. Production of spectator neutrons, protons and light fragments on fixed targets at NICA/ A.Svetlichnyi [et al.] // принято в печать в International Journal of Modern Physics E, 2025.

5. The Highly-Granular time-of-flight Neutron Detector for the BM@N experiment / S. Morozov [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2025. – Vol. 1072. – P. 170152. – <https://doi.org/10.1016/j.nima.2024.170152>.

6. Features of dual-purpose structure for heavy ion and light particles / Kolokolchikov S.D. [et al.] // Nuclear Science and Techniques. – 2025. – Vol. 36. – P. 210. – <https://doi.org/10.1007/s41365-025-01791-4>.

7. Maintaining a resonance condition of an rf spin rotator through a feedback loop in a storage ring / V. Hejny [et al.] // Physical Review Accelerators and Beams – 2025. – Vol. 28, iss. 6. – 062801. – P. 13. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.28.062801>.

8. Proof-of-principle demonstration of a pilot bunch comagnetometer in a stored beam / J. Slim [et al.] // Physical Review Research. – 2025. – Vol. 7, iss. 2. – 023257. – P. 11. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.7.023257>.

9. Features of the Spin-orbital Dynamics of a Polarized Beam in Electrostatic and Magnetostatic Fields in the Study of the Electric Dipole Moment of light Nuclei / Senichev, Y. [et al.] // Phys. Atom. Nuclei. – 2025. – Vol. 87. – P. 1467–1472. – <https://doi.org/10.1134/S1063778824100454>.

10. Transition Energy Crossing in NICA Collider of Polarized Proton Beam in Harmonic and Barrier RF / Kolokolchikov S.D [et al.] // Phys. Atom. Nuclei. – 2025. – Vol. 87. – P. 1449–1454. – <https://doi.org/10.1134/S1063778824100211>.

11. Kolokolchikov S.D., Senichev Y.V., Kalinin, V.A. Transition Energy Crossing in Harmonic RF at Proton Synchrotron U-70 // Phys. Atom. Nuclei. – 2025. – Vol. 87. – P. 1355–1362. – <https://doi.org/10.1134/S106377882410020X>.

A.2 Статьи в журналах и сборниках, материалы конференций, главы в книгах, индексируемые РИНЦ

1. Dual-purpose structure for light and heavy particles / S. Kolokolchikov [et al.] // IPAC'25. – Proceedings, Taipei, Taiwan. – P. 490. – <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2025-MOPM071>.

2. Electrostatic deflector Nuclotron modernization for EDM experiment, IPAC'25 – Proceedings, Taipei, Taiwan – P. 1487. – <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2025-TUPS031>.

3. Quasi-frozen spin concept to search for the electric dipole moment of the proton and deuteron / A. Melnikov [et al.] // in Proc. IPAC'25, Taipei, Taiwan. – 2025. – P. 1494-1497. – <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2025-TUPS033>.

4. Wien filter method for the "Quasi-frozen" spin lattice / Y. Senichev [et al.] // IPAC'25. – Proceedings, Taipei, Taiwan. – P. 1491. – <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2025-TUPS032>.

5. Альбац Е. А., Лифанов М. Н., Логинов В. И. Радиационно-защитная одежда для работы в экстремальных условиях // Сборник трудов XII Международной научной конференции «Радиационная защита и радиационная безопасность в ядерных технологиях», 29–31 октября 2025 г., Москва / Под общ. ред. акад. РАН Л. А. Большова; Ин-т проблем безопасного развития атомной энергетики Российской академии наук. – М. : ИБРАЭ РАН, 2025. – 624 с. – С. 124-131. – Электронная книга. : ил. – ISBN 978-5-907375-25-3.