

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

УДК 539.1, УДК 539.12, 621.384.6

Рег. № 124102500897-9

Рег. №



УТВЕРЖДАЮ
Директор ИЯИ РАН,
чл.-корр. РАН

М.В. Либанов

«28» декабря 2024 г.

**ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**

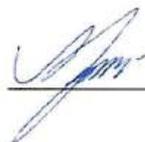
124102500897-9

ВЫПОЛНЕНИЕ РАБОТ НА КОМПЛЕКСЕ NICA ПО ЭКСПЕРИМЕНТАМ
BM@N, MPD, SPD, А ТАКЖЕ В ОБЛАСТИ УСКОРИТЕЛЬНОЙ
ТЕМАТИКИ

(итоговый за 2024 год)

ФЦП

Руководитель НИР,
Главный научный сотрудник,
чл.-корр. РАН



Л.В. Кравчук
«28» декабря 2024г.

Москва 2024 г.

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

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



28.12.2024

подпись, дата

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

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

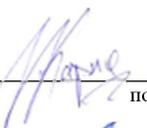


28.12.2024

подпись, дата

Ф.Ф. Губер
(введение, раздел 1)

Науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

Н.М. Карпушкин
(введение, раздел 1)

Науч. сотр.



28.12.2024

подпись, дата

С.В. Морозов
(введение, разделы 1,5)

Мл. науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

В.В. Волков
(введение, раздел 1)

Вед. науч. сотр.,
д-р. физ.-мат. наук

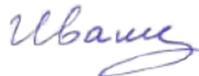


28.12.2024

подпись, дата

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

Ст. науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

А.П. Ивашкин
(раздел 2)

Мл. науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

А.О. Светличный
(раздел 2)

Вед. науч. сотр.,
д-р. физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

Ю.В. Сеничев
(раздел 3)

Науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

А.Е. Аксентьев
(раздел 3)

Стажер-исследователь



28.12.2024

подпись, дата

С.Д. Колокольчиков
(раздел 3)

Мл. науч. сотр.



28.12.2024

подпись, дата

А.А. Мельников
(раздел 3)

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



28.12.2024

подпись, дата

А.С. Белов
(раздел 4)

Науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

Е.А. Усенко
(раздел 5)

Ст. науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук



28.12.2024

подпись, дата

А.И. Решетин
(раздел 5)

Ст. науч. сотр.,
канд. физ.-мат. наук


подпись, дата

28.12.2024 В.И. Разин
(раздел 5)

Науч. сотр.


подпись, дата

28.12.2024 А.И. Шабанов
(раздел 5)

Нормоконтроль


подпись, дата

28.12.2024 О.Н. Либанова

РЕФЕРАТ

Отчет 79 с., 1 кн., 55 рис., 2 табл., 49 источн., 1 прил.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ $BM@N$, MPD, SPD НА NICA; ПЕРЕДНИЕ ДЕТЕКТОРЫ, КВАЗИ-ЗАМОРОЖЕННЫЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ПУЧКИ В СИНХРОТРОНЕ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ, ИСТОЧНИК ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИОНОВ, ЭЛЕКТРОНИКА СЧИТЫВАНИЯ, МНОГОКАНАЛЬНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

На установке $BM@N$ проверена стабильность работы передних детекторов в сеансе по исследованию реакции $Xe+CsI$ при кинетических энергиях ионов ксенона 3,0А и 3,8А ГэВ, отбракованы события с наложениями сигналов. Разработан новый алгоритм классификации событий по центральности, усовершенствованы программы реконструкции и анализа данных передних детекторов. Выполнено тестирование образцов детекторов для модернизации годоскопа и сцинтилляционной стенки.

В эксперименте MPD выполнена подготовка к запуску переднего адронного калориметра FHCAL, необходимого для определения центральности и ориентации плоскости реакции событий ядро-ядерных столкновений, а также для организации их триггера. Для сравнения с будущими измерениями MPD с помощью модели AAMCC-MST показано влияние поверхностного нейтронного слоя в ядре ^{209}B на выходы спектаторных нейтронов и протонов в столкновениях ^{209}Bi с Bi , W , Cu . С помощью модели RELDIS изучена электромагнитная диссоциация ядер ^{124}Xe и ^{209}Bi на NICA. Разработан прототип лёгкой библиотеки на языке C++ для облегчения интеграции Монте-Карло моделей.

Исследовано спин-орбитальное движение легких ядер в синхротроне-коллайдере NICA с целью создания условий «квази-замороженности» спина протона и дейтрона в нём. Разработана схема обводных каналов с фильтрами Вина. Изучены причины декогеренции вектора спина при движении в ускорителе и прохождение поляризованных протонов через критическую энергию.

Для повышения яркости пучка поляризованных дейтронов и протонов в Ускорительном комплексе ЛФВЭ ОИЯИ предложена схема источника поляризованных ионов с плазменным перезарядным ионизатором с Т-образной накопительной ячейкой, показаны его преимущества по сравнению с существующим источником.

Для прецизионного многоканального времяпролетного детектора с разрешением не хуже 40 пс и электромагнитного калориметра ECal проекта SPD на NICA внедрены инновационные методы измерения заряда Time Over Threshold (TOT). В рамках федеральной программы на современной технологической базе C-MOS 18 нм разработана новая специализированная интегральная микросхема (СИМС).

СОДЕРЖАНИЕ

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ.....	2
РЕФЕРАТ	4
СОДЕРЖАНИЕ.....	5
ВВЕДЕНИЕ	7
1. Эксперимент BM@N	13
1.1. Работы по анализу и моделированию передних детекторов BM@N	13
1.1.1. Передний адронный калориметр FHCAL	13
1.1.2. Передний кварцевый годоскоп FQH.....	14
1.1.3. Сцинтилляционная стенка ScWall	16
1.2. Разработка методов определения центральности в ядро-ядерных столкновениях	21
1.3. Модернизация передних детекторов эксперимента BM@N.....	24
1.3.1. Передний кварцевый годоскоп FQH.....	24
1.3.2. Сцинтилляционная стенка ScWall	26
2. Эксперимент MPD/NICA.....	31
2.1. Передний адронный калориметр установки MPD/NICA	31
2.2. Модернизация аналоговой электроники.....	32
2.3. Тестирование цифровой части системы съема сигнала калориметра	35
2.4. Интеграция FHCAL в общую систему считывания данных MPD	36
2.5. Моделирование образования спектаторных нуклонов в асимметричных ядро-ядерных столкновениях ^{209}Bi с различными мишенями	38
2.5.1. Нейтронные и протонные плотности в ^{209}Bi	38
2.5.2. Нуклоны-спектаторы в качестве пробы периферии атомного ядра	38
2.6. Моделирование электромагнитных взаимодействий ядер на NICA.....	42
3. Основные условия для исследования электрического дипольного момента в структуре с «квази-замороженным» спином	48
3.1. Конструкция “bypass” канала в коллайдере NICA	48
3.2. Оптимизация натуральной хроматичности и динамической апертуры в структуре NICA с bypass каналом	49
3.3. Концепция «квази-замороженного» спина в коллайдере NICA	50
3.4. Свойства структуры с «квази-замороженным» спином с точки зрения измерения ЭДМ.....	52
3.5. Причины декогеренции вектора спина при движении в ускорителе в электрических и магнитных полях.....	53

3.6. Исследование прохождения поляризованных протонов через критическую энергию.....	54
4.Источник поляризованных ионов с T-образной накопительной ячейкой поляризованных атомов.....	56
5.Исследования и разработки электроники TOT метода считывания для времяпролетного детектора на основе камер RPC.....	62
5.1. Создание стенда для высокоточных временных измерений. Исследования в области современной инновационной электроники для прецизионного многоканального времяпролетного детектора на основе камер RPC для эксперимента SPD NICA.....	62
5.2. Создание специализированной интегральной микросхемы (СИМС) для времяпролетных детекторов.....	65
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	68
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	73
ПРИЛОЖЕНИЕ А Список публикаций исполнителей отчета за 2024 г.	77

ВВЕДЕНИЕ

1. Задача «Эксперимент ВМ@N».

ВМ@N (Baryonic Matter at Nuclotron) [1] является первым экспериментом с фиксированной мишенью на выведенном пучке Нуклотрона ускорительного комплекса NICA [2]. Исследовательская программа эксперимента ВМ@N направлена на изучение фазовой диаграммы квантовой хромодинамики при больших барионных плотностях, в частности, на изучение образования (мульти) странных гиперонов и на поиск гиперядер в ядро-ядерных столкновениях при энергиях ионов пучка до 4,5А ГэВ, азимутальной асимметрии выходов заряженных частиц в столкновениях тяжелых ядер. На установке уже получены первые физические результаты в столкновениях легких и средних ядер [3].

Экспериментальная установка ВМ@N состоит из широкоапертурного дипольного магнита и ряда детекторных систем, которые позволяют идентифицировать и измерять энергию заряженных и нейтральных частиц, образующихся в процессе ядро-ядерного столкновения, а также ряда пучковых и триггерных детекторов (рисунок 1). В рамках модернизации эксперимента ВМ@N в ИЯИ РАН были разработаны и изготовлены ряд передних детекторов фрагментов-спектаторов: передний адронный калориметр FHCал для измерения энергии фрагментов-спектаторов, пучковый кварцевый годоскоп FQH и сцинтилляционная стенка ScWall для измерения заряженных фрагментов спектаторов. Устройство передних детекторов – переднего адронного калориметра FHCал, переднего кварцевого годоскопа FQH и сцинтилляционной стенки ScWall – подробно обсуждалось в отчете ИЯИ РАН за 2022 год и опубликовано в работе [4].

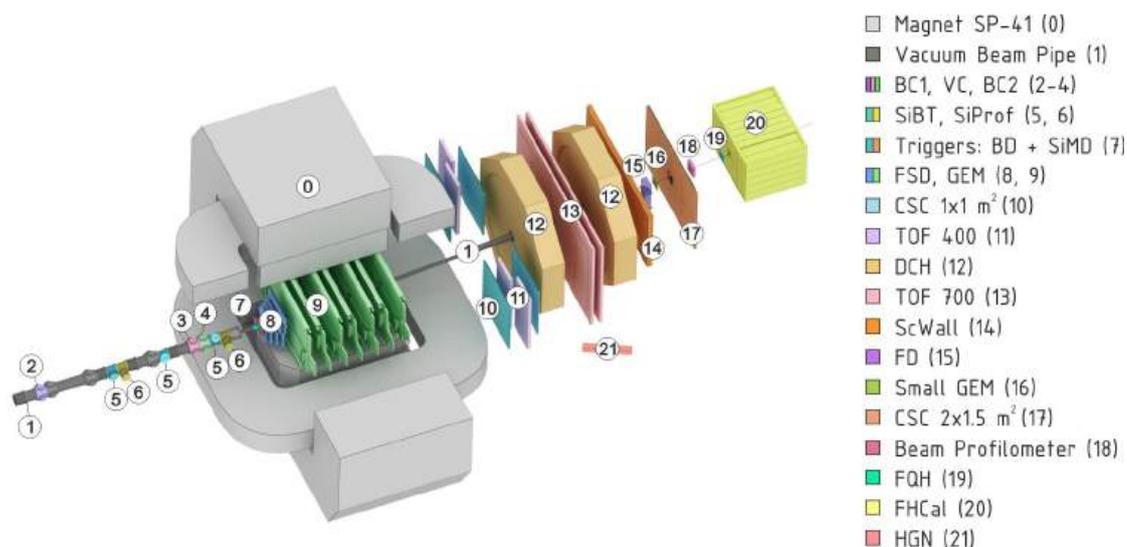


Рисунок 1 – Схематический вид установки ВМ@N

2. Задача «Эксперимент MPD/NICA».

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

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

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

Будущие эксперименты как на установке MPD, так и на установке BM@N на ускорительном комплексе NICA открывают новые возможности изучения влияния ядерной структуры сталкивающихся ядер на характеристики исследуемых событий. В таких экспериментах изучается эволюция системы сталкивающихся ядер с большой барионной составляющей (включая первичные нуклоны сталкивающихся ядер) в сравнении с экспериментами при больших энергиях, на коллайдерах RHIC и LHC. Поэтому можно ожидать более яркого проявления влияния свойств начальных ядер на детектируемые в экспериментах на NICA нуклоны. Особый интерес представляют оценки характеристик поверхностного нейтронного слоя ядер на основе различных измеряемых величин, выбор которых представляет отдельную задачу.

В то время как распределения протонов в различных ядрах были достаточно точно измерены с помощью упругого рассеяния электронов [5], значительно сложнее измерить распределения нейтронов в ядрах. Недавние исследования поверхностного нейтронного слоя - neutron skin (NS) - в ядре ^{208}Pb дали неоднозначные результаты в отношении его толщины, определяемой как $\Delta r_{np} = \sqrt{\langle r_n^2 \rangle - \langle r_p^2 \rangle}$. Измеренная коллаборацией PREX посредством определения относительной разности сечений рассеяния поляризованных электронов толщина NS составила $\Delta r_{np} = 0,283 \pm 0,071$ фм [6]. Однако такая величина

толщины поверхностного нейтронного слоя противоречит результатам *ab initio* расчетов распределений плотности нейтронов и протонов, которые дают $\Delta r_{np} = 0,17 \pm 0,03$ фм [7], и исследованиям рентгеновских каскадов в антипротонных атомах, которые дают $\Delta r_{np} = 0,16 \pm (0,02)_{stat.} \pm (0,04)_{syst.}$ фм для ^{208}Pb [8]. Измерения выходов протонов и нейтрон-спектаторов [9-11] и эллиптического потока [12] в релятивистских ядро-ядерных столкновениях были предложены в качестве проб толщины NS. Последний метод [12] был использован для определения параметров NS и дал величину $\Delta r_{np} = 0,217 \pm 0,058$ фм, которая отличается от результатов работ [6-8,13]. Как отмечено выше, наибольшее внимание было уделено NS в ядре ^{208}Pb . Напротив, гораздо меньше известно о NS ядра ^{209}Bi , которое содержит только один дополнительный протон относительно ^{208}Pb . Измерение толщины NS в ^{209}Bi [8] показало $\Delta r_{np} = 0,14 \pm 0,04$ фм, что значительно меньше недавних результатов для ^{208}Pb [6, 12], несмотря на столь небольшую разницу между этими двумя ядрами. Ядра ^{209}Bi планируется сталкивать с различными фиксированными мишенями в будущих сеансах эксперимента BM@N [14] на ускорительном комплексе. Кроме этого, на первом этапе запуска коллайдерного эксперимента MPD планируются столкновения с фиксированной мишенью из висмута одного из пучков ядер ^{209}Bi , ускоренных в коллайдере. В настоящей работе моделируются ультрацентральные столкновения (0–10% центральности) ядер ^{209}Bi с энергией 3,8А ГэВ с теми же (Bi) или более легкими (W, Cu) ядрами-мишенями. Из-за большого, но все еще неполного перекрытия распределений ядерной плотности в таких столкновениях, а также в асимметричных ультрацентральных столкновениях Bi–W и Bi–Cu, ожидается, что нуклоны с дальней ядерной периферии ^{209}Bi будут являться нуклонами-спектаторами, и отношение нейтронов к протонам среди таких спектаторов может быть измерено посредством детектирования таких вылетающих вперед протонов и нейтронов.

Помимо адронных взаимодействий релятивистских ядер, являющихся основным предметом изучения в эксперименте MPD, будут происходить ультрапериферические столкновения (УПС) этих ядер [15]. В УПС распределения ядерной плотности не перекрываются, поэтому ядра – партнёры по столкновению – взаимодействуют посредством лоренц-сжатых кулоновских полей. Это приводит к электромагнитной диссоциации (ЭМД) ядер, интерпретируемой как результат поглощения эквивалентных фотонов Вейцеккера-Вильямса. В настоящей работе разработанная ранее в ИЯИ РАН модель RELDIS [16] была использована для моделирования ЭМД ядер пучков ^{209}Bi и ^{124}Xe в эксперименте MPD на NICA, а основное внимание уделено эмиссии нейтронов и протонов в столкновениях ^{209}Bi – ^{209}Bi и ^{124}Xe – ^{184}W в экспериментах на коллайдере и с фиксированной

мишенью, соответственно. Результаты моделирования важны для оценки возможной примеси событий ЭМД к адронным событиям, которые являются основным предметом исследований в эксперименте MPD на NICA. Кроме того, было выполнено моделирование ЭМД ядер ^{124}Xe в ультрапериферических столкновениях с мишенью CsI в эксперименте BM@N. Стоит подчеркнуть, что моноэнергетический нейтронный пучок, полученный в результате ЭМД на установке BM@N, может быть использован для калибровки детекторов и радиобиологических исследований.

Интеграция различных теоретических моделей, основанных на методе Монте-Карло и описывающих разные стадии сложного многоступенчатого процесса ядро-ядерных столкновений, является сложной и трудоемкой задачей, так как такие модели чаще всего разрабатываются разными авторами без привязки к единым стандартам. В частности, используются разные форматы данных, описывающие состав и характеристики частиц, которые задаются на входе и выходе каждой модели, описывающей определённую стадию процесса. Поэтому объединение таких моделей в единый процесс моделирования является отдельной задачей, требующей значительного количества времени и усилий. Для её решения был создан прототип лёгкой библиотеки на языке C++.

3. Задача «Основные условия для исследования электрического дипольного момента в структуре с «квази-замороженным» спином».

Для проведения эксперимента по поиску Электрического Дипольного Момент (ЭДМ) становится необходимым использовать альтернативный метод управления спином, концепция «квази-замороженного спина». В отличие от метода «замороженного спина», спин больше не сохраняет ориентацию в течение всего периода обращения, а восстанавливает ориентацию на прямолинейном участке. Это возможно благодаря использованию элементов как с электрическим, так и с магнитным полями, которые называются фильтрами Вина, на прямом участке. Поворот вращения в арке на определённый угол компенсируется соответствующим поворотом в фильтре Вина. Также можно выбрать поля, создающие нулевую силу Лоренца и не нарушающие орбиту. По этой причине фильтр Вина может устанавливаться на прямых участках. Таким образом, поляриметры, расположенные после фильтров Вина, будут обнаруживать ту же ориентацию спин-вектора, и для них она будет "заморожена".

Есть две основные причины для модернизации магнитооптической структуры. Во-первых, нехватка места для фильтров Вина в уже существующих прямых секциях. Во-вторых, доступная магнитооптика предполагает использование кольца NICA в режиме коллайдера. Но эксперименты по поиску ЭДМ предполагают длительное удержание и удерживание поляризованного когерентного пучка в течение примерно $T_{SC} \approx 1000$ сек.

Поэтому была предложена модернизация коллайдера NICA путем введения обходных каналов для создания альтернативного прямого участка, параллельного первоначальному. Таким образом, NICA можно использовать в качестве накопительного кольца (Storage Ring mode). Такие кольца позволяют проводить эксперименты по исследованию ЭДМ с поляризованными дейтронами и поиска аксиона в режиме «квази-замороженного спина».

4. Задача «Источник поляризованных ионов с T-образной накопительной ячейкой поляризованных атомов».

Поляризационные исследования с пучками поляризованных протонов и дейтронов являются частью физической программы исследований на ускорителях НУКЛОТРОН и NICA. Пучки поляризованных ионов генерируются в источнике поляризованных ионов SPI ОИЯИ, который разрабатывался в сотрудничестве ОИЯИ и ИЯИ РАН [17]. 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 ОИЯИ SPI 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. В данной работе рассмотрена возможность улучшения таких параметров пучка поляризованных ионов как импульсная интенсивность, степень поляризации и эмиттанс.

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

Объектом исследования является разработка многоканальной электроники считывания для двух детекторов в эксперименте SPD NICA [18]: времяпролетного детектора на основе камер RPC и многоканального электромагнитного калориметра ECal.

Цель работы – исследования и разработки в области современной инновационной электроники и микроэлектроники для прецизионного многоканального времяпролетного детектора на основе камер RPC (TOF – Time Of Flight) с разрешением не хуже 40 пс и электромагнитного калориметра ECal проекта SPD NICA, оба детектора с числом каналов считывания 7-10 тыс.

Внедрение инновационных методов измерения заряда (TOT – Time Over Threshold) [19] выполняется с целью повышения точности и расширения диапазона измерений, а также снижения стоимости и иных издержек при построении больших систем считывания современных детекторов частиц. Получены первые экземпляры специализированной интегральной микросхемы (СИМС), созданной на современной технологической базе C-MOS 180 нм в ООО МИКРОН (Зеленоград) в рамках Федеральной программы создания СИМС. Практическая значимость: ожидается, что данная микросхема может быть использована в любых детекторах, где есть требование разрешения по времени на уровне десятков пикосекунд.

1. Эксперимент VM@N

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

1.1. Работы по анализу и моделированию передних детекторов VM@N

1.1.1. Передний адронный калориметр FHCal

Стабильность среднего отклика переднего адронного калориметра FHCal в калориметре во время экспериментального сеанса набора данных Xe+CsI в 2023 г. показана на рисунке 2. Средний отклик остается в пределах $\pm 5\sigma$ (показано пунктирной линией на том же рисунке) как для набора данных при энергии 3,8А ГэВ (синие точки), так и при 3,0А ГэВ (зеленые точки). Группа наборов данных, выбивающаяся за пунктирные границы, соответствует тестовым наборам данных.

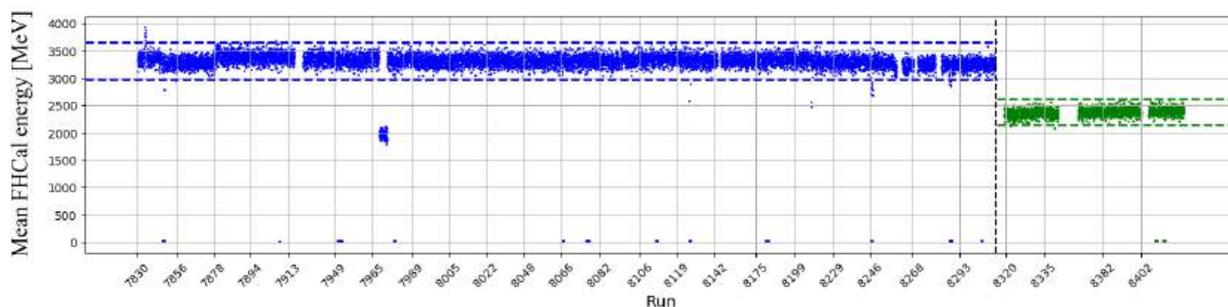


Рисунок 2 – Среднее значение отклика FHCal в зависимости от номера набора данных. Данные для энергии 3,8А ГэВ показаны синим цветом, для 3,0А ГэВ - зеленым. Пунктирные линии обозначают границы $\pm 5\sigma$

В 2024 году начаты работы по реструктуризации кода моделирования переднего адронного калориметра FHCaI в программном пакете bmnroot эксперимента VM@N. Целью реструктуризации является упрощение структуры кода, а также улучшение согласия модельных распределений с соответствующими наблюдаемыми в эксперименте распределениями. По данной задаче активно проводятся работы.

1.1.2. Передний кварцевый годоскоп FQN

Стабильность среднего отклика переднего кварцевого годоскопа FQN во время экспериментального сеанса набора данных Xe+CsI показана на рисунке 3. Средний отклик остается в пределах $\pm 5\sigma$ (показано пунктирной линией на том же рисунке) как для набора данных при энергии 3,8А ГэВ (синие точки), так и при 3,0А ГэВ (зеленые точки). Группа наборов данных, выбивающаяся за пунктирные границы, соответствует тестовым наборам данных.

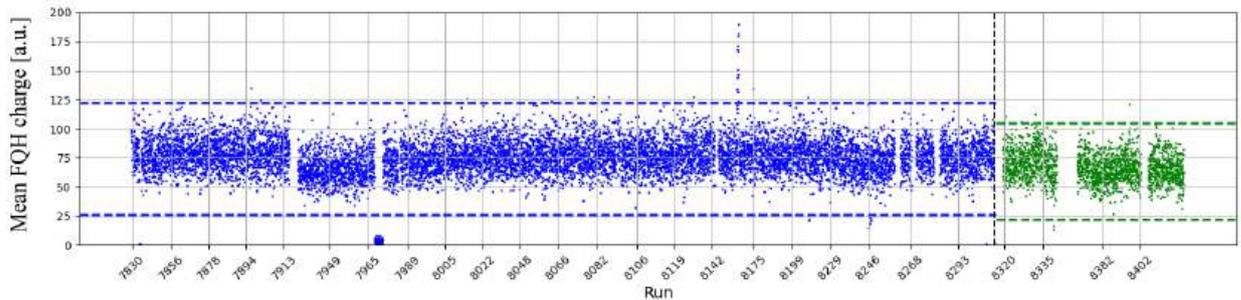


Рисунок 3 – Среднее значение отклика FQN в зависимости от номера набора данных. Данные для энергии 3,8А ГэВ показаны синим цветом, для 3,0А ГэВ – зеленым. Пунктирные линии обозначают границы $\pm 5\sigma$

Передний кварцевый годоскоп FQN предназначен для определения центральности ядро-ядерных столкновений в эксперименте VM@N. Для выполнения этой задачи необходимо надежно и корректно обрабатывать срабатывания детектора, вызванные независимыми столкновениями ядер. Экспериментальные данные проведенного в 2022-2023 гг. физического сеанса по столкновению ядер ксенона с цезий-йодной мишенью имеют большую долю событий с наложениями сигналов от двух и более независимых столкновений. Такие события называют событиями с пайлапом, или же просто пайлапом. Подобные события требуют специфической программной обработки, которая позволила бы распутать наложенные сигналы и рассматривать их как независимые. Изначально доля событий, искаженных пайлапом, составляла порядка 35% от всей статистики. В 2024 году в ИЯИ РАН была создана процедура обработки данных пучкового кварцевого годоскопа, позволяющая, зная аппаратную функцию детектора (ядро свертки), провести процедуру обращения свертки для восстановления исходных времен и амплитуд срабатываний

детектора, вызванных независимыми столкновениями. В основе математического аппарата, заложенного в разработанной процедуре, лежит итеративный алгоритм обращения свертки Ричардсона-Люси [20, 21]. Результатом работы процедуры является осциллограмма с обращенной сверткой, которая представляет собой независимые дельта-функциональные срабатывания детектора, разделенные во времени, см. рисунок 4 в центре. В качестве меры сходимости алгоритма предложено использовать коэффициент детерминации между исходным сигналом и его «описанием», полученным сверткой результирующего обращенного сигнала и ядра свертки. Созданный алгоритм имеет границы применимости, которые определяются соотношением разницы времени прихода сигналов и их характерной длительностью. Случаи, когда сигналы не могут быть распознаны как независимые, необходимо исключать из анализа. Разработанная методика позволила снизить долю неразрешенного пайлапа с 35% всех событий до 4% всех событий.

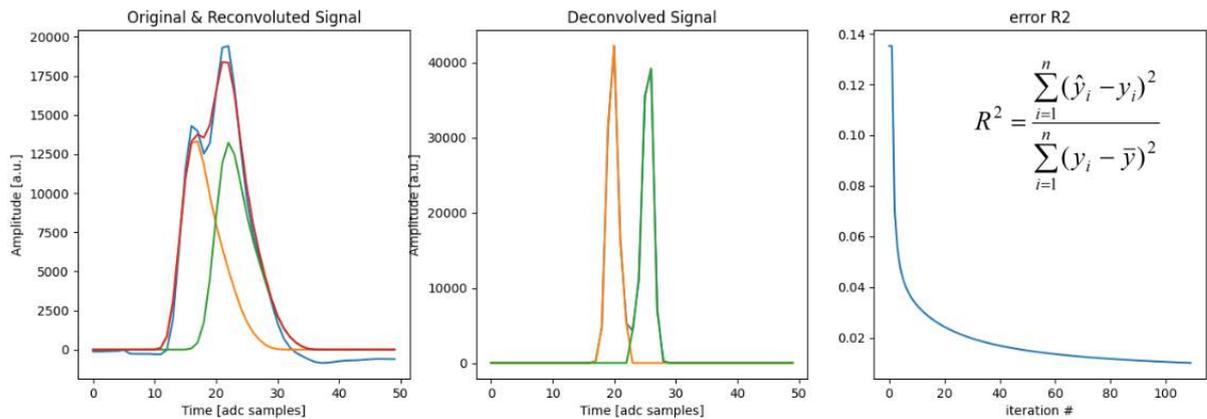


Рисунок 4 – Слева: синяя линия – осциллограмма сигнала, наблюдаемого в кварцевом годоскопе. Желтая и зеленая линии – свертка деконволированных сигналов (в центре) с аппаратной функцией детектора. Красная линия – сумма желтого и зеленого сигнала, что дает описание исходной синей осциллограммы. В центре: деконволированные сигналы в этом событии. Справа: зависимость критерия качества (ошибки) описания исходного сигнала моделью от номера итерации

В 2024 году группа ИЯИ РАН провела уточняющую настройку моделирования кварцевого годоскопа с целью улучшить воспроизведение экспериментально наблюдаемого распределения зарядов ядерных фрагментов в FQH. Исходя из положения и ширины наблюдаемого в эксперименте пика ядер ксенона, в моделирование было введено дополнительное разыгрывание отклика кварцевого годоскопа. На рисунке 5 приведено сравнение измеренного (красная гистограмма) и моделированного (синяя гистограмма) распределений суммарного отклика годоскопа. Оба распределения находятся в хорошем согласии друг с другом. Для сравнения, зеленым цветом на том же рисунке показан вид суммарного отклика кварцевого годоскопа на ядро ксенона.

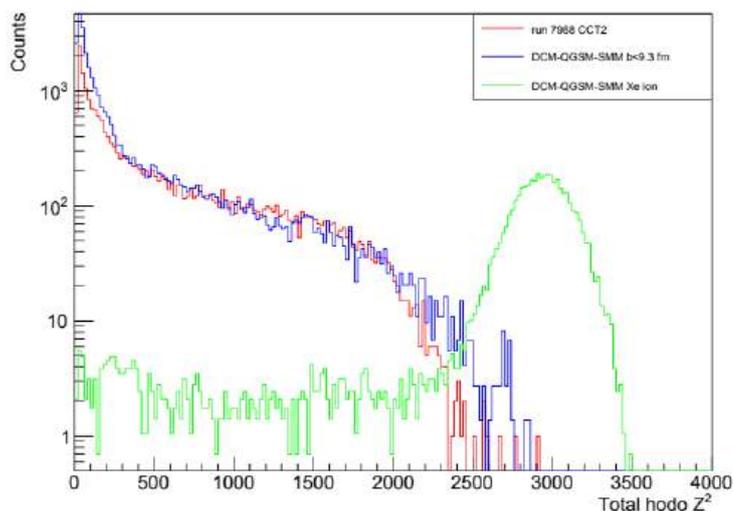


Рисунок 5 – Распределение суммарного отклика кварцевого годоскопа. Красная гистограмма: экспериментальные данные, отбираемые центральным триггером CCT2 эксперимента BM@N. Синяя гистограмма: модельные данные DCM-QGSM-SMM с отбором наиболее центральных событий по прицельному параметру, имитирующим эффективность триггера CCT2. Зеленая гистограмма: модельные данные DCM-QGSM-SMM отклика кварцевого годоскопа на ядро ксенона

1.1.3. Сцинтилляционная стенка ScWall

Стабильность среднего отклика сцинтилляционных детекторов (ячеек) ScWall во время набора данных Xe+CsI показана на рисунке 6. Среднее значение суммы зарядов со всех ячеек ScWall остается в пределах $\pm 5\sigma$ (показано пунктирной линией на рисунке 6) как для набора данных при энергии 3,8А ГэВ (синие точки), так и при 3,0А ГэВ (зеленые точки). Группа наборов данных, выбивающаяся за пунктирные границы, соответствует тестовым наборам данных.

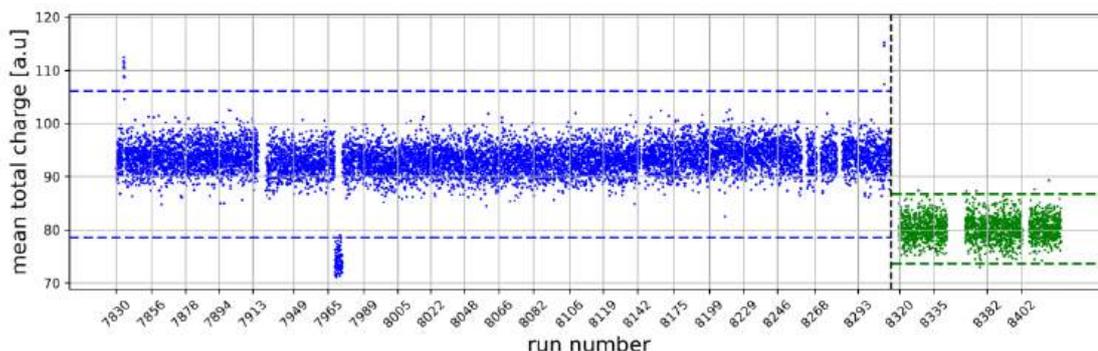


Рисунок 6 – Среднее значение суммарного заряда на ScWall в зависимости от номера набора данных. Данные для энергии 3,8А ГэВ показаны синим цветом, для 3,0А ГэВ – зеленым. Пунктирные линии обозначают границы $\pm 5\sigma$

Экспериментальное распределение зарядов фрагментов-спектаторов, измеренное внутренней частью ScWall (маленькими ячейками) в реакции Xe+CsI при энергии пучка 3,8А ГэВ для 60% наиболее центральных событий, показано на рисунке 7 (черная кривая).

Оценка эффективности триггера проводилась путем сравнения экспериментальных данных с реалистично смоделированными данными из модели DCM-QGSM-SMM. На рисунке отчетливо видны пики, соответствующие фрагментам с зарядами $Z = 1$ и $Z = 2$. Имеются признаки пиков для зарядов $Z = 3$ и $Z = 4$. Их положения в спектрах несколько смещены в сторону меньших значений из-за эффекта Биркса. Экспериментальное распределение сравнивается с распределением, полученным из моделей DCM-QGSM-SMM и RHQMD после полной цепочки реалистичной реконструкции (красная и синяя кривые, соответственно).

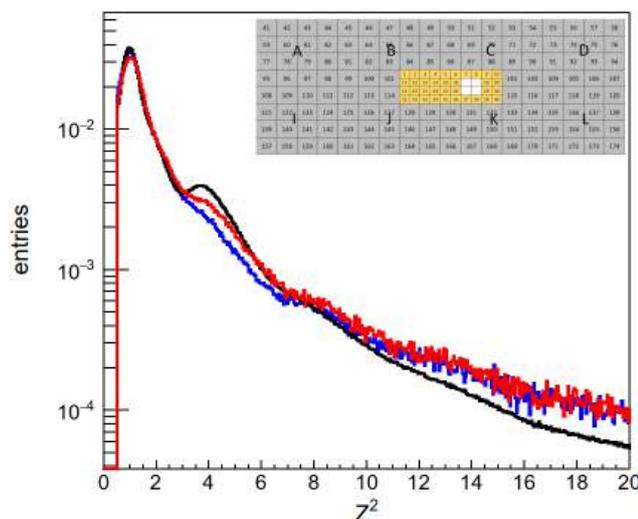


Рисунок 7 – Экспериментальный спектр заряда (черная линия), полученный в маленьких ячейках, в сравнении с результатами симуляции в моделях RHQMD (синяя линия) и DCM-QGSM-SMM (красная линия). На вставке представлена схема ScWall с указанием расположения маленьких ячеек, обозначенных желтым цветом

Видно, что обе модели недооценивают выходы фрагментов с зарядом $Z = 2$ и переоценивают выход частиц с более высоким зарядом. В целом, более тяжелые фрагменты располагаются ближе к пучковому отверстию. Если рассматривать экспериментальные спектры зарядов только в сцинтилляционных детекторах, которые расположены вокруг отверстия пучка, то наблюдается больший диапазон зарядов, вплоть до $Z = 5$ (рисунок 8). Сравнивая полученные модельные распределения заряженных фрагментов-спектаторов с экспериментальными распределениями, можно дополнительно настроить фрагментационные модели.

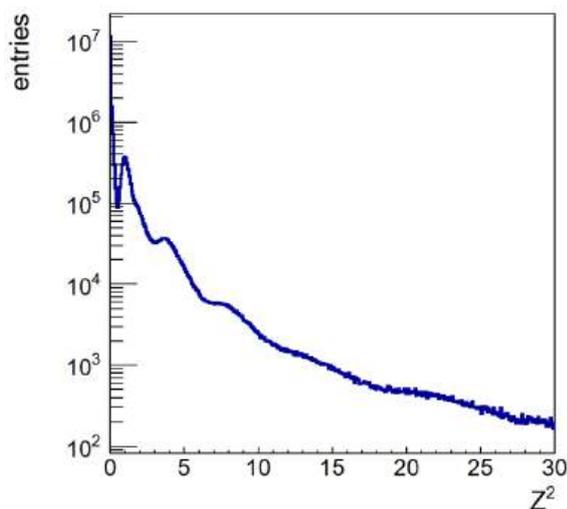


Рисунок 8 – Наблюдаемый в одной из ячеек рядом с пучковым отверстием экспериментальный спектр зарядов демонстрирует широкий диапазон зарядов, вплоть до $Z = 5$

Для определения центральности при помощи ScWall можно использовать суммарный заряд спектаторов, измеренный в маленьких ячейках. Классы центральности определяются методом разбиения одномерного распределения исследуемой наблюдаемой на интервалы с равным числом событий. Для устранения неоднозначности в зависимости полного заряда в ScWall и полной выделенной энергии в FHCaI от центральности, обусловленной наличием пучковых отверстий в обоих детекторах, используется дополнительная информация от кварцевого годоскопа FQH. Отбор делается по полному заряду, измеренному в FQH. Таким образом эффективно отбирается примерно 60% наиболее центральных событий. Наблюдаемая корреляция между общим зарядом в ScWall и прицельным параметром b , смоделированным с помощью DCM-QGSM-SMM (рисунок 9a), не столь сильна, как корреляция между полной выделенной энергией в FHCaI и b (рисунок 9b).

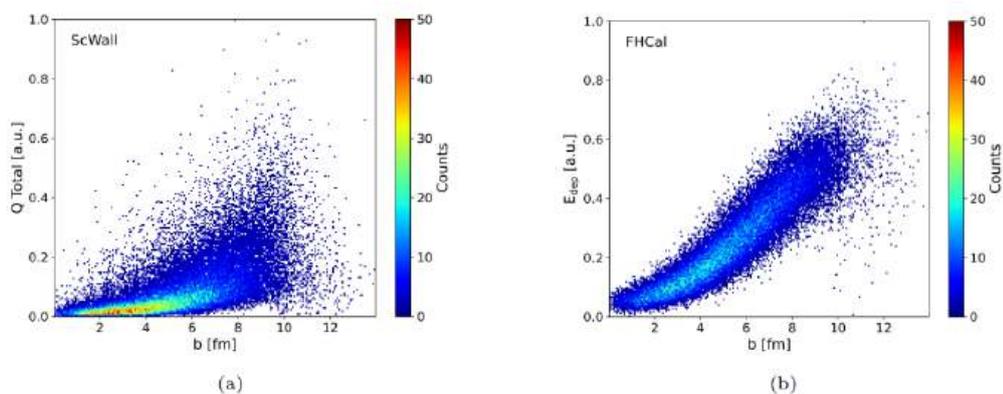


Рисунок 9 – (a) Корреляция между полным зарядом в ScWall и прицельным параметром. (b) Корреляция между выделенной энергией в FHCaI и прицельным параметром. Оба распределения получены из модели DCM-QGSM-SMM для 60 % наиболее центральных событий

Стандартные отклонения распределений событий по прицельному параметру в десяти классах центральности показаны на рисунке 10. Классы центральности, определенные с помощью ScWall, демонстрируют значительно более широкие распределения в сравнении с классами, полученными из FHCAL. Тем не менее, ScWall может предоставить ценную информацию о систематике при совместном использовании с FHCAL и FQN.

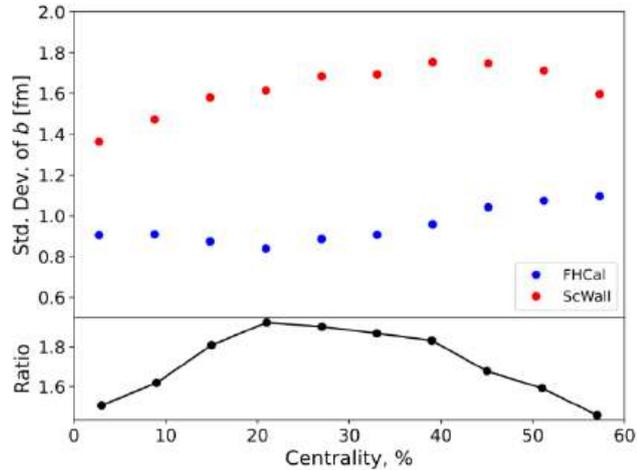


Рисунок 10 – Стандартное отклонение распределений прицельного параметра по 10 классам центральности, для общего заряда в ScWall (красные точки) и общего энергосодержания в FHCAL (синие точки). На нижней панели показано отношение наблюдаемых параметров ScWall/FHCAL

Каждая величина, чувствительная к коллективным эффектам, измеренная относительно плоскости события Ψ_{EP} , будет иметь систематическое отклонение по сравнению с той же величиной, измеренной относительно истинной плоскости реакции Ψ_{RP} . Величина, измеренная относительно Ψ_{EP} , делится на поправочный коэффициент разрешения $R_n = \langle \cos(\Psi_n^{RP} - \Psi_n^{EP}) \rangle$.

В эксперименте VM@N плоскость события оценивается по азимутальной асимметрии в распределении частиц-спектаторов. Для оценки поправочного коэффициента акцептансы подсистем FHCAL и ScWall были разделены на три группы, и плоскость события в каждой группе оценивалась отдельно. Показанные на рисунке 11 разными цветами области – это схематическое изображение групп модулей FHCAL и ScWall, использованных для оценки плоскости события.



Рисунок 11 – Схематическое изображение групп модулей FHCAL (слева) и ScWall (справа), используемых для оценки плоскости события

Результаты моделирования в Jet A-A Model (JAM) поправочного коэффициента разрешения плоскости события R_1 в зависимости от центральности для различных групп модулей FHCAL и ScWall представлено на рисунке 12.

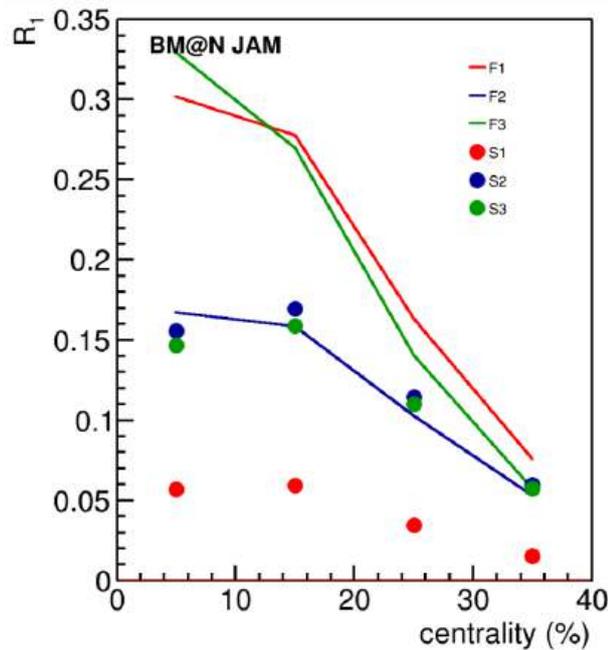


Рисунок 12 – Разрешения плоскости событий R_1 в зависимости от центральности для различных групп модулей FHCAL и ScWall, рассчитанные в модели JAM

Коэффициент разрешения плоскости события R_1 для групп модулей FHCAL значительно превышает таковой для ScWall. Исходя из этого, можно сделать вывод, что для оценки коллективного потока рожденных частиц с заданной точностью, измеренного относительно плоскости симметрии FHCAL, требуется меньше статистики, чем для измерений относительно плоскости симметрии ScWall. Тем не менее, детекторная подсистема ScWall по-прежнему пригодна для оценки плоскости события и может быть использована для оценки систематики. Например, коллективный поток можно измерить относительно плоскостей симметрии FHCAL и ScWall и сравнить результаты, чтобы оценить ошибку, связанную с оценкой плоскости симметрии.

1.2. Разработка методов определения центральности в ядро-ядерных столкновениях

Исследование свойств сильновзаимодействующей ядерной материи, образующейся в ядро-ядерных столкновениях, является одной из приоритетных задач релятивистской ядерной физики. Для этих целей используют различные наблюдаемые, чувствительные к транспортным свойствам и уравнению состояния сжатой барионной материи, которые в свою очередь зависят от начальной геометрии столкновения тяжелых ионов [22–24]. В качестве меры описания начальной геометрии ядро-ядерных столкновений, как правило, используют прицельный параметр, характеризующий кратчайшее расстояние между центрами двух сталкивающихся ядер. Эта величина не может быть измерена напрямую из эксперимента, поэтому для определения центральности используют различные процедуры основанные на использовании корреляции между наблюдаемой величиной и прицельным параметром. Как правило, в качестве наблюдаемой используют множественность рожденных частиц или энергию спектаторов, измеренную в передней области быстрот [25–27].

На данный момент существует два подхода для определения центральности. Первый метод основан на модели Глаубера. Этот подход показал хорошую эффективность и был применен в ряде экспериментов в широком диапазоне энергий, таких как STAR, NADES, ALICE и т. д. [28–30]. При этом, в работе [29] показано, что для эффективного применения модели Глаубера при низких энергиях необходима модификация модели, следовательно, стоит вопрос об области применимости этого подхода и разработке новых методик и моделей для определения центральности. Особенно остро этот вопрос стоит для эксперимента BM@N, в котором из-за низкой области энергий и относительно легкой сталкиваемой системы, множественность рожденных частиц значительно уменьшается, что затрудняет применение модели Глаубера.

В 2024 году в ИЯИ РАН велась работа по разработке методов определения центральности ядро-ядерных столкновений, в частности, при помощи метода прямой реконструкции. Метод прямой реконструкции основан на теореме Байеса [31, 32], и позволяет получить информацию о прицельном параметре, используя лишь измеренное распределение наблюдаемой величины и не используя при этом моделирование всего процесса столкновения. В качестве наблюдаемой переменной может быть использована любая аддитивная величина, скоррелированная с прицельным параметром. Как правило, это множественность заряженных частиц, поперечная энергия или амплитуда сигнала в триггере. Распределение наблюдаемых (в общем случае многомерное) при фиксированном прицельном параметре называют флуктуационным ядром. Существующие работы по

двумерной прямой реконструкции используют в качестве флуктуационного ядра двумерное нормальное распределение [33]. Основной недостаток существующего подхода заключается в плохом согласии аналитического описания с модельными данными для периферической области взаимодействия. Это объясняется тем, что для единичных взаимодействий нуклонов такие наблюдаемые, как множественность заряженных частиц или энергия спектаторов имеют асимметричные распределения. Использование в качестве флуктуационного ядра двумерного нормального распределения оправдано лишь для центральных столкновений, в которых большое число нуклонов-участников, в соответствии с центральной предельной теоремой, приводит к нормальному распределению множественности рожденных заряженных частиц. Таким образом, для описания всей полноты процесса необходимо использовать иное распределение.

В 2024 году в ИЯИ РАН был разработан двумерный метод прямой реконструкции, в котором флуктуационное ядро задается двумерным гамма-распределением. При этом, поскольку на данный момент не существует явного аналитического выражения для этого распределения [34, 35], было предложено для каждого значения прицельного параметра отыскать такой поворот системы координат, при котором используемые для определения центральности наблюдаемые были бы независимыми, что соответствует условию равенства нулю их ковариации. В этой системе координат двумерное распределение этих величин может быть задано как произведение одномерных гамма-распределений.

Корреляция энергии, измеренной в переднем адронном калориметре, и множественности заряженных частиц для столкновений Xe+CsI при кинетической энергии налетающих ядер ксенона 3,8A ГэВ на нуклон в эксперименте BM@N показана на рисунке 13 справа. Красными линиями показаны кривые фитирующей функции, построенной по разработанному методу двумерной прямой реконструкции. На этом же рисунке, слева и в центре показаны проекции двумерного распределения на ось множественности заряженных частиц и энергии, измеренной в переднем адронном калориметре, соответственно. Разница в периферической области (при малых значениях множественности заряженных частиц) между фитом и экспериментально полученным распределением объясняется эффективностью триггерной системы. Данный эффект наблюдается и для распределения энергии спектаторов (в центре на рисунке 13), при этом он оказывает влияние во всем диапазоне регистрируемых энергий.

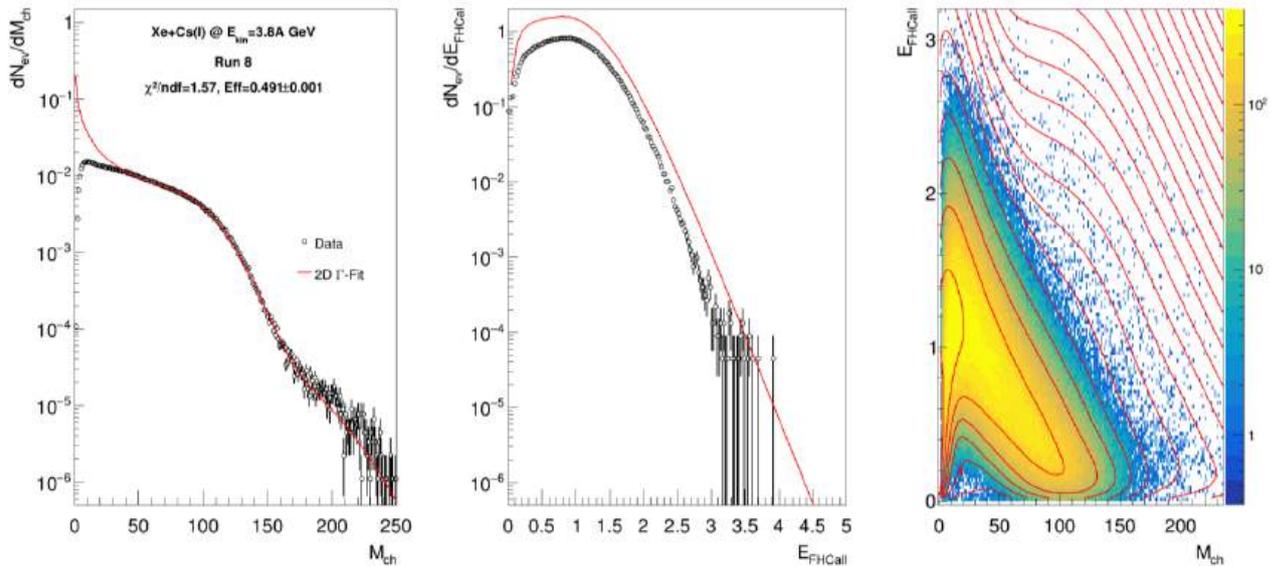


Рисунок 13 – Результаты фитирования двумерного распределения множественности заряженных частиц и энергии в калориметре FHCAL. Слева: результаты в проекции на ось множественности заряженных частиц. В центре: результаты в проекции на ось энергии, выделенной в FHCAL. Справа: данные из эксперимента и линии функции фита

Полученное аналитическое описание двумерной плотности вероятности было поделено на десять классов центральности с помощью метода k-means (рисунок 14) [36].

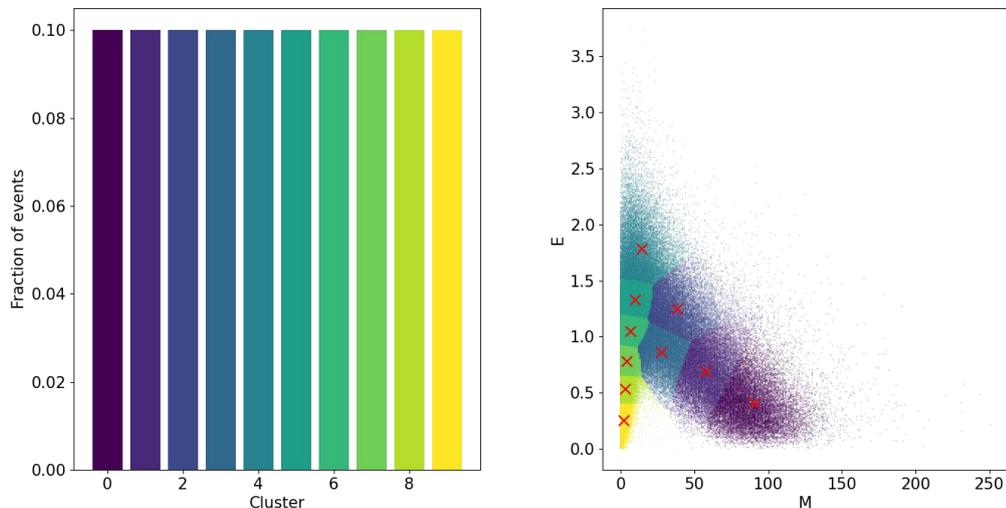


Рисунок 14 – Классы центральности полученные в результате применения метода k-means

На рисунке 15 слева показаны результаты фитирования множественности заряженных частиц методом Монте-Карло Глаубера. На этом же рисунке справа представлены результаты сравнения зависимости среднего значения прицельного параметра от центральности. Полученные результаты для обоих подходов находятся в согласии в пределах 5%.

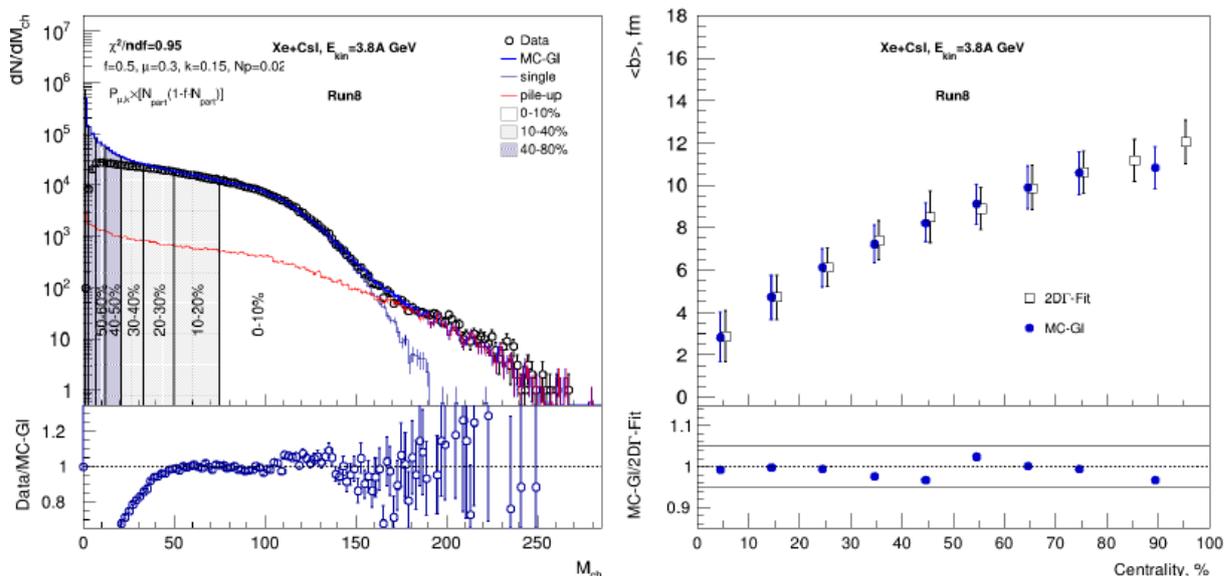


Рисунок 15 – Справа: результаты фитирования множественности заряженных частиц методом Монте-Карло Глаубера. Слева: зависимость среднего значения прицельного параметра от центральности. Результаты, полученные методом Монте-Карло Глаубера изображены синими закрашенными окружностями, открытыми фигурами — для двумерного метода прямой реконструкции

1.3. Модернизация передних детекторов эксперимента BM@N

1.3.1. Передний кварцевый годоскоп FQN

Наличие событий с наложениями сигналов от независимых столкновений ядер ксенона в цезий-йодной мишени в восьмом сеансе эксперимента BM@N обусловлено временной микроструктурой пучка. Разработанная методика обработки осциллограмм на базе алгоритма Ричардсона-Люси позволяет эффективно разделять наложенные сигналы. Однако, модернизация кварцевого годоскопа позволит снизить долю пайлапов событий с наложениями сигналов на уровне детектора, а не на уровне реконструкции, что является более предпочтительным решением проблемы наложений. Существующий многоканальный кварцевый годоскоп, состоящий из 16 кварцевых пластин с поперечными размерами $10 \times 160 \text{ мм}^2$ и толщиной по пучку 4 мм, предлагается модернизировать, заменив в нем 8 центральных кварцевых пластин с шириной 10 мм на 16 пластин с шириной 4 мм, рисунок 16. Поскольку полная ширина пучка фрагментов ионов ксенона, проходящих через годоскоп, не превышает 3-4 см, это позволит уменьшить долю наложений импульсов сигналов в каждой центральной пластине примерно в два раза. В существующем годоскопе черенковский свет с каждого из противоположных торцов кварцевой пластины с поперечным сечением $4 \times 10 \text{ мм}^2$ детектируется двумя парами (подключенных параллельно) кремниевых фотодетекторов MPPC S14160-3015PS с чувствительной областью $3 \times 3 \text{ мм}^2$ и квантовой эффективностью около 32%. Для детектирования света с

каждого торца кварцевой пластины с поперечным сечением $4 \times 4 \text{ мм}^2$ будет использоваться по одному фотодетектору того же типа.

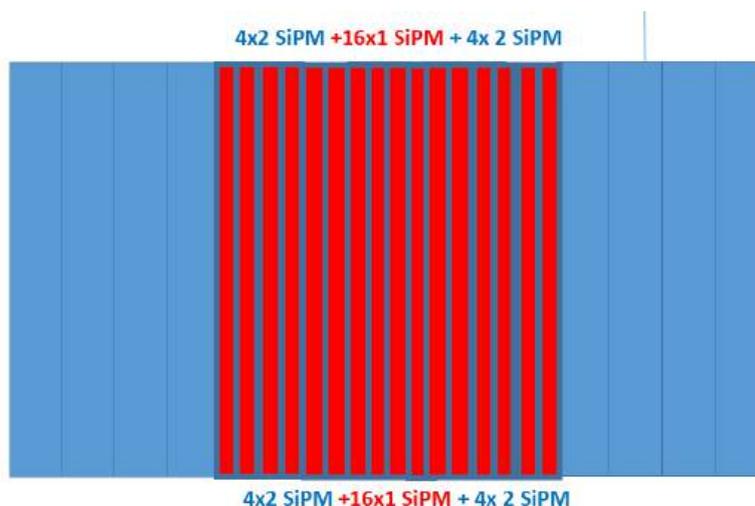


Рисунок 16 – Схема модернизации пучкового кварцевого годоскопа. Восемь центральных кварцевых пластин радиаторов с шириной 10 мм будут заменены на 16 пластин с шириной 4 мм. Число каналов считывания с каждой стороны годоскопа – 24, которое обеспечивается имеющейся электроникой считывания

Для проведения тестов по измерению световыхода опытного образца черенковского детектора, изготовленного на базе кварцевого радиатора с размерами $160 \times 4 \times 4 \text{ мм}^3$, две кварцевые пластины были обернуты алюминизированным майларом и черной пленкой. Два собранных таким образом черенковских детектора были установлены в светонепроницаемом корпусе для проведения тестовых измерений. Схематический вид собранной тестовой установки показан на рисунке 17.

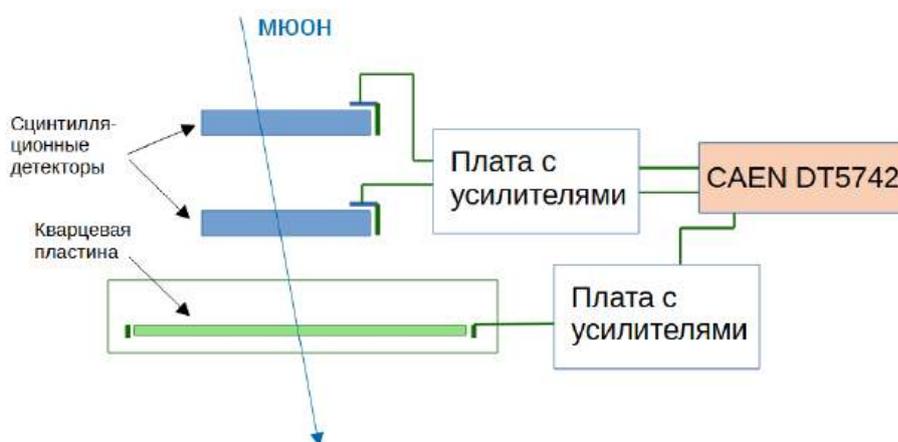


Рисунок 17 – Схема установки для измерения параметров кварцевой пластины нового образца ($160 \text{ мм} \times 4 \text{ мм} \times 4 \text{ мм}$)

Для измерения на космических мюонах была использована схема мюонного телескопа. В качестве сцинтилляционных детекторов телескопа использовались пластины

сцинтилляционных детекторов, собранные для тестирования образцов для сцинтилляционной стенки эксперимента VM@N. Сигналы с фотодетекторов пластин мюонного телескопа усиливались однокаскадной схемой с трансимпедансным усилителем на ОУ и поступали для оцифровки в дигитайзер CAEN DT5742. Одна из пластин использовалась в качестве триггера для системы считывания. Для чтения сигнала с фотоумножителя, установленного на кварцевой пластине, применялась сборка пучкового годоскопа эксперимента VM@N. Электроника считывания собрана на отдельной плате, где находятся двухкаскадные схемы усиления сигнала, схема аналогового сумматора, а также схема обеспечения подачи напряжения смещения на фотодиоды, выполненная на микроконтроллере. Средняя амплитуда, полученная от кварцевой пластины нового образца (160мм x 4мм x 4мм) при прохождении через нее мюона космического излучения, составила 1,3 мВ.

Количество считывающих каналов новой электроники в модернизированном кварцевом годоскопе должно составлять в сумме по 24 канала с каждой стороны кварцевых пластин годоскопа (считывание сигнала с пары фотодетекторов с каждого торца кварцевой пластины шириной 10 мм обеспечивается одним каналом электроники). Как и в действующем годоскопе, все 24 кварцевые пластины с фотодетекторами будут размещены в едином светонепроницаемом корпусе, который будет установлен на входе пучкового отверстия в калориметре.

1.3.2. Сцинтилляционная стенка ScWall

Детектор ScWall состоит из 168 индивидуальных ячеек с независимым съемом сигнала с каждой ячейки, см. рисунок 18. ScWall располагается на расстоянии 7 метров от мишени и имеет поперечные размеры 2700x1200 мм². В месте прохождения пучка ионов и тяжелых фрагментов располагается пучковое отверстие размером 150x150 мм². Вокруг пучкового отверстия расположены 36 сцинтилляционных ячеек с поперечными размерами 75x75 мм². Остальные 132 сцинтилляционные ячейки имеют поперечные размеры 150x150 мм². Толщина всех сцинтилляционных детекторов – 10 мм. Поперечные размеры ячеек выбраны с условием вероятности двукратного срабатывания менее 10%.

41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56	57	58						
59	60	A	61	62	63	64	B	65	66	67	68	69	C	70	71	72	73	74	D	75	76		
77	78	79	80	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90	91	92	93	94						
95	96	97	98	99	100	101	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	102	103	104	105	106	107	
							11	12	13	14	15	16			19	20							
108	109	110	111	112	113	114	21	22	23	24	25	26			29	30	115	116	117	118	119	120	
							31	32	33	34	35	36	37	38	39	40							
121	122	I	123	124	125	126	J	127	128	129	130	131	K	132	133	134	135	136	L	137	138		
139	140	141	142	143	144	145	146	147	148	149	150	151	152	153	154	155	156						
157	158	159	160	161	162	163	164	165	166	167	168	169	170	171	172	173	174						

Рисунок 18 – Схема расположения сцинтилляционных детекторов в сцинтилляционной стенке

На рисунке 19 различными цветами показаны области расположения нескольких типов первичных заряженных фрагментов-спектаторов, которые получены моделированием с использованием генератора DCM-QGSM-SMM для реакции $^{238}\text{U} + ^{208}\text{Pb}$ @ 3A ГэВ. Ионы висмута и большая часть тяжелых фрагментов с Z/A близким к 0,4 проходит через пучковое отверстие ScWall. Проекция распределения первичных заряженных фрагментов на поверхности сцинтилляционной стенки на горизонтальную и вертикальные оси для фрагментов с Z/A равным 1 (протоны), $1/2$ (дейтроны, ^4He , ...), $1/3$ (тритоны) и для фрагментов с $Z > 2$ показаны на рисунке 19 разными цветами. Видно, что значительная часть протонов и большая часть фрагментов с $Z/A \leq 1/2$ концентрируется в области расположения маленьких ячеек годоскопа.

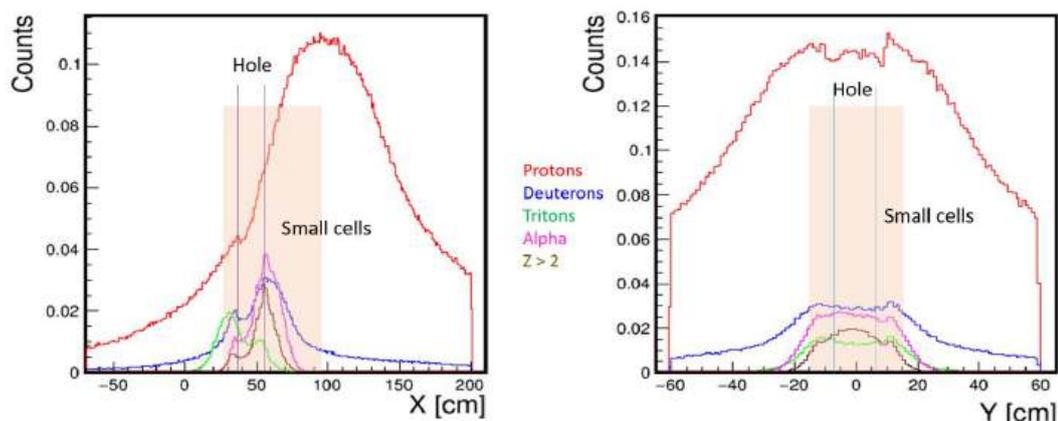


Рисунок 19 – Проекция распределения первичных заряженных фрагментов на поверхности сцинтилляционной стенки на горизонтальную (слева) и вертикальную (справа) оси для фрагментов с разным отношением Z/A

Для измерения зарядовых распределений фрагментов необходимо измерять амплитуду сигналов с маленьких ячеек ScWall с достаточно хорошим разрешением. В

существующей сцинтилляционной стенке сбор света в каждой маленькой сцинтилляционной ячейке осуществляется спектросмещающим оптоволоконном, вклеенным в канавку сцинтиллятора в форме окружности. Для регистрации света используется кремниевый фотоумножитель (лавинный фотодиод) MPPC S13360-1325CS производства компании Hamamatsu (Япония). Данные фотодетекторы имеют активную площадь $1,3 \times 1,3 \text{ мм}^2$, квантовую эффективность 25% и коэффициент усиления $7 \cdot 10^5$. Экспериментально измеренный световой выход на 1 МПР для такой ячейки толщиной 10 мм составляет порядка 55 фотоэлектронов при неоднородности светосбора около 2,4%. Пример экспериментального зарядового распределения, измеренного для всех маленьких ячеек ScWall для реакции XeCsI@3,8А ГэВ показан на рисунке 20.

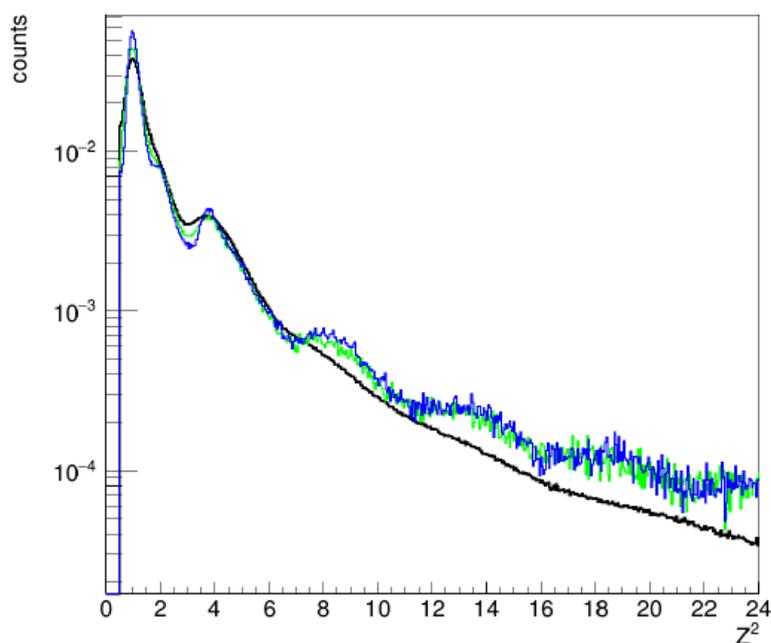


Рисунок 20 – Предварительный результат зарядового распределения фрагментов с маленьких ячеек сцинтилляционной стенки реакции XeCsI@3,8А ГэВ в сравнении с результатами моделирования. Черная кривая – экспериментальные данные при толщине сцинтилляционных ячеек 10 мм. Зеленая кривая – результат моделирования по модели DCM-QGSM-SMM для сцинтилляторов с толщиной 10 мм, синяя кривая – 20 мм

Для лучшего сравнения экспериментальных данных и результатов моделирования предлагается улучшить амплитудное разрешение маленьких ячеек за счет увеличения их толщины в 2 раза. В новой конструкции две отдельные пластины сцинтиллятора предлагается склеивать между собой точно по углам пластин, образуя сборку из 2х пластин. Эта сборка оборачивается светоотражающей бумагой TVVEK (см. рисунок 21).

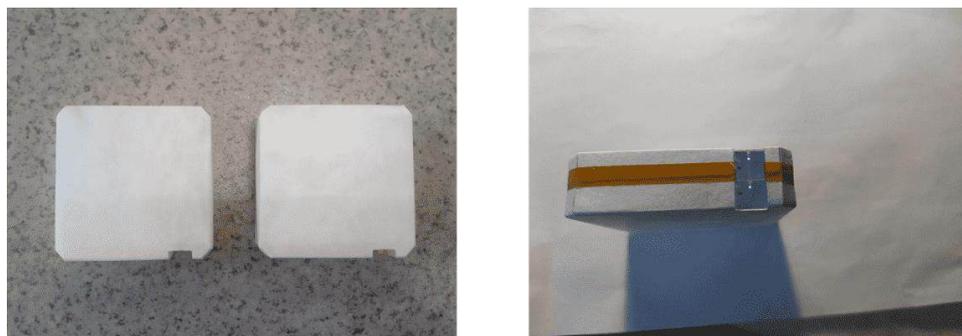


Рисунок 21 – Слева: фото сверху двух склеенных сборок сцинтилляционных детекторов. Справа: фото склеенных пластин с торца с прорезью. Здесь видны выходы двух оптоволокон

Для сборки сцинтилляционного детектора из этих сдвоенных сцинтилляторов в прорези такой сборки сцинтилляторов устанавливается небольшая печатная плата с двумя кремниевыми фотоумножителями того же типа (Hamamatsu MPPC S13360-1325CS), которые детектируют свет с двух оптоволокон при прохождении заряженных частиц через сцинтилляционную пластину и суммарный сигнал передается далее в систему сбора данных.

Сигнал с двух фотоумножителей, включенных параллельно друг другу, усиливается двухкаскадной схемой на операционных усилителях (ОУ). Первый каскад на ОУ работает как трансимпедансный усилитель с сопротивлением обратной связи 300 Ом. Второй каскад еще усиливает сигнал примерно в 4 раза. Схематический вид платы с установленными фотодиодами показан на рисунке 22.

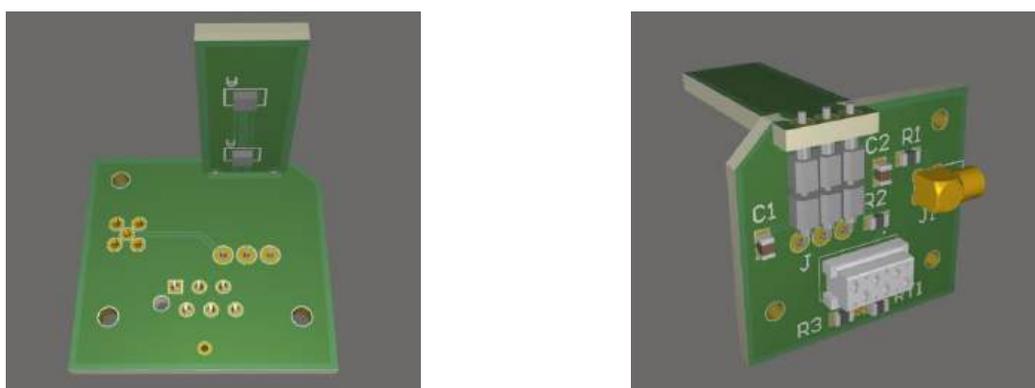


Рисунок 22 – Рисунок платы с фотодиодами (слева) и вид со стороны элементов и разъема

Результаты измерений световыхода, представленные на рисунке 23, показали, что световыход новой сборки из двух сцинтилляционных пластин примерно в 3,6 раза превышает показатели сцинтилляционной ячейки старого образца. Это улучшение может

повысить энергетическое разрешение сцинтиляционных детекторов внутренней области сцинтиляционной стенки приблизительно в два раза.

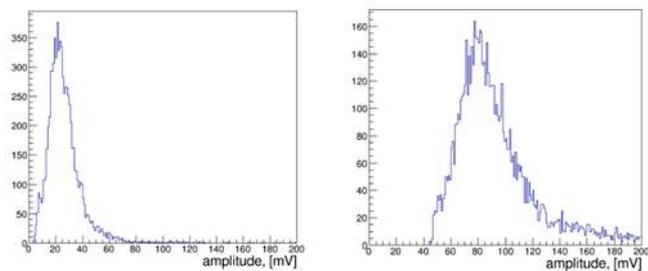


Рисунок 23 – Результаты измерения амплитудных спектров на пластине старого образца (слева) и сборки из двух сцинтиляционных пластин со считыванием двумя фотодиодами (справа). Значения пиков: 22,3 мВ и 79,6 мВ, соответственно

2. Эксперимент MPD/NICA

2.1. Передний адронный калориметр установки MPD/NICA

Основной задачей ИЯИ РАН в эксперименте MPD на ускорительном комплексе NICA (Дубна, Россия) является создание и запуск в работу переднего адронного калориметра FHCaI, который является одним из базовых детекторов экспериментальной установки MPD. FHCaI создан в рамках сотрудничества между ИЯИ РАН и ОИЯИ. Калориметр необходим для измерения геометрии столкновений тяжелых ионов (центральности и ориентации плоскости реакции), а также для организации триггера ядроядерных столкновений, поскольку он обладает максимальной эффективностью к регистрации периферийных столкновений. Общая схема установки MPD приведена на рисунке 24.

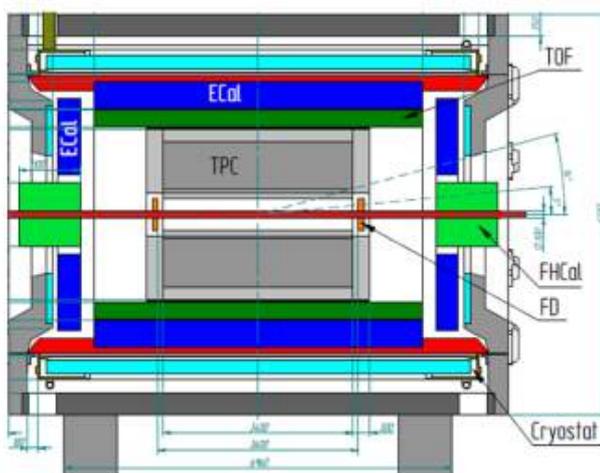


Рисунок 24 – Общая схема установки MPD. Зеленым цветом выделено положение двух модулей переднего адронного калориметра FHCaI

FHCaI состоит из двух идентичных плеч, расположенных с противоположных сторон от точки столкновения ядер. Модульная структура одного плеча калориметра, схема и фото модуля калориметра представлены на рисунке 25.

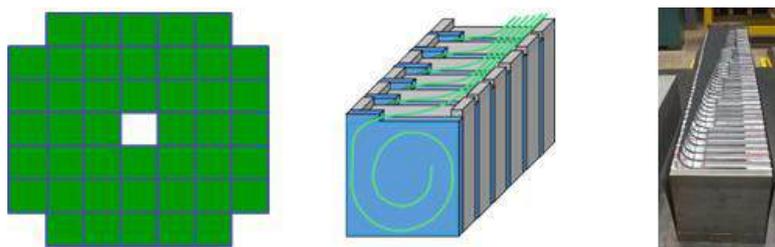


Рисунок 25 – Слева – модульная структура FHCaI. В центре – схема одного индивидуального модуля FHCaI. Справа – фото одного собранного модуля калориметра

Каждое плечо адронного калориметра состоит из 44 отдельных модулей с поперечными размерами $15 \times 15 \text{ см}^2$. Центральное отверстие имеет такой же размер для обеспечения позиционирования пучковой трубы. Каждый модуль состоит из 42 свинец-сцинтиллятор сэндвичей, пластин с толщиной свинцовых пластин и сцинтилляционных пластин 16 и 4 мм, соответственно. Полученное соотношение толщин 4:1 удовлетворяет условию компенсации и обеспечивает оптимальное энергетическое разрешение. Согласно моделированию, флуктуации адронного ливня обеспечивают энергетическое разрешение калориметра следующим образом: $\sigma E/E \sim \sqrt{55\%/E}$ (ГэВ). Тесты такого калориметра на пучке протонов подтверждают результаты моделирования.

Свет сцинтиллятора считывается WLS-волокнами, встроенными в спиральные канавки пластины, что обеспечивает высокую эффективность и равномерность сбора света по объему сцинтиллятора в пределах нескольких процентов. Для сборки FHCAL использовались WLS-волокна Y-11(200) с двойной оболочкой и диаметром 1 мм. Один конец WLS-волокна внутри канавки сцинтиллятора покрашен зеркальной серебряной краской, что улучшает сбор света примерно на 30%. WLS-волокна от каждой из 6 последовательных сцинтилляционных пластин собираются вместе в оптический разъем на торце модуля и полируются для улучшения оптического контакта с фотодетектором. Такая схема считывания света обеспечивает продольную сегментацию модуля на 7 секций, что компенсирует неравномерность сбора света вдоль модуля, вызванную разной длиной WLS-волокон. Как следствие, в модуле используется 7 оптических разъемов. Такое же количество фотодетекторов расположено на задней стороне каждого модуля.

Все 42 слоя свинца/сцинтиллятора модуля FHCAL загружаются в коробку из листа нержавеющей стали толщиной 0,5 мм и стягиваются в один блок длиной около 90 см (4 длины ядерных взаимодействий) с помощью ленты из нержавеющей стали толщиной 0,5 мм. После сборки модуль накрывается другим таким же коробом из нержавеющей стали, а затем эти два короба скрепляются точечной сваркой, обеспечивая механическую устойчивость конструкции. Вес каждого модуля составляет около 200 кг.

2.2. Модернизация аналоговой электроники

Для съема световых сигналов с сцинтилляторов в калориметре FHCAL были изготовлены печатные платы с аналоговой электроникой FEE (Front-End-Electronics). Эти платы (рисунок 26) размещаются в торце модуля на панели с оптическими разъемами. В качестве фотодетекторов используются новейшие кремниевые фотоумножители (фотодиоды) MPPC S14160-010C/P производства компании Hamamatsu (Япония). Размер пикселей этих фотодиодов составляет $10 \times 10 \text{ мкм}^2$, а их время восстановления порядка 10 наносекунд, что позволяет увеличить динамический диапазон за счет многократной

перезарядки в течение импульса света от спектросмещающего оптоволокна длиной порядка 50-60 нс. Данные фотодетекторы установлены на первой электронной плате, см. рисунок 26, слева. На второй печатной плате (рисунок 26, справа) расположены усилители сигналов фотодиодов, микроконтроллер и система управления напряжением питания фотодиодов, датчик температуры, а также элементы генератора калибровочных световых импульсов, включая микроконтроллер управления, светодиод и PIN-фотодиод, предназначенный для контроля амплитуды световой вспышки.

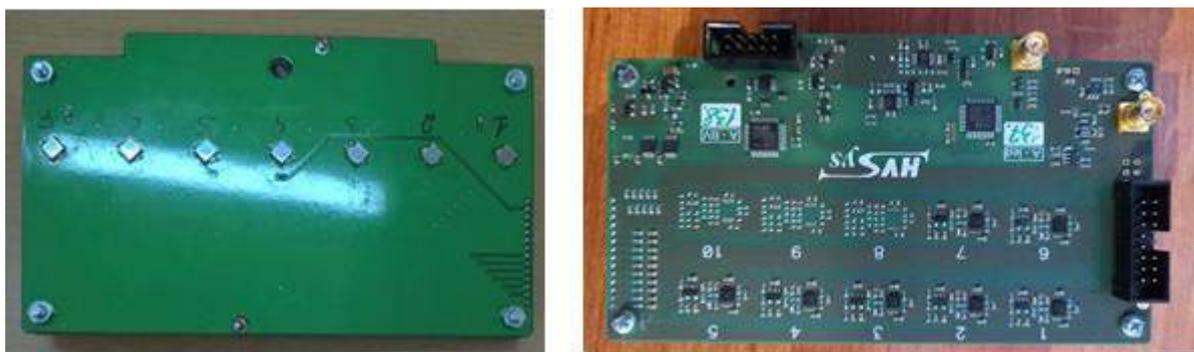


Рисунок 26 – Слева – плата с фотодиодами, справа – плата с аналоговой электроникой для считывания сигналов с фотодиодов

Изготовленные FEE платы преобразовывают униполярный сигнал с фотодиодов в дифференциальный сигнал, который далее поступает на аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) ADC64, изготовленный компанией AFI, Дубна. Постоянный уровень аналоговых сигналов соответствовал используемым микросхемам АЦП.

В 2024 г. было принято решение заменить предыдущую версию АЦП на более современные и быстрые модули АЦП, способные сформировать логические сигналы для триггера записи событий. Данный триггер позволяет учесть различные конфигурации энерговыделений в модулях калориметра и, согласно Монте-Карло расчетам, обладает максимальной эффективностью регистрации периферических событий. Это потребовало перенастройки уровней аналоговых сигналов и модернизации электронной схемы. На рисунке 27 представлена электронная схема усилительных каскадов, формирующих аналоговый сигнал для АЦП.

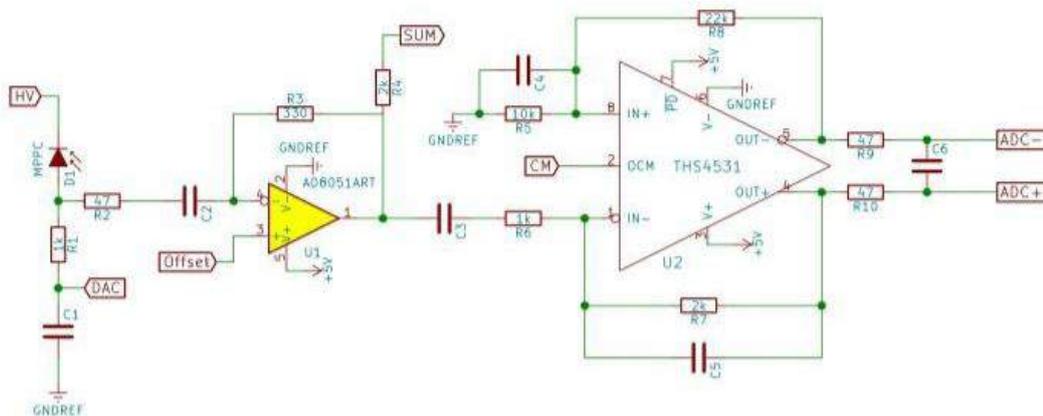


Рисунок 27 – Схема усилительных каскадов для сигналов с фотодиодов на аналоговой электронной плате

Данные усилители были ранее настроены на уровень синфазного входного напряжения ОСМ (THS4531 вход 2) (рисунок 27) на уровне 0,9 В. Новая версия АЦП потребовала перенастройки этого уровня до 0,8 В. В результате работ по модернизации электроники все 90 плат аналоговой электроники были протестированы и готовы к работе с новым АЦП. В настоящее время электронные платы установлены в одно из двух плеч адронного калориметра, см. рисунок 28.



Рисунок 28 – Фото адронного калориметра с задней стороны. Видны электронные платы, установленные в торцах модулей

Таким образом, аналоговая часть электроники считывания сигналов с калориметра FNCal была модернизирована и полностью готова к использованию с новой версией аналогово-цифровых преобразователей.

2.3. Тестирование цифровой части системы съема сигнала калориметра

Как упоминалось выше, в 2024 г. было принято решение об использовании переднего адронного калориметра в общем триггере установки MPD/NICA с отбором событий всех возможных центральностей. Это особенно важно для регистрации периферических событий с минимальным энерговыделением в столкновениях. Как показывают Монте-Карло расчеты, эффективность FNCal триггера достигает 98% при пороге регистрации энергии 5 МэВ на один модуль калориметра. Величина данного порога особенно важна при регистрации периферических событий с минимальным энерговыделением в калориметре. Изначально планировалась аналоговая схема организации триггера FNCal, в которой суммировались сигналы с отдельных модулей калориметра. Однако использование новой версии АЦП с более быстрым временем обработки сигналов позволило перейти к цифровой версии триггера, где триггерный сигнал формируется в АЦП путем суммирования оцифрованных сигналов. Данный вариант триггера обладает простотой решения и в то же время позволяет использовать различные конфигурации модулей калориметра в триггере, в зависимости от требуемых физических задач. В связи с таким подходом были изготовлены 10 новых электронных плат АЦП (рисунок 29, слева), которые потребовали проверки их работоспособности и уровня шума в отдельных каналах.

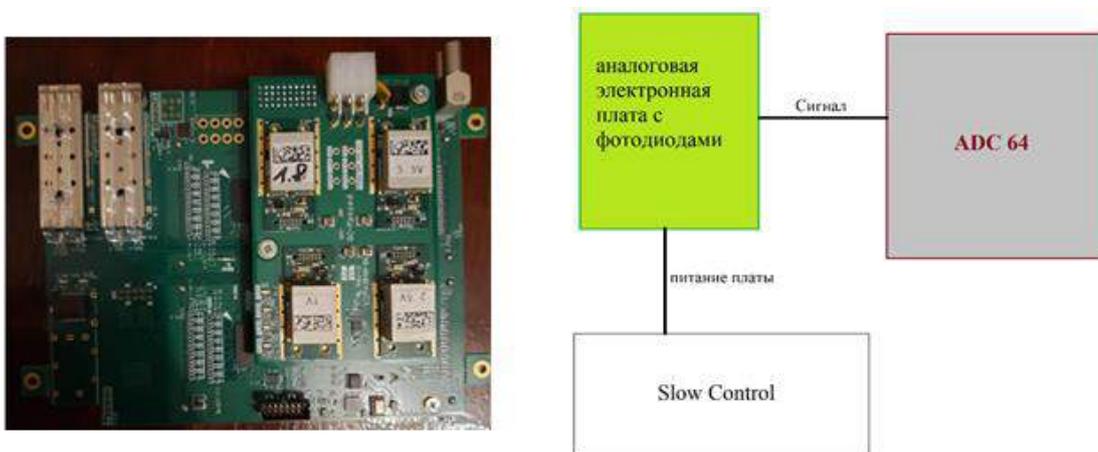


Рисунок 29 – Справа – фото платы нового (быстрого) АЦП. Слева – схема установки по тестированию АЦП

Для тестирования новых АЦП ADC64 модулей был создан экспериментальный стенд, состоящий из самой АЦП платы, плат с аналоговой электроникой и модуля управления параметрами фотодетекторов. Сигнал с калориметра имитировался вспышкой калиброванного светодиода, установленного на печатной плате с фотодетекторами. Сигнал

с фотодиодов усиливался, формировался на второй печатной плате аналоговой электроники и поступал на АЦП.

На ADC64 подавался сигнал от девяти плат с фотодиодами для проведения одновременной проверки всех каналов АЦП. Питание для плат обеспечивалось использованием блока Slow Control. Также были проведены тесты при использовании 1 платы при последовательном подключении к различным каналам АЦП. В ходе тестирования было выявлено наличие пилообразных наводок на каналах АЦП (рисунок 30). Такие же наводки присутствовали и на сигналах с калориметра от космических мюонов. Выявленная проблема была идентифицирована как собственные наводки новой версии АЦП, так как пилообразный сигнал также присутствовал и на неподключенных каналах АЦП. После идентификации проблемы, она была решена путём создания конденсаторного моста на входе АЦП, что полностью подавило выявленные наводки. Дальнейшие тесты АЦП не показали каких-либо проблем в эксплуатации. Таким образом, цифровая часть системы съема экспериментальных данных, основанная на новой версии АЦП ADC64, была протестирована и готова к установке в калориметр.

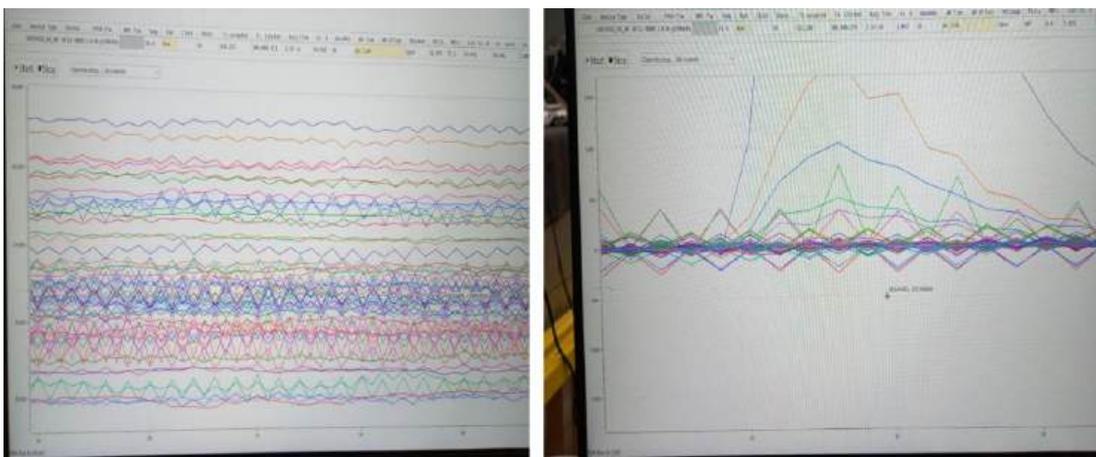


Рисунок 30 – Примеры сигналов на новой версии АЦП ADC64. Слева – шумовые базовые линии. Справа – сигнал от прохождения мюонов через калориметр

2.4. Интеграция FHCa1 в общую систему считывания данных MPD

Полюса магнита с установленными плечами FHCa1 должны перемещаться за пределы сверхпроводящего соленоида, чтобы обеспечить доступ к внутреннему объему магнита для сборки и обслуживания отдельных детекторов, особенно на начальном этапе интеграции MPD. Поэтому необходимо иметь возможность отсоединять кабели от системы съема информации FHCa1. Для этого на несущей раме FHCa1 будут установлены патч-панели, соединяющие кабели от электронной платформы и кабели от АЦП. Всего предусмотрено две панели, по одной на каждое из плеч калориметра.

Место установки патч-панелей на несущей раме обусловлено минимизацией длины кабелей и путей, подводимых к внешней стороне панелей коммуникаций, см. рисунок 31. В случае перемещения плеча калориметра, все коммуникации с внешней стороны панели будут отсоединены. Внутренние коммуникации, которые пролегают от патч-панели до ADC64 и аналоговой электроники, будут находится в неизменном виде. Чтобы избежать повреждений внутренних коммуникаций, было принято решение поместить их в гибкие кабель каналы, одна сторона которых крепится на опорной раме калориметра, а другая часть на подвижных частях калориметра (рисунок 31, справа). Таким образом, при раздвижении половин плеча калориметра будет отсутствовать риск обрыва или аварийного отключения кабелей.

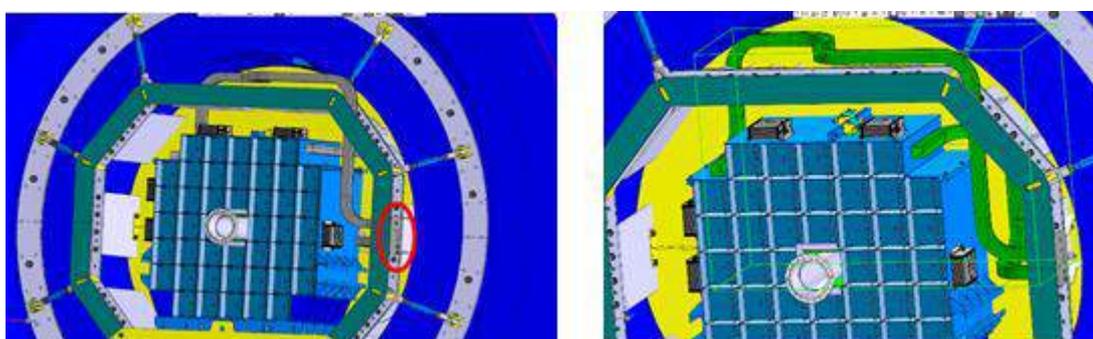


Рисунок 31 – Схема плеча калориметра. Слева – место расположение патч-панели обведено красным овалом. Справа – зелёным цветом помечены кабель-каналы внутренних коммуникаций

В результате согласований с рабочей группой по интеграции детекторов установки MPD были разработаны рабочие чертежи патч-панелей (рисунок 32), которые предусматривают соединение различных типов кабелей – питания АЦП, оптических кабелей передачи данных, плоских кабелей системы контроля и коаксиальных кабелей для триггерных сигналов.

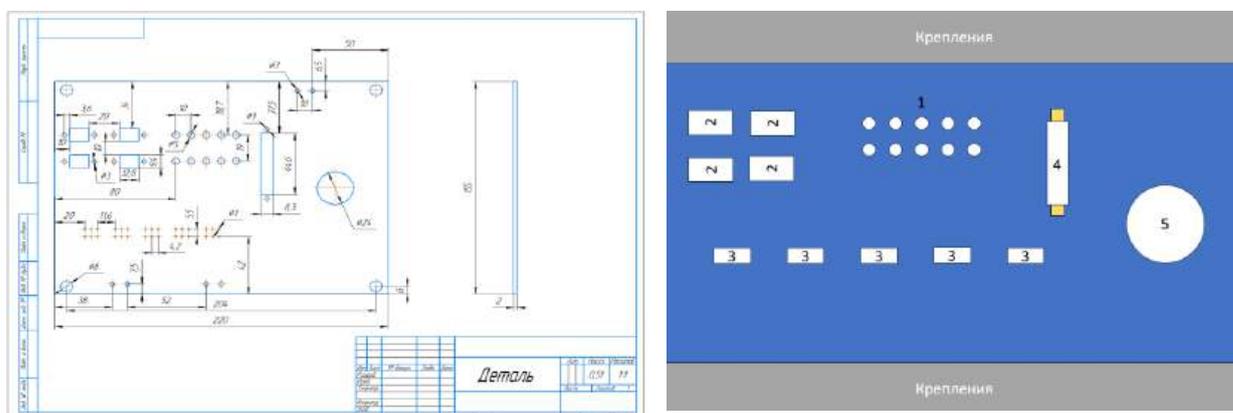


Рисунок 32 – Чертеж и внешний вид патч-панели

2.5. Моделирование образования спектаторных нуклонов в асимметричных ядро-ядерных столкновениях ^{209}Bi с различными мишенями

2.5.1. Нейтронные и протонные плотности в ^{209}Bi

Предполагается, что радиальные распределения плотности нейтронов и протонов в ^{209}Bi задаются двухпараметрическими функциями Ферми:

$$\rho_{n,p}(r) = \frac{\rho_{0n,p}}{1 + \exp(r - R_{n,p})/a_{n,p}}$$

со следующей нормировкой на массовое число ядра A :

$$\int d^3r (\rho_p(r) + \rho_n(r)) = A.$$

Соответствующие радиусы R_n и R_p , соответствующие половинной плотности ядерной материи на периферии ядра, и параметры диффузности, a_n и a_p , выбираются индивидуально для нейтронов и протонов, а также плотности, ρ_{0n} и ρ_{0p} , в центре ядра, определяемые вышеописанной нормировкой.

Значения $R_p = 6,70$ фм, $R_n = 6,71$ фм, а также $a_p = 0,449$ фм и $a_n = 0,560$ фм позволяют описать разницу между распределениями плотности нейтронов и протонов в ^{209}Bi , таким образом, что воспроизводится толщина NS $\Delta r_{np} = 0,14$ фм, полученная из измерений рентгеновских каскадов в антипротонных атомах [8]. Гипотетический случай ^{209}Bi без NS ($\Delta r_{np} = 0$) может быть представлен значениями $R_p = R_n = 6,70$ фм и $a_p = a_n = 0,449$ фм. Эта опция также используется в нашем моделировании для оценки чувствительности результатов к присутствию NS в ^{209}Bi .

Ядра средней и тяжелой массы с $R_p = R_n$ и $a_p < a_n$ представляют особый случай нейтронного гало – neutron halo (NH) [13]. Однако, поскольку соотношения $R_p \geq R_n$ и $a_p < a_n$ характерны для многих ядер, включая ^{208}Pb и ^{209}Bi , то классификация на случаи NH и NS не является однозначной. Поэтому особенно интересно выяснить, может ли разрабатываемый в настоящей работе метод, примененный к ^{209}Bi , быть эффективным для определения соотношений между R_n и R_p , a_n и a_p , и, соответственно, отнести ^{209}Bi либо к ядрам с поверхностным нейтронным слоем, либо нейтронному гало. Предполагается, что случай нейтронного гало в ^{209}Bi задается следующими параметрами: $R_p = R_n = 6,70$ фм, $a_p = 0,449$ фм и $a_n = 0,630$ фм.

2.5.2. Нуклоны-спектаторы в качестве пробы периферии атомного ядра

Недавно было предложено использовать свободные нуклоны-спектаторы, образующиеся в ультрацентральных столкновениях релятивистских тяжелых ядер, для исследования структуры сталкивающихся ядер [9-11]. В настоящей работе сечения образования данного числа нейтронов N_n , $\sigma(N_n)$, в ультрацентральных столкновениях

3,8А ГэВ ^{209}Bi с мишенями Bi и W были рассчитаны с помощью модели ААМСС-MST. Результаты представлены на рисунке 33. Как видно из этого рисунка, сечение $\sigma(N_n)$, вычисленное для 10 % наиболее центральных столкновений Bi–Bi, больше для событий с более чем 20 нейтронами, когда учитывается существование NS в ядрах-снарядах ^{209}Bi . Несколько меньший рост $\sigma(N_n)$ в расчетах, учитывающих NS отмечается также для ультрацентральных столкновений Bi–W, но для $N_n > 22$. Напротив, разница между сечениями, рассчитанными для $N_n < 15$ с NS и без него в ^{209}Bi , больше для Bi–W по сравнению с Bi–Bi. Для обеих сталкивающихся систем сечения событий с $N_n < 15$ меньше, а с $N_n > 22$ больше в расчетах с учетом NS в ^{209}Bi .

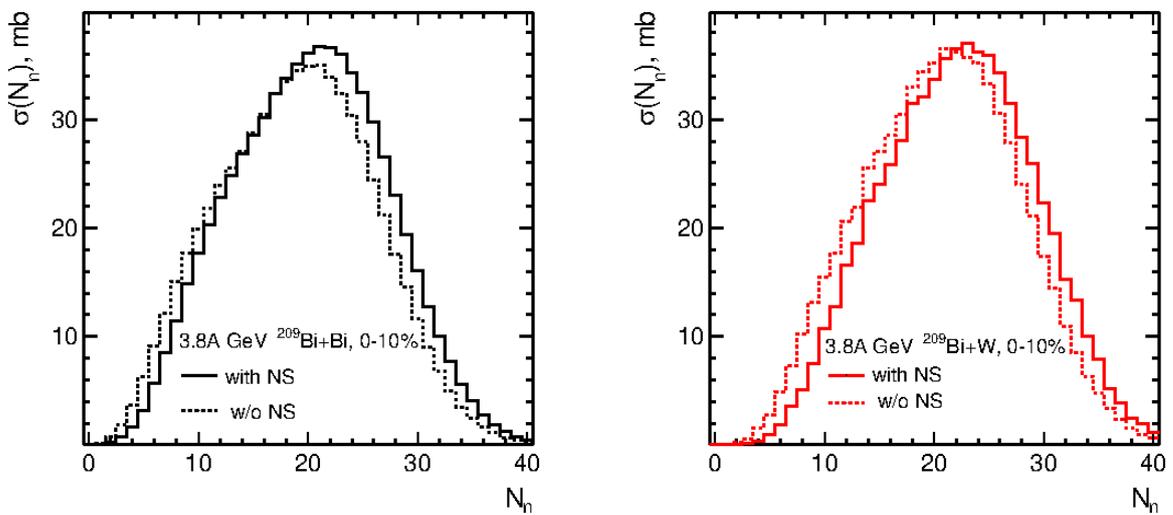


Рисунок 33 – Сечения образования заданного числа нейтронов N_n в ультрацентральных столкновениях 3,8А ГэВ ^{209}Bi с мишенью Bi (левая панель) и с мишенью W (правая панель). Расчеты с учетом и без учета поверхностного нейтронного слоя в ^{209}Bi представлены, соответственно, сплошной и пунктирной гистограммами

При условии, что $\sigma(N_n)$ может быть точно измерена и сравнена с расчетами, случаи $\Delta r_{np} = 0,14$ фм и $\Delta r_{np} = 0$ фм можно различить. Однако измерение абсолютных значений сечений ~ 10 мб с относительной неопределенностью на уровне нескольких процентов является довольно сложной задачей. Это мотивирует поиск других характеристик спектаторной материи, чувствительных к присутствию NS, которые требуют только классификации событий в соответствии с обнаруженной множественностью свободных нейтронов и протонов-наблюдателей. Среднее число свободных нейтронов-спектаторов, называемое $\langle N_n \rangle$, и протонов, называемое $\langle N_p \rangle$, в ультрацентральных событиях с заданным общим числом свободных нуклонов-наблюдателей $N_N = N_n + N_p$, было рассчитано с помощью ААМСС-MST [9], а затем разделено на N_N для каждого общего класса множественности N_N , см. рисунок 34.

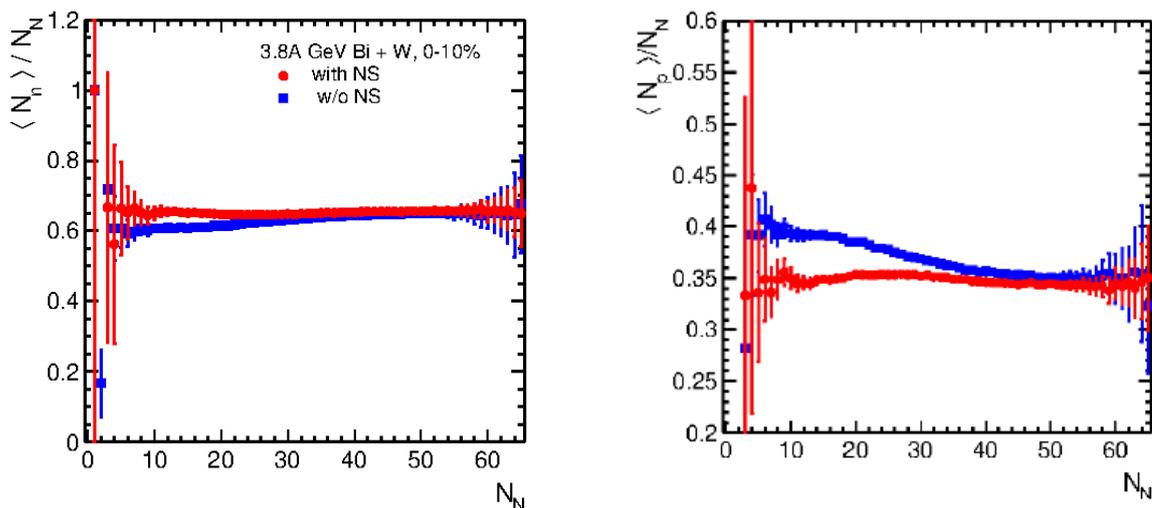


Рисунок 34 – Рассчитанные средние числа нейтронов-спектаторов $\langle N_n \rangle$ (слева) и протонов-спектаторов $\langle N_p \rangle$ (справа), разделённые на общее число нуклонов-спектаторов N_N как функции N_N в столкновениях 3,8A ГэВ ^{209}Bi с W. Расчеты с учетом и без учета поверхностного нейтронного слоя в ^{209}Bi представлены красными кругами и синими квадратами соответственно, с интервалами погрешностей, представляющими статистические неопределенности расчетов

Как видно из рисунка 34, $\langle N_n \rangle / N_N$ и $\langle N_p \rangle / N_N$ рассчитанные с NS и без него в ^{209}Bi , расходятся для событий с $N_N < 30$, но практически совпадают для более высоких N_N . Из-за наличия NS в событиях с менее чем 20 свободными нуклонами-спектаторами $\langle N_n \rangle / N_N$ на 8 % выше, а $\langle N_p \rangle / N_N$ на 15 % ниже по сравнению с расчетами без NS. Спектаторная материя в наиболее центральных столкновениях Bi–W с малым общим количеством нейтронов N_N представлена префрагментом в форме пузырька, содержащим в основном нуклоны из ядерной периферии, обогащенной нейтронами, включающей NS. Можно ожидать, что такой эффект будет подтвержден будущими измерениями эксперимента BM@N.

Интересно рассмотреть среднее отношение нейтронов к протонам, называемое $\langle N_n / N_p \rangle$, для нуклонов-спектаторов и сравнить его с отношением N/Z всего изначального ядра-снаряда ^{209}Bi . Рассчитанные значения $\langle N_n / N_p \rangle$ представлены на рисунке 35 как функции числа свободных нуклонов-наблюдателей, N_N , в столкновениях 3,8A ГэВ ^{209}Bi с мишенями W и Cu. Сравнение результатов, полученных с учетом и без учета NS в ^{209}Bi для столкновений Bi–W, показывает, что наличие NS приводит к ~25 % увеличению $\langle N_n / N_p \rangle$ в событиях с $N_N \sim 10$. В менее центральных событиях из того же диапазона центральности (0–10 %), но с более высоким значением $N_N \sim 40$, вычисленное среднее отношение $\langle N_n / N_p \rangle$ почти постоянно и приближается к 2, в то время как отношение N/Z в ^{209}Bi составляет 1,518. Согласно нашей модели ААМСС-MST, в таких событиях образуется в среднем около 7,5 фрагментов с $A_{\text{frag}} \sim 3$ и $\langle N/Z \rangle \sim 1,1$. Таким образом, среднее $\langle N_n / N_p \rangle$, вычисленное не только для свободных нуклонов-спектаторов, но включающее и связанные нуклоны-

спектаторы, остается близким к значению $N/Z=1,518$, которое в целом характеризует ядро ^{209}Bi . Следует отметить, что образование вторичных фрагментов в большинстве центральных столкновений тесно связано с устойчивостью (resilience) ядерной материи, обсуждаемой в работе [37]. Среднее отношение нейтронов к протонам в ультрацентральных столкновениях $\text{Bi}-\text{Cu}$ представлено на правой панели, см. рисунок 35. Как можно видеть, для такой пары сталкивающихся ядер, разница между расчетами с учетом поверхностного нейтронного слоя NS и без его учета него весьма мала. Это объясняется тем, что при использовании меньшего ядра-мишени в более толстом периферийном слое ядерной материи, срезанном с ядра-снаряда, отношение $\langle N_n/N_p \rangle$ естественным образом приближается к среднему отношению N/Z в ядре-снаряде ^{209}Bi в целом. Это особенно заметно в событиях с большим общим количеством нейтронов N_N . Поэтому эффект присутствия NS размывается. На рисунке 35 (левая панель) можно сравнить результаты расчетов для двух различных типов поверхностного нейтронного слоя (NS и NH) в ^{209}Bi , но характеризуемых одинаковым $\Delta r_{np} = 0,14$ фм. Параметры распределений плотности нейтронов и протонов, соответствующих нейтронному гало (NH) в ^{209}Bi были представлены выше. Как видно на левой панели рисунка 35, в случае NH среднее отношение нейтронов к протонам оказывается выше. Это связано с большим значением $a_n=0,630$ фм, приводящим к увеличению вероятности присутствия нейтронов на дальней периферии ядра при $r \sim 8$ фм. При этом распределение протонов в случае NH остается таким же, как и в случае NS. Максимальное среднее отношение нейтронов к протонам составляет 3,25 в расчетах с NH и 2,7 в случае NS.

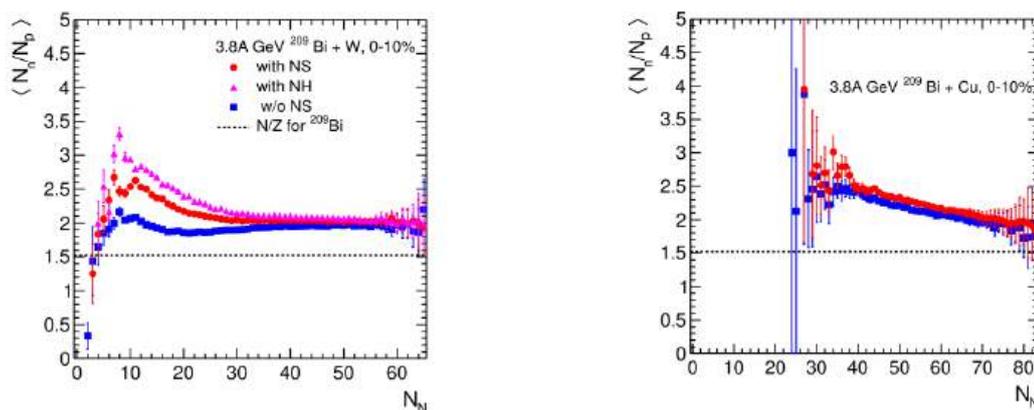


Рисунок 35 – Среднее отношение нейтронов к протонам $\langle N_n/N_p \rangle$ для нуклонов-спектаторов как функция общего числа свободных нуклонов-спектаторов N_N в столкновениях 3,8А ГэВ ^{209}Bi с мишенями W (слева) и Cu (справа). Отношение N/Z в исходном ^{209}Bi показано пунктирной линией. Результаты расчетов с нейтронным гало в ^{209}Bi представлены пурпурными треугольниками. Остальные обозначения такие же, как на рисунке 34

2.6. Моделирование электромагнитных взаимодействий ядер на NICA

С помощью модели RELDIS [16] были рассчитаны общие характеристики ЭМД ядер ^{209}Bi и ^{124}Xe в столкновениях $^{209}\text{Bi}-^{209}\text{Bi}$ и $^{124}\text{Xe}-^{184}\text{W}$ в эксперименте MPD в режимах коллайдера и неподвижной мишени, соответственно. Они представлены в таблице 1 вместе с результатами для ультрапериферических $^{124}\text{Xe}-^{130}\text{Xe}$ столкновений в эксперименте BM@N, в котором пучок ядер ^{124}Xe взаимодействует с мишенью CsI, ядра которой в среднем эквивалентны ядрам ^{130}Xe . Представленные в таблице характеристики включают: эффективный лоренц-фактор γ_{eff} , характеризующий продольное сжатие кулоновского поля ядра-снаряда в системе покоя ядра-мишени; величины E_{min} и E_{max} , характеризующие диапазон энергий эквивалентных фотонов, приводящих к ЭМД; полные сечения одиночной σ_{sEMD} и взаимной σ_{mEMD} ЭМД; средние энергии возбуждения $\langle E_{\text{RN}}^* \rangle$ остаточных ядер после первой каскадной стадии фотопоглощения; средние числа нейтронов, протонов, π^+ , π^- и π^0 мезонов, дейтронов, ядер трития, ^3He и ^4He , образующихся в событии ЭМД. Расчётное сечение электромагнитного деления σ_{fiss} ядра ^{209}Bi оказалось пренебрежимо малым. Как видно из таблицы 1, доминирует эмиссия нейтронов, и только 2 – 4% событий ЭМД содержат протон или дейтрон. Рождением других частиц в ЭМД можно пренебречь.

Таблица 1 – Общие характеристики ЭМД ядер ^{209}Bi и ^{124}Xe в режиме коллайдера и в режиме их столкновений с фиксированными мишенями, соответственно

Величина и единицы её измерения	$^{209}\text{Bi}-^{209}\text{Bi}$ $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7 \text{ ГэВ}$	2,5A ГэВ ^{124}Xe на ^{184}W	3,8A ГэВ ^{124}Xe на ^{130}Xe (CsI)
γ_{eff}	26,7	3,66	5,04
E_{min} (МэВ)	8,0	11,5	11,5
E_{max} (МэВ)	339,0	52,0	76,0
σ_{sEMD} (б)	23,8	2,58	1,89
σ_{mEMD} (б)	2,1		
$\langle E_{\text{RN}}^* \rangle$ (МэВ)	15,7	16,4	16,5
$\langle N_{\text{n}} \rangle$	1,3823	1,0384	1,0476
$\langle N_{\text{p}} \rangle$	0,0463	0,0269	0,0339
$\langle N_{\pi^+} \rangle$	0,0007	0	0
$\langle N_{\pi^-} \rangle$	0,0013	0	0
$\langle N_{\pi^0} \rangle$	0,0016	0	0
$\langle N_{\text{d}} \rangle$	0,0206	0,0025	0,0055
$\langle N_{\text{t}} \rangle$	0,0004	0	0,00008
$\langle N_{^3\text{He}} \rangle$	0,00006	0	0,00002
$\langle N_{^4\text{He}} \rangle$	0,0002	0,0017	0,002
σ_{fiss} (б)	0,003	0	0

Помимо средних чисел, образующихся в результате ЭМД нейтронов и протонов, представленных в таблице 1, для всех трёх сталкивающихся систем можно рассмотреть их распределения по множественности, показанные на рисунке 36.

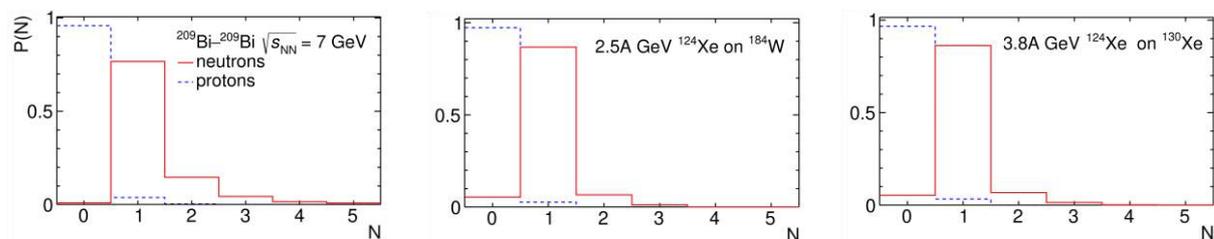


Рисунок 36 – Распределения нейтронов (сплошные линии) и протонов (пунктирные линии) от (слева направо) ЭМД ^{209}Bi в режиме коллайдера при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7$ ГэВ; ЭМД 2,5А ГэВ ^{124}Xe на мишени ^{184}W ; ЭМД 3,8А ^{124}Xe на мишени CsI, представленной ^{130}Xe

Доминирование эмиссии нейтронов также хорошо видно на рисунке 36, причём эмиссия единственного нейтрона (1n) является наиболее вероятной во всех трех случаях. Заметные вклады двух (2n) и трех нейтронов (3n) предсказываются только для ЭМД ^{209}Bi . Интересно отметить, что в некоторых ЭМД-событиях из ^{124}Xe вылетают одновременно нейтрон и протон с малым относительным импульсом, и RELDIS предсказывает возможность коалесценции такой пары нуклонов в дейтрон. Вместе с эмиссией свободного протона коалесценция отвечает за весьма малую долю 0n-событий, показанных на рисунке 36.

Парциальные сечения эмиссии заданного числа нейтронов с одним протоном и без него в ЭМД ^{209}Bi и ^{124}Xe в режимах коллайдера и неподвижной мишени, соответственно, представлены в таблице 2. Полное ЭМД-сечение для ^{124}Xe примерно в десять раз меньше соответствующего сечения для ^{209}Bi , но оно все-таки сравнимо с полными адронными сечениями, оценёнными с помощью модели Глаубера как 6,1 б и 5,4 б для столкновений $^{124}\text{Xe}-^{184}\text{W}$ и $^{124}\text{Xe}-^{130}\text{Xe}$, соответственно. Парциальные сечения ЭМД ^{124}Xe , приведённые в таблице 2, в целом характеризуются некоторым общим фактором по отношению к соответствующим сечениям ^{209}Bi , но с увеличенным относительным вкладом 1n канала, см. также рисунок 36.

Таблица 2 – Сечения (в барнах) эмиссии определённого числа нейтронов без сопровождения протонами и вместе с одним протоном в результате ЭМД ядер ^{209}Bi и ^{124}Xe в режиме коллайдера и при столкновении с фиксированными мишенями, соответственно

множественность (in, kp)	$^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$ $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7$ ГэВ	2,5А ГэВ ^{124}Xe на ^{184}W	3,8А ГэВ ^{124}Xe на ^{130}Xe (CsI)
(0n,0p)	0,09	0,12	0,08
(1n,0p)	18,14	2,21	1,61
(2n,0p)	3,32	0,16	0,12
(3n,0p)	0,90	0,03	0,02
(4n,0p)	0,28	0	0
(5n,0p)	0,12	0	0
(6n,0p)	0,06	0	0
всего (Xn,0p)	22,9	2,51	1,83
(0n,1p)	0,12	0,02	0,020
(1n,1p)	0,25	0,03	0,023
(2n,1p)	0,18	0,01	0,013
(3n,1p)	0,12	0	0,004
(4n,1p)	0,08	0	0
(5n,1p)	0,05	0	0
(6n,1p)	0,03	0	0
всего (Xn,1p)	0,84	0,07	0,06

Модель RELDIS предсказывает, что в результате эмиссии определённого числа нейтронов и протонов из ^{209}Bi в каждом ЭМД-событии образуется единственное тяжёлое вторичное ядро. Сечения образования изотопов Bi, Pb и Tl в ультрапериферических $^{209}\text{Bi}-^{209}\text{Bi}$ столкновениях в режиме коллайдера при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7$ ГэВ показаны на рисунке 37. Известно, что отношение заряда к массе (Z/A) вторичного ядра является важным параметром, определяющим траекторию движения этого ядра в коллайдере. Как видно из рисунка 37, рассчитанные с помощью RELDIS сечения образования $^{205,206,207,208}\text{Bi}$ и $^{204,205,206,207,208}\text{Pb}$ в ЭМД превышают 1 б и 0,1 б, соответственно, а отношения Z/A для вышеперечисленных ядер близки к таковым для ^{209}Bi . Детальное моделирование траекторий этих ядер в коллайдере NICA должно стать предметом будущих исследований.

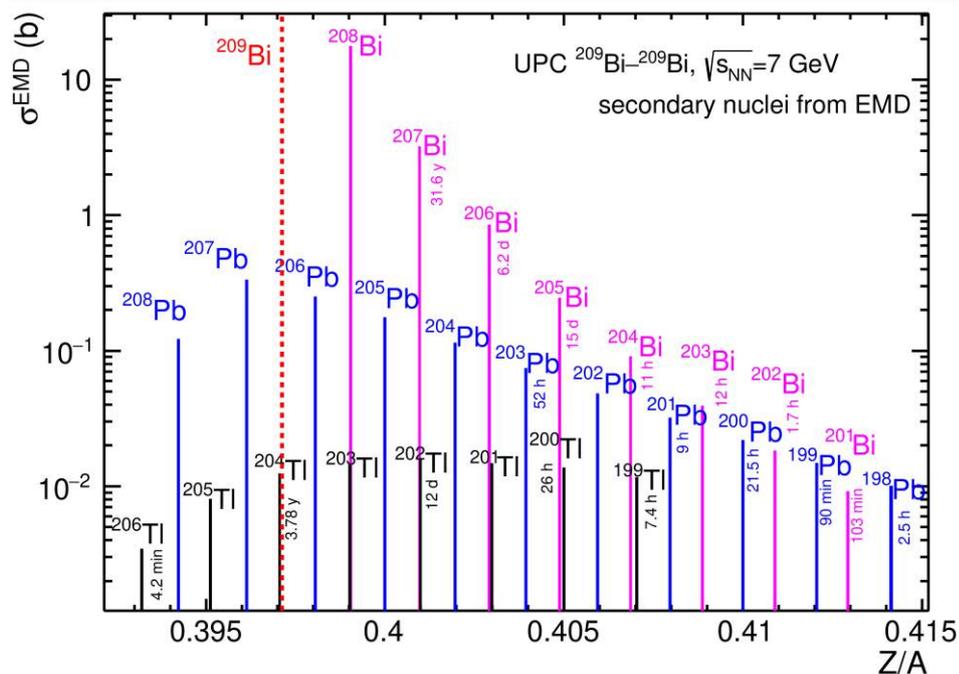


Рисунок 37 – Сечения образования изотопов Bi, Pb и Tl в УПС $^{209}\text{Bi}-^{209}\text{Bi}$ при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7$ ГэВ. Ядра упорядочены по отношению заряда к массе. Периоды полураспада нестабильных ядер указаны под соответствующими символами изотопов. Отношение Z/A для ^{209}Bi обозначено пунктирной линией

Энергетическое распределение нейтронов, испускаемых в ЭМД в результате УПС ^{124}Xe с мишенью CsI в эксперименте BM@N, показано на рисунке 38. Как видно, непосредственно в направлении вперёд формируется моноэнергетический нейтронный пучок благодаря доминированию в ЭМД испарения единственного нейтрона с энергией $\sim 1-2$ МэВ в системе покоя возбужденного в результате поглощения фотона ядра ^{124}Xe . В результате этого средняя энергия нейтрона в лабораторной системе равна начальной энергии пучка 3,8 ГэВ, а энергии всех нейтронов лежат между значениями 3,4 ГэВ и 4,2 ГэВ, в пределах $\sim 10\%$ от среднего значения. Таким образом, ЭМД релятивистских ядер можно рассматривать в качестве уникального моноэнергетического источника нейтронов высоких энергий. Интересно отметить, что адронная фрагментация релятивистских ядер свинца на лёгких мишенях уже рассматривалась как источник нейтронов высокой энергии [38]. Полный выход нейтронов от события адронной фрагментации ядра свинца, естественно, выше, чем от события ЭМД того же ядра, однако нейтроны от ЭМД заметно лучше сфокусированы в переднем направлении, и их энергетическое распределение является более узким по сравнению с нейтронами от адронных событий.

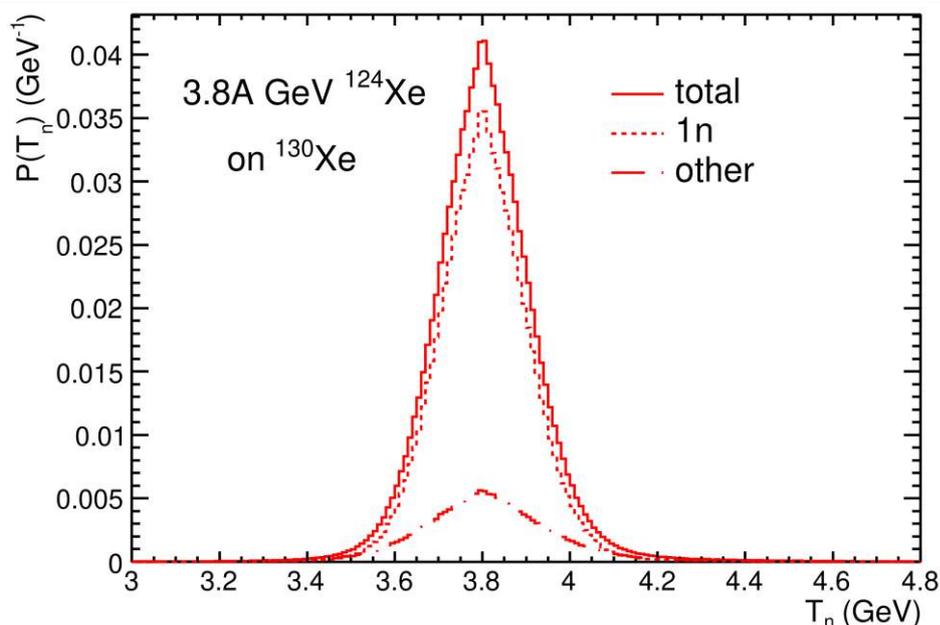
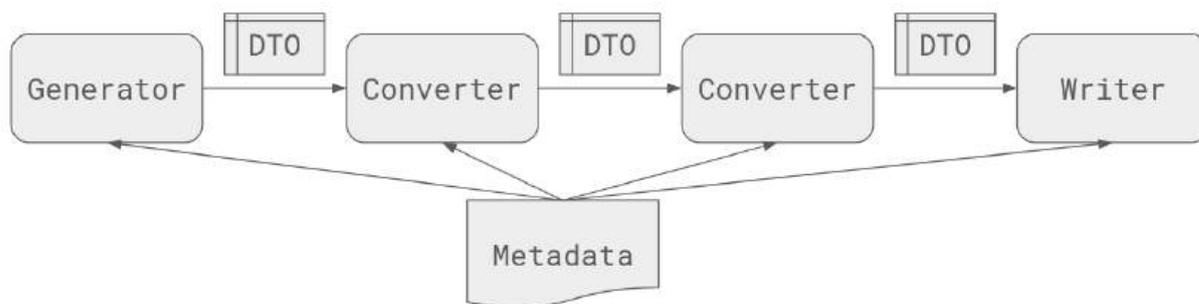


Рисунок 38 – Распределение энергии нейтронов от ЭМД 3,8А ГэВ ^{124}Xe на ^{130}Xe . Вклады от одиночной и множественной эмиссии нейтронов показаны, соответственно, пунктирными и штрих-пунктирными линиями

В данной работе рассматривается проблема интеграции различных программ Монте-Карло моделирования событий. Для корректного описания физических процессов часто необходимо последовательно использовать несколько моделей. Для упрощения этого процесса был создан прототип лёгкой библиотеки на языке C++, реализующий структуру потока данных, показанную на рисунке 39.



Generator – модуль, создающий столкновение
 Converter – модуль, преобразующий данные о столкновении
 Writer – модуль, сохраняющий данные о столкновении
 DTO – Data Transfer Object, объект передачи данных
 Metadata – метаданные для конфигурации процесса моделирования
 Рисунок 39 – структура потока данных при использовании библиотеки

Различные форматы данных в моделях часто делают необходимым использование многочисленных конвертеров и дополнительных скриптов, что может значительно замедлить процесс моделирования и потенциально внести в него непредвиденные ошибки. Чтобы решить эту проблему и упростить будущие разработки, была создана легкая

библиотека для организации различных моделей. Библиотека основана на принципах модульности и внедрения зависимостей [39]. Организуя модели, представляющие различные стадии столкновения в замкнутые модули, возможно в дальнейшем комбинировать их в программу, которая охватывает всё моделирование. Такой подход предоставляет большую гибкость, так как замена модуля или изменение его конфигурации не представляет большой сложности. Стандартизация формата данных облегчает поиск ошибок в отдельных модулях и избавляет от потребности в конвертационных скриптах. Значительная часть современного кода для Монте-Карло моделирования написана на C++, во многом из-за доступности крупных библиотек, таких как ROOT [40] и Geant4 [41]. В связи с этим, C++ был выбран в качестве языка для разработки этой библиотеки. В частности, JETSCAPE [42] – фреймворк C++ со схожими целями, находится в разработке несколько лет. В отличие от JETSCAPE, наша библиотека не включает в себя какую-либо конкретную модель, она только предоставляет интерфейсы и объекты данных, которые необходимы для создания модуля. Установка модулей разделена с библиотекой, и поэтому у неё нет внешних зависимостей.

Метод опробован на многостадийной модели ААМСС-MST [43]. В данный момент эта модель разделена на несколько модулей для библиотеки, производится их отладка.

3. Основные условия для исследования электрического дипольного момента в структуре с «квази-замороженным» спином

На рисунке 40 показана схема обводных каналов на коллайдере NICA. Проектируя накопительное кольцо NICA с отводными секциями ByPass, планируется, оставить геометрию арок неизменной. Возможно лишь изменение полей в уже установленных элементах. Так что NICA можно использовать для различных экспериментов (статья [1] в приложении A1, [1] в приложении A2).

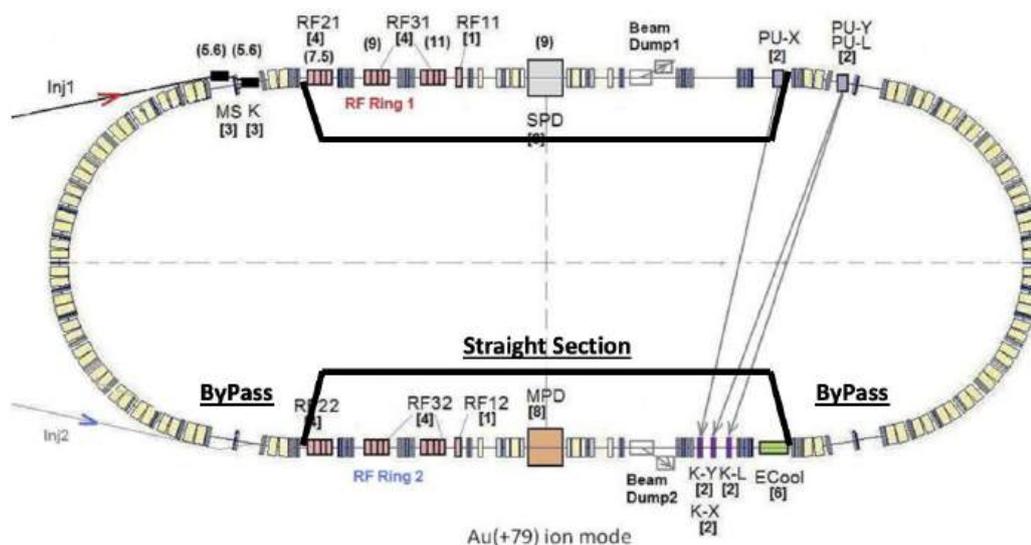


Рисунок 40 – Принципиальная схема кольца NICA с принципиальной схемой альтернативных каналов ByPass

В кольце NICA арка имеет ненулевую дисперсию. По краям как дисперсия, так и ее производная сведены к нулю. Прямой участок имеет нулевую дисперсию по всему периметру.

Общая длина оригинального кольца NICA $L_{acc} = 503,04$ м. Длина одной арки равна $L_{arc} = 142,15$ м. Поэтому реально доступно $(L_{acc} - 2L_{arc})/2 = 109,6$ м.

3.1. Конструкция “bypass” канала в коллайдере NICA

ByPass – это канал для отклонения пучка на альтернативный прямой участок. Дипольные магниты выбраны таким образом, чтобы обеспечить отклонение на угол $\alpha = 9^\circ$. Сила диполя $B_{BP} = 1$ Т при длине $L_{dip}^{BP} = 50$ см. Альтернативный прямой участок находится на расстоянии 1 метра от исходного, поэтому длина обводного участка $L_{BP} = 1\text{ м} / \sin \alpha \approx 6,4$ м.

Отклоняющие магниты искажают дисперсионную функцию. Таким образом, необходимо было использовать по меньшей мере 2 фокусирующих квадрупольных магнитов на обходном канале для подавления дисперсии на выходе. Это помогает обеспечить нулевую

дисперсию на всем прямолинейном участке. Чтобы обеспечить периодичность и симметрию бета-функций, можно использовать или один, или три дефокусирующих квадруполья.

Основываясь на рассмотренных примерах, мы получили структуру, максимально адаптированную к реальности. Байпас состоит из 5 квадрупольей и отклоняет пучок на 1,46 м. Но для согласования использовались разные секции, чтобы компенсировать несимметрию между поворотной аркой и прямым участком. Наконец, Твисс-функция половины байпасного NICA, представлена на рисунке 41. В центре прямой секции расположены фильтры Вина.

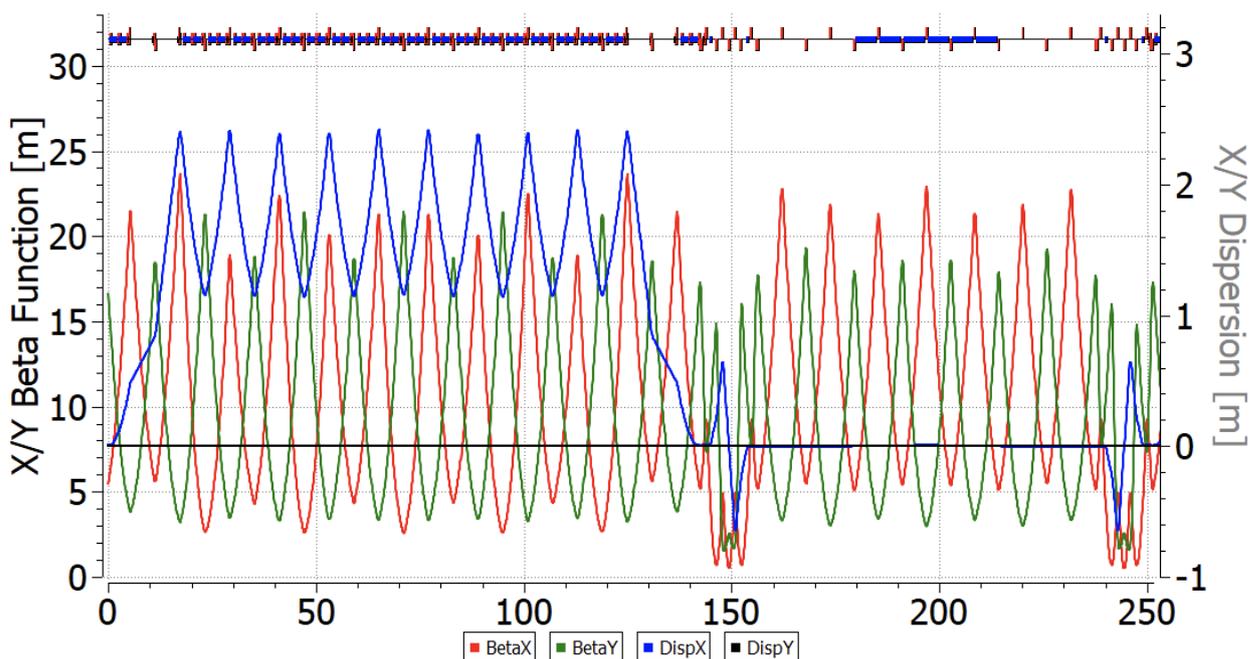


Рисунок 41 – Твисс-функции для половины байпасного кольца NICA. Фильтры Wien, расположенные на прямом участке

Все вычисления Твисс-параметров, выполнены с помощью OptiM.

3.2. Оптимизация натуральной хроматичности и динамической апертуры в структуре NICA с bypass каналом

Нами был рассмотрен вопрос обеспечения стабильного орбитального движения учетом структурных резонансов, точнее их не пересечения. Для этого была рассмотрена возможность подавления натуральной хроматичности в структуре ByPass NICA.

На рисунке 42 представлена зависимость набега бетатронных колебаний от разброса по энергии для случаев натуральной хроматичности и подавленной хроматичности 2 семействами.

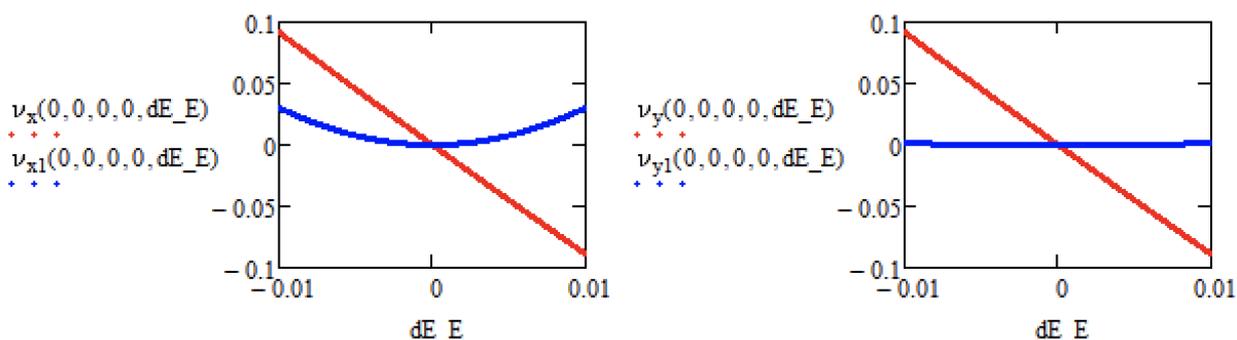


Рисунок 42 – Зависимость от разброса по энергии в X и Y плоскостях. Красная линия – натуральная хроматичность, синяя линия – подавленная хроматичность

На рисунке 43 представлены динамические апертуры для случая с подавленной хроматичностью.

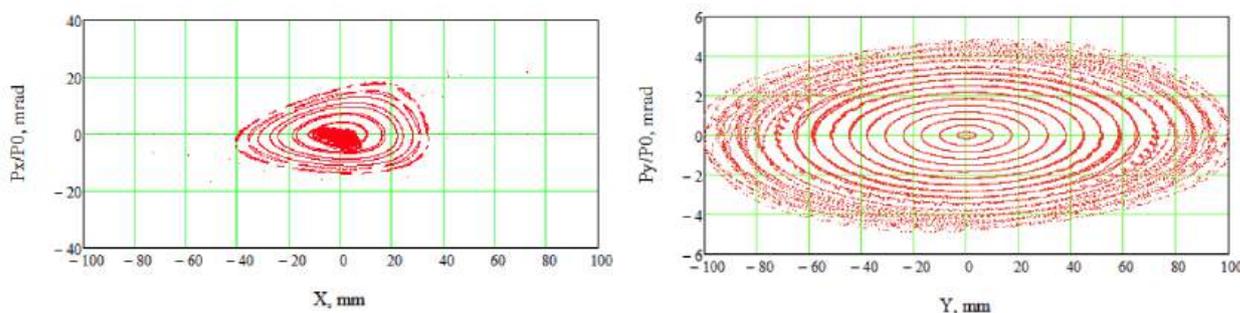


Рисунок 43 – Динамическая апертура с подавленной хроматичностью 2 семействами секступолей

3.3. Концепция «квази-замороженного» спина в коллайдере NICA

Концепция магнитооптической структуры «замороженного спина» (Frozen Spin) основана на использовании deflectоров с электрическим и магнитным полями, объединенных в один элемент, в которых вектор спина синхронной частицы всегда ориентирован вдоль вектора импульса.

В кольце NICA реализация концепции FS потребовала бы полной модернизации оптики и, по сути, сооружения специального кольца. Однако предположим, что спин будет совершать периодические отклонения в горизонтальной плоскости относительно направления замороженного вращения с небольшой амплитудой угла $(\Phi_s)^2 \ll 1$. Этого можно было бы добиться, разместив в прямых секциях ускорителя специальные элементы с электрическим полем, которые вернули бы вектор спина к направлению импульса после того, как он отклонился от него в магнитной арке. Тогда рост ЭДМ уменьшится пропорционально коэффициенту $J_0(\Phi_s) \approx 1 - (\Phi_s)^2/4$. Поскольку магнитная аномалия дейтрона $G = -0,142$ имеет небольшую величину, и поскольку в рассматриваемом случае спин совершает колебания вокруг направления импульса в пределах половины значения угла отклонения спина от импульса в магнитной арке $\Phi_s = \pi \cdot \gamma G/2 \approx 0,2$, очевидно, что

эффективный вклад в ожидаемый эффект ЭДМ снижается всего на несколько процентов при оптимальных параметрах измерения ЭДМ $\gamma=1,12$.

Описанный выше мысленный эксперимент дает суть концепции «квази-замороженного» спина (QFS) (приложение А1 [2, 3]): здесь спин не заморожен относительно вектора импульса, а непрерывно колеблется вокруг некоторого среднего фиксированного направления, совпадающего с направлением импульса. В варианте QFS-структуры мы ввели в спин-ориентирующие элементы “Е+В” небольшое магнитное поле ~ 100 мТл, которое компенсирует силу Лоренца электрического поля и позволяет сделать их прямолинейными, при этом сохраняя функции компенсации поворота спина в арках за счет электростатического поля. В магнитной арке импульс частиц поворачивается на угол $\Phi_{arc}^B = \pi$ с одновременным МДМ поворотом спина в горизонтальной плоскости относительно импульса на угол:

$$\Phi_s^{arc} = \gamma G \cdot \Phi_{arc}^B. \quad (1)$$

В элементах “Е+В” на прямых участках МДМ вращение спина происходит в горизонтальной плоскости и состоит из двух составляющих: соответственно в Е- и В-полях. В Е-поле это происходит в направлении, противоположном повороту импульса на угол

$$\Phi_s^E = -\left(\gamma G + \frac{\gamma}{\gamma + 1}\right)\beta^2 \cdot \Phi_{ss}^E, \quad (2)$$

где Φ_{ss}^E – вращение импульса в электрическом поле, а в В-поле в том же направлении на угол $\Phi_s^B = (\gamma G + 1) \cdot \Phi_{ss}^B$, где Φ_{ss}^B — вращение импульса в магнитном поле. Поскольку сила Лоренца равна нулю, углы вращения импульса $\Phi_{ss}^E = \Phi_{ss}^B$ равны, и мы можем выразить обе компоненты вращения спина через одну из них, например, через вращение в магнитном поле $\Phi_{ss}^B = \frac{eB_{ss}}{m\gamma v} \cdot L_{ss}$, где B_{ss}, L_{ss} – магнитное поле и длина прямого элемента соответственно. Чтобы реализовать концепцию QFS, мы должны выполнить условие QFS $\Phi_s^B - \Phi_s^E = \Phi_s^{arc}$, то есть:

$$(\gamma G + 1) \cdot \Phi_{ss}^B - \left(\gamma G + \frac{\gamma}{\gamma + 1}\right)\beta^2 \cdot \Phi_{ss}^E = \gamma G \cdot \pi. \quad (3)$$

Проведя несложные преобразования, получим определение параметров элемента “Е+В”:

$$L_{\Sigma} E_{ss} = \frac{G}{G+1} \cdot \frac{mc^2}{e} \cdot \pi \beta^2 \gamma^3 \text{ и } B_{ss} = -\frac{E_{ss}}{c\beta}, \quad (4)$$

где L_{Σ} – общая длина всех Вин-фильтров на одном прямом участке bypass. Таким образом, если принять более или менее реалистичное значение электрического поля на уровне 100 кВ/см, то соответствующее магнитное поле окажется ниже 96 мТл. Это открывает

перспективы упрощения технической конструкции Вин-фильтра. В частности, в нем можно использовать постоянный магнит или электрическую катушку с воздушным сердечником. Без точек встречи мы имеем два несвязанных кольца с возможностью удвоения скорости сбора статистики. Учитывая предельные значения электрического поля $\sim 100\text{кВ/см}$ и используя полученные выражения для параметров Вин-фильтров, рассчитываем их необходимую чистую длину на один обходной участок $\sim 25\text{-}30$ метров, что составляет 30% от общей длины участка bypass. Результат спин-орбитального моделирования (рисунок 44) для трех проекций спина показывает, что вращение меняет направление относительно импульса в пределах $\pm 7,5$ градусов. Несмотря на изменение направления спина, асимметрия поляризации остается постоянной в месте расположения поляриметра.

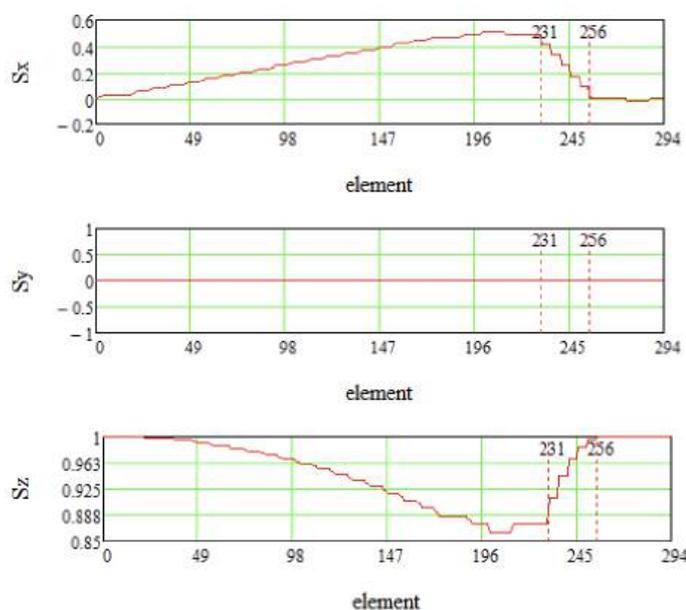


Рисунок 44 – Спин-орбитальной моделирование на одном участке bypass+Arc

3.4. Свойства структуры с «квази-замороженным» спином с точки зрения измерения ЭДМ

Величину ЭДМ частицы в накопителе наиболее точно можно получить, измеряя полную частоту прецессии спина с помощью поляриметра. Так как радиальные возмущения в структуре являются основным источником систематических ошибок, были исследованы различия и свойства структур типа замороженного и квази-замороженного спина в этом отношении. Для проведения прецизионных экспериментов по поиску ЭДМ была получена точная форма связи интегральной частоты прецессии с локальными поворотами спина для оценки ЭДМ сигнала. Были исследованы особенности суммирования частот в FS и QFS структурах. В рамках спинорного формализма получены выражения для спин-тьюна и направления инвариантной оси прецессии для обоих типов структур. Также учтён вклад

ЭДМ в измеряемую частоту и поправки к частоте типа геометрической фазы. Данное исследование необходимо для развития методики учёта систематических ошибок в эксперименте по поиску ЭДМ (приложение А1 [2], приложение А2 [2]).

По результатам работ по данной теме была защищена диссертация “Исследование спин-орбитального движения и управления поляризацией в накопительном кольце для поиска электрического дипольного момента лёгких ядер” на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук Мельниковым А.А. 10.10.2024 г. в диссертационном совете ИЯИ РАН.

3.5. Причины декогеренции вектора спина при движении в ускорителе в электрических и магнитных полях

Для изучения ЭДМ необходимо учитывать все факторы, определяющие частоту прецессии спина в электрических и магнитных полях. Структуры для исследования ЭДМ можно разделить на группы по способу использования электростатических элементов в кольцевой структуре:

- чисто электростатическое кольцо для протонного пучка с замороженным спином;
- кольцо с элементами со смешанными электрическими и магнитными полями E+B для дейтрона с замороженным спином;
- кольцо с магнитными дугами и фильтрами Вина на прямых участках для дейтрона с квази-замороженным спином.

Как мы видим, электрическое поле присутствует во всех вариантах колец, а в общем случае, в смешанной структуре используются элементы с магнитным и электрическим полями, которые связаны между собой соотношением, вытекающим из силы Лоренца, удерживающей частицу на орбите радиусом R :
$$e \left(c\vec{\beta} \times \vec{B} + \vec{E} \right) = \frac{mv^2}{R}.$$

Нами изучены особенности поведения спинов в дефлекторах магнитооптической структуры ускорителя с электрическим, магнитным и смешанными полями. Рассмотрены дефлекторы различной формы, используемые в ускорителях для исследования электрического дипольного момента. В отличие от прямых, цилиндрические дефлекторы вносят секступольную составляющую электрического поля, приводящую к изменению бетатронной хроматичности, которая, в свою очередь, определяет спиновую хроматичность. Основным отличием поведения спина в электростатическом и магнитостатическом полях в зависимости от фактора Лоренца является наличие нелинейной составляющей в частоте прецессии спина, приводящей к дополнительной спиновой некогерентности. Второй причиной некогерентности спиновой прецессии является нелинейность уравнения бетатронного движения, вклад которой в

электростатическом и магнитостатическом полях имеет одинаковую природу. В заключение следует отметить, что обе причины спиновой декогеренции, возникающие в электростатическом поле, имеют совершенно разную природу, тем не менее они количественно близки и могут компенсировать друг друга. Это обеспечивает дополнительный метод борьбы с сохранением поляризации (приложение А2 [3]).

Были проанализированы основные источники декогеренции: спиновая хроматичность, бетатронное удлинение орбит и спиновые резонансы (приложение А1 [1], приложение А2 [4]). Было показано, что большое время спиновой когерентности ассоциируется с положением равновесных уровней энергии частиц. Спиновые резонансы действуют как дополнительный источник спин-декогеренции. Оценки влияния спиновых резонансов на время когерентности спинов для накопителя COSY подтверждают предварительные экспериментальные данные и подчёркивают важность данного эффекта. Также была изучена возможность достижения большого времени когерентности дейтронного пучка в структуре коллайдера NICA с электростатическими вставками для выполнения условия QFS (приложение А2 [5]). Было показано, что в регулярной оптической структуре арок коллайдера возможно размещение 2-х семейств секступолей, что позволяет минимизировать бетатронную хроматичность.

3.6. Исследование прохождения поляризованных протонов через критическую энергию

Прохождение критической энергии является актуальной задачей для протонного пучка в строящемся комплексе NICA (ОИЯИ г. Дубна). С целью изучения данной проблемы, исследована динамика продольного движения в окрестности критической энергии У-70 (НИЦ «Курчатовский институт» - ИФВЭ г. Протвино). Возрастание скорости прохождения критической энергии, уменьшает влияние факторов, возмущающих фазовое движение. Метод скачка критической энергии применяется на многих установках CERN, BNL, в том числе реализован на У-70. Он предполагает подготовку, включающую в себя сдвиг критической энергии за счет изменения дисперсионной функции вдоль ускорителя методом подстройки легких квадрупольей.

Прохождение критической энергии в гармоническом ВЧ как с использованием метода скачка, так и без него, было рассмотрено в сеансе на протонном синхротроне У-70 (приложение А1 [4], А2 [6]). А также при помощи моделирования продольной динамики для различных импедансов и интенсивностей сгустков, показано, что темп ускорения играет ключевую роль при прохождении критической энергии. Для его увеличения используют метод поднятия критической энергии при помощи модуляции дисперсионной

функции, что позволяет контролировать продольную длину сгустка в момент прохождения критической энергии.

Полученные результаты представляют большой интерес для дальнейшего изучения критической энергии как в гармоническом, так и барьерном ВЧ в коллайдере NICA для ускорения поляризованных протонов (приложение А2 [7, 8]).

4. Источник поляризованных ионов с Т-образной накопительной ячейкой поляризованных атомов

Схема источника ОИЯИ показана на рисунке 45. В источнике пучок поляризованных атомов инжектируется в накопительную ячейку, установленную в соленоиде плазменного ионизатора, через поворотный магнит и электроды ионно-оптической системы формирования и ускорения пучка ионов. Поворотный магнит выполняет в ионизаторе важную функцию разделения по массам извлекаемых из ионизатора пучков поляризованных и неполяризованных ионов, причем интенсивность пучка неполяризованных ионов на порядок больше интенсивности пучка поляризованных ионов. На фокусировку атомарного пучка шестиполусными магнитами большое влияние оказывает первоначальный разброс по скоростям атомов, что приводит к хроматической aberrации и увеличению радиального размера атомарного пучка при увеличении расстояния между выходом из шестиполусного магнита и входом в накопительную ячейку. Диаметр накопительной ячейки принимается близким к диаметру атомарного пучка поляризованных атомов.

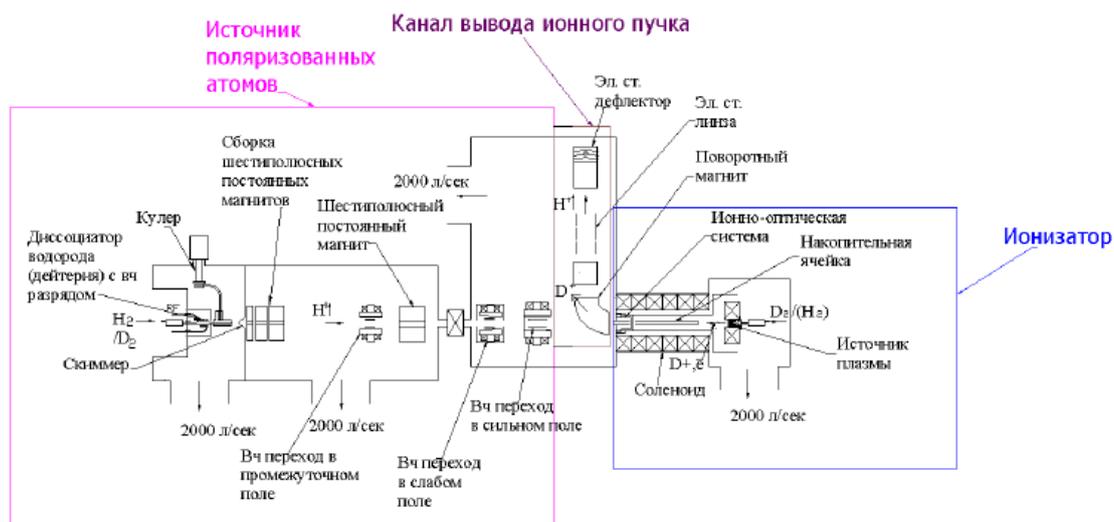


Рисунок 45 – Схема источника поляризованных ионов ОИЯИ

Известно [44], что толщина мишени, образованной поляризованными атомами в накопительной ячейке для неполяризованных ионов и, следовательно, эффективность перезарядки обратно пропорциональна диаметру накопительной ячейки в третьей степени:

$$t \sim \frac{I_0}{\sqrt{T/M}} \frac{L_{sc}^2}{D_{sc}^3} \quad (5)$$

где I_0 -интенсивность пучка поляризованных атомов, L_{SC}, D_{SC} – длина и диаметр накопительной ячейки, T и M – температура и масса атомов.

Поэтому большой диаметр пучка поляризованных атомов является ограничением для толщины мишени из атомов в накопительной ячейке.

Другим ограничением интенсивности поляризованного пучка является влияние пространственного заряда в канале вывода пучка ионов из источника. В канале используются фокусирующие электростатические линзы и электростатический дефлектор ионного пучка, электрическое поле в этих элементах канала препятствует компенсации пространственного заряда ионного пучка. Влияние пространственного заряда проявляется сильнее для пучка поляризованных дейтронов по сравнению с протонным пучком из-за большей массы дейтронов. Также в пучке дейтронов присутствуют ионы H_2^+ , которые вытягиваются из плазмы ионизатора одновременно с поляризованными дейтронами и не разделяются от дейтронов в поворотном магните. На рисунке 46 показаны результаты моделирования прохождения пучка дейтронов с суммарным током 15мА (D^+ и H_2^+).

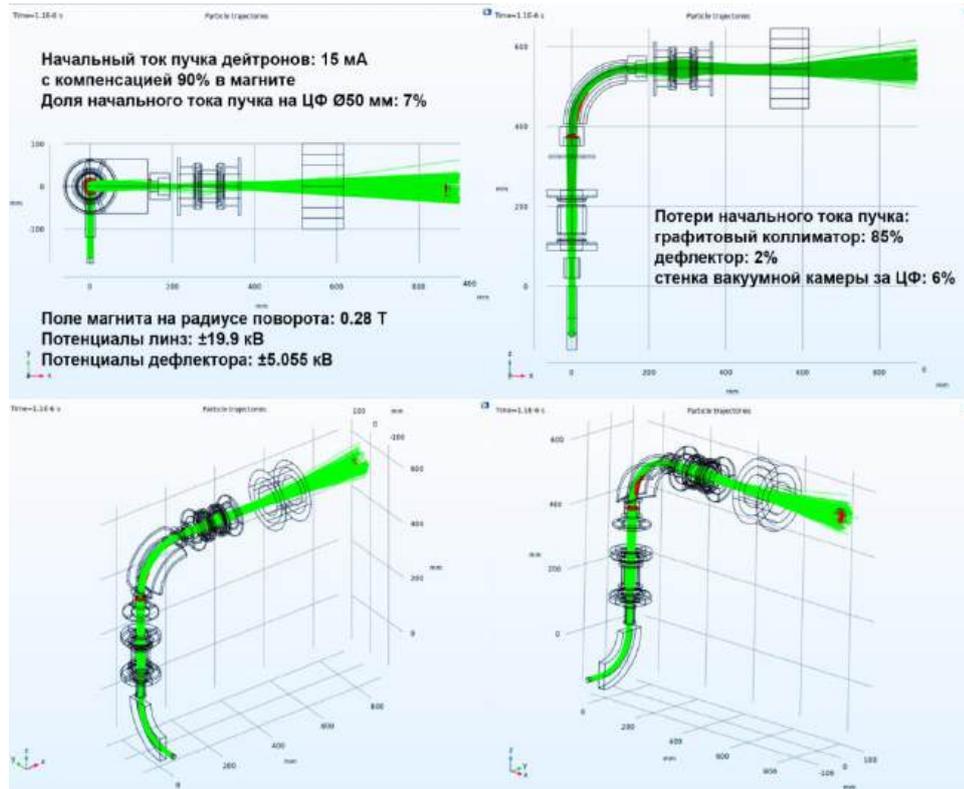


Рисунок 46 – Результаты моделирования транспортировки пучка дейтронов в канале вывода ионного пучка из источника поляризованных ионов

Из-за сильного влияния пространственного заряда прохождение пучка равно всего 7% от начального тока пучка. Моделирование показывает, что при энергии ионного пучка

в существующем ионизаторе 25 кэВ прохождение ионного пучка близкое к 100% достигается при токе пучка ионов D^+ и H_2^+ равном 5 мА.

Влияние пространственного заряда можно уменьшить, увеличив энергию ионного пучка на выходе из ионизатора. Повышение энергии приводит к увеличению размера поворотного магнита. В существующей схеме источника поляризованных ионов это ведет к увеличению расстояния между источником поляризованных атомов и входом в накопительную ячейку, увеличению диаметра атомарного пучка, увеличению диаметра накопительной ячейки и снижению эффективности перезарядного ионизатора.

Толщину мишени из поляризованных атомов в накопительной ячейке и эффективность возникновения поляризованных ионов можно увеличить, изменив схему инжекции атомарного поляризованного пучка в накопительную ячейку.

Схема источника поляризованных ионов с использованием инжекции атомарного пучка в Т-образную накопительную ячейку показана на рисунке 47.

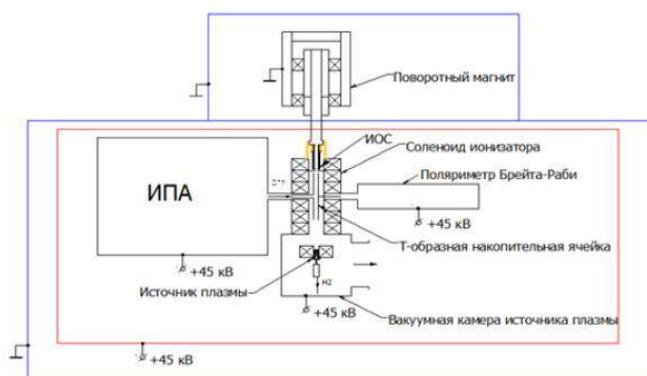


Рисунок 47 – Схема источника поляризованных ионов с использованием инжекции пучка поляризованных атомов в Т-образную накопительную ячейку

В этой схеме поворотный магнит и ионно-оптическая система формирования и ускорения ионов выводятся из пространства на пути атомарного пучка, что приводит к значительному сокращению расстояния между источником поляризованных атомов и накопительной ячейкой и к уменьшению размера атомарного пучка, инжектируемому в ячейку. Ось соленоида ионизатора находится в горизонтальной плоскости. Диаметр накопительной ячейки в части параллельной оси соленоида в этой схеме уже не ограничивается размером атомарного пучка, а определяется условиями транспортировки плазмы через накопительную ячейку, то есть снимается ограничение на уменьшение диаметра накопительной ячейки размером атомарного пучка. Следует отметить, что диаметр плазменного шнура определяется апертурой диафрагмы, установленной на входе

в накопительную ячейку со стороны источника плазмы, и изменялся при оптимизации транспортировки плазмы в пределах 3-5 мм.

Также снимается ограничение на размер поворотного магнита и ионно-оптической системы формирования и ускорения ионного пучка, что позволяет увеличить энергию ионного пучка вплоть до энергии инжекции пучка в RFQ ускорителя. Увеличение ускоряющего напряжения эквивалентно увеличению энергии ионов, что приводит к уменьшению влияния пространственного заряда и увеличению предельного тока пучка поляризованных дейтронов по пространственному заряду в соотношении $I_{D^+} \sim U^{3/2}$.

Данная схема инжекции поляризованных атомов в накопительную ячейку также позволяет установить поляриметр Брейта-Раби, как показано на рисунке 47, что дает возможность работы поляриметра онлайн с работающим источником поляризованных ионов и оптимизировать эффективность работы блоков высокочастотных переходов в работающем источнике.

Поскольку накопительная ячейка должна находиться под потенциалом ускоряющего напряжения, а соленоид ионизатора в существующем источнике находится под потенциалом платформы источника, возникает техническая проблема электрической прочности между накопительной ячейкой и соленоидом ионизатора. Эта проблема решается размещением соленоида, а также оборудования источника поляризованных атомов, источника плазмы, насосов вакуумной системы и поляриметра под потенциалом ускоряющего напряжения, который прикладывается к высоковольтной платформе, на которой размещается оборудование источника.

Следует отметить, что адиабатичность спинового движения поляризованных атомов водорода и дейтерия приводит к тому, что направление квантования спина атомов и поляризованных ионов, возникающих в ионизаторе, совпадает с направлением магнитного поля соленоида ионизатора, как это показано на рисунке 48.

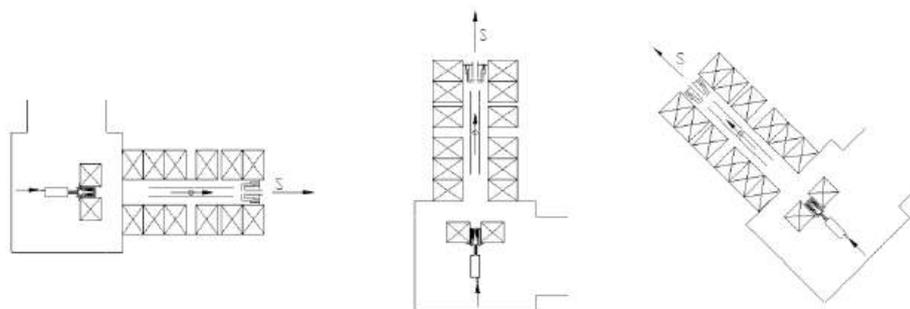


Рисунок 48 – Различные возможные пространственные положения соленоида ионизатора в схеме источника с T-образной ячейкой (вид со стороны поляриметра Брейта-Раби)

Поэтому существуют несколько других схем ионизатора с решением задачи перевода спина протонов или дейтронов на выходе источника в вертикальное направление при направлении импульса в горизонтальной плоскости.

Например, при вертикальном расположении соленоида ось квантования спина поляризованных ионов также будет иметь вертикальное направление. Если для поворота импульса пучка из вертикального направления в горизонтальную плоскость использовать электростатический дефлектор, то направление спина не изменится (останется в вертикальном направлении). В этом случае поворотный магнит не используется. Для разделения пучков поляризованных и неполяризованных ионов можно использовать фокусировку пучков, извлекаемых из ионизатора в электростатический дефлектор магнитной линзой, например, импульсным соленоидом. Однако эффективность разделения ионных пучков по массам в этом случае оказывается ниже, чем при использовании поворотного магнита, что представляется существенным недостатком схемы. Анализ других возможных схем, в том числе с учетом технических требований, приводит к варианту схемы плазменного ионизатора, показанному на рисунке 47, как наиболее оптимальному.

Сравнительную оценку схем источника, показанных на рисунках 45 и 47, произведем, используя следующее выражение для фактора качества пучка поляризованных ионов:

$$\Phi K = \frac{P^2 I}{\Delta m^2}, \quad (6)$$

где P – поляризация, I – ток, Δm – эмиттанс пучка поляризованных ионов.

Теоретически достижимая поляризация пучка поляризованных ионов для двух схем одинакова, но в схеме с Т-образной накопительной ячейкой среднее значение поляризации может быть повышено благодаря онлайн мониторингу эффективности блоков высокочастотных переходов.

Интенсивность пучка поляризованных ионов определенно может быть повышена за счет увеличения толщины мишени из поляризованных атомов в накопительной ячейке и за счет увеличения энергии пучка поляризованных ионов. Увеличение энергии поляризованных ионов с 25 кэВ до 45 кэВ приводит к увеличению предельной интенсивности поляризованного ионного пучка по пространственному заряду в 2,4 раза. Оптимальные параметры накопительной ячейки в конфигурации рисунка 47 зависят от транспортировки плазмы с неполяризованными и поляризованными ионами в ячейке к электроду извлечения ионов из плазмы, эти параметры планируется определить в стендовых исследованиях источника поляризованных ионов.

В источниках поляризованных ионов существует несколько механизмов, которые приводят к росту поперечного эмиттанса извлекаемых из источника пучков поляризованных ионов. Один из механизмов связан с наличием разброса поперечных скоростей (поперечной температуры) у поляризованных ионов при их образовании и последующем движении в области ионизации поляризованных атомов: $\Delta \mathcal{E}_1 \sim R_{em} \left(\frac{kT_i}{A} \right)^{1/2}$, где R_{em} – радиус эмиссионной поверхности в ионно-оптической системе формирования и ускорения пучка, T_i – поперечная температура ионов.

Второй механизм обусловлен образованием ионов в продольном магнитном поле в области ионизации и образовании азимутальной скорости в пучке ионов при выходе ионов из области с магнитным полем: $\Delta \mathcal{E}_2 \sim R_{em}^2 B_{em}$, где B_{em} – магнитное поле на эмиссионной поверхности.

Третий механизм связан с неоднородностью плазмы на эмиссионной поверхности, что приводит к разбросу поперечных скоростей из-за разной кривизны плазменных менисков на эмиссионной поверхности: $\Delta \mathcal{E}_3 \sim R_{em} \Delta X'$.

Во всех трех механизмах рост эмиттанса пропорционален радиусу эмиссионной поверхности. В схеме с Т-образной накопительной ячейкой радиус эмиссионной поверхности определяется размером плазменной струи, который можно изменять, варьируя распределение магнитного поля, в то же время апертура эмиссионного плазменного электрода в схеме источника, показанной на рисунке 45, определяется размером пучка поляризованных атомов и не может быть значительно уменьшена. Двухкратное уменьшение радиуса эмиссионного электрода в схеме с Т-образной накопительной ячейкой приведет к соответствующему уменьшению эмиттанса пучка поляризованных ионов и 4х кратному повышению качества пучка поляризованных ионов.

Схема плазменного ионизатора с Т-образной накопительной ячейкой еще не использовалась в известных источниках поляризованных ионов. Ее использование в источнике ОИЯИ будет осуществлено впервые.

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

Исследования и разработки в области современной инновационной электроники и микроэлектроники для прецизионного многоканального времяпролетного детектора на основе камер RPC (TOF – Time Of Flight) с разрешением не хуже 40 пс и электромагнитного калориметра ECal проекта SPD NICA, оба детектора с числом каналов считывания более 10 тыс. Внедрение инновационных методов измерения заряда (TOT – Time Over Threshold) с целью повышения точности, расширения диапазона измерений и снижения издержек. Разработка новой специализированной интегральной микросхемы (СИМС), созданной на современной технологической базе C-MOS 180 нм в ООО МИКРОН (Зеленоград) в рамках Федеральной программы создания СИМС. В 2024 году получены и испытываются первые экземпляры новой СИМС.

Задачи группы сотрудников ИЯИ РАН в эксперименте SPD NICA [18] сосредоточены на исследованиях и разработке многоканальной электроники считывания для времяпролетных камер RPC (рисунок 49).

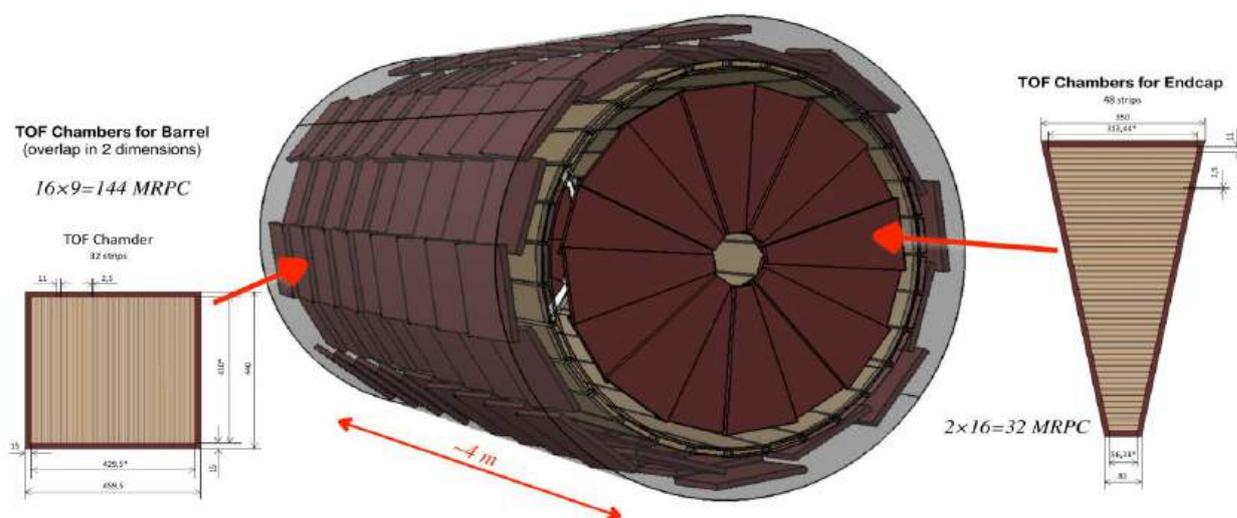


Рисунок 49 – Эксперимент SPD NICA, структура построения времяпролетного детектора на основе камер RPC

5.1. Создание стенда для высокоточных временных измерений.

Исследования в области современной инновационной электроники для прецизионного многоканального времяпролетного детектора на основе камер RPC для эксперимента SPD NICA

Сотрудниками ИЯИ РАН были созданы прототипы электроники (рисунок 50) 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 [45] для исследования электроники считывания для времяпролетных камер RPC и преследует цель получения предельно высокого временного разрешения не хуже 40 пс в системе камер с числом каналов считывания 7-10 тыс., а также расширенное изучение свойств TOT метода измерения зарядов, которое необходимо для корректной постановки задачи построения многоканальной системы считывания.



Рисунок 50 – 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 2024 году создан стенд для высокоточных временных измерений, который включает в себя накамерную электронику считывания для времяпролетных камер RPC в количестве 16 шт. (рисунок 51) с общим числом 128 каналов считывания и систему оцифровки временных интервалов с отсчетом 10 пс на базе многофункционального модуля Trigger Readout Board TRB3.



Рисунок 51 – 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 52) космических частиц были получены первые спектры с различными комбинациями формирующих ТОТ функцию (функции ширины импульса) для дальнейшего сравнения и анализа.

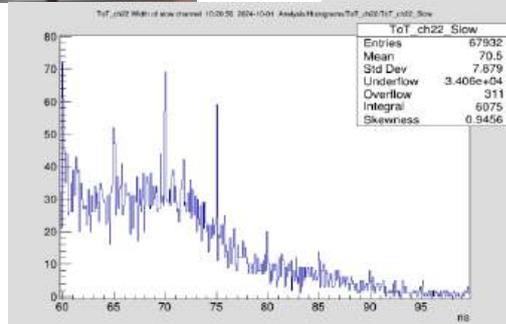
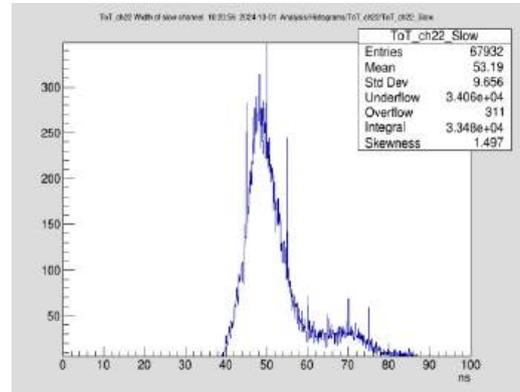
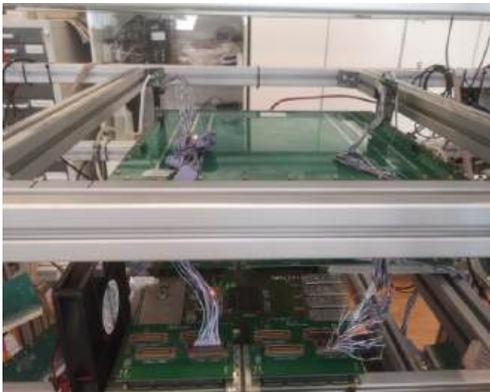
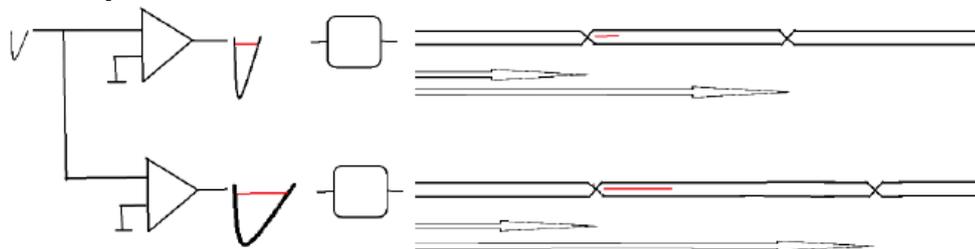


Рисунок 52 – Стенд для тестирования камер RPC на космических частицах, под пакетом камер расположена считывающая электроника. Первые спектры ТОТ функции с наложением случайных и периодических шумовых срабатываний

В настоящее время набирается статистика и изучаются различные варианты формирования ТОТ функции (ширины импульсов), формируемые различными комбинациями фронтов импульсов, как это проиллюстрировано на рисунке 53.

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



Работа многохитового ВЦП верньерного типа

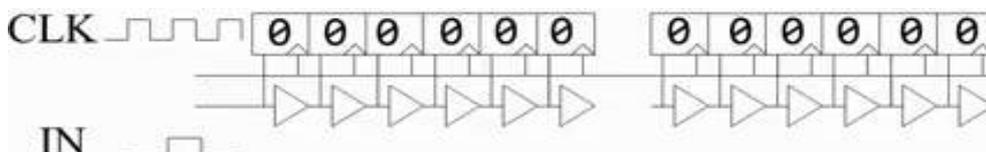


Рисунок 53 – Иллюстрация формирования ТОТ функции и оцифровки в многохитовом ВЦП верньерного типа

5.2. 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), созданной на современной технологической базе CMOS 180 нм ООО МИКРОН (Зеленоград) в рамках Федеральной программы создания СИМС Министерства науки и высшего образования России (рисунок 54). Прототипом разрабатываемой СИМС является NINO ASIC [45], созданный в ЦЕРН при участии сотрудников ИЯИ РАН. Несмотря на то, что прототипу уже 19 лет, повторить его успех пока нигде в мире не удалось. Подробно ситуация разбирается в статье [46]. Высокотехнологичный NINO ASIC трудно повторить по параметрам, но мы намерены достичь этого благодаря профессиональному коллективу создателей. Также мы планируем дополнить его структуру необходимыми элементами, расширяющими его функционал реализации ТОТ функции.

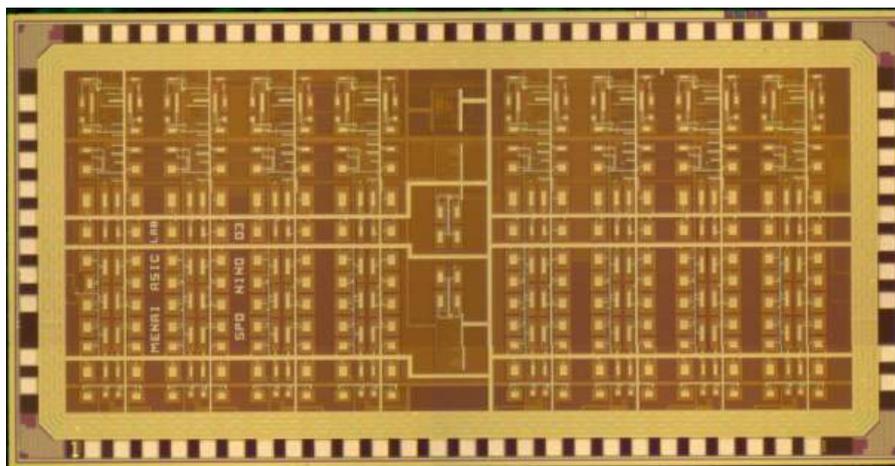


Рисунок 54 – Топология 8-канальной СИМС для времяпролетных применений содержит 72 контакта для разварки. СИМС выполнена по технологии C-MOS 180 нм в ООО МИКРОН (Зеленоград)

Для тестирования новой СИМС была изготовлена партия специальных модулей для разварки чипов. Разварка чипов производилась в ЛФВЭ ОИЯИ штатным станком. На рисунке 55 показан новый времяпролетный СИМС, разваренный на тестовую плату.

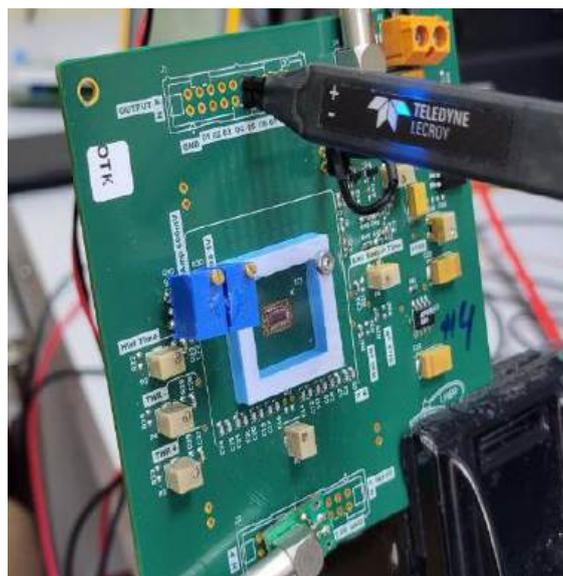
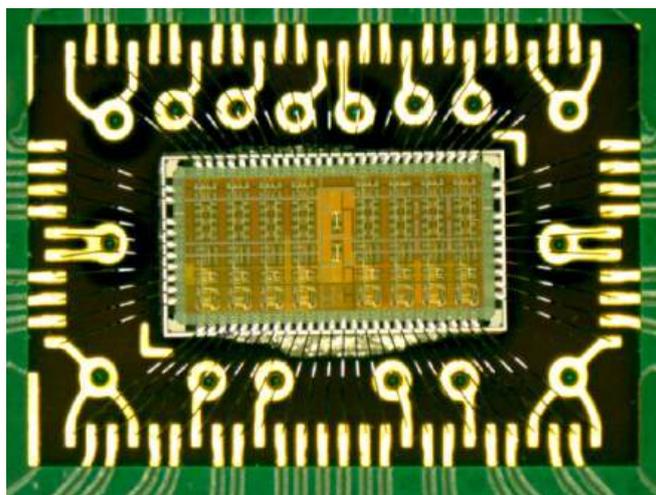


Рисунок 55 – Разварка СИМС на тестовую печатную плату (слева), тестовая плата целиком (справа)

Измерения на специальном стенде опытных экземпляров новой СИМС показали достаточно противоречивые характеристики. С одной стороны, лучшая отечественная технология C-MOS 180 нм 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 схеме, оказавшись наиболее чувствительными к краевым эффектам технологии производства ООО МИКРОН.

В следующей версии СИМС будет разработана на основе полученного опыта, и будет сделана компенсация недостатков технологии за счет более развитых структурных и схемотехнических средств.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

План работ на 2024 год выполнен полностью.

1. Задача «Эксперимент $BM@N$ ».

Проведен анализ экспериментальных данных сеанса $BM@N$, состоявшегося в 2023 г., по исследованию реакции $XeCsI$ при кинетических энергиях ионов ксенона 3,0А ГэВ и 3,8А ГэВ. Проведена проверка стабильности работы передних детекторов в сеансе и выполнена отбраковка событий с наложениями сигналов. Передние детекторные системы – передний адронный калориметр $FHCaI$ используется для измерения энергии фрагментов-спектаторов, пучковый кварцевый годоскопа FQN и сцинтилляционная стенка $ScWall$ – для измерения заряженных фрагментов спектаторов. Эти детекторные системы были разработаны и изготовлены в ИЯИ РАН и предназначены для определения центральности и ориентации плоскости реакции, а также для исследования зарядовых распределений фрагментов-спектаторов, образующихся в ядро-ядерных взаимодействиях, в эксперименте $BM@N$. Разработан новый алгоритм классификации событий по центральности по измеренным откликам передних детекторов. При анализе данных использованы методы цифровой обработки сигналов, метод Монте-Карло и статистические методы анализа данных, усовершенствовано программное обеспечение для реконструкции и анализа данных системы передних детекторов. Проведено моделирование передних детекторов для выработки рекомендаций по модернизации передних детекторов с целью уменьшения наложений сигналов из-за временной структуры пучка и улучшения разрешения по заряду регистрируемых сцинтилляционной стенкой заряженных фрагментов. Получены первые экспериментальные результаты по тестированию образцов этих детекторов. Результаты докладывались на международных конференциях и опубликованы в реферируемых журналах.

2. Задача «Эксперимент $MPD/NICA$ ».

В 2024 г. продолжалась работа по созданию переднего адронного калориметра $FHCaI$ и его интеграции в экспериментальную установку $MPD/NICA$. В связи с решением об использовании переднего адронного калориметра в общем триггере установки $MPD/NICA$ была выполнена модификация системы съема экспериментальных данных с калориметра $FHCaI$. Изначально планировавшаяся аналоговая схема организации триггера $FHCaI$ заменена на цифровую версию триггера, где триггерный сигнал формируется в АЦП путем суммирования оцифрованных сигналов. Данное решение обусловило модернизацию аналоговой электроники калориметра и ее цифровой части. В результате выполненных работ электронная схема съема сигналов с калориметра находится в рабочем состоянии. Аналоговая электроника установлена в одном плече калориметра $FHCaI$ и готова к

тестированию. Цифровая часть электроники, включающая аналогово-цифровые преобразователи также исследована и готова к установке в калориметр.

Проведена работа по интеграции FNCal в общую систему сбора данных установки MPD/NICA. Разработана схема кабельных соединений калориметра с оборудованием на электронной платформе эксперимента. Данная схема включает патч-панели и кабельные каналы, позволяющие перемещать магнитные полюса соленоида с установленным в них плечами калориметра в сервисное положение.

При условии, что множественность протонов-спектаторов N_p может быть измерена в дополнение к множественности нейтронов-спектаторов N_n , ультрацентральные столкновения ^{209}Bi с W и Cu могут быть отсортированы в соответствии с общим числом свободных нуклонов-спектаторов $N_N = N_n + N_p$. Средние числа свободных нейтронов-спектаторов $\langle N_n \rangle$ и протонов $\langle N_p \rangle$, рассчитанные для подмножества событий с заданным N_N и затем разделенные на N_N , оказались чувствительными к присутствию NS в ^{209}Bi . Согласно модели ААМСС-MST, отношение $\langle N_n/N_p \rangle$ более чувствительно к присутствию поверхностного нейтронного слоя (NS) в ^{209}Bi . В расчетах с учетом NS в ^{209}Bi обнаружен рост этого отношения в событиях Bi-W с $6 < N_N < 12$ примерно на 25 %. Поэтому $\langle N_n/N_p \rangle$ может рассматриваться в качестве возможного показателя наличия поверхностного нейтронного слоя в ядре ^{209}Bi , который проявляет себя в ультрацентральных столкновениях Bi-W с относительно низкой общей множественностью нуклонов-спектаторов. Измерения $\langle N_n/N_p \rangle$ могут быть выполнены на фиксированных мишенях из висмута как в эксперименте BM@N, так и в эксперименте MPD, при условии надежного отделения вылетающих вперед свободных протонов от нейтронов.

Выполненное с помощью RELDIS моделирование ЭМД ядер пучков ^{209}Bi и ^{124}Xe показало доминирование эмиссии одного и двух нейтронов в УПС ^{209}Bi - ^{209}Bi и ^{124}Xe - ^{184}W как в режиме коллайдера, так и в режиме фиксированной мишени. Ожидается, что в эксперименте MPD такие ЭМД-события с низкой множественностью могут имитировать только наиболее периферические адронные события, характеризующиеся крайне низким числом спектаторных нейтронов. Однако необходимы дальнейшие исследования для точной оценки влияния на компоненты коллайдера вторичных тяжелых ядер, образующихся в ЭМД, которые, как ожидается, будут распространяться в кольце коллайдера вблизи траектории ядер пучка.

Помимо фундаментальных исследований, NICA является перспективной установкой для прикладных исследований [47]. Настоящая работа демонстрирует уникальную возможность получения моноэнергетического коллимированного пучка ЭМД нейтронов от столкновений ^{209}Bi и ^{124}Xe или других ядер с фиксированными мишенями для калибровки

нейтронных детекторов и исследований в области радиационной биологии. Действительно, относительная биологическая эффективность (ОБЭ) нейтронов существенно зависит от энергии, а результаты её измерения в разных экспериментах значительно отличаются друг от друга [48]. Измерения ОБЭ нейтронов высоких энергий до сих пор проводились на источниках нейтронов (spallation neutron sources), характеризующихся широким спектром, от 1 МэВ до 1 ГэВ [49]. Аналогичные исследования с вторичными нейтронами 3–5 ГэВ на NICA могут впервые дать уникальные данные о биологическом воздействии нейтронов высоких энергий, превышающих 1 ГэВ.

Разработан прототип лёгкой библиотеки на языке C++ для облегчения интеграции Монте-Карло моделей. Модель ААМСС-MST разделена на модули для этой библиотеки, производится их отладка.

3. Задача «Основные условия для исследования электрического дипольного момента в структуре с «квази-замороженным» спином».

Предполагаемое исследование электрического дипольного момента легких ядер протона и дейтрона предполагает ряд условий, при которых можно наблюдать сигнал ЭДМ. Первое из них – определенное соотношение векторов поля и спина при движении по кольцу ускорителя, когда сигнал ЭДМ постоянно накапливается. Это условие называется «замороженностью» спина, имеющее в виду сохранение сонаправленности векторов спина и импульса на всей длине кольца-накопителя. Для его реализации необходима магнито-оптическая структура со специальными дефлекторами со скрещенными электрическим и магнитным полями. Однако, ускоритель с такими свойствами потребует большие финансовые вложения и посвящен одному эксперименту. Нами предложен абсолютно новый метод с «квази-замороженным» спином, когда магнитные элементы всех арок отделены от элементов с электростатическими полями. При этом в наиболее продвинутой версии «квази-фrozen» концепции электрические элементы модифицированы в фильтры Вина, позволяющие сохранять прямолинейное движение между арками. В результате «фrozen» спин трансформируется в «квази-фrozen» спин, когда отклонение вектора спина от вектора импульса на арке компенсируется противоположным отклонением вектора спина в фильтрах Вина. Таким образом при движении поляризованной частицы от арки к прямому участку и от прямого участка к арке спин совершает колебания относительно направления импульса. Колебания эти имеют такую малую амплитуду, что накапливаемый сигнал ЭДМ практически остается неизменным.

Для реализации «квази-замороженного» спина в коллайдере NICA предлагается ввести bypass участки, расположенные параллельно прямым секциям коллайдера, на которых будут размещены фильтры Вина. Такое предложение не только решает проблему

«квази-замороженности» спина, но и позволяет иметь резервные обходные участки MPD и SPD детекторов.

Другим важным условием проведения ЭДМ исследований на коллайдере NICA является сохранение когерентности осцилляции вектора спина всех частиц в пучке. Это гарантирует возможность регистрировать сигнал ЭДМ. С этой целью мы предполагаем использовать секступоли.

Наконец, для достижения требуемой светимости поляризованных пучков мы исследовали эффекты, связанные с прохождением критической энергии в коллайдере и возможные методы минимизации последствий влияния критической энергии на параметры пучка.

4. Задача «Источник поляризованных ионов с T-образной накопительной ячейкой поляризованных атомов».

Выполнен анализ использования T-образной накопительной ячейки в плазменном ионизаторе источника поляризованных ионов для ускорительного комплекса ЛФВЭ ОИЯИ.

Показано, что схема с T-образной накопительной ячейкой для источника поляризованных ионов по сравнению с существующей имеет ряд преимуществ: меньшее расстояние между источником поляризованных атомов и входом в накопительную ячейку, возможность постоянной установки и использования поляриметра Брейта-Раби, возможность уменьшить эмиссионный диаметр и благодаря этому уменьшить эмиттанс поляризованного пучка, отсутствие ограничений на размеры ионно-оптической системы формирования и ускорения ионного пучка и на размеры поворотного магнита.

В рассмотренных схемах канала вывода ионного пучка из источника присутствуют узлы с электрическим полем, в которых заведомо нарушается компенсация пространственного заряда ионного пучка электронами. Поэтому существует ограничение по току пучка на транспортировку в канале вывода, особенно существенное для поляризованных дейтронов, так как, во-первых, масса дейтронов в два раза больше, чем у протонов, а, во-вторых, вместе с дейтронами из источника извлекаются ионы H_2^+ на уровне 5-10% от тока неполяризованного протонного пучка. Снизить ограничение интенсивности можно, увеличивая начальную энергию ионных пучков от 25 кэВ в существующем источнике до 45-50 кэВ.

В результате выполненного анализа различных вариантов плазменного ионизатора с T-образной накопительной ячейкой выбран вариант с горизонтальным расположением соленоида ионизатора, с поворотным магнитом для разделения ионного пучка поляризованных ионов от сильноточного неполяризованного пучка, электростатическим дефлектором и спин-ротатором (соленоидом) для обеспечения требуемого направления

спина дейтронов и протонов. Приняты технические решения по конструкции ионизатора. Некоторые параметры установки, такие как геометрические размеры накопительной ячейки, от которых зависит эффективность генерации поляризованных ионов в плазменном ионизаторе, должны быть определены в результате стендовых исследований.

Использование плазменного ионизатора с Т-образной накопительной ячейкой в источнике ОИЯИ планируется осуществить впервые. Повышение яркости пучка поляризованных дейтронов и протонов имеет большое значение для реализации программы поляризационных исследований на ускорителях НУКЛОТРОН и NICA.

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

На созданном в 2024 году стенде для высокоточных временных измерений с общим числом каналов считывания 128 и системой оцифровки временных интервалов с отсчетом 10 пс на базе многофункционального модуля TRV3 выполнены исследования как самой считывающей электроники, так и прототипов времяпролетных камер RPC.

Впервые в России на отечественном производстве интегральных схем были изготовлены опытные экземпляры специализированных интегральных схем для экспериментальной физики, созданные на современной технологической базе C-MOS 180 нм в ООО МИКРОН (Зеленоград) в рамках Федеральной программы создания СИМС Министерства науки и высшего образования России. Создан специализированный стенд для измерения СИМС, есть первые положительные результаты.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Kapishin M. Studies of baryonic matter in the BM@N and MPD experiments at Nuclotron/NICA // PoS. – 2019. – Vol. CORFU2018. – P. 188.
2. Sissakian, A., Sorin, A. Status of the NICA project at JINR // EPJ Web Conf. – 2010. – Vol. 7. – P. 02006.
3. Kapishin M. BM@N First Results // XVIII Int. Conf. Strangeness Quark Matter SQM 2019. – Cham: Springer International Publishing. – 2020. – P. 21–27.
4. Передние детекторы установки BM@N и изучение их отклика на пучке ионов углерода в эксперименте SRC / Волков В.В. [et al.] // Приборы И Техника Эксперимента. – 2023. – № 2. – P. 35–45. De Vries H., De Jager C. W., De Vries C. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering // At. Data Nucl. Data Tables. – 1987. – Vol. 36, № 3. – P. 495–536. – URL: [https://doi.org/10.1016/0092-640X\(87\)90013-1](https://doi.org/10.1016/0092-640X(87)90013-1).
5. De Vries H., De Jager C. W., De Vries C. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering // At. Data Nucl. Data Tables. – 1987. – Vol. 36, № 3. – P. 495–536. – URL: [https://doi.org/10.1016/0092-640X\(87\)90013-1](https://doi.org/10.1016/0092-640X(87)90013-1).
6. Accurate Determination of the Neutron Skin Thickness of ^{208}Pb through Parity-Violation in Electron Scattering / Adhikari D. [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2021. – Vol. 126, № 17. – P. 172502. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.172502>.
7. Ab initio predictions link the neutron skin of ^{208}Pb to nuclear forces / Baishan Hu [et al.] // Nat. Phys. – 2022. – Vol. 18, № 10. – P. 1196–1200. – URL: <https://doi.org/10.1103/10.1038/s41567-022-01715-8>.
8. Neutron density distributions from antiprotonic ^{208}Pb and ^{209}Bi atoms / Klos B. [et al.] // Phys. Rev. C. – 2007. – Vol. 76. – P. 014311. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.76.014311>.
9. Peeling away neutron skin in ultracentral collisions of relativistic nuclei / Nikita Kozyrev [et al.] // Eur. Phys. J. A. – 2022. – Vol. 58. – P. 184. – URL: <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-022-00832-5>.
10. Free spectator nucleons in ultracentral relativistic heavy-ion collisions as a probe of neutron skin / Lu Meng Liu [et al.] // Phys. Rev. C. – 2022. – Vol. 106, № 3. – P. 034913. – URL: <https://doi.org/PhysRevC.106.034913>.
11. Liu Lu Meng, Xu Jun, Peng Guang Xiong. Measuring deformed neutron skin with free spectator nucleons in relativistic heavy-ion collisions // Phys. Lett. B. – 2023. – Vol. 838. – P. 137701. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2023.137701>.

12. Giacalone Giuliano, Nijs Govert, van der Schee Wilke. Determination of the Neutron Skin of ^{208}Pb from Ultrarelativistic Nuclear Collisions // *Phys. Rev. Lett.* – 2023. – Vol. 131, № 20. – P. 202302. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.202302>.
13. Neutron density distributions deduced from antiprotonic atoms / Trzecińska A. [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – Vol. 87, № 8. – P. 82501–1–82501–4. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.082501>.
14. The fixed target experiment for studies of baryonic matter at the Nuclotron / Kapishin Mikhail [et al.] (BM@N Collaboration) // *Eur. Phys. J. A.* – 2016. – Vol. 52, № 8. – P. 213. – URL: <https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16213-0>.
15. The physics of ultraperipheral collisions at the LHC / A. J. Baltz [et al.] // *Phys. Rep.* – 2008. – Vol. 458. – P. 1. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.12.001>.
16. Pshenichnov I.A. Electromagnetic excitation and fragmentation of ultrarelativistic nuclei // *Phys. Part. Nucl.* – 2011. – Vol. 42. – P. 215. – URL: <https://doi.org/10.1134/S1063779611020067>.
17. The source of polarized ions (SPI) and low energy polarimeter for the NUCLOTRON facility / Fimushkin V. V. [et al.] // *PoS SPIN2018.* – 2019. – P. 114.
18. Technical Design Report of the Spin Physics Detector at NICA / V. Abazov, [et al.] (The SPD Collaboration) // Submitted 28 May, 2024; v1 submitted 12 April, 2024; originally announced April 2024.
19. 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>.
20. Accurate Determination of the Neutron Skin Thickness of ^{208}Pb through Parity-Violation in Electron Scattering / Adhikari D. [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2021. – Vol. 126, № 17. – P. 172502. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.172502>.
21. Ab initio predictions link the neutron skin of ^{208}Pb to nuclear forces / Baishan Hu [et al.] // *Nat. Phys.* – 2022. – Vol. 18, № 10. – P. 1196–1200. – URL: <https://doi.org/10.1038/s41567-022-01715-8>.
22. Neutron density distributions from antiprotonic ^{208}Pb and ^{209}Bi atoms / Klos B. [et al.] // *Phys. Rev. C.* – 2007. – Vol. 76. – P. 014311. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.76.014311>.
23. Peeling away neutron skin in ultracentral collisions of relativistic nuclei / Nikita Kozyrev [et al.] // *Eur. Phys. J. A.* – 2022. – Vol. 58. – P. 184. – URL: <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-022-00832-5>.

24. Free spectator nucleons in ultracentral relativistic heavy-ion collisions as a probe of neutron skin / Lu Meng Liu [et al.] // *Phys. Rev. C.* – 2022. – Vol. 106, № 3. – P. 034913. – URL: <https://doi.org/PhysRevC.106.034913>.
25. Liu Lu Meng, Xu Jun, Peng Guang Xiong. Measuring deformed neutron skin with free spectator nucleons in relativistic heavy-ion collisions // *Phys. Lett. B.* – 2023. – Vol. 838. – P. 137701. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2023.137701>.
26. Giacalone Giuliano, Nijs Govert, van der Schee Wilke. Determination of the Neutron Skin of ^{208}Pb from Ultrarelativistic Nuclear Collisions // *Phys. Rev. Lett.* – 2023. – Vol. 131, № 20. – P. 202302. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.202302>.
27. Neutron density distributions deduced from antiprotonic atoms / Trzcińska A. [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – Vol. 87, № 8. – P. 82501–1–82501–4. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.082501>.
28. Richardson W.H. Bayesian-Based Iterative Method of Image Restoration // *J Opt Soc Am.* – Optica Publishing Group, 1972. – Vol. 62, № 1. – P. 55–59.
29. Lucy L.B. An iterative technique for the rectification of observed distributions // *Astron J.* – 1974. – Vol. 79. – P. 745–754.
30. Centrality Dependence of the Charged-Particle Multiplicity Density at Midrapidity in Pb-Pb Collisions at $s_{NN} = 2,76$ TeV / Aamodt K. [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2011. – Vol. 106, № 3. – P. 032301.
31. Broniowski W., Florkowski W. Geometric relation between centrality and the impact parameter in relativistic heavy-ion collisions // *Phys. Rev. C.* – 2002. – Vol. 65, № 2. – P. 024905.
32. Beam energy dependence of the viscous damping of anisotropic flow / Lacey R.A. [et al.]. – 2013. – <https://arxiv.org/abs/1305.3341>.
33. Loizides C., Nagle J., Steinberg P. Improved version of the PHOBOS Glauber Monte Carlo // *SoftwareX.* – 2015. – Vol. 1–2. – P. 13–18.
34. Segal I. Centrality Determination in Heavy-Ion Collisions Based on Monte-Carlo Sampling of Spectator Fragments // *Particles.* – 2023. – Vol. 6, № 2. – P. 568–579.
35. Kagamaster S., Reed R., Lisa M. Centrality determination with a forward detector in the RHIC Beam Energy Scan // *Phys. Rev. C.* – 2021. – Vol. 103, № 4. – P. 044902.
36. Measurements of Proton High Order Cumulants in $\sqrt{s_{NN}} = 3$ GeV Au+Au Collisions and Implications for the QCD Critical Point / Abdallah M.S. [et al.] // *Phys Rev Lett.* – 2022. – Vol. 128, № 20. – P. 202303.
37. Colonna M., Cugnon J., Pollacco E. C. Resilience of nuclear matter in light ion induced reactions // *Phys. Rev. C.* – 1997. – Vol. 55. – P. 1404–1409. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.55.1404>.

38. Yurevich V. I. Neutron productions in the fragmentation of relativistic heavy nuclei and formation of a beam of high-energy neutrons // *Phys. Atom. Nucl.* – 2016. – Vol. 79, № 2. – P. 228–235. – URL: <https://doi.org/10.1134/S1063778816020216>.
39. Публичный репозиторий библиотеки COLA – URL: <https://github.com/Spectator-matter-group-ISR-RAS/COLA> (дата обращения 26.11.2024).
40. R. Brun, F. Rademakers. Root – an object oriented data analysis framework // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* – 1997. – Vol. 389. – P.81–86. – URL: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X).
41. Recent developments in Geant4 / J. Allison [et al.] // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* – 2016. – Vol. 835. – P.186–225. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125>.
42. The JETSCAPE framework [Электронный ресурс] / H. Putschke [et al.] // *arXiv* – 2019. – URL: <https://arxiv.org/abs/1903.07706>.
43. Pre-Equilibrium Clustering in Production of Spectator Fragments in Collisions of Relativistic Nuclei / R. Nepeivoda [et al.] // *Particles* – 2022. – Vol.5. – P.40–51. – URL: <https://doi.org/10.3390/particles5010004>.
44. Steffens E., Haerberli W. Polarized gas targets // *Rep. Prog. Phys.* – 2003. – Vol. 66. – P. 1887-1935.
45. 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>.
46. 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>.
47. Accurate Determination of the Neutron Skin Thickness of ^{208}Pb through Parity-Violation in Electron Scattering / Adhikari D. [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2021. – Vol. 126, № 17. – P. 172502. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.172502>.
48. The origin of neutron biological effectiveness as a function of energy / Giorgio Baiocco [et al.] // *Sci. Rep.* – 2016. – Vol. 6. – P. 34033. – URL: <https://doi.org/10.1038/srep34033>.
49. Biological Effects of High-Energy Neutrons Measured In Vivo Using a Vertebrate Model / Wendy W. Kuhne [et al.] // *Radiat. Res.* – 2009. – Vol. 172, № 4. – P. 473 – 480. – URL: <https://doi.org/10.1667/RR1556.1>.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Список публикаций исполнителей отчета за 2024 г.

А.1 Статьи в журналах из «Белого списка» на 2023 (протокол заседания Межведомственной рабочей группы по формированию и актуализации «Белого списка» научных журналов № ДС/17-пр от 15.05.2023 г.)

1. Designing Bypass Channels in NICA Accelerator Complex for Polarized Beam Experiments for EDM Search /Kolokolchikov S. [et al.] // Phys. Atom. Nuclei. – 2023. – Vol. 86. – P. 2423–2428. – <https://doi.org/10.1134/S1063778823110248>.

2. Quasi-frozen Spin Concept at NICA for EDM Search and its Matrix Analysis/ A. Melnikov [et al.] // Physics of Atomic Nuclei. –2024. – Т. 87, № 4. – P. 447-450. – URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S1063778824700285>.

3. Структура коллайдера NICA квази-замороженном спином как возможный путь для поиска дипольного момента дейтронов и аксионной темной материи / Ю. В. Сеничев [и др.] // Письма в ЭЧАЯ. – 2024. – Т. 21, № 3(254). – С. 319.

4. Transition energy crossing in harmonic RF at proton synchrotron U-70 / Kolokolchikov S. [et al.] // to be published in Phys. Atom. Nuclei. – 2024.

5. Performance of the Scintillation Wall in the BM@N experiment / Volkov V. [et al.] // to be published in Nucl.Instrum.Meth.A. – 2024. e-Print: [2411.14187](https://arxiv.org/abs/2411.14187) [hep-ex] – <https://doi.org/10.48550/arXiv.2411.14187>.

6. Peeling away surface neutrons from ^{209}Bi in asymmetric collisions / A. Svetlichnyi [et al.] // <https://doi.org/10.1142/S0218301324410271>. Принято к публикации в International Journal of Modern Physics E (2024).

7. Electromagnetic dissociation of nuclei: from LHC to NICA / I. A. Pshenichnov [et al.] // <https://doi.org/10.1142/S0218301324410076>. Принято к публикации в International Journal of Modern Physics E (2024).

8. Spin decoherence and off-resonance behavior of radio-frequency-driven spin rotations in storage rings / N. Nikolaev [et al.] // Physical Review Accelerators and Beams. – 27. – 111002. URL: <https://journals.aps.org/prab/abstract/10.1103/PhysRevAccelBeams.27.111002>.

9. Структура коллайдера NICA квази-замороженном спином как возможный путь для поиска дипольного момента дейтронов и аксионной темной материи / Ю. В. Сеничев [и др.] // Письма в ЭЧАЯ. – 2024. – Т. 21, № 3(254). – С. 319.

10. 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 (2024). – <https://doi.org/10.1134/S0020441224700295>.

11. Usenko E.A. Modern Application-Specific Integrated Circuits for Resistive Plate Chambers (Review) // Instrum Exp Tech. – 2024. – Vol. 65. – P. 865–877. – <https://doi.org/10.1134/S0020441222050293>.

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

1. A feasibility study into the quasi-frozen spin regime of operation of the NICA storage ring / A. Aksentyev [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – 2024. – Т. 2687, № 2. – 022028.

2. Spinor description of frozen and quasi-frozen spin structures for the EDM measurement in a frequency domain / A. Melnikov [et al.] // Доклад на конференции ЛаПЛАЗ'24 в МИФИ 29.03.2024 г. – URL: <https://laplas.mephi.ru/laplas2024/theses/> (to be published in Phys. Atom. Nuclei – 2024. – Vol. 87, № 10. – P. 1–4.

3. Особенности спин-орбитальной динамики поляризованного пучка в электростатическом и магнитостатическом полях в исследовании электрического дипольного момента легких ядер / Ю. Сеничев, А. [и др.] // X Международная Конференция «Лазерные, Плазменные Исследования и Технологии» Лаплаз-2024, Россия, Москва. – 2024. – С. 316. – URL: <https://laplas.mephi.ru/laplas2024/theses/>.

4. Studies of the spin coherence time of protons at COSY / Melnikov A.A. [et al.] // J. Phys.: Conf. Ser. – 2024. – Т. 2687, № 5. – P. 052025. – URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/2687/5/052025>.

5. Spin coherence and betatron chromaticity of deuteron beam in NICA storage Ring/ S. Kolokolchikov [et al.] // J. Phys.: Conf. Ser. – 2024. – Т. 2687. – С. 022027.

6. С.Д. Колокольчиков, Ю.В. Сеничев, В.А. Калинин. Прохождение критической энергии в гармоническом ВЧ протонного синхротрона У-70 // X Международная Конференция «Лазерные, Плазменные Исследования и Технологии» Лаплаз-2024, Россия, Москва – 2024. – С. 340. – URL: <https://laplas.mephi.ru/laplas2024/theses/>.

7. Возможные способы преодоления критической энергии поляризованным протонным пучком в комплексе NICA / Колокольчиков С. [и др.] // Доклад на 66-й Всероссийской научной конференции МФТИ. – 2024. – С. 379–380. – URL: https://old.mipt.ru/upload/medialibrary/d4e/2.-lfi_2024-1_.pdf.

8. Прохождение критической энергии протонным пучком в гармоническом и барьерном ВЧ коллайдера NICA / С.Д. Колокольчиков [и др.] // X Международная Конференция «Лазерные, Плазменные Исследования и Технологии» Лаплаз-2024, Россия, Москва – 2024. – С. 318. – URL: <https://laplas.mephi.ru/laplas2024/theses/>.

А.3 Патенты на изобретения и полезные модели, свидетельства о регистрации программ, баз данных, иные РИД, имеющие официальную регистрацию

1. Свидетельство о гос. регистрации прогр. для ЭВМ № 2024685931 Российская Федерация. Кластеризация для определения центральности ядро - ядерных столкновений (CentralityClucterizer). / Н.М. Карпушкин; заявитель и правообладатель Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН). Заявка № 2024684788; дата поступления 23.10.2024; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 02.11.2024.

2. Свидетельство о гос. регистрации прогр. для ЭВМ № 2024686016 Российская Федерация. Итеративное обращение свертки по методу Ричардсона-Люси (RLDeconvolutor). / Н.М. Карпушкин; заявитель и правообладатель Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН). Заявка № 2024684787; дата поступления 23.10.2024; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 05.11.2024.

3. Аткин Э.В.(RU), Норманов Д.Д.(RU), Ямалиев С.И.(RU), Серазетдинов А.Р.(RU), Солин А.А.(BY), Усенко Е.А.(RU); Международная межправительственная организация «Объединённый институт ядерных исследований» (ОИЯИ) (RU). Восьмиканальная микросхема считывания и обработки сигналов резистивных плоскостных камер. Свидетельство о государственной регистрации топологии интегральной микросхемы №2023630250; 14 декабря 2023 года, Бюл. № 12.

А.4 Другие публикации по теме

1. Белов А.С. Схемы плазменного перезарядного ионизатора с использованием Т-образной накопительной ячейки // Совещание «Поляризованные источники, поляриметрия, спиновая физика высоких энергий на Ускорительном комплексе ЛФВЭ ОИЯИ». – Дубна, ОИЯИ. – 30-31 Октября, 2024.