

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

УДК 539.1, 539.12, 621.384.6, 61

Рег. № 121122200031-1

Рег. №

УТВЕРЖДАЮ  
Директор ИЯИ РАН,  
профессор РАН



М.В. Либанов

«28» января 2022 г.

**ОТЧЕТ**  
**О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**

121122200031-1

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА, РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

(заключительный за 2021 год)

ФЦП

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

И.И. Ткачев  
«28» января 2022 г.

Москва 2022 г.

## СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель НИР, г.н.с.,  
д.ф.-м.н., академик РАН



28.01.2022

подпись, дата

И.И. Ткачев  
(введение, заключение)

Исполнители:  
в.н.с., д.ф.-м.н.



28.01.2022

подпись, дата

И.А. Пшеничнов  
(введение, заключение)

в.н.с., к.ф.-м.н.



28.01.2022

подпись, дата

Т.Л. Каравичева  
(раздел 1)

г.н.с., д.ф.-м.н.



28.01.2022

подпись, дата

А.Б. Курепин  
(раздел 1)

в.н.с., к.ф.-м.н.



28.01.2022

подпись, дата

Ф.Ф. Губер  
(разделы 2-4, 6)

с.н.с., к.ф.-м.н.



28.01.2022

подпись, дата

А.П. Ивашкин  
(раздел 5)

с.н.с., к.ф.-м.н.



28.01.2022

подпись, дата

А.Л. Полонский  
(разделы 7, 8)

с.н.с., к.ф.-м.н.



28.01.2022

подпись, дата

А.А. Туринге  
(раздел 9)

н.с., к.ф.-м.н.



28.01.2022

подпись, дата

А.А. Каспаров  
(разделы 10-13)

в.н.с., д.ф.-м.н.



28.01.2022

подпись, дата

Р.М. Джилкибаев  
(раздел 14)

с.н.с., к.ф.-м.н.



28.01.2022

подпись, дата

Е.С. Голубева  
(раздел 15)

в.н.с., д.ф.-м.н.



28.01.2022

подпись, дата

Э.Я. Парьев  
(раздел 16)

## РЕФЕРАТ

Отчёт содержит: 232 с., 165 рис., 9 табл., 88 источн.

**Ключевые слова:** БОЛЬШОЙ АДРОННЫЙ КОЛЛАЙДЕР (БАК), ФИКСИРОВАННАЯ МИШЕНЬ, ТЯЖЕЛЫЕ ИОНЫ, АНТИПРОТОНЫ, КВАРКОНИЙ, ГАЛО ПУЧКА, КОРРЕЛЯЦИИ НУКЛООНОВ, КЛАСТЕРНАЯ СТРУКТУРА, РАЗВАЛ ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ, НЕЙТРОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ, КРЕМНИЕВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР, УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ, ФЕМТОСЕКУНДНЫЙ ЛАЗЕР, НУКЛОН, ФОТОН, МЕЗОН, НЕЙТРОН-АНТИНЕЙТРОННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ, N-NBAR ПЕРЕХОД, АННИГИЛЯЦИЯ, ГЕНЕРАТОР СОБЫТИЙ, КВАРК-ГЛЮОННАЯ МАТЕРИЯ, СТОЛКНОВЕНИЯ ЯДЕР СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ, СУПЕРДЕТЕКТОР ALICE, ДЕТЕКТОРЫ T0, ФИТ, ТРИГГЕРНАЯ СИСТЕМА, УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ, ФОТОЭЛЕКТРОННЫЙ УМНОЖИТЕЛЬ, ЧЕРЕНКОВСКИЙ СЧЕТЧИК, ВРЕМЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ, АМПЛИТУДА, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ИМПУЛЬС, ЭЛЕКТРОНИКА, ФОРМИРОВАТЕЛЬ, УСИЛИТЕЛЬ, ЛИНИЯ ЗАДЕРЖКИ, АМПЛИТУДНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ, ВРЕМЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ, ФРОНТАЛЬНЫЙ ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНЫЙ ТРИГГЕР, МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ПЛОСКОСТЬ РЕАКЦИИ, ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕТИМОСТИ, ФОНОВЫЕ СОБЫТИЯ, МИКРОКАНАЛЬНЫЕ ФЭУ, НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ, ОБОБЩЕННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СО СВЯЗЬЮ КАНАЛОВ, НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ, ГАММА-СПЕКТРОМЕТР, НИЗКОФОНОВАЯ КАМЕРА, ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ, ФОТОНЕЙТРОННЫЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ, АКТИВАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС, ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕНИЯ.

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

Выполнялись работы по программе фундаментальных научных исследований государственных академий наук, пункт 15.

### **1. Задача «Исследование ядро-ядерных взаимодействий на установке ALICE на встречных пучках ускорителя LHC CERN».**

Проект посвящен получению разнообразных экспериментальных данных, которые могут быть связаны с образованием кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных взаимодействиях на установке ALICE, экспериментальному и теоретическому исследованию ультрапериферических взаимодействий ядер, выполнению работ по

модернизации экспериментальной установки ALICE и подготовке новых предложений по использованию пучков LHC высокой энергии для взаимодействия с фиксированной мишенью.

Цели работ:

- сборка черенковской подсистемы южного плеча детектора FIT.
- Интеграция и установка южного плеча детектора FIT на установке ALICE.
- Создание и установка лазерной системы калибровки черенковской подсистемы детектора FIT.
- Обеспечение лазерной системы мониторинга в экспериментальной зоне ALICE.
- Разработка и ввод в эксплуатацию электроники детектора FIT.
- Обеспечение детектора FIT системой считывания данных.
- Обеспечение детектора FIT системой управления и контроля.
- Адаптация программного обеспечения для моделирования и обработки данных в системе ALICE O<sup>2</sup>.
- Изучение эмиссии протонов вперед и трансмутации ядер в результате ультрапериферических  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  взаимодействий на LHC.
- Моделирование спектаторной материи в  $^{16}\text{O}$ — $^{16}\text{O}$  столкновениях на LHC.
- Оценка возможности регистрации  $\Sigma^0$  с использованием детектора ФОС.
- Подготовка экспериментов с фиксированной мишенью AFTER на пучках коллайдера LHC и разработка физической программы измерений.

Результаты выполнения работ:

- в марте-апреле 2021 г. была проведена сборка южного плеча черенковской подсистемы (FT0-A) детектора FIT.
- В июне 2021 г. проведена установка южного плеча детектора FIT в экспериментальную зону ALICE.
- Изготовлены и установлены разветвители импульсов калибровочного лазера.
- Изготовлена система неинвазивного мониторинга интенсивности лазерного света.
- Изготовлена и введена в эксплуатацию электроника детектора.
- Создан ПЛИС проект для считывания данных с детектора FIT.
- Разработаны основные узлы системы управления детектором.

- Проведено моделирование и обработка данных пробных столкновений протонов при  $\sqrt{s} = 900$  ГэВ.
- Измерены сечения эмиссии определенного числа протонов и нейтронов в ультрапериферических взаимодействиях ядер  $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  ТэВ на LHC.
- Измерены сечения эмиссии одного, двух и трех нейтронов в сопровождении одного протона, которые соответствуют образованию изотопов Tl.
- С помощью разработанной в ИЯИ РАН и МФТИ модели Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС) была изучена фрагментация релятивистских ядер  $^{16}\text{O}$  в ядерной фотоэмульсии и в будущих экспериментах на LHC.
- Проведена оценка возможности регистрации  $\Sigma^0$  с использованием детектора ФОС.
- Проведена работа по подготовке эксперимента с фиксированной мишенью AFTER (A Fixed Target Experiment) на пучках LHC.

Итоги внедрения результатов НИР:

- в результате проведенных работ в срок проведена установка детектора FIT в экспериментальной зоне обновлённого эксперимента ALICE.
- Введены в эксплуатацию все системы детектора FIT.
- Полученные результаты по измерению сечения эмиссии определенного числа протонов и нейтронов в ультрапериферических взаимодействиях ядер  $^{208}\text{Pb}$  могут быть использованы для оценки воздействия вторичных ядер, образующихся в EMD, на компоненты LHC, в частности, сверхпроводящие магниты.
- Полученные результаты по изучению фрагментации  $^{16}\text{O}$  могут быть использованы при планировании будущих экспериментов по изучению столкновений легких ядер на LHC для оценки откликов передних калориметров и вероятности транспортировки вторичных ядер совместно с  $^{16}\text{O}$ .

Эксперимент с фиксированной мишенью может быть проведен на существующих на LHC установках (например, ALICE или LHCb). В эксперименте LHCb система газовой мишени для измерения светимости (SMOG) и ее модернизация (SMOG2) будет использована для измерений с фиксированной мишенью в планируемом сеансе измерений Run3. Для проведения измерений на установке ALICE фиксированная мишень или изогнутый отклоняющий кристалл будут помещены в гало пучка. Выполнены расчеты мгновенной светимости, а также интегрированные за год светимости, которые могут быть получены на установках ALICE и LHCb с протонным и ядерными пучками коллайдера

ЛНС в экспериментах с фиксированными мишенями для выходов различных частиц. Проведены оценки акцептанса имеющихся детекторных систем.

Подготовлена программа эксперимента AFTER с использованием фиксированной мишени из различных материалов на коллайдере ЛНС. Высокая светимость значительно увеличит статистическую точность экспериментальных данных, а также обеспечит лучшую точность определения эффективности и акцептанса.

– Планируется исследование столкновений протонов и тяжелых ионов при больших быстротах, детальное изучение процессов рождения состояний кваркония и подавление их рождения в зависимости от фазового перехода материи в кварк-глюонную фазу.

– Впервые планируется исследование нуклонных и ядерных функций распределения кварков и глюонов, извлекаемых из адронных процессов, при больших значениях переменной Фейнмана  $x_F$ .

– Рассмотрено предложение эксперимента по измерению сечения рождения антипротонов в протон – ядерном столкновении в кинематически запрещенной области на фиксированной мишени коллайдера ЛНС.

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

В 2021 г. на установке эксперимента NA61/SHINE в ЦЕРН продолжались работы по модернизации детекторных систем этой установки, которая необходима для проведения экспериментов, начиная с 2022 г., при увеличении более чем в 10 раз интенсивности пучка ионов свинца и скорости срабатывания триггера. Группой ИЯИ РАН в 2021 г. выполнены следующие работы по модернизации и моделированию переднего адронного калориметра установки NA61/SHINE:

– переработана и проверена аналоговая часть электроники считывания основного калориметра для регистрации спектров - MPSD,

– изготовлены и установлены все сигнальные кабели для подключения аналоговой части электроники к считывающим картам DRS4 детекторов MPSD и переднего калориметра для регистрации спектров - FPSD,

– завершено тестирование аналоговой электроники и новой считывающей DRS4 электроники калориметров FPSD и MPSD,

– модули калориметров MPSD и FPSD откалиброваны с использованием мюонов и протонов пучка ускорителя SPS в ЦЕРН на тестовых сеансах 2021 года,

– продолжены Монте Карло расчеты отклика FPSD и MPSD калориметров к ядро-ядерным реакциям Pb-Pb с энергией пучка 150 АГэВ.

### **3. Задача «Исследование рождения векторных мезонов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях на установке HADES (GSI, Германия)».**

Исследование фазовой диаграммы сильно взаимодействующей материи является одним из приоритетных направлений физики сильных взаимодействий. При увеличении температуры адронная материя переходит в состояние кварк-глюонной плазмы, а с увеличением плотности переходит в состояние, ожидаемое во внутренних оболочках нейтронных звезд, и превращается в цветной сверхпроводник. Ожидается, что исследование фазовой диаграммы позволит продвинуться в решении таких фундаментальных проблем, как структура вакуума КХД и происхождение массы Вселенной. В земных условиях основным методом получения информации о свойствах сильно взаимодействующей материи является изучение реакций столкновений тяжелых ионов в широком диапазоне энергий. В то время как при высоких энергиях порядка ТэВ/нуклон изучается область фазовой диаграммы, соответствующая высокой температуре ( $T \sim 200$  МэВ) и барионному химическому потенциалу  $\mu \sim 0$ , эксперименты при низких энергиях порядка нескольких ГэВ/нуклон направлены на исследование области низких температур ( $T \sim 20$  МэВ) и величин  $\mu$ , соответствующих барионной плотности, в несколько раз превышающей нормальную ядерную плотность. Интерпретация экспериментов в этой области требует понимания на количественном уровне свойств ядерной материи на межнуклонных расстояниях, меньших размера нуклона. На столь малых расстояниях применимость методов традиционной ядерной физики, основанной на мезон-нуклонной картине ядра, становится, по меньшей мере, не очевидной. Выполненные в последние годы эксперименты и развитые новые теоретические подходы свидетельствуют о необходимости введения кварк-глюонных степеней свободы для описания динамики процессов, протекающих на малых расстояниях и, следовательно, при больших барионных плотностях. В настоящее время наблюдается исключительно высокий интерес к исследованию свойств плотной барионной ядерной материи при энергиях налетающих ядер в несколько ГэВ. Эксперимент HADES (High Acceptance Di-Electron Spectrometer), расположенный в настоящее время на пучке ускорителя SIS-18 (GSI), вносит существенный вклад в исследование свойств практически не изученной области фазовой диаграммы, соответствующей низкой температуре и большой барионной плотности. Доступные сегодня энергии ядер достаточны для образования странных мезонов и гиперонов. После запуска ускорителя SIS-100 HADES войдет в состав

установки CBM (Compressed Baryonic Matter), что позволит расширить эти исследования на сектор очарованных частиц.

Физическая программа экспериментов на установке HADES направлена на поиск и исследование явлений, связанных со спонтанным нарушением киральной симметрии – фундаментальной симметрии сильных взаимодействий. При нулевой температуре и больших барионных плотностях ядерной материи наблюдаются явления конфайнмента и спонтанно нарушенной киральной симметрии. Нарушение киральной симметрии определяет базовые свойства наблюдаемого мира, в частности, массовый спектр легких адронов. В столкновениях тяжелых ионов при высоких энергиях устанавливаются экстремальные температуры и плотности, при которых ожидается «плавление» кирального конденсата и формирование кирально-симметричной среды. Однако, уже при энергиях налетающих ядер порядка 1 – 2 ГэВ на нуклон в лабораторной системе данные эффекты могут проявиться, в частности, в изменении свойств легких векторных мезонов (сдвиг массы и изменение ширины резонансов), рожденных в ядро-ядерных столкновениях. Изучение свойств этих мезонов посредством детектирования их распадов с испусканием электрон-позитронных пар является важнейшим направлением исследований на установке ХАДЕС.

Исследование процессов с участием компактных нуклонных корреляций позволит получить новую важную информацию о свойствах сверхплотной ядерной материи и роли КХД в генерации ядерных сил. Использование большой статистики, набранной в эксперименте HADES при изучении столкновений ядер золота, позволит найти достаточное количество событий образования странных пар  $\Lambda(1116)K$  и проверить существование универсальности корреляций в секторе странных кварков.

В 2021 г. деятельность российских групп была сосредоточена на анализе экспериментальных данных, полученных в физическом сеансе по исследованию реакции  $Ag+Ag$  при энергии налетающих ядер серебра 1,23 АГэВ и 1,58 АГэВ, а также продолжение анализа данных, полученных при столкновениях ядер золота при энергии пучка 1,23 АГэВ.

В 2021 г. группа ИЯИ РАН продолжила работу над проведением анализа экспериментальных данных, полученных в реакциях  $Ag+Ag$  и  $Au+Au$ . Получены экспериментальные распределения заряженных фрагментов-спектаторов с учетом поправленной эффективности отдельных ячеек переднего сцинтилляционного годоскопа и проведено их сравнение с результатами проведенного моделирования с помощью разных генераторов частиц.

В 2021 году группа ИЯИ РАН также проводила работы по анализу данных с электромагнитного калориметра в столкновениях ядер серебра при энергии пучка 1,23 АГэВ. Получены первые экспериментальные результаты по выходам нейтральных пионов в этой реакции.

#### **4. Задача «Исследование свойств сжатой барионной материи на установке CBM в GSI».**

ИЯИ РАН является ответственным в коллаборации CBM за разработку, изготовление и подготовку переднего адронного калориметра (PSD - Projectile Spectator Detector). Этот калориметр предназначен для определения таких глобальных характеристик, как центральность и угол плоскости реакции в ядро-ядерных столкновениях с кинетическими энергиями пучка в диапазоне 3,3 - 12 ГэВ/нуклон в экспериментах на установке CBM на сильноточном ускорителе SIS100 комплекса ФАИР.

В 2021 г. группа ИЯИ РАН продолжала работы по выполнению контракта ФАИР - ИЯИ по сборке и тестированию модулей калориметра. Часть изготовленных в ИЯИ РАН модулей используется в рамках программы ФАИР-фаза-0 в калориметре mPSD в эксперименте mCBM на ускорителе SIS18 в GSI, в калориметре FHCAL на установке BM@N ускорителя Нуклотрон в ОИЯИ, Дубна, а также в модернизированном адронном калориметре PSD на установке NA61 в ЦЕРН. Проведено тестирование разработанной полной системы считывания калориметра PSD эксперимента CBM на примере одного модуля калориметра mPSD на тестовых пучках ионов на установке mCBM.

В 2021 г. группой ИЯИ РАН получены следующие основные результаты.

В конце 2020 - начале 2021 года была разработана, изготовлена и протестирована вторая версия интерфейсного блока для сопряжения платы с МППС с платой оцифровки ADC64. Разработанная плата была успешно протестирована на стенде в ИЯИ РАН и затем использована в тестовых сеансах mCBM весной и летом 2021 г.

В начале 2021 года были измерены ослабления аналоговых сигналов при их передаче по коаксиальному сигнальному кабелю длиной 60 м. Такие кабели будут использованы для передачи сигналов с МППС, установленных на платах в модулях калориметра CBM, до считывающей электроники, расположенной в удаленном, радиационно-безопасном помещении. Измерения проводились для кабелей двух различных производителей и показали их пригодность для использования в системе сбора данных калориметра PSD.

В начале 2021 года выполнено определение динамического диапазона системы сбора данных детектора PSD. Посредством моделирования получена наибольшая величина сигнала, ожидаемого в секции адронного калориметра эксперимента CBM.

Вычислен отклик на такой сигнал и выбрано соответствующее усиление сигналов с целью использования всего доступного диапазона АЦП платы ADC64.

В апреле-мае 2021 г. проводилась подготовка к тестовым сеансам mCBM. Выполнена амплитудная калибровка продольных секций mPSD на космических мюонах. Отклики секций выравнены подстройкой напряжения смещения соответствующих MPPC.

В эксперименте CBM в общей системе сбора данных будут задействованы платы CRI (Common Readout Interface). Для подготовки встраивания системы сбора данных calorimetра PSD в общую систему считывания эксперимента CBM, в июне 2021 года был разработан программный модуль ПЛИС для платы CRI, который был затем успешно протестирован на тестовом пучке mCBM.

В июне-июле 2021 г. детектор mPSD использовался в общем наборе данных на физическом сеансе эксперимента mCBM. Получена временная синхронизация с другими подсистемами эксперимента. Показано, что отклики секций модуля mPSD находятся в согласии с симуляционными данными. Наблюдалась большая часть событий с наложением сигналов (pile-up).

Осенью 2021 года был разработан цифровой фильтр с полосой пропускания, позволяющей уменьшить низкочастотные флуктуации (в том числе дрейф нулевого уровня), отсеять высокочастотные шумовые колебания и сократить долю наложений импульсов путем уменьшения ширины сигнала.

Полученные группой ИЯИ РАН результаты докладывались на международных конференциях International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (TIPP 2021) и 20th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics в МГУ (5 докладов).

Результаты опубликованы в 2021г. в двух статьях в реферируемых журналах и докладывались на совещаниях коллаборации CBM и mCBM в GSI (9 докладов).

## **5. Задача «Эксперимент MPD/NICA».**

Физическая программа мегапроекта НИКА (Дубна, Россия) направлена на исследования свойств сильновзаимодействующей ядерной материи с большой плотностью, в частности фазовой диаграммы ядерной материи и возможных фазовых переходов. С этой целью создается комплекс сверхпроводящих ускорительных колец, на котором будут производиться столкновения тяжелых ионов при энергиях от 4,5 до 11 ГэВ на нуклон-нуклонную пару. Такие столкновения будут изучаться с помощью Многоцелевого Детектора MPD (Multi Purpose Detector) — установки, разработанной специально для поиска возможных фазовых переходов, смешанной фазы и критической точки ядерной материи. На ускорительном комплексе NICA планируется изучать сильно

взаимодействующую ядерную материю при умеренных температурах и максимальной барионной плотности — в промежуточной области фазовой диаграммы. Одним из важнейших детекторов установки MPD является передний адронный калориметр FNCal, предназначенный для измерения геометрии и начальных условий в событиях столкновений тяжелых ионов, а именно, центральности и ориентации плоскости реакции. Около года назад было решено включить калориметр FNCal в схему организации триггера ядро-ядерных столкновений, поскольку, согласно расчетам, он обладает максимальной эффективностью регистрации периферических столкновений.

ИЯИ РАН отвечает за создание переднего адронного калориметра FNCal в сотрудничестве с Лабораторией физики высоких энергий ОИЯИ. В 2021 г. ИЯИ РАН продолжал работу по созданию переднего адронного калориметра и подготовке к будущим экспериментам на установке MPD.

В 2021 году выполнялись следующие работы.

1. Полностью исследованы 100 электронных плат с аналоговой электроникой для модулей переднего адронного калориметра.
2. Определен эквивалентный уровень электронных шумов в продольных секциях калориметра.
3. Разрабатывалась электронная схема организации триггера ядро-ядерных столкновений с помощью переднего адронного калориметра.
4. Разрабатывалась методика интеграции переднего адронного калориметра в полную экспериментальную установку MPD.
5. Разрабатывались алгоритмы измерения геометрии ядро-ядерных столкновений с помощью переднего адронного калориметра.

В 2021 г. полученные результаты опубликованы в трех статьях в реферируемых журналах. Результаты работ были многократно представлены сотрудниками ИЯИ РАН в докладах на рабочих совещаниях коллаборации MPD/NICA.

#### **6. Задача «Эксперимент VM@N».**

Эксперимент VM@N (Barionic Matter at Nuclotron) является экспериментом с фиксированной мишенью на канале выведенного ионного пучка на нуклотроне в ЛФВЭ ОИЯИ (Дубна). VM@N является первым, уже действующим экспериментом, на ускорительном комплексе NICA, который в настоящее время сооружается в ОИЯИ. Первые экспериментальные данные по исследованию выходов лямбда гиперонов в зависимости от центральности взаимодействия были получены в этом эксперименте уже в 2017 - 2018 г. в столкновениях легких и средних ядер на выведенных пучках нуклотрона в диапазоне энергий до 4,5 ГэВ/нуклон. После запуска бустера начнутся новые

эксперименты на установке  $BM@N$  и с пучками тяжелых ионов (вплоть до золота). Научная программа эксперимента  $BM@N$  включает изучение образования странных и мультистранных гиперонов вблизи порога в ядерной среде и изучение образования гиперядер в ядро-ядерных столкновениях.

ИЯИ РАН является членом коллаборации  $BM@N$  и участвует как в анализе уже имеющихся экспериментальных данных, так и в разработке и создании нового переднего адронного калориметра,  $FHCAL$ , который необходим для определения геометрии столкновений, и ряда передних годоскопов для исследования фрагментации ядер для планируемых экспериментов на пучках тяжелых ионов.

В 2021 году выполнены следующие работы и получены следующие результаты.

1. Модернизирована система питания считывающей электроники нового адронного калориметра  $FHCAL$ .

2. Завершена установка и настройка системы сумматоров быстрого аналогового сигнала для включения калориметра в триггерную систему эксперимента  $BM@N$ .

3. Проведена калибровка всех модулей  $FHCAL$  с использованием космических мюонов и работающей системой температурной коррекции усиления фотодиодов.

4. Разработан, изготовлен и протестирован большой сцинтилляционный годоскоп фрагментов ( $scWall$ ).

5. Калориметр  $FHCAL$ , сцинтилляционный годоскоп  $scWall$  и пучковые годоскопы установлены и подготовлены к работе на сеансе SRC (Short Range Correlations) установки  $BM@N$  в начале 2022 г. на пучке углерода.

Полученные группой ИЯИ РАН результаты в 2021 г. представлены в 2 докладах на международных конференциях и опубликованы в 5 статьях в реферируемых журналах, а также представлены сотрудниками ИЯИ РАН в докладах на рабочих совещаниях коллаборации  $BM@N$ .

**7. Задача «Прецизионное исследование электромагнитных взаимодействий ядер и нуклонов в широкой области энергий на ускорителях электронов».**

Объектом исследования являются барионная спектроскопия и структура нуклонов, асимметрия сечений фотоядерных процессов в области нуклонных резонансов, спиновая структура нуклонов, фоторождение странных мезонов, динамика внутриядерных каскадов.

Цель работы – прецизионное исследование электромагнитных взаимодействий нуклонов и ядер, исследование свойств адронов в ядерной среде, изучение их связанных состояний (мезонные ядра, дельта-ядра, гиперядра), изучение фоторождения мезонов на

пучках поляризованных монохроматических (меченых) гамма-квантов в области нуклонных резонансов с использованием поляризованных и неполяризованных мишеней и детектора продуктов реакции с  $4\pi$  геометрией, исследование мультифрагментации ядер фотонами в области нуклонных резонансов (динамики ядерных возбуждений под действием фотонов промежуточных энергий), обработка экспериментальных данных, полученных в совместных экспериментах в коллаборациях GRAAL (Гренобль, Франция) и BGOOD (Бонн, Германия).

#### **8. Задача «Изучение механизмов фотоядерных реакций в области энергий вблизи порога».**

Объектом исследования являются механизмы возбуждения ядер реальными и виртуальными фотонами в области пи-резонанса, образование экзотических ядер как сопровождающихся испусканием запаздывающих нейтронов (при фотоделении ядер актинидов), так и короткоживущих легких ядер (в реакциях  $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$  и  $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)$ ), зависимость вероятности возбуждения ядер от мультипольности взаимодействия и углового орбитального момента фотона, закрученные фотоны, изоскалярные гигантские резонансы.

Цель работы – проведение экспериментов по указанной программе на ускорителях ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН, ЛУЭ-10 НИИЯФ МГУ, разрезном микротроне РМ-55 в НИИЯФ МГУ и обработка полученных результатов, теоретические расчеты изоскалярных гигантских резонансов в рамках полумикроскопической модели.

#### **9. Задача «Исследование фотоядерных реакций на фемтосекундных лазерах».**

Объектом исследования являются фотоядерные реакции, индуцируемые сверхмощными фемтосекундными лазерами, изучение механизмов прямого ускорения электронов в докритической плазме с инжекцией электронов за счет гибридной параметрической неустойчивости.

Цель работы — создание лазерно-плазменного ускорителя электронов, исследование эффективности инжекции электронов в распространяющийся в тонком слое плазмы с докритической плотностью (0,15-0,3 от критического значения), лазерный импульс релятивистской интенсивности ( $I=5 \times 10^{18} \text{Вт/см}^2$ ), проведение моделирования и экспериментов по прямому лазерному ускорению в плазменном канале, работы по новому научному направлению, получившему в последние годы название «Ядерная фотоника».

**10. Задача «Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и лёгкими ядрами на пучках Московской мезонной фабрики».**

Целью работы является моделирование кинематики  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}^*$  с образованием кластерных высоковозбужденных состояний  $^{12}\text{Be}$  с  $4n$ -корреляцией и разработка методов измерения их характеристик на каскадных нейтронах импульсного источника РАДЭКС ИЯИ РАН. Проведено моделирование кинематики реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}^*$  при энергии нейтронов 30–150 МэВ. Рассмотрены корреляционные особенности распада возбужденных кластерных состояний  $^{12}\text{Be}$  с квазимолекулярной структурой  $\alpha$ - $4n$ - $\alpha$  и  $^8\text{Be}$ - $4n$  при энергии возбуждения до 25 МэВ. Показана возможность измерения характеристик каналов распада возбужденных состояний  $^{12}\text{Be}$  с  $4n$ -корреляцией при регистрации в совпадении  $2p$ -пары и  $\alpha$ -частиц на каскадных нейтронах импульсного источника РАДЭКС.

**11. Задача «Исследование структуры и механизмов взаимодействия слабосвязанных ядер с ядрами при средних энергиях».**

Работы в рамках темы посвящены решению фундаментальной проблемы ядерной физики – исследованию кластерной структуры ядер. Большой интерес представляют также исследование кластерной структуры возбужденных состояний ядер и вероятностей их развала по определенным каналам. В рамках темы рассматривается возможность исследования кластерной структуры ядра  $^6\text{Li}$ , являющегося одним из самых легких ядер, при этом имеющим ярко выраженную кластерную структуру.

Создан прототип экспериментальной установки, включающий малую вакуумную камеру рассеяния с установленной мишенью  $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ , телескопом  $\Delta E$ - $E$  кремниевых детекторов и годоскопа нейтронных сцинтилляционных детекторов для проверки возможности регистрации в совпадении заряженных частиц и нейтронов на нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН. Проведены тестовые измерения реакции  $n + ^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d + n$  с регистрацией в совпадении заряженных частиц и нейтронов. Для разделения нейтронных и гамма-сигналов используется метод  $n$ - $\gamma$  разделения по форме импульса.

**12. Задача «Исследование взаимодействия нейтронов малых энергий с ядрами с возбуждением коллективных степеней свободы».**

Цель работы – исследование взаимодействия нейтронов малых энергий с ядрами с возбуждением коллективных степеней свободы. В двух-фононном приближении обобщённой оптической модели продолжены работы по поиску оптимальных параметров модели для большого количества ядер. В рамках ОМСК разработаны методы анализа экспериментальных нейтронных сечений с учетом усреднения по широким интервалам нейтронных энергий для энергий нейтронов в несколько МэВ.

### **13. Задача «Разработка методов и аппаратуры низкофоновых измерений гамма-излучений с использованием германиевых гамма-спектрометров».**

Цель работы – разработка методов и аппаратуры низкофоновых измерений гамма-излучений с использованием германиевых гамма-спектрометров. В процессе исследований проводились работы по разработке новых методик гамма- и нейтронно-активационного анализа (НАА) с улучшенными метрологическими характеристиками с использованием новых ядерно-физических установок. В результате исследований впервые создана новая ядерно-физическая установка – активационно-измерительный комплекс на базе W-Be фотонейтронного источника ИЯИ РАН на серийном промышленном электронном ускорителе ЛУЭ-8-5 и низкофонового гамма-спектрометра. С помощью комплекса проведены измерения и отработана методика измерения содержания рения в рудных породах.

### **14. Задача «Поиск редких мюонных процессов в эксперименте Mu2e».**

Проект посвящен решению фундаментальной проблемы сохранения лептонных квантовых чисел. Обнаружение связи между семействами лептонов будет свидетельством существования новых физических явлений вне рамок Стандартной модели. Цель работы – поиск процесса конверсии мюона на ядре, идущего с нарушением закона сохранения лептонных чисел с уровнем чувствительности ( $Br \approx 10^{-17}$ ), превышающем на пять порядков современное экспериментальное ограничение, в международном эксперименте Mu2e проводимом в FNAL (Chicago) США. Основная цель группы ИЯИ РАН заключается в развитии новой концепции эксперимента ( $3in1$ ), позволяющей поиск трех редких распадов  $\mu \rightarrow e$  конверсии,  $\mu \rightarrow e\gamma$  и  $\mu \rightarrow eee$  на одной установке Mu2e, разработка методов калибровки и проведение методических измерений с детекторами установки Mu2e на базе центра коллективного пользования (ЦКП) ИЯИ РАН. В качестве детекторов рассматриваются: кристаллы LYSO, NaI, CsI, лавинные фотодиоды (APD), фотоэлектронные умножители (ФЭУ), нейтронные газовые He3 счетчики и мониторы протонного пучка.

В результате НИР разработан метод калибровки фотодетекторов калориметра на основе регистрации одиночных фотоэлектронов. Подготовлена начальная версия пакета программ для моделирования схемы получения триггера в процессе  $\mu \rightarrow 3e$ . Разработан новый монитор протонного пучка, основанный на регистрации черенковского излучения от дельта-электронов, рожденных в тонком стеклянном радиаторе. Проведены измерения с новым монитором протонного пучка на медицинском канале центра коллективного пользования (ЦКП) ИЯИ РАН.

**15. Задача «Создание оптико-каскадной модели, описывающей поглощение ядром медленного антинейтрона, для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций».**

Проект посвящен развитию физической модели и созданию комплекса программ, описывающих аннигиляцию антинейтрона в ядре и дальнейшему их применению в экспериментах по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций. Так, на основе предложенной модели создан генератор событий аннигиляции холодных антинейтронов, образующихся в результате  $n$ - $n$ bar перехода в пучке холодных нейтронов, на ядре углерода (материал детектора). В настоящее время этот генератор событий используется для моделирования детектора антинейтронов для эксперимента NNBAR на ESS.

Для эксперимента по поиску внутриядерных нейтрон-антинейтронных переходов в ядре  $^{16}_8\text{O}$  на большом подземном Черенковском детекторе Super-Kamiokande создана модель, учитывающая несколько важных моментов: специально для ядра  $^{16}_8\text{O}$  впервые теоретически получено распределение радиальной плотности вероятности аннигиляции; учтены динамические эффекты, связанные с введением антинуклонного потенциала и сходом антинейтрона с массовой поверхности; специально для этой задачи была доработана модель мультифрагментации, в которой теперь учитывается фотонное возбуждение.

Цель работы – на базе физической модели аннигиляции антинейтрона в ядре создать общепризнанный генератор событий, который мог бы использоваться для моделирования в экспериментах по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций.

**16. Задача «Исследование подпорогового рождения легких векторных мезонов и заряженных каонов в протон и фотоядерных реакциях».**

Проект посвящен:

- 1) Исследованию возможности изучения модификации свойств  $K_1(1270)^+$  мезонов в околопороговых  $K^-A$  реакциях.
- 2) Изучению возможности наблюдения модификации свойств  $\Xi^-$  гиперонов в антикаон-ядерных и фотоядерных реакциях вблизи порога.

Построена новая модель инклюзивных антикаон-ядерных и фотоядерных реакций вблизи порога, сопровождающихся рождением  $K_1(1270)^+$  мезонов и  $\Xi^-$  гиперонов. Модель использует ядерную спектральную функцию, современные экспериментальные данные о сечениях соответствующих элементарных процессов, а также учитывает модификацию их свойств (масс) в ядерной среде при обычной ядерной плотности. Разработан программный пакет для расчета абсолютных дифференциальных сечений рождения этих частиц на ядрах с учетом рассматриваемых средовых эффектов. Выполнены детальные расчеты

абсолютных (и относительных) дифференциальных и полных сечений рождения этих частиц в данных реакциях в различных сценариях изменения их масс в ядерной материи.

В результате выполненной работы впервые сделаны важные выводы о возможности экспериментального наблюдения модификации свойств  $K_1(1270)^+$  мезонов и  $\Xi^-$  гиперонов в ядерной среде на ускорительных комплексах J-PARC (ЯПОНИЯ) И CEBAF (США).

## СОДЕРЖАНИЕ

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ.....	2
РЕФЕРАТ .....	3
СОДЕРЖАНИЕ.....	18
ВВЕДЕНИЕ.....	23
1. Исследование ядро-ядерных взаимодействий на установке ALICE на встречных пучках ускорителя LHC CERN.....	39
1.1. Интеграция и установка детектора FIT-A в экспериментальную зону .....	39
1.1.1. Сборка черенковской подсистемы южного плеча детектора FIT .....	39
1.1.2. Интеграция черенковской и сцинтилляционной подсистем южного плеча детектора FIT .....	40
1.1.3. Установка южного плеча детектора FIT в экспериментальную зону ALICE .....	42
1.2. Создание и установка лазерной системы калибровки черенковской подсистемы детектора FIT .....	43
1.2.1. Изготовление и установка разветвителей импульсов калибровочного лазера.....	43
1.2.2. Изготовление системы неинвазивного мониторинга интенсивности лазерного света .....	46
1.2.3. Финишная сборка лазерной системы мониторинга в экспериментальной зоне ALICE .....	47
1.3. Разработка и ввод в эксплуатацию электроники детектора FIT .....	49
1.3.1. Разработка и ввод в эксплуатацию FCB для детекторов FT0, FV0, FDD.....	58
1.4. Производство и установка кабелей .....	61
1.5. Проект FRC для считывания данных с детектора FIT .....	62
1.6. Системы обработки данных детектора FIT .....	65
1.7. Разработка системы управления и контроля (DCS) для детектора FT0 .....	69
1.7.1. Управление инфраструктурой детектора.....	69
1.7.2. Настройка конфигурации детектора .....	71
1.8. Интеграция DCS в центральную систему управления экспериментом.....	73
1.8.1. Аварийная кнопка.....	73
1.8.2. Конечный автомат детектора FT0.....	73
1.8.3. Тревожные сообщения .....	75
1.8.4. DIM сервисы .....	76
1.9. Разработка приложения ControlServer для управления электроникой детекторов FIT .....	76
1.10. Моделирование и обработка данных первых пробных пучков протонов с энергией 450 ГэВ.....	78

1.11. Триггерные сигналы .....	79
1.11.1. Результаты моделирования и измерений.....	82
1.12. Эмиссия протонов вперед и трансмутация ядер в результате ультрапериферических $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$ взаимодействий на LHC .....	86
1.12.1. Используемые для анализа наборы данных.....	87
1.12.2. Функции, используемые для описания спектров энерговыделения в ZDC.....	88
1.12.3. Поправочные коэффициенты на эффективность регистрации нуклонов посредством ZDC.....	88
1.12.4. Корреляции сигналов в нейтронных и протонных калориметрах ZDC .....	90
1.12.5. Эмиссия нейтронов и одиночного протона, связываемая с рождением изотопов таллия $^{204,205,206}\text{Tl}$ .....	94
1.13. Моделирование спектаторной материи в $^{16}\text{O}$ – $^{16}\text{O}$ столкновениях на LHC .....	97
1.13.1. Описание модели .....	97
1.13.2. Образование ядер различных элементов в качестве спектаторов при взаимодействии $^{16}\text{O}$ в ядерной фотоэмульсии .....	98
1.13.3. Выходы $^4\text{He}$ в $^{16}\text{O}$ — Em.....	99
1.13.4. Нуклоны-спектаторы и ядра-спектаторы в $^{16}\text{O}$ – $^{16}\text{O}$ столкновениях на БАК. 100	
1.13.5. Свободные нейтроны и нуклоны-спектаторы .....	100
1.13.6. Ядра-спектаторы.....	101
1.14. Анализ возможности регистрации $\Sigma^0$ с использованием детектора ФОС.....	102
1.15. Исследование взаимодействия протонов и тяжелых ионов с ядрами на пучках LHC в эксперименте с фиксированной мишенью на установке ALICE .....	106
1.16. Исследование взаимодействия протонов и тяжелых ионов с ядрами на пучках LHC с фиксированной мишенью в экспериментах ALICE и LHCb .....	108
1.16.1. Исследование физических возможностей первого использования наиболее энергичных протонных и ионных пучков в режиме фиксированной мишени .....	108
1.16.2. Исследование рождения антипротонов в кинематически запрещенной области на фиксированной мишени коллайдера LHC .....	109
1.16.3. Разработка конструкций отклонения гало пучка и размещения фиксированной мишени .....	110
2. Исследование рождения адронов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в эксперименте NA61 на ускорителе SPS в ЦЕРН .....	112
2.1. Модернизация экспериментальной установки NA61/SHINE .....	112
2.2. Этапы модернизации существующего PSD до 2021 года .....	113
2.3. Работы по модернизации PSD, выполненные в 2021 г.....	115
2.4. Результаты калибровки калориметров MPSD и FPSD на пучке протонов ускорителя SPS в тестовых сеансах 2021 г.....	116

3.	Исследование рождения векторных мезонов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях на установке HADES (GSI, Германия).....	122
3.1.	Экспериментальная установка ХАДЕС .....	122
3.2.	Анализ зарядовых распределений в отдельных ячейках сцинтилляционного годоскопа в физическом сеансе столкновений ядер золота при энергии 1,23 АГэВ.....	124
3.3.	Сравнение зарядовых распределений в экспериментальных данных и симуляциях. ....	126
3.4.	Изучение возможности разделения событий взаимодействия пучка с углеродом в эксперименте ХАДЕС .....	129
3.5.	Измерение выходов нейтральных пионов в эксперименте ХАДЕС в столкновениях Ag+Ag при энергии 1,23 ГэВ/нуклон.....	134
3.6.	Список выступлений на международных конференциях по тематике ХАДЕС...	138
4.	Исследование свойств сжатой барионной материи на установке CBM в GSI .....	139
4.1.	Установка CBM и передний адронный калориметр PSD.....	139
4.2.	Система сбора данных переднего адронного калориметра PSD.....	140
4.3.	Разработка системы управления напряжением смещения фотодетекторов.....	143
4.4.	Изучение ослабления отклика фотодетекторов коаксиальным кабелем 60 м.....	144
4.5.	Определение динамического диапазона системы сбора данных детектора PSD.	145
4.6.	Амплитудная калибровка секций mPSD на космических мюонах .....	146
4.7.	Разработка программного модуля ПЛИС для платы CRI для сбора данных калориметра PSD.....	147
4.8.	Результаты физического сеанса на эксперименте mCBM в июне 2021 г.....	148
4.9.	Разработка цифрового полосового фильтра для сигналов калориметра PSD .....	151
4.10.	Список выступлений на международных конференциях по тематике CBM .....	153
5.	Эксперимент MPD/NICA.....	155
5.1.	Передний адронный калориметр установки MPD/NICA .....	155
5.2.	Исследование шумов аналоговой электроники переднего калориметра.....	156
5.3.	Исследование уровня триггерной электроники переднего калориметра .....	158
5.4.	Определение геометрии столкновений с помощью переднего адронного калориметра.....	159
5.4.1.	Определение центральности ядро-ядерных столкновений.....	159
5.4.2.	Определение плоскости реакции передним адронным калориметром .....	161
6.	Эксперимент BM@N .....	163
6.1.	Подготовка калориметра FHCa1 к сеансу SRC 2022 г. на экспериментальной установке BM@N .....	163
6.2.	Сборка и тестирование нового сцинтилляционного годоскопа для регистрации фрагментов (scWall). Подготовка кварцевого пучкового годоскопа (FQH) для тестирования на сеансе SRC 2022 г.....	164
6.3.	Список выступлений на международных конференциях по тематике BM@N ...	167

7.	Прецизионное исследование электромагнитных взаимодействий ядер и нуклонов в широкой области энергий на ускорителях электронов .....	169
7.1.	Измерение спиновых асимметрий в фоторождении $\pi^0$ мезонов на .....	169
7.2.	Фоторождение мезонов на пучке меченных фотонов (BGOOD, Бонн).....	169
7.3.	Обработка экспериментальных данных, полученных в совместных экспериментах в коллаборации GRAAL (Гренобль, Франция) .....	171
8.	Изучение механизмов фотоядерных реакций в области энергий вблизи порога .....	172
8.1.	Изучение образования и характеристик экзотических ядер у границ устойчивости к испусканию нуклонов .....	172
8.2.	Теоретическое изучение фотовозбуждения и характеристик изоскалярных гигантских резонансов в атомных ядрах .....	172
9.	Исследование фотоядерных реакций на фемтосекундных лазерах .....	173
9.1.	Генерация ускоренных электронов механизмом прямого лазерного ускорения на 1 ТВт фемтосекундной лазерной системе .....	173
9.2.	Разработка и сборка мультисекционного цилиндра Фарадея .....	176
9.3.	Регистрация нейтронов в фотоядерных реакциях на фемтосекундном лазере. Оценка заряда пучка через число нейтронов .....	178
10.	Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и лёгкими ядрами на пучках Московской мезонной фабрики.....	180
11.	Исследование структуры и механизмов взаимодействия слабосвязанных ядер с ядрами при средних энергиях.....	185
12.	Исследование взаимодействия нейтронов малых энергий с ядрами с возбуждением коллективных степеней свободы.....	190
13.	Разработка методов и аппаратуры низкофоновых измерений гамма-излучений с использованием германиевых гамма-спектрометров.....	194
14.	Поиск редких мюонных процессов в эксперименте Mu2e .....	195
14.1.	Развитие новой концепции эксперимента Mu2e, позволяющей поиск трех редких процессов с мюонами.....	195
14.2.	Разработка метода калибровки фотодетекторов калориметра на основе регистрации одиночных фотоэлектронов .....	196
14.3.	Разработка монитора протонного пучка .....	197
15.	Создание оптико-каскадной модели, описывающей поглощение ядром медленного антинейтрона, для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций .....	200
16.	Исследование подпорогового рождения легких векторных мезонов и заряженных каонов в протон и фотоядерных реакциях.....	204
16.1.	Возможность изучения модификации свойств $K_1(1270)^+$ мезонов в околопороговых $K^-A$ реакциях.....	204
16.2.	Возможность наблюдения модификации свойств $\Xi^-$ гиперонов в антикаон-ядерных и фотоядерных реакциях вблизи порога.....	205
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	207

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	216
ПУБЛИКАЦИИ.....	223

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящем отчете представлены новые научные результаты по изучению фазовой диаграммы ядерной материи. В комплексном научном исследовании изучены свойства ядер как в основном состоянии и вблизи него, при небольших энергиях возбуждения, так и свойства горячей и плотной материи, переходящей в малоизученное состояние — кварк-глюонную плазму (КГП). Как известно, ядерные реакции и рождение частиц, инициированные фотонами и адронами низких и промежуточных энергий в определённых условиях могут демонстрировать фазовый переход ядерная жидкость — нуклонный газ. Наблюдается изменение свойств адронов в ядерной среде в зависимости от её температуры и плотности по сравнению со свойствами адронов в вакууме. Столкновения частиц высоких энергий с ядрами, и особенно релятивистских ядер с ядрами, демонстрируют другие интересные физические явления при более высоких температурах и плотностях — восстановление киральной симметрии, фазовый переход адронной материи посредством деконфайнмента в КГП.

Изучение диаграммы состояния ядерной материи в широких диапазонах её плотности и температуры является сложнейшей задачей современной физики атомного ядра, физики частиц и релятивистской ядерной физики. Её решение требует усилий теоретиков в направлении разработки комплекса современных моделей, описывающих взаимодействия частиц с ядрами и ядер с ядрами как при низких, так и при высоких энергиях. Экспериментаторам необходимо проводить работы на различных ускорителях, предоставляющих пучки протонов, фотонов и ядер низких и высоких энергий. Выполняются эксперименты с фиксированными мишенями и на встречных пучках. Типичным для таких экспериментов является создание универсальных мега-установок, каждая из которых включает в себя наборы детекторных систем, опирающихся на различные принципы детектирования и поэтому взаимно дополняющих друг друга. Для того чтобы такие установки оставались на переднем крае мировой науки и давали первоклассные научные результаты, необходимо их постоянное совершенствование и своевременная модернизация. Сказанное выше объясняет включение в программу исследований ИЯИ РАН "Физика атомного ядра, релятивистская ядерная физика" (№ 0031-2019-0004) целого ряда экспериментов и одновременно разработки нескольких теоретических моделей.

В 2021 году сотрудники ИЯИ РАН продолжили продуктивно работать в эксперименте ALICE на Large Hadron Collider (LHC) в ЦЕРН, изучались возможности использования пучка LHC для эксперимента с фиксированной мишенью AFTER (Задача

№1). В частности, была выполнена интеграция, установка и тестирование южного плеча (FT0-A) нового детектора ФИТ на установке ALICE, разработана система управления детектором. Обработаны данные по эмиссии нейтронов и протонов в ультрапериферических взаимодействиях ядер  $^{208}\text{Pb}$  на LHC. Продолжились работы по модернизации детекторных систем установки NA61/SHINE в ЦЕРН (Задача №2), разработана и протестирована электроника передних калориметров, выполнена их калибровка. В эксперименте HADES в GSI (Задача №3), выполнялся анализ данных по Ag+Ag и Au+Au столкновениям. Все три эксперимента – ALICE, NA61/SHINE и HADES – представляют собой примеры успешно работающих больших международных коллабораций с определяющими вкладами российских ученых. Одновременно с этим велась подготовка новых экспериментов — CBM (Задача №4) и MPD/NICA (Задача №5), для которых были собраны и протестированы модули передних адронных калориметров. В эксперименте BM@N на NICA (Задача №6) выполнялся как анализ данных предыдущих лет, так и создание переднего калориметра FHCAL. Задача №7 является другим примером успешного международного сотрудничества – участия в совместных экспериментах в коллаборациях GRAAL (Гренобль, Франция), A2 (Майнц, Германия) и VGOOD (Бонн, Германия) по прецизионному исследованию фоторождения мезонов на протонах и ядрах, включая эксперименты с поляризованными мишенями.

Успешно выполнялись работы и на российских установках, собственных уникальных установках ИЯИ РАН. Выполнен ряд методических работ по аппаратурному и программному обеспечению экспериментов по изучению механизмов фотоядерных реакций вблизи порога на ускорителе ЛУЭ-8-5 в ИЯИ РАН (Задача №8). С прицелом на будущие экспериментальные результаты разрабатывалась теория ядерных реакций с образованием экзотических нейтроно- и протоноизбыточных ядер, развивалась теория фотовозбуждения гигантских изоскалярных резонансов. С помощью фемтосекундных лазеров на лазерно-плазменном источнике МЛЦ МГУ решались задачи лазерной фотоники по генерации электронов и позитронов (Задача №9). Развита теоретическая схема и компьютерные программы для определения кластерной структуры и характеристик каналов кластерного распада высоковозбужденных состояний легких ядер (Задача №10). Изучалась кластерная структура ядра  $^6\text{Li}$  (Задача №11). Проведен анализ изотопической и энергетической структуры сечений рассеяния быстрых нейтронов сферическими ядрами в области массовых чисел 50–150. Определены параметры промежуточных резонансов для изотопов селена (Задача №12). В Задаче №13 разработаны методы и аппаратура низкофоновых измерений гамма-излучений с использованием германиевых гамма-спектрометров и разработана уникальная методика определения

рения. Для эксперимента, позволяющего вести поиск трех редких распадов  $\mu \rightarrow e$  конверсии,  $\mu \rightarrow e\gamma$  и  $\mu \rightarrow eee$  на одной установке продолжалась разработка и изготовление электроники, разработан метод калибровки фотодетекторов, монитор протонного пучка (Задача №14).

Большое значение имели работы теоретиков по созданию оптико-каскадной модели, описывающей поглощение ядром медленного антинейтрона, образовавшегося в пучке нейтронов от интенсивного нейтронного источника для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций (Задача №15). В этой же задаче моделировались спонтанные нейтрон-антинейтронные переходы в ядре  $^{40}\text{Ar}$ . Наконец, в задаче №16 теоретически исследовалась возможность изучения свойств  $K_1(1270)^+$  мезонов в околопороговых реакциях  $K^-$  мезонов с ядрами углерода и вольфрама. Посредством разработанной новой модели для описания рождения на ядрах  $\Xi^-$  гиперонов в антикаон-ядерных и фотоядерных реакциях впервые были получены предсказания для дифференциальных и полных сечений рождения гиперонов на ядрах C и W в зависимости от сдвига массы  $\Xi^-$  в ядерной среде.

### **1. Задача «Исследование ядро-ядерных взаимодействий на установке ALICE на встречных пучках ускорителя LHC CERN».**

В настоящем отчёте представлены выполненные в 2021 г. работы, результаты которых являются очередным этапом долгосрочной программы экспериментальных исследований в рамках мегапроекта ALICE на пучках LHC.

В 2021 году проводились работы по завершению сборки детектора FIT и подготовке его к монтажу в экспериментальную зону установки ALICE. Детекторная система FIT состоит из черенковского FT0, сцинтилляционного FV0 и сцинтилляционного FDD детекторов. К настоящему времени все подсистемы детектора установлены в экспериментальную зону установки ALICE. Была закончена сборка и установка электроники, монтаж кабелей считывания данных и питания, собрана система лазерной калибровки, проведена отладка программного обеспечения для управления детектором и для его считывания. Детектор FIT подготовлен для использования его в качестве основного триггерного детектора, стартового детектора для времяпролетной системы TOF, люминометра и он-лайн триггера по множественности в Pb-Pb столкновениях; для выработки он-лайн триггера по центральности, режекции фоновых событий и для исследования дифракционных процессов. Получены первые результаты работы детектора FIT во время пробного запуска LHC (Pilot Beam) в октябре 2021 г.

Исследована эмиссия протонов вперёд и трансмутация ядер в результате ультрапериферических  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  взаимодействий на LHC. Полученные результаты могут

быть использованы для оценки воздействия вторичных ядер, образующихся в EMD, на компоненты ЛНС, в частности, сверхпроводящие магниты. С помощью разработанной в ИЯИ РАН и МФТИ модели Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (AAMCC) проведено моделирование спектаторной материи в  $^{16}\text{O}$ - $^{16}\text{O}$  столкновениях на ЛНС. Выполнена работа по оценке возможности регистрации  $\Sigma^0$  с использованием детектора ФОС.

Продолжены работы по подготовке эксперимента с фиксированной мишенью AFTER (A Fixed Target Experiment) на пучках ЛНС. Эксперименты с фиксированной мишенью на пучках ЛНС имеют преимущества по сравнению с экспериментами на коллайдере. Высокая светимость значительно увеличит статистическую точность экспериментальных данных, а также обеспечит лучший контроль над эффективностью и акцептансом. При использовании протонного и ионного пучков ЛНС может быть исследована область энергии между максимальной энергией SPS ( $\sqrt{s} \sim 29$  ТэВ) и стандартной энергией RHIC ( $\sqrt{s} = 200$  ТэВ) в p-A и A-A столкновениях.

Планируются эксперименты по взаимодействию протонов и тяжелых ионов с ядрами на пучках ЛНС с фиксированной мишенью на установках ALICE и LHCb. Для решения этой задачи необходимо рассмотреть возможность реализации обширной программы по физике тяжелых ионов, адронов, спина, физики астрономических частиц с существующими (LHCb или ALICE) или новыми установками, позволяющими проводить такие исследования одновременно с программой в режиме коллайдера ЛНС. Режим с фиксированной мишенью дает несколько уникальных преимуществ по сравнению с режимом коллайдера. Это высокая светимость благодаря высокой плотности мишени [1], возможность измерений с задними углами в системе центра масс со стандартными детекторами благодаря различию системы центра масс сталкивающихся нуклонов и лабораторной системы, область, которая остается совершенно недоступной для жестких реакций в режиме коллайдера. Увеличенное количество элементов, из которых может быть изготовлена мишень, включая дейтрон, позволит проводить уникальные нейтронные исследования. Равенство энергии на нуклон-нуклонное столкновение для протонов с энергией 7 ТэВ и 2,76 ТэВ для пучка свинца, соответственно, а именно 115 ТэВ для систем pp, pd, pA и 72 ТэВ для систем PbP, Pbd, PbA, позволит провести измерения коэффициента модификации со значительно меньшими систематическими погрешностями в области энергий между экспериментами SPS и RHIC в неисследованной области быстроты [2, 3]. Наконец, возможность размещения поляризованной фиксированной мишени предполагает многочисленные возможности для измерения спиновой асимметрии при больших значениях доли импульса, в то время как пучки ЛНС не поляризованы.

Теоретически исследовано рождение антипротонов в кинематически запрещенной области на фиксированной мишени коллайдера LHC. Исследованию рождения антипротонов в протон – ядерных и ядро- ядерных столкновениях при энергиях ниже порога рождения в нуклон -нуклонном столкновении было посвящено значительное количество работ [4-7]. Измерения были проведены на пучках протонов и ядер в JINR, BNL, GSI и KEK. Во всех экспериментах были получены значения сечений рождения, которые значительно превышают оценки, полученные при учете понижения порога рождения за счет фермиевского движения нуклонов в ядре. Единое феноменологическое описание всех экспериментальных данных было получено в обобщенной партонной модели [8]. В настоящее время эта проблема приобретает важное значение для изучения возможности рождения частиц на пучках ядер свинца с массой, превышающей массу 14 ТэВ [9], достижимой при нуклон – нуклонном соударении на LHC. Однако необходимо провести исследование при более высоких энергиях. Такое исследование можно провести при изучении процесса рождения антипротонов при кинематических условиях, запрещенных при нуклон – нуклонном взаимодействии.

Разработаны конструкции отклонения гало пучка и размещения фиксированной мишени. Рассмотрены несколько технологических вариантов проведения специализированных экспериментов с фиксированной мишенью на коллайдере LHC.

- Можно проводить измерения столкновений частиц пучка LHC с покоящимися нуклонами или ядрами, пропуская полный пучок LHC через газовую мишень в пучковой трубке LHC.

- Можно отклонять частицы гало пучка с помощью дефлектора из изогнутого кристалла на мишень, расположенную вне пучковой трубки или внутри нее.

- Можно поместить проволочную мишень, перехватывающую часть гало пучка в пучковой трубке.

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

В 2018 г. программным комитетом ЦЕРН была одобрена новая физическая программа эксперимента NA61/SHINE после 2021 г., которая включает в себя исследование образования D-мезонов в столкновениях ядер свинца при энергии 150 ГэВ. Исследование выходов этих частиц, которые образуются на начальном этапе столкновениях ядер свинца, является хорошим инструментом для исследования свойств новой формы сильновзаимодействующей ядерной материи, образующейся в этих столкновениях. Новая физическая программа включает также продолжение экспериментов по измерению выходов заряженных адронов в адрон-ядерных реакциях

для нейтринной физики и выходов фрагментов в ядерных реакциях для физики космических лучей.

В 2021 г. на установке NA61/SHINE в ЦЕРН продолжалась модернизация практически всех детекторных систем этой установки, которая необходима для проведения экспериментов после 2021 г. при увеличении более чем в 10 раз интенсивности пучка ионов свинца и скорости срабатывания триггера.

Группа ИЯИ РАН отвечает в коллаборации за модернизацию переднего адронного калориметра PSD. В 2021 г. выполнены описываемые ниже работы по модернизации переднего адронного калориметра установки NA61/SHINE.

### **3. Задача «Исследование рождения векторных мезонов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях на установке HADES (GSI, Германия)».**

Исследование фазовой диаграммы сильно взаимодействующей материи является одним из приоритетных направлений физики сильных взаимодействий. При увеличении температуры адронная материя переходит в состояние кварк-глюонной плазмы, а с увеличением плотности переходит в состояние, ожидаемое во внутренних оболочках нейтронных звезд, и превращается в цветной сверхпроводник. Ожидается, что исследование фазовой диаграммы позволит продвинуться в решении таких фундаментальных проблем, как структура вакуума КХД и происхождение массы Вселенной. В земных условиях основным методом получения информации о свойствах сильно взаимодействующей материи является изучение реакций столкновений тяжелых ионов в широком диапазоне энергий. В то время, как при высоких энергиях порядка ТэВ/нуклон изучается область фазовой диаграммы, соответствующая высокой температуре ( $T \sim 200$  МэВ) и барионному химическому потенциалу  $\mu \sim 0$ , эксперименты при низких энергиях порядка нескольких ГэВ/нуклон направлены на исследование области низких температур ( $T \sim 20$  МэВ) и величин  $\mu$ , соответствующих барионной плотности, в несколько раз превышающей нормальную ядерную плотность. Интерпретация экспериментов в этой области требует понимания на количественном уровне свойств ядерной материи на межнуклонных расстояниях, меньших размера нуклона. На столь малых расстояниях применимость методов традиционной ядерной физики, основанной на мезон-нуклонной картине ядра, становится, по меньшей мере, не очевидной. Выполненные в последние годы эксперименты и развитые новые теоретические подходы свидетельствуют о необходимости введения кварк-глюонных степеней свободы для описания динамики процессов, протекающих на малых расстояниях и, следовательно, при больших барионных плотностях. В настоящее время наблюдается исключительно высокий интерес к исследованию свойств плотной барионной ядерной материи при

энергиях налетающих ядер в несколько ГэВ. Эксперимент HADES (High Acceptance Di-Electron Spectrometer), расположенный в настоящее время на пучке ускорителя SIS-18 (GSI), обладает уникальной возможностью внести существенный вклад в исследование свойств практически не изученной области фазовой диаграммы, соответствующей низкой температуре и большой барионной плотности. Доступные сегодня энергии ядер достаточны для образования странных мезонов и гиперонов. После запуска ускорителя SIS-100 HADES войдет в состав установки CBM (Compressed Baryonic Matter), что позволит расширить эти исследования на сектор очарованных частиц.

#### **4. Задача «Исследование свойств сжатой барионной материи на установке CBM в GSI».**

На создаваемом в настоящее время ускорительном комплексе FAIR в GSI (Дармштадт, Германия) планируется получение высокоинтенсивных пучков тяжелых ионов с энергией до 11 ГэВ на нуклон и пучки протонов до энергии 29 ГэВ с помощью синхротрона SIS100. FAIR откроет новые возможности для исследований в области физики элементарных частиц, атомной физики, физики плазмы и для прикладных исследований.

Физическая программа эксперимента CBM (Compressed Baryonic Matter) на ускорительном комплексе FAIR направлена на детальное изучение фазовой диаграммы в области энергий столкновений тяжелых ионов 2–11 ГэВ на нуклон в лабораторной системе. Результаты моделирования показывают, что при таких энергиях в центральных столкновениях тяжелых ядер возможно получение ядерного вещества с плотностью, в 7 раз превышающей плотность обычных ядер. При таких условиях участвующие в столкновении нуклоны перекрывают друг друга, и теория предсказывает переход ядерной материи к смешанной кварк-адронной фазе. Эксперименты на ускорителе SIS100 планируется начать в 2024 г.

В настоящее время в ИЯИ РАН для эксперимента CBM изготавливается передний адронный калориметр фрагментов, который необходим для изучения геометрии столкновений тяжелых ионов и классификации событий по центральности в эксперименте CBM. Данный калориметр должен с хорошей точностью обеспечивать определение центральности взаимодействий, что необходимо для исследования флуктуаций множественности вторичных частиц и других наблюдаемых величин в каждом событии.

Другой важной задачей данного калориметра является определение ориентации плоскости реакции с достаточно хорошей точностью, что необходимо для проведения исследований анизотропии азимутальных потоков частиц, образующихся в ядро-ядерных взаимодействиях.

## **5. Задача «Эксперимент MPD/NICA».**

Физическая программа мегапроекта НИКА (Дубна, Россия) направлена на исследования свойств сильно взаимодействующей ядерной материи с большой плотностью, в частности фазовой диаграммы ядерной материи и возможных фазовых переходов. С этой целью создается комплекс сверхпроводящих ускорительных колец, на котором будут производиться столкновения тяжелых ионов при энергиях на нуклон-нуклонную пару. Для изучения ядро-ядерных столкновений на НИКА 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 4л аксептансом. 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 FHCaI, предназначенный для измерения геометрии событий столкновений тяжелых ионов: центральности и ориентации плоскости реакции. Также, согласно расчетам, передний адронный калориметр обладает максимальной эффективностью в отношении регистрации периферийных ядро-ядерных столкновений. Поэтому было принято решение включить FHCaI в триггерную схему установки MPD.

ИЯИ РАН отвечает за создание переднего адронного калориметра FHCaI в сотрудничестве с Лабораторией физики высоких энергий, ЛФВЭ ОИЯИ. В 2021 г. ИЯИ РАН продолжал работу по созданию переднего адронного калориметра и подготовке к будущим экспериментам на установке MPD.

## **6. Задача «Эксперимент VM@N».**

Эксперимент VM@N (Varionic Matter at Nuclotron) является действующим экспериментом с фиксированной мишенью на канале выведенного ионного пучка на нуклотроне в ЛФВЭ ОИЯИ (Дубна). VM@N является первым экспериментом, на ускорительном комплексе NICA, который в настоящее время сооружается в ОИЯИ. Первые экспериментальные данные по исследованию выходов лямбда гиперонов в зависимости от центральности взаимодействия были получены в этом эксперименте уже в 2017 - 2018 г. в столкновениях легких и средних ядер на выведенных пучках нуклотрона в диапазоне энергий до 4,5 АГэВ. После запуска бустера в 2022 г. начнутся новые эксперименты на установке VM@N с пучками тяжелых ионов (вплоть до золота). Научная программа эксперимента VM@N включает изучение образования странных и

мультистранных гиперонов вблизи порога в ядерной среде и изучение образования гиперядер в ядро-ядерных столкновениях.

ИЯИ РАН является членом коллаборации BM@N и участвует как в анализе уже имеющихся экспериментальных данных, так и в разработке и создании нового переднего адронного калориметра, FHCAL, который необходим для определения геометрии столкновений, и ряда передних годоскопов для исследования фрагментации ядер для планируемых экспериментов на пучках тяжелых ионов.

#### **7. Задача «Прецизионное исследование электромагнитных взаимодействий ядер и нуклонов в широкой области энергий на ускорителях электронов».**

В последние годы в различных мировых центрах активно ведутся исследования сечений фоторождения нейтральных мезонов на нуклонах и ядрах. Лаборатория фотоядерных реакций принимает активное участие в работе коллабораций A2 на ускорителе МАМИ (Майнц, Германия) и BGOOD на ускорителе ELSA (Бонн, Германия). Продолжаются обработки данных совместного эксперимента GRAAL (Гренобль, Германия). Проведение измерений с использованием поляризованных пучков и мишеней позволяет получать уникальную информацию о спиновых характеристиках нуклонов. Эти исследования имеют важное значение для понимания спектра и других характеристик барионных резонансов. Проведение совпадательных экспериментов на пучке гамма квантов, полученных методом обратного комптоновского рассеяния, позволило получить новые данные о динамике ядерных возбуждений при фоторождении легких мезонов и вероятности испускания каскадных нуклонов из ядра  $^{12}\text{C}$  при фоторождении  $\pi^0$  и  $\eta$  - мезонов.

Продолжается обработка данных по фоторождению, полученных на пучке меченых тормозных фотонов коллаборации BGOOD ускорителя ELSA (Бонн, Германия).

Выделены и исследованы реакции  $\gamma p \rightarrow K^+ A$ ,  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  и когерентная реакция  $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^0 d$  при передних углах вылета дейтрона.

#### **8. Задача «Изучение механизмов фотоядерных реакций в области энергий вблизи порога».**

##### *Изучение механизмов фотоядерных реакций в области энергий вблизи порога*

В эксперименте 2019 года, выполненном на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН, была обнаружена зависимость вероятности фотопоглощения от мультипольности процесса для реальных и виртуальных фотонов. Это позволило сформулировать новую программу фотоядерных исследований с учетом орбитального углового момента фотона («закрученные фотоны»). Для реализации этой программы в

2020 и 2021 годах потребовалось выполнить ряд методических работ по аппаратурному и программному обеспечению экспериментов на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-8-5.

### ***Изучение образования и характеристик экзотических ядер у границ устойчивости к испусканию нуклонов***

К настоящему времени имеется ряд моделей ядерных реакций, претендующих на вычисление сечений (и выходов) для различных парциальных каналов под действием различных пробных частиц и на различных материнских ядрах. Безусловно, эти модели уже достигли значительных успехов (особенно при описании основных каналов реакций). Эти успехи привели к тому, что эти модели стали широко применяться для нахождения сечений и выходов таких реакций для разных конкретных задач, что особенно существенно из-за резкого сокращения числа ядерных центров, способных к экспериментальным исследованиям нужных парциальных реакций.

Однако для этих моделей есть серьезные вопросы, связанные с адекватным описанием как возбуждения ядер (то есть входных каналов реакций), так и диссипации полученной энергии возбуждения и девозбуждения ядер в выходных каналах реакций в разнообразных случаях, представляющих практический интерес. В выходных каналах реакций имеются большие расхождения модельных и измеренных сечений реакций, приводящих к редким парциальным каналам реакций с образованием экзотических короткоживущих дочерних ядер вблизи границ стабильности к испусканию протонов или нейтронов. Представляется, что исследования сечений (и выходов) образования и свойств таких ядер могли бы помочь углублению понимания особенностей сил, удерживающих нуклоны в ядре, и способствовать улучшению моделей строения ядра и моделей ядерных реакций. Следуя вышеизложенному, была выбрана программа исследований образования и характеристик экзотических короткоживущих нейтроноизбыточных и протоноизбыточных ядер в фотоядерных реакциях, прежде всего, для случаев, представляющих к тому же большой практический интерес.

### ***Теоретическое изучение фотовозбуждения и характеристик изоскалярных гигантских резонансов в атомных ядрах***

В 2021 году в рамках применявшейся ранее полумикроскопической модели изучены возможности описания силовых функций исследуемых резонансов с учетом изотопической симметрии и трансляционной инвариантности модельного гамильтониана; реализована уникальная возможность модели для описания прямого однонуклонного распада таких резонансов. Получено хорошее согласие с известными экспериментальными данными для  $^{208}\text{Pb}$ . Было решено продолжить такие исследования для ряда ядер.

## 9. Задача «Исследование фотоядерных реакций на фемтосекундных лазерах».

Изучение механизмов прямого ускорения электронов в докритической плазме с инжекцией электронов за счет гибридной параметрической неустойчивости является важной задачей в рамках междисциплинарного направления под названием «Ядерная фотоника». Проведено численное моделирование и выполнен цикл экспериментов, позволивших установить, что инжекция электронов происходит за счет разрушения плазменных волн и имеет эффективность  $\sim 50\%$ . Захваченные электроны набирают энергию до 20 МэВ за счет прямого лазерного ускорения в плазменном канале. Проведено измерение заряда электронного пучка с использованием реакции фоторасщепления. Выполнено моделирование эксперимента по генерации позитронов на фемтосекундной лазерной системе тераваттной мощности.

## 10. Задача «Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и лёгкими ядрами на пучках Московской мезонной фабрики».

Изучение характеристик каналов кластерного распада возбужденных состояний легких ядер чрезвычайно важно для исследования механизма ядерных реакций и структуры ядер. Развита теоретическая схема и компьютерные программы для определения кластерной структуры и характеристик каналов кластерного распада высоковозбужденных состояний легких ядер [10]. Расчеты с использованием антисимметричной модели молекулярной динамики выявили кластерную структуру ядер с  $A=12$  ( $^{12}\text{Be}$ ,  $^{12}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ) [11]. В возбужденных состояниях  $^{12}\text{Be}$  обнаружены аналоговые состояния с изоспином  $T=2$  и квазимолекулярной структурой  $\alpha$ - $4n$ - $\alpha$  и  $^8\text{Be}$ - $4n$  [12]. Параметры высоковозбужденных состояний  $^{12}\text{Be}$  указывают на их кластерную структуру. Расчеты с учетом трехнуклонного ядерного взаимодействия предсказывают существование  $4n$ -коррелированного кластера во внешнем ядерном поле свыше 3 МэВ и радиусом  $\sim 3$  Фм или в виде резонанса в континууме с энергией около 2 МэВ [13]. Моделирование в феноменологическом подходе пяти тел прямого одновременного излучения четырех коррелированных нейтронов при распаде возбужденного состояния показывает, что удельная энергия и угловые корреляции фрагментов  $4n$ -распада зависят от пространственных корреляций «валентных» нуклонов в кластерной ядерной структуре [14].

Целью работы является моделирование кинематики  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}^*$  с образованием кластерных высоковозбужденных состояний  $^{12}\text{Be}$  с  $4n$ -корреляцией и разработка методов измерения их характеристик на каскадных нейтронах импульсного источника РАДЭКС ИЯИ РАН.

## **11. Задача «Исследование структуры и механизмов взаимодействия слабосвязанных ядер с ядрами при средних энергиях».**

Одной из фундаментальных проблем ядерной физики является исследование структуры легких ядер. Легкие ядра с  $A=6$  ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^6\text{Be}$ ) привлекают внимание экспериментаторов и теоретиков из-за своей ярко выраженной кластерной структуры.

Как известно, явление кластеризации является результатом строгой корреляции между нуклонами в атомных ядрах. Ядерные кластеры, отличающиеся от альфа-кластеров, играют заметную роль как для адекватного описания механизмов ядерных реакций, так и структуры ядер [15, 16].

Целью данной работы является изучение кластерной структуры ядра  ${}^6\text{Li}$ , представляющее значительный экспериментальный и теоретический интерес из-за кластерной структуры низколежащих состояний, рассматриваемых как  ${}^4\text{He} + d$ . В то же время, при высоких энергиях возбуждения возможно трехнуклонное квазимолекулярное состояние. Существование трехнуклонного кластерного состояния в изобарах с  $A=6$  было теоретически предсказано более полувека назад [17]. Такое состояние в  ${}^6\text{Li}$  описывается как двухфермионная система  $t + {}^3\text{He}$  и аналогична двухнуклонной системе.

Спектроскопическая информация о нижних уровнях ядра  ${}^6\text{Li}$  известна с достаточной точностью, в то время как данные о структуре возбужденных состояний, тем более данные о структуре, энергиях и ширинах высоковозбужденных состояний по-прежнему довольно противоречивы. Сравнение энергетических уровней  ${}^6\text{Li}$ , представленных в работах [18] и [19], демонстрирует существенное расхождение при энергиях возбуждения выше 15,79 МэВ (пороговая энергия развала по каналу  ${}^6\text{Li} \rightarrow t + {}^3\text{He}$ ). Кроме того, расхождения в данной области демонстрируют результаты теоретических [17, 20] и последних экспериментальных работ [21–24]. Следовательно, требуется дальнейшее изучение структуры возбужденных состояний  ${}^6\text{Li}$  в различных реакциях и с использованием различных методов.

## **12. Задача «Исследование взаимодействия нейтронов малых энергий с ядрами с возбуждением коллективных степеней свободы».**

Проведен анализ изотопической и энергетической промежуточной структуры сечений рассеяния быстрых нейтронов сферическими ядрами в области  $A \approx 50-150$ . Проведен анализ вкладов в нейтронные сечения прямых реакции и флуктуационных сечений при неупругом рассеянии быстрых нейтронов. Промежуточные резонансы в энергетической зависимости средних нейтронных сечений могут быть обусловлены квазичастичными конфигурациями во входном канале частица-ядро. Проведена

параметризация нейронных сечений изотопов селена с использованием R-матричного формализма и определены параметры промежуточных резонансов для изотопов селена.

На примере изотопов селена показано, что обусловленные р-каналом неупругого рассеяния нейтронов  $J\pi=3/2^-$  вклады в сечения могут достигать 30%.

### **13. Задача «Разработка методов и аппаратуры низкофоновых измерений гамма-излучений с использованием германиевых гамма-спектрометров».**

С помощью активационно-измерительного комплекса проведены измерения и отработана методика измерения содержания рения в рудных породах. Существующие химические методики характеризуются неоднозначностью в определении содержания рения из-за конкурирующих с ним проявлений других элементов. Имеется необходимость в разработке независимых методов анализа ренийсодержащих пород. Пробы ренийсодержащих пород Брикетно-Желтухинского месторождения облучались нейтронами фотонейтронного источника. Измерения  $\gamma$ -активности образцов проводились с использованием низкофонового гамма-спектрометра. Анализ активационных гамма-спектров указывает на возможность однозначного определения рения на фоне сопутствующих элементов, что делает нейтронно-активационный анализ предпочтительным для определения содержания рения.

### **14. Задача «Поиск редких мюонных процессов в эксперименте Mu2e».**

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

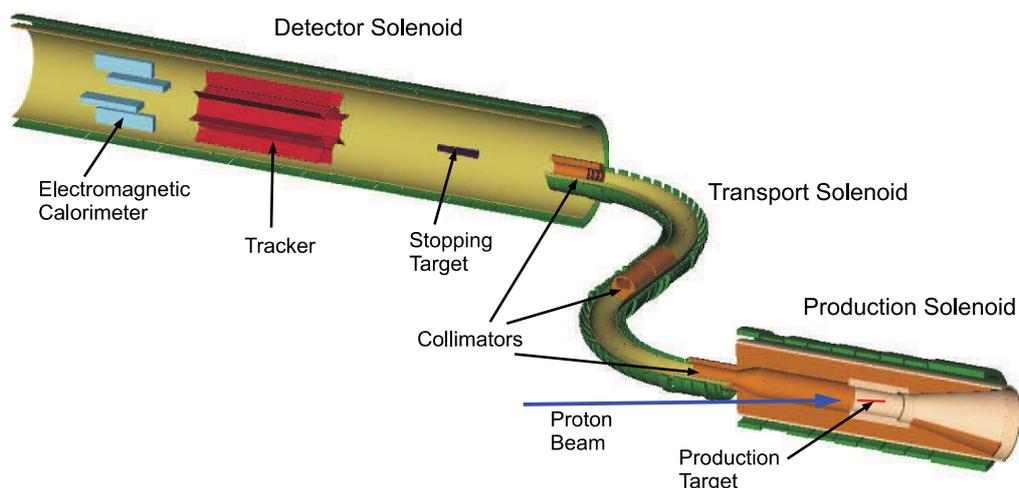


Рисунок 1 – Эксперимент Mu2e по поиску процесса конверсии мюона на ядре на ускорителе FNAL, (Batavia, USA, web cite <http://mu2e.fnal.gov>)

**15. Задача «Создание оптико-каскадной модели, описывающей поглощение ядром медленного антинейтрона, для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций».**

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

Эксперименты по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций ведутся в двух направлениях. Это, во-первых, поиск  $n$ - $\bar{n}$  переходов на интенсивных пучках медленных нейтронов, когда нейтрон из высокоинтенсивного потока переходит в антинейтрон, а тот аннигилирует на ядре детектора. Регистрация продуктов аннигиляции является свидетельством нейтрон-антинейтронных осцилляций. Лучший результат, полученный на пучке реакторных нейтронов в ILL (Гренобль, Франция) составляет  $\tau_{n \rightarrow \bar{n}} \geq 0,86 \times 10^8 s$ . В настоящее время международной коллаборацией NNBAR готовится эксперимент по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций на интенсивном пучке холодных нейтронов на ESS (European Spallation Source, LUND, Швеция), где планируется улучшить существующий результат на 2-3 порядка.

Ключевым моментом в создании экспериментальных установок по поиску осцилляций является численное моделирование с целью повышения эффективности регистрации основных событий и подавления фоновых. Из оценки величины периода

осцилляции  $\tau_{\bar{n}n} \gtrsim 10^8 c$  следует очень малая величина ожидаемого эффекта: ( $\lesssim 10^{-18}$ ). Поэтому эксперимент должен обладать максимальной возможной эффективностью регистрации очень редких возможных антинейтронов. Для проектирования углеродного детектора антинейтронов для готовящегося эксперимента NNBAR необходимо провести моделирование процесса аннигиляции медленных антинейтронов на ядре  $^{12}_6C$  и в основе такого генератора событий аннигиляции должна лежать теоретическая модель, достоверно описывающая сложный процесс поглощения антинейтрона ядром-мишенью.

Другое направление экспериментов по поиску осцилляций – это поиск n-pbar переходов внутри ядра. Внутриядерные переходы сильно подавлены по сравнению с вакуумом, но, поскольку такие эксперименты выполняются на крупных низкофоновых подземных детекторах, это подавление компенсируется огромным количеством наблюдаемых ядер. В такого типа экспериментах ядро ( $^{40}_{18}Ar$  в DUNE или  $^{16}_8O$  в Super-Kamiokande) одновременно играет роль и мишени, и детектора. Данное направление интенсивно развивается в последнее время и существует необходимость в моделировании сложного многостадийного процесса внутриядерного n-pbar перехода и последующей аннигиляции антинейтрона в этом же ядре.

#### **16. Задача «Исследование подпорогового рождения легких векторных мезонов и заряженных каонов в протон- и фотоядерных реакциях».**

Изучение рождения псевдоскалярных мезонов (заряженных каонов,  $\eta$  и  $\eta'$  мезонов), легких ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ) и тяжелых ( $K^*(892)^+$ ,  $K_1(1270)^+$ ) векторных мезонов, мезонов с “открытым” и “скрытым” чармом ( $D$ ,  $J/\psi$ ,  $\eta_c$ ), а также гиперонов ( $\Xi^-$ ) при взаимодействии ядер и элементарных проб (протонов, пионов, каонов, фотонов) с ядрами стало предметом весьма интенсивных экспериментальных и теоретических исследований в последние годы. Основной интерес к данным реакциям был обусловлен возможностью изучения в них ренормализации свойств этих частиц, предсказываемой различными теоретическими моделями (киральной теорией возмущений, релятивистскими среднеполевыми подходами, подходами, основанными на использовании эффективных длин рассеяния, и т.д.), в горячей/плотной ядерной материи. Знание этих свойств является крайне важным, в частности, для понимания таких фундаментальных вопросов теории сильных взаимодействий – квантовой хромодинамики, (КХД), астрофизики и адронной физики как наличие киральной симметрии (приближенной) у лагранжиана КХД и ее частичное восстановление не только в плотной ядерной среде, но уже и при обычных ядерных плотностях, строение необычных звездных объектов – нейтронных звезд – и их динамические и статические характеристики, а также короткодействующей части нуклон-нуклонного потенциала. Свидетельством актуальности проблемы являются проводимые и

планируемые эксперименты в области “in-medium physics” во всех ведущих физических центрах мира. В современной литературе (см., например, статью на эту тему: T.Song, T.Hatsuda, S.H.Lee. “QCD sum rule for open strange meson  $K_1(+,-)$  in nuclear matter”. PLB 792 (2019) 160) предсказано, что измерение разности масс  $K^*(892)^+$  и  $K_1(1270)^+$  мезонов в ядерной среде (например, на пионом или каонном пучках J-PARC, GSI) позволит получить крайне важную информацию о степени восстановления спонтанно нарушенной киральной симметрии – важнейшей симметрии сильных взаимодействий – в ядерной материи (или о значениях скалярных киральных конденсатах в легком и странном кварковых секторах в ядерной среде). Поэтому для будущих экспериментов здесь представлялось крайне важным выяснить чувствительность измеряемых наблюдаемых (дифференциальных и полных сечений их рождения на ядрах) к возможным изменениям их масс, и в частности, массы  $K_1(1270)^+$  мезонов в ядерной материи.

# 1. Исследование ядро-ядерных взаимодействий на установке ALICE на встречных пучках ускорителя LHC CERN

## 1.1. Интеграция и установка детектора FIT-A в экспериментальную зону

### 1.1.1. Сборка черенковской подсистемы южного плеча детектора FIT

В марте-апреле 2021 г. была проведена сборка южного плеча черенковской подсистемы (FT0-A) детектора FIT. FT0-A использует набор оптических компонент, таких как кварцевые радиаторы и адаптеры, оптическая смазка и волокна. Бесперебойная работа детектора в течение всего третьего сеанса набора данных LHC требует проведения установки указанных оптических компонент в условиях чистой комнаты класса 10 000. Сборка подсистемы FT0-A была проведена силами сотрудников ИЯИ РАН в чистой комнате DSF в ЦЕРН: На рисунках – 5 показаны этапы сборки детектора.



Рисунок 2 – Подготовка компонентов детектора FIT для сборки в чистой комнате DSF в ЦЕРН



Рисунок 3 – Одна половина подсистемы FT0-A в процессе сборки

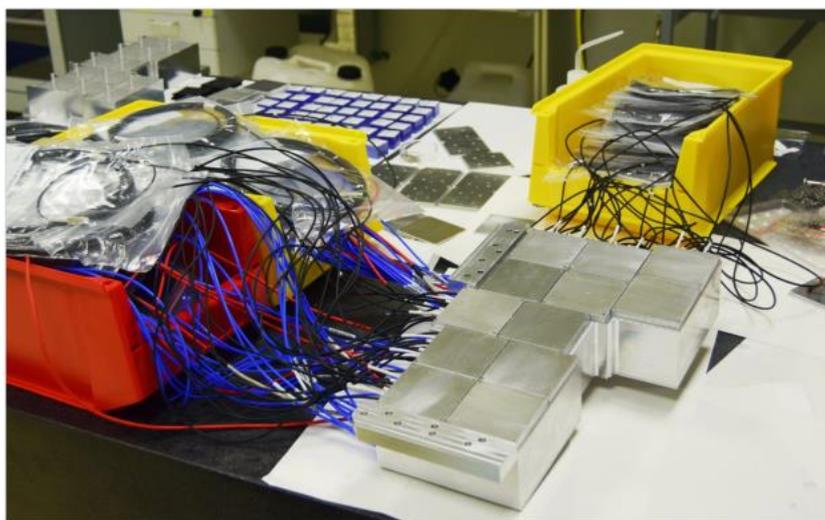


Рисунок 4 – Внешний вид одной половины подсистемы FT0-A после сборки

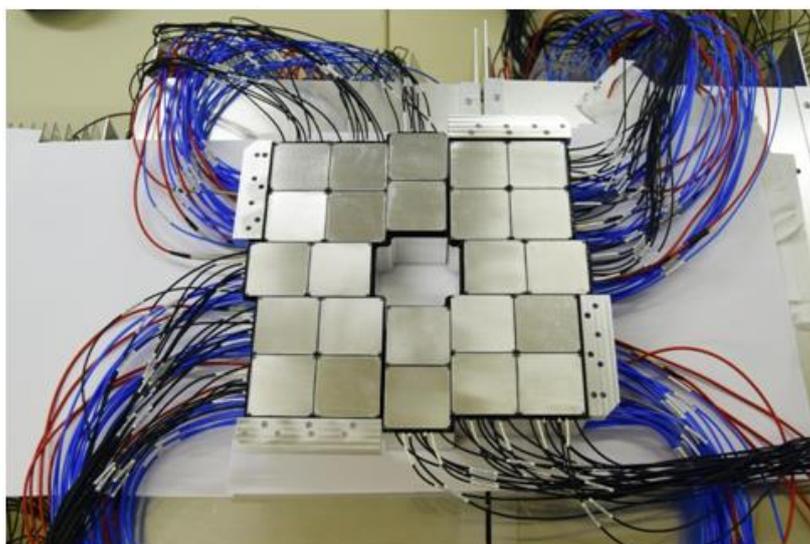


Рисунок 5 – Общий вид собранной подсистемы FT0-A, установленной на транспортировочный стенд

### 1.1.2. Интеграция черенковской и сцинтилляционной подсистем южного плеча детектора FIT

Южное плечо детектора FIT состоит из черенковской подсистемы, разработанной и созданной сотрудниками ИЯИ РАН, а также сцинтилляционной подсистемы FV0, разработанной и созданной сотрудниками IFUNAM (Мексика). Две подсистемы являются механически-зависимыми, и устанавливаются в экспериментальную зону ALICE единым элементом. Однако, кабельная инфраструктура подсистем различна: жёсткие требования на плотность каналов считывания и габаритные размеры черенковской подсистемы не позволяют использовать переходные разъёмы на поверхности металлического корпуса, как это реализовано в сцинтилляционной подсистеме. Поэтому перемещение в

пространстве черенковской подсистемы требует одновременного перемещения более двухсот хрупких кабелей суммарной длиной более 1 км.

Для безопасной фиксации кабельной инфраструктуры FT0-A к FV0 в пределах объема транспортной рамы последнего, была разработана система креплений, основанная на перфорированных щитах специальной формы, учитывающая длину, количество и расположение кабелей FT0-A (рисунки 6–).

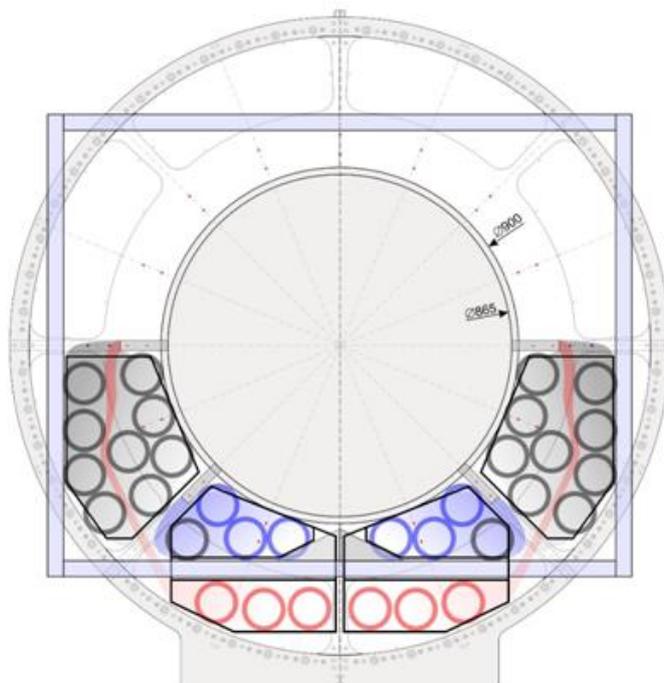


Рисунок 6 – Система передних креплений для фиксации кабельной инфраструктуры FT0-A к детектору FV0



Рисунок 7 – Внешний вид подсистем FT0-A и FV0, оснащённых системой кабельных креплений, в процессе их интеграции друг с другом (слева) и после интеграции (справа)

### 1.1.3. Установка южного плеча детектора FIT в экспериментальную зону ALICE

После интеграции, обе подсистемы образуют южное плечо детектора FIT – FIT-A. Его установка в экспериментальную зону ALICE была проведена в июне 2021 г. (рисунок 8). После установки детектора была выполнена коммутация оптических, сигнальных и высоковольтных кабелей детектора (рисунок ).

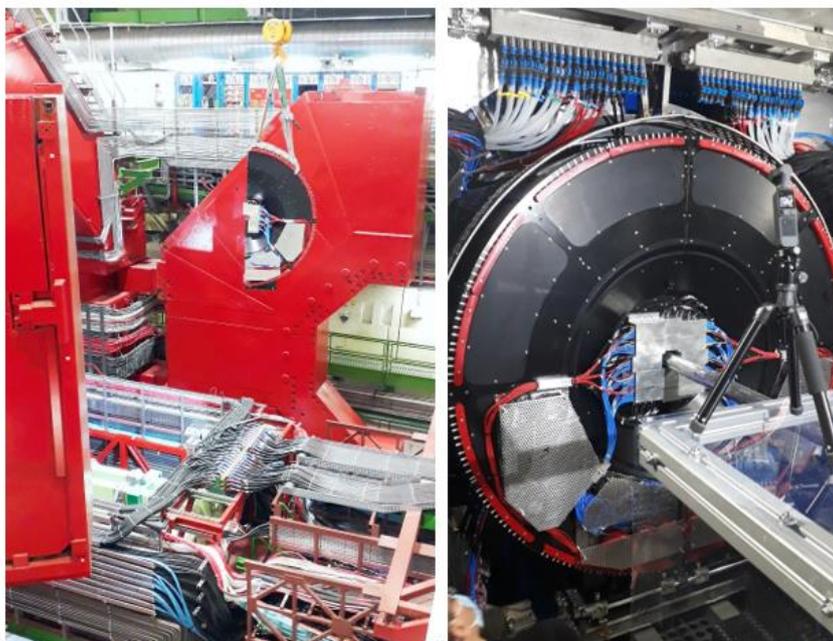


Рисунок 8 – Этапы установки детекторов FIT-A



Рисунок 9 – Внешний вид переходных панелей для подключения сигнальных и высоковольтных кабелей детектора FIT-A

По завершении коммутации кабелей была проведена проверка целостности всех подсистем детектора. Для этого была проведена поканальная засветка детектора с помощью штатного лазера и были измерены амплитуды сигналов, регистрируемых МКП-

ФЭУ при схожем коэффициенте усиления (около  $1,5 \times 10^4$ ). На рисунке 10 представлены результаты для каждой «четверти» черенковской подсистемы FIT: внешняя и внутренняя половины FT0-A (FTA-O и FTA-I), а также верхняя и нижняя половины FT0-C (FTC-T и FTC-B).

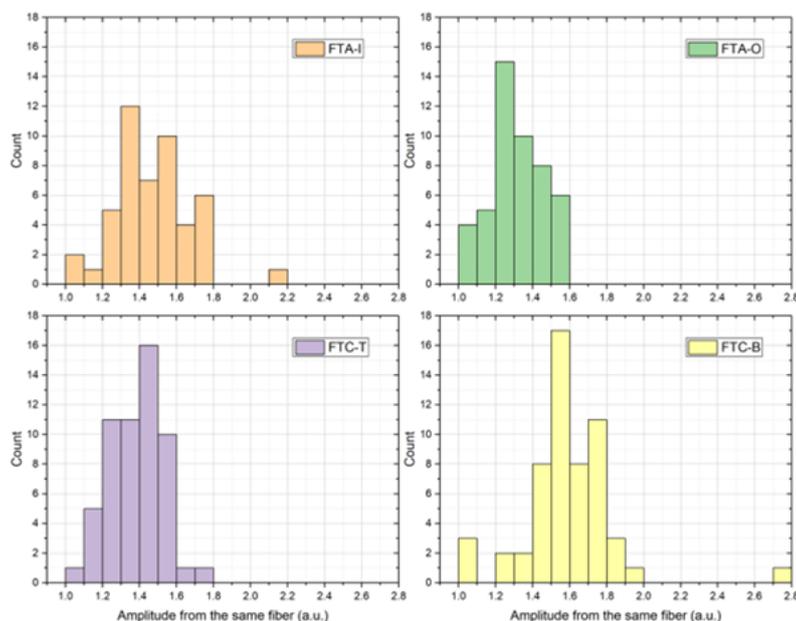


Рисунок 10 – Распределение амплитуд сигналов для всех каналов FT0 при засветке с помощью лазера

## 1.2. Создание и установка лазерной системы калибровки черенковской подсистемы детектора FIT

### 1.2.1. Изготовление и установка разветвителей импульсов калибровочного лазера

Для контроля долговременной стабильности каналов детектора FIT предложена возможность их индивидуальной импульсной засветки с помощью лазера Picoquant PDL800-D с длиной волны 440 нм. Для упрощения и удешевления системы в каждой подсистеме детектора FIT планируется использовать только один лазер. Таким образом, свет, излучаемый одной лазерной головкой, должен быть разветвлён на 208 каналов считывания черенковской подсистемы FT0. Кроме того, должна быть реализована возможность управления и мониторинга интенсивности света на выходе лазерной головки и на выходе оптического разветвителя, а также возможность мониторинга старения оптических волокон. Схема лазерной системы калибровки, разработанной с учётом всех вышеперечисленных требований, представлена на рисунке 11 ниже.

Для разветвления света на все каналы считывания FT0 используется комбинация из одного разветвителя  $1 \times 4$  и четырёх разветвителей с числом выходов до 62 каждый. В

отсутствии коммерчески доступных решений, все разветвители как для подсистемы FT0, так и для подсистемы FV0, были изготовлены в ИЯИ РАН. Фотографии изготовленных разветвителей представлены на рисунках 11-12.

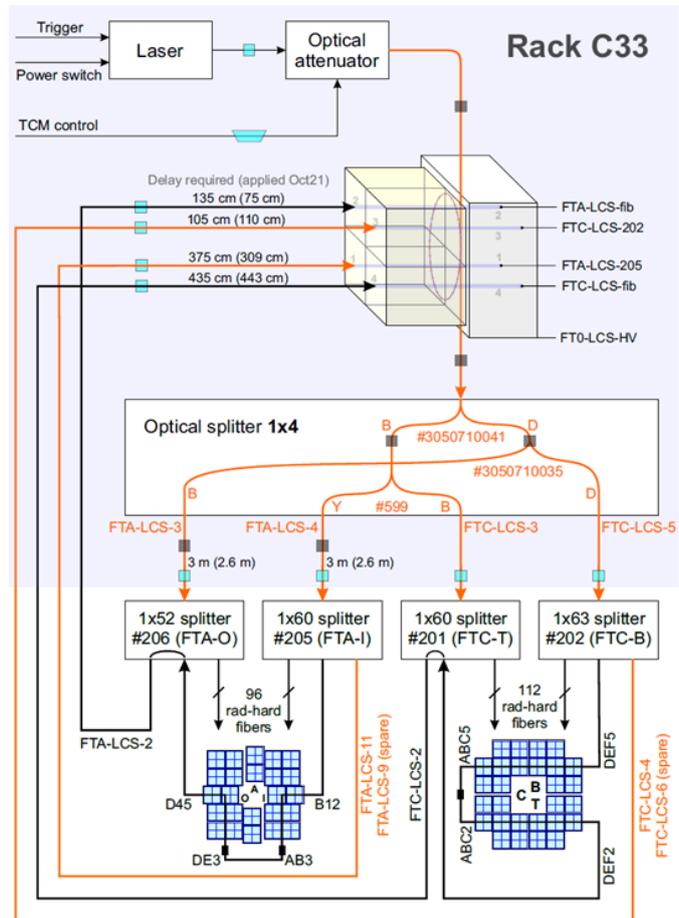


Рисунок 11 – Схема лазерной системы калибровки детектора FT0

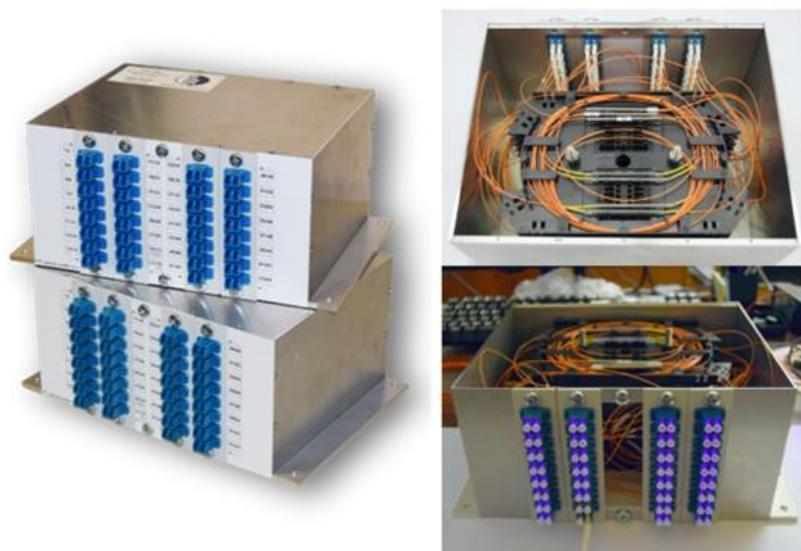


Рисунок 12 – Фотографии разветвителей, изготовленных в ИЯИ РАН специально для лазерной системы калибровки детектора FT0

Важными параметрами изготовленных разветвителей является однородность их каналов как по коэффициенту пропускания, так и по вносимой задержке. Соответствующие параметры отдельных разветвителей 1×2, из которых были изготовлены разветвители для FIT, были учтены на этапе производства. Все каналы изготовленных разветвителей вносят задержку  $57,8 \pm 0,2$  ns, за исключением нескольких запасных, которые вносят на 0,8 нс меньше (рисунки 13-14).

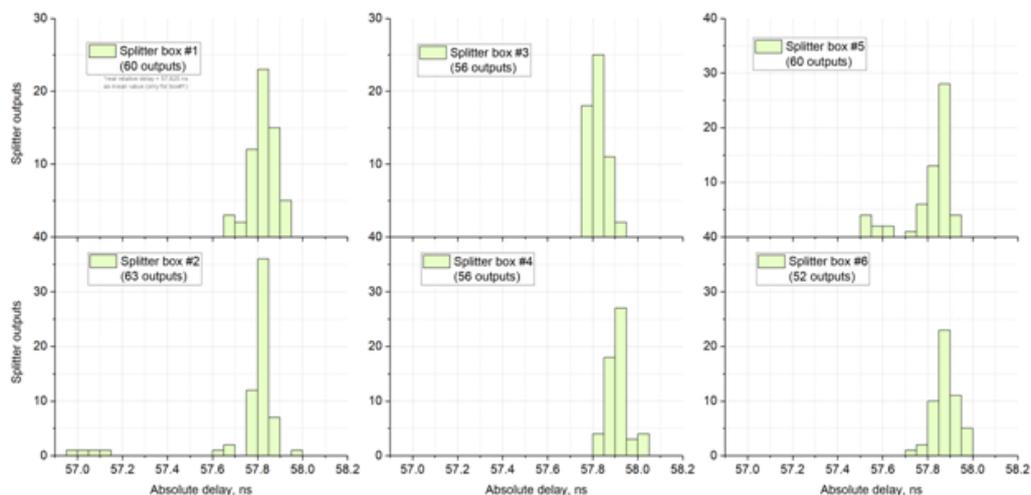


Рисунок 13 – Распределение задержек изготовленных разветвителей

Коэффициент пропускания изготовленных разветвителей соответствует требованиям подсистем:

- 4,5...6,5 % для разветвителей подсистемы FT0;
- 6,5% для разветвителя, облучающего ФЭУ FV0 отражённым светом;
- 3,1% для разветвителя, облучающего ФЭУ FV0 прямым светом:

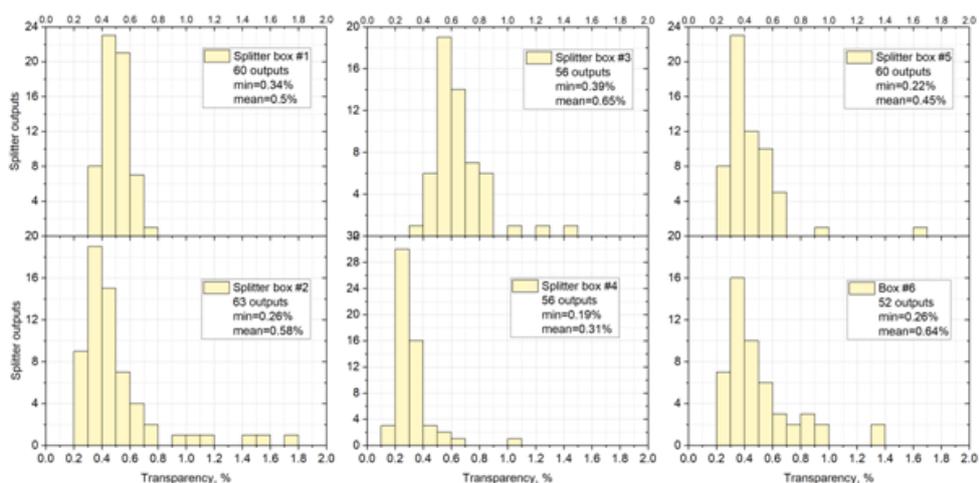


Рисунок 14 – Распределение коэффициентов пропускания для 6 разветвителей

## 1.2.2. Изготовление системы неинвазивного мониторинга интенсивности лазерного света

В ходе работы с полупроводниковым лазером Picoquant PDL800-D наблюдалось произвольное изменение интенсивности лазерного света в пределах  $\pm 20\%$ . Это существенная ошибка, влияние которой на результаты калибровки каналов детектора недопустимо. Поэтому амплитудную информацию, полученную с детектора, предполагается корректировать на данные независимого мониторинга интенсивности лазера непосредственно на выходе лазерной головки. Для минимизации потерь, вносимых системой мониторинга в оптический тракт, предполагается измерять количество света, покидающего оптическое волокно через его боковую поверхность. Другими словами, предлагается контролировать интенсивность света по величине его потерь в волокне. Согласно результатам предварительных измерений, представленных на рисунке 15, величина этих потерь на одном погонном сантиметре оптического волокна составляет  $\sim 7,5 \times 10^{-5}$  от числа фотонов в одном лазерном импульсе. При этом величина потерь возрастает с уменьшением радиуса кривизны оптического волокна.

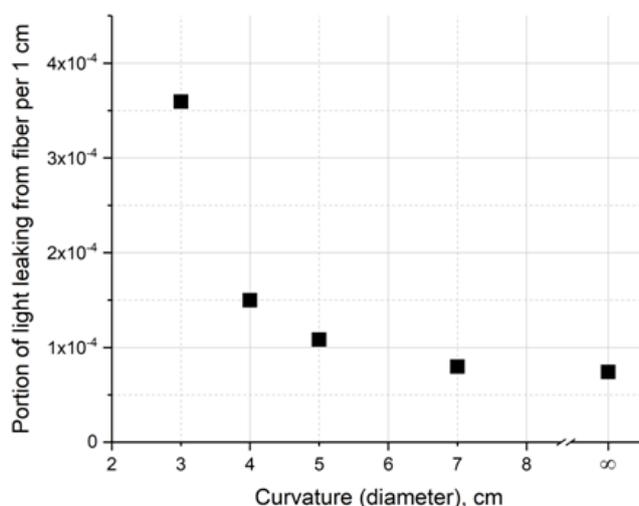


Рисунок 15 – Потери света в волокне в зависимости от кривизны радиуса волокна

Для использования описанного эффекта в ИЯИ РАН был разработан и изготовлен корпус референсного МКП-ФЭУ (рисунки 16-17) с петлевой проточкой, в которой устанавливается оптическое волокно марки OM-2 без внешней защитной оболочки:

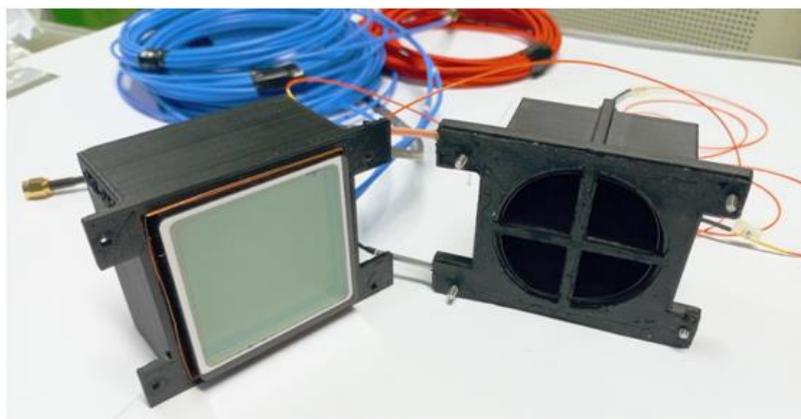


Рисунок 16 – Фотография референсного МКП-ФЭУ с петлевой проточкой

Помимо этого, корпус оснащён четырьмя входными портами для мониторинга интенсивности «возвратного» света – с выхода оптических разветвителей и с выхода радиационно-стойкого волокна, пропущенного через пространство детектора вблизи анода.



Рисунок 17 – Фотография референсного МКП-ФЭУ со стороны входных портов для мониторинга интенсивности «возвратного» света

### **1.2.3. Финишная сборка лазерной системы мониторинга в экспериментальной зоне ALICE**

Компоненты лазерной системы собраны и установлены в двух корпусах стандарта 3U в стойке С33 процессинговой галереи ALICE (рисунок 18).

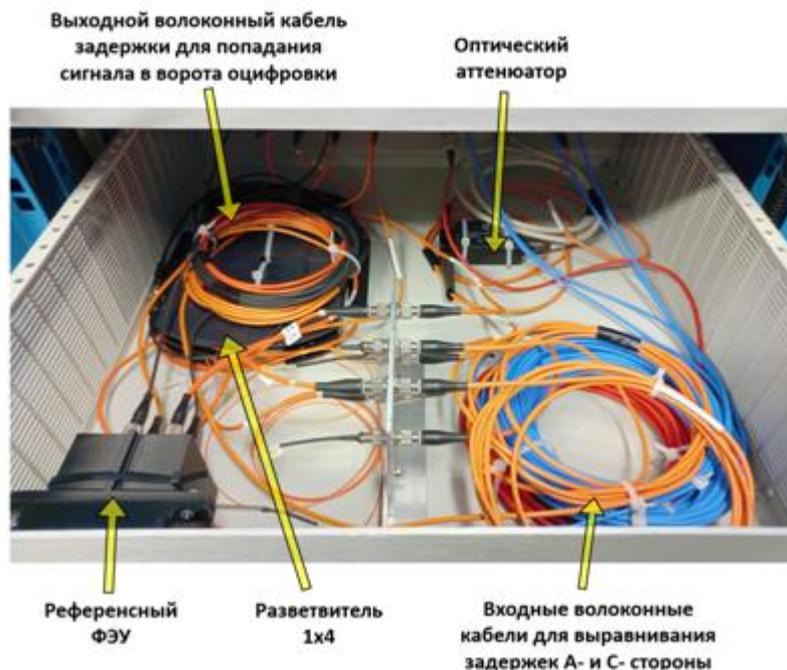


Рисунок 18 – Расположение лазерной системы в стойке С33 процессинговой галереи ALICE

Удалённо-управляемый модифицированный оптический аттенюатор OzOptics DD-100 характеризуется потерями света от 1,5 до 40 дБ. Коэффициент пропускания полной оптической системы за исключением аттенюатора (лазер → разветвитель 1×4 → оптоволокно 40 м → разветвитель 1×62 → радиационно-стойкое волокно 5,5 м) после её установки в экспериментальной зоне ALICE составляет для разных каналов от 0,01 до 0,1%. Каналы с большей прозрачностью будут выравнены с каналами с наименьшей прозрачностью путём использования локальных аттенюаторов (рисунки 19-20). Таким образом, реальный коэффициент пропускания всей системы с учётом аттенюатора составит более  $5 \times 10^{-5}$ . Интенсивность светового импульса используемой лазерной головки составляет более  $1,8 \times 10^8$  ф.э. при регистрации МКП-ФЭУ Planacon, используемым в FT0. Таким образом, созданная лазерная система позволит облучать каждый канал FT0 импульсами с интенсивностью до  $9 \times 10^3$  ф.э., что эквивалентно 30 МIP/канал. Такой широкий диапазон позволит проводить как амплитудную, так и временную калибровку детектора.

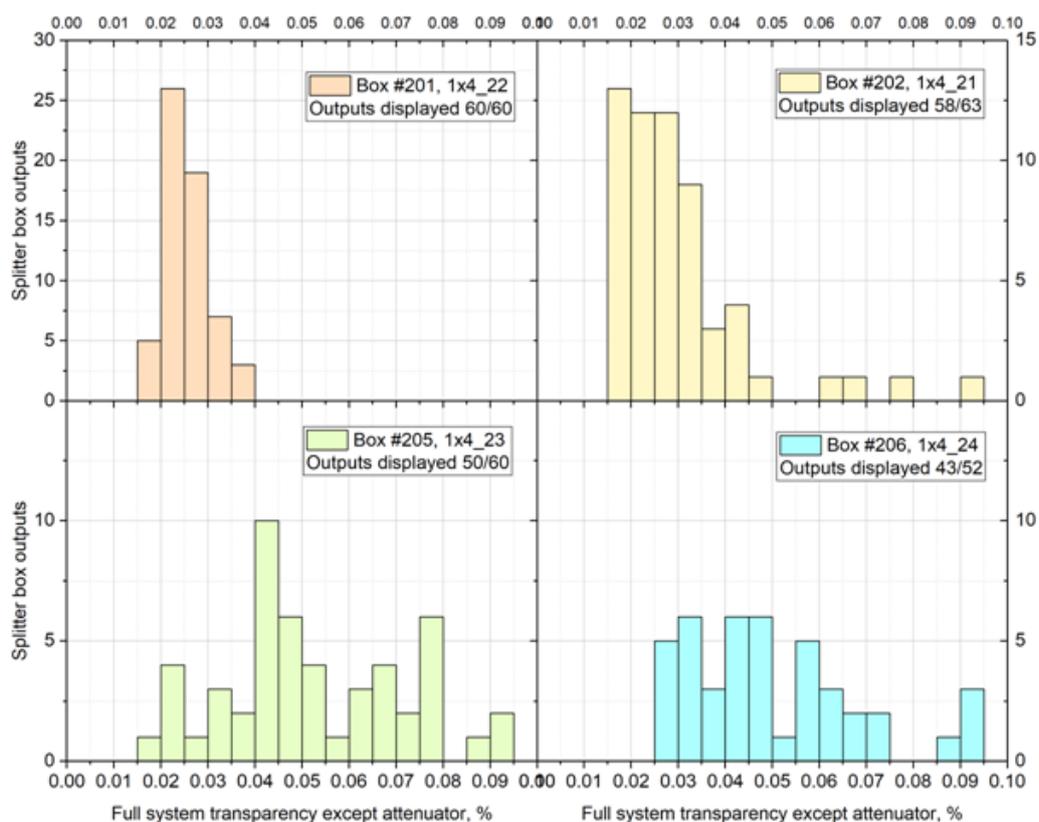


Рисунок 19 – Коэффициенты пропускания полной оптической системы для детектора FT0

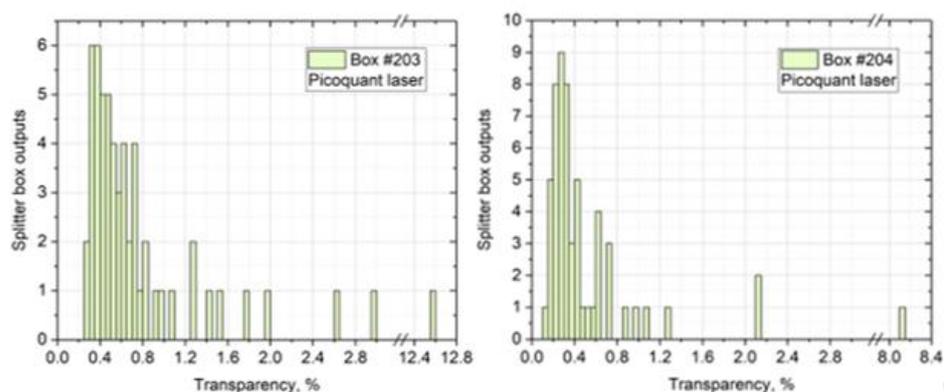


Рисунок 20 – Коэффициенты пропускания полной оптической системы для детектора FV0

### 1.3. Разработка и ввод в эксплуатацию электроники детектора FIT

Для тестирования электроники детектора FIT в ЦЕРН был собран стенд, состоящий из двух крейтов Wiener с водяным охлаждением, расположенных один над другим, оборудованных высокоточными задними панелями, изготовленными в ИЯИ РАН и специальными вентиляционными панелями для охлаждения модулей обработки сигнала (Processing Modules – PM). Для моделирования потока воздуха в стойке над крейтами

установлена вытяжная вентиляционная панель. Фотография стенда приведена на рисунке 21.



Рисунок 21 – Тестовый стенд для электроники детектора FIT

Для наиболее полного моделирования работы электроники в составе реального детектора FIT также была собрана полная схема синхронизации и сбора данных в составе специального компьютера, выполняющего функции обработки данных в реальном времени (First Level Processor- FLP), в который установлена плата сбора данных (Common Readout Unit), обеспечивающая получение данных с детектора по 24 оптическим линкам с использованием протокола GBT. Кроме сбора данных, плата обеспечивает синхронизацию данных путем передачи информации о номере события (BC ID), а также информации о триггерах и режимах работы. Синхронизация и управление триггерами и режимами работы обеспечивается с помощью специального устройства (Local Trigger Unit).

Для синхронизации электроники детектора FIT и триггерной и считывающей электроники необходим сигнал синхронизации, совпадающий с частотой синхронизации LHC и имеющий малый джиттер. Электроника детектора получает сигнал синхронизации по одномодовому оптическому волокну, LTU – по коаксиальному кабелю. В отдельном крейте стандарта VME была собрана система синхронизации, состоящая из платы TTCex - оптического разветвителя сигналов синхронизации и платы генератора частоты LHC – TTC clock generator. Оптический сигнал платы TTCex по параметрам идентичен сигналу ALICE HQ CLOCK, используемому в эксперименте. Для управления электроникой стенда используется отдельный компьютер, на котором запущен управляющий сервер, позволяющий считывать и устанавливать параметры электроники. На первом этапе был подключен модуль TCM (Trigger and Control module) и 10 модулей обработки сигналов

детектора FIT (PM – processing module). 10 модулей PM – максимально возможное количество синхронно работающих модулей для одной стороны детектора.

Результаты первых тестов показали, что 10 произвольно выбранных модулей, включенных без предварительного выбора их порядка подключения к разъемам TCM, надежно синхронизируются, при этом запас по разбросу задержек в модулях составляет примерно 30%, что достаточно для надежной работы системы.

Нагрузка на блок питания для полного крейта составила примерно 80% от расчетной, при этом охлаждение модулей с помощью локальных вентиляционных панелей было достаточным, температуры датчиков модулей находились в пределах нормального диапазона (менее 5 градусов).

Были выявлены проблемы при включении питания электронной системы.

1. Автоматический алгоритм выравнивания задержек модулей PM начинал работать слишком рано, что приводило к сдвигу настроек всех модулей к границам окна регулирования.

2. В 1% случаев в модулях срабатывала защита по падению питающего напряжения FPGA из-за слишком быстрой реакции системы защиты.

3. В редких случаях происходило «зависание» PLL в модулях PM на этапе калибровки параметров.

4. Обнаружена несовместимость алгоритмов автоматического распознавания используемых типов трансиверов и протоколов Ethernet между модулем TCM и используемым в ЦЕРНе сетевым оборудованием.

Для устранения этих недостатков были изменены алгоритмы выравнивания задержек, добавлены дополнительные фильтрующие конденсаторы на входы схемы защиты от аварий питания (такие же конденсаторы были добавлены во все изготовленные модули), доработана процедура включения и инициализации основного PLL в модулях. Алгоритм распознавания типов протокола и трансиверов Ethernet был доработан для обеспечения совместимости с оборудованием ЦЕРН. Также были проведены тесты модуля, изготовленного для применения в электронике сцинтиляционной части детектора с реальным детектором FV0.

В стойку электроники детектора FIT был установлен крейт, осуществлено подключение водяного охлаждения блока питания, проложены оптические кабели сигнала синхронизации, управления и передачи данных. Также были проложены кабели передачи триггерных сигналов и проверена их исправность и соответствие задержки расчетной. В крейт был установлен модуль TCM и проверена его работа с установленным экспериментальным и управляющим оборудованием.

Отклонений от расчетных режимов работы, несовместимостей и неисправностей обнаружено не было.

После доставки в ЦЕРН всех электронных модулей детектора FIT в экспериментальный стенд был установлен полный комплект модулей. Была проверена надежность синхронизации модулей, разброс задержек триггерных сигналов, температурные режимы и подтверждено отсутствие серьезного влияния модулей друг на друга. Для тестирования системы был собран источник реальных сигналов на основе 2-х МКП-ФЭУ и пикосекундного лазера. Управление лазером осуществляется через модуль TCM.

На данном стенде было проверено функционирование системы считывания данных при максимальном количестве подключенных модулей и произведена отладка новой версии firmware для модулей. После проверок в лаборатории в стойке С34 эксперимента ALICE был установлен второй крейт и были установлены и подключены 18 рабочих модулей РМ и один резервный. Было осуществлено подключение модулей к модулю TCM с помощью кабелей HDMI, подключение оптических кабелей GBT для считывания данных и передачи триггерной информации.

Также были установлены электронные модули РМ и TCM детекторов FV0 и FDD и осуществлено их подключение к оптическим патч-панелям.

Была проведена проверка работоспособности всех модулей (6 модулей РМ и модуль TCM детектора FV0, 2 модуля РМ и TCM детектора FDD).

В стойке С33 был установлен сервер последовательных портов и были проложены кабели и подключены консольные порты всех 30 электронных модулей детектора FIT. С использованием этого сервера была проверена возможность удаленной прошивки микрокода управляющих контроллеров модулей, а также возможность удаленного включения – выключения питания и проверки статуса модуля.

В процессе тестирования удаленного включения и выключения крейтов с электроникой были обнаружены единичные (один на 20 – 30 включений) случаи срабатывания систем защиты источников питания модулей в процессе включения.

Срабатывание системы защиты приводило к необходимости выключения одного из крейтов и его повторного запуска. Срабатывание защиты происходит по сигналам перегрузки вспомогательных источников в момент переключения основной FPGA в активный режим при включении питания из-за резкого скачка потребления тока выше номинального на время до 1 мс.

После анализа срабатываний систем защиты было решено не увеличивать время срабатывания и не повышать порог защиты, поскольку это снизит эффективность ее

работы и потребует полной разборки уже смонтированных крейтов с электроникой и заменой элементов на платах с последующим тестированием. Поскольку данные события происходят с вероятностью менее 0,25% в пересчете на один электронный модуль и только в момент включения источников питания модуля, было принято решение о внесении изменений в алгоритм включения модуля. В новой версии алгоритма предусмотрено 3-х кратное включение питания с задержкой 5 сек между попытками. В случае срабатывания защиты 3 раза подряд модуль считается неисправным и автоматически выключается.

Дополнительно был исправлен алгоритм перезапуска модулей после прошивки ПЗУ FPGA в резервном режиме (режим применяется в случае, когда ПЗУ после включения питания или перезагрузки FPGA содержит ошибки и FPGA не может использоваться для модификации ПЗУ). Ранее в этом случае требовалось выключение питания для нормального запуска и конфигурации модуля. Новый алгоритм позволяет модулю автоматически запуститься сразу после окончания процедуры программирования. Новая версия микрокода управляющего процессора была успешно загружена во все модули детектора с использованием системы удаленного программирования через сервер последовательных портов.

Дальнейшее тестирование показало, что проблема с неполным включением модулей в крейте исчезла, несколько раз наблюдался старт одного из модулей со второй попытки, что никак не влияет на функционирование электроники детектора.

После тестирования электронных модулей был произведен монтаж специально изготовленных кабелей, соединяющих модули электроники и кабельную систему детектора (рисунок 22). Было произведено тестирование кабелей на отсутствие помех, отраженных сигналов и наличие замыканий и утечек. Для проверки функционирования детектора были изготовлены и проложены кабели управления лазерной системой между стойками С34 и С33, в стойке С33 установлен пикосекундный лазер и собрана временная оптическая схема для распределения лазерного импульса между каналами детектора.

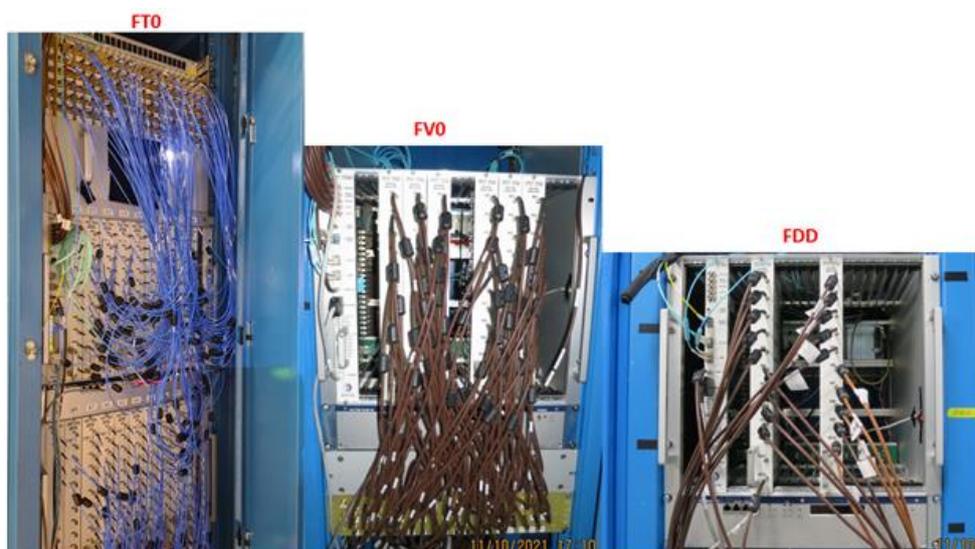


Рисунок 22 – Электроника детекторов FT0, FV0, FDD

Было включено высоковольтное питание фотоумножителей детектора и проверено функционирование детекторов. Все каналы электроники и детекторов регистрировали сигналы от лазерных импульсов. Для детекторов FV0 и FDD измеренные параметры сигналов соответствовали результатам, которые были получены при лабораторных испытаниях. Для детектора FT0 амплитудные параметры соответствовали результатам лабораторных тестов, но временное разрешение существенно ухудшилось (рисунок 23), в сигнале присутствовали признаки «раздвоения» временного пика.

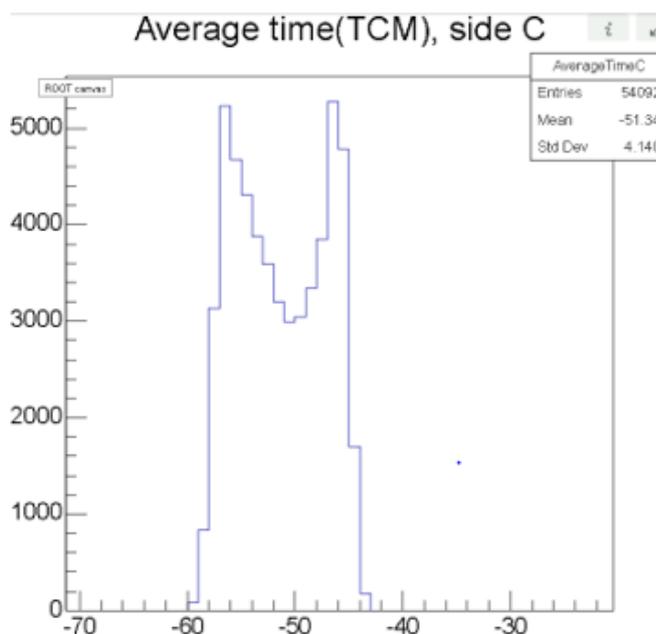


Рисунок 23 – Временное разрешение детектора FT0 при первом тестовом включении

В результате сравнения диаграмм распределений событий по времени между различными каналами и модулями, было установлено, что ухудшение временного распределения не связано с входными сигналами или нестабильностью запуска лазера во времени. Причиной такого ухудшения параметров детектора мог быть только повышенный джиттер основного тактирующего сигнала 40 МГц. Было проведено большое количество проверок, исключено влияние соседних модулей друг на друга, взаимное влияние кабелей HDMI. Была отмечена связь величины джиттера с величиной нагрузки на блок питания крейта Wiener. Также была отмечена независимость искажений в двух разных крейтах.

Для проверки гипотезы о повышенном шуме источника питания под нагрузкой более 50 А по 5 В было произведено измерение параметров питающего напряжения 5В в работающем крейте под полной нагрузкой (рисунок 24). Были обнаружены осцилляции сигнала с частотой 2500 Гц и амплитудой 600 мВ пик-пик, при максимально допустимой по паспорту блока питания амплитуде переменной составляющей 5 – 10 мВ пик-пик. Расчеты показали, что период колебаний по порядку величины совпадает с собственной частотой контура, образуемого индуктивностью проводов между блоком питания и шинами задней панели, и емкостью входных конденсаторов модулей электроники. Такие колебания возможны при большой скорости реакции петли обратной связи блока питания, что было подтверждено фирмой-производителем.

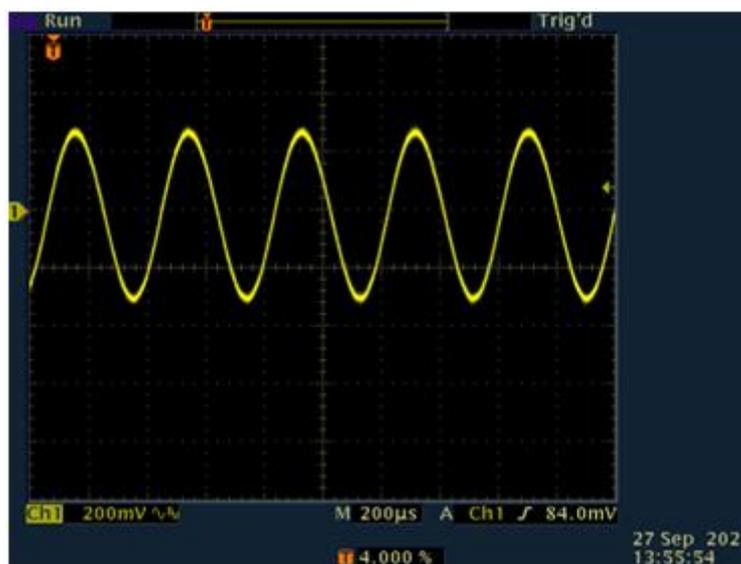


Рисунок 24 – Форма сигнала на питающих шинах +5В крейта

Для решения проблемы было решено установить дополнительные высококачественные низкоиндуктивные конденсаторы для снижения резонансной частоты системы, уменьшения усиления петли обратной по напряжению на высоких частотах. Для питания 5В был выбран конденсатор емкостью 0,22 Ф, для питания 12В – 0,068Ф (рисунок 25).



Рисунок 25 – Дополнительные фильтрующие конденсаторы блоков питания

Были изготовлены комплекты сильноточных кабелей для подключения конденсаторов и в каждый кейт были установлены фильтрующие конденсаторы. Параметры питания вернулись к паспортным (переменная составляющая стала менее 10 мВ пик-пик). Также восстановилось и временное разрешение детектора (рисунок 26).

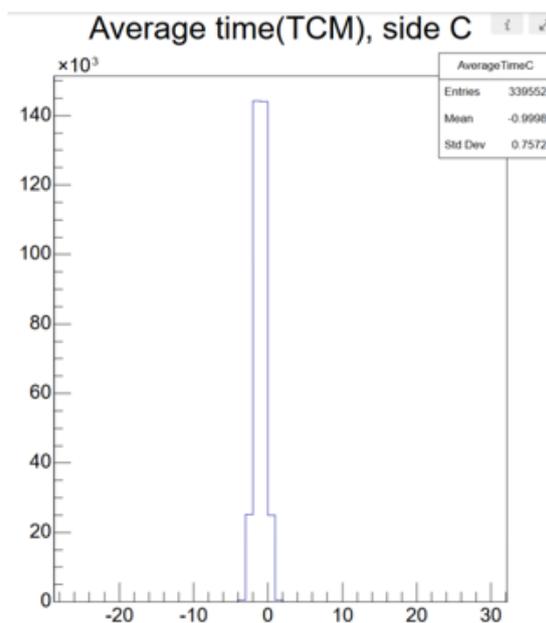


Рисунок 26 – Временное разрешение детектора FT0 после модификации кейтов.

Джиттер среднего времени менее 10 пс

В дальнейшем были проведены полные тесты детектора FT0, показавшие, что кабельная система и сам детектор не имеют ложных срабатываний, сниженного временного разрешения, повышенного шума в каналах измерения заряда по сравнению с лабораторными испытаниями (рисунок 27). Было замечено небольшое количество ошибок измерения времени в группе из 4 каналов. Анализ данных показал, что причиной является ограниченная точность расчета временных параметров схем для предельных рабочих

частот в фирменном программном обеспечении Xilinx, приводящая к редким ошибкам при неудачном стечении параметров конкретной FPGA. Была изменена схема время-цифрового преобразователя, находящегося в FPGA таким образом, чтобы избежать ошибок в расчете запасов по времени в процессе построения структуры FPGA.

После изменения схемы в FPGA исчезли как ошибки измерений, так и замечания программного обеспечения об ограниченной точности расчета временных параметров.

Также были проверены алгоритмы генерации триггеров для режимов FT0 и FV0 и исправлена ошибка в схеме переключения режимов формирования.

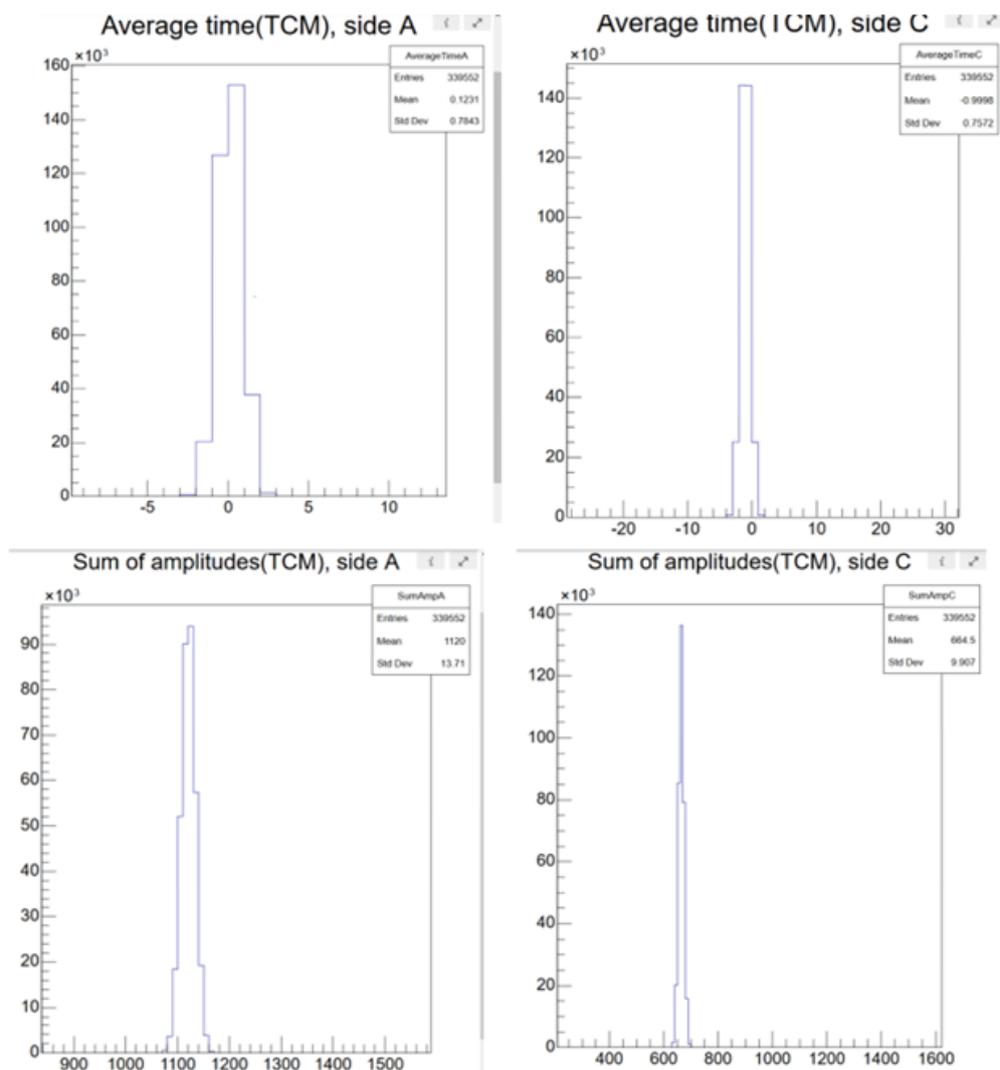


Рисунок 27 – Параметры детектора при тестах с лазерной системой

Во время проведения различных испытаний и измерений на площадке эксперимента ALICE производились многочисленные, в том числе неожиданные, переключения основного тактового сигнала, в некоторых случаях происходила его быстрая перестройка. В некоторых случаях это приводило к невозможности перезапустить электронику командой сервера или к необходимости производить

переконфигурацию каждого модуля. В связи с этим была переработана схема перезапуска электроники детектора по команде сервера для обеспечения надежного восстановления работоспособности после неожиданного изменения фазы основного сигнала синхронизации.

Испытания детектора на тестовых пучках показали соответствие параметров электроники детектора расчетным параметрам.

### **1.3.1. Разработка и ввод в эксплуатацию FCB для детекторов FT0, FV0, FDD**

Электроника детектора FIT, размещённая в крейтах VME, работает с большим выделением тепловой мощности. Ввиду того что штатная система охлаждения шкафов электроники не позволяет поддерживать оптимальную температуру модулей обработки сигналов детекторов, внизу каждого крейта были установлены изготовленные в ИЯИ вентиляционные панели, содержащие по 5 высокопроизводительных вентиляторов. Чтобы иметь информацию о состоянии вентиляционной панели, были изготовлены платы для удаленного контроля и управления – Fan Control Board, сокращённо – FCB (рисунки 28-30).



Рисунок 28 – Плата контроля вентиляционной панели FCB

Плата имеет интерфейсы для связи с системой управления и контроля FIT детектора. К основной функции платы по контролю за скоростью вращения вентиляторов добавлена возможность измерения магнитного поля внутри стойки с помощью 3-осевых датчиков Холла, также 2 канала управления электромагнитными реле для включения и выключения различной аппаратуры, например, калибровочного лазера.

Плата работает под управлением 32-битного микроконтроллера, для которого было написано встроенное программное обеспечение. Для взаимодействия платы с системой управления и контроля детектором FIT была разработана специальная система команд.

Характеристики платы:

- последовательный интерфейс RS-232,
- последовательный интерфейс RS-485,
- скорость обмена по последовательным интерфейсам - 9600 Бод,
- селектор адреса, позволяющий подключать до 30 устройств по одной шине RS-485,
- частота опроса состояния платы – до 5 раз в секунду,
- 5 выходов для контроля вентиляторов,
- 2 выхода для управления реле,
- 2 выхода для подключения 3-осевых датчиков магнитного поля с линейным диапазоном до 200 мТл,
- питание от основного источника 12В, максимальное потребление тока – 2А,
- питание от резервного источника 12В, потребление – менее 100мА.

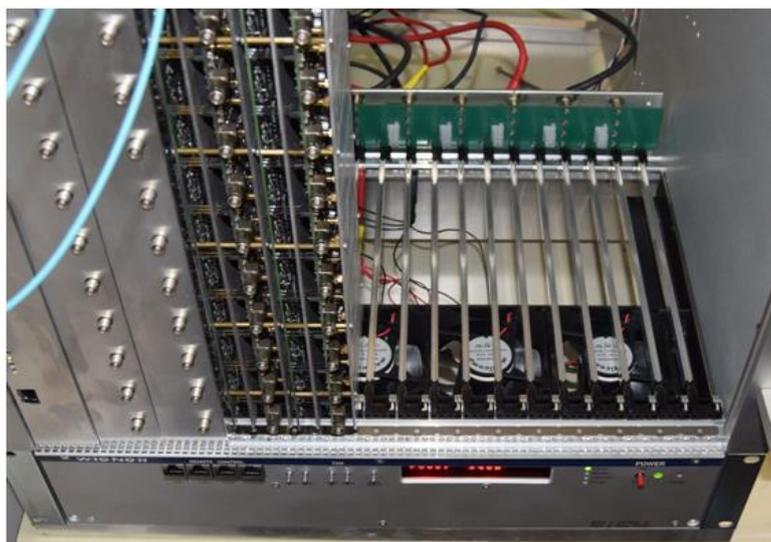


Рисунок 29 – Вентиляционная панель в VME крейте

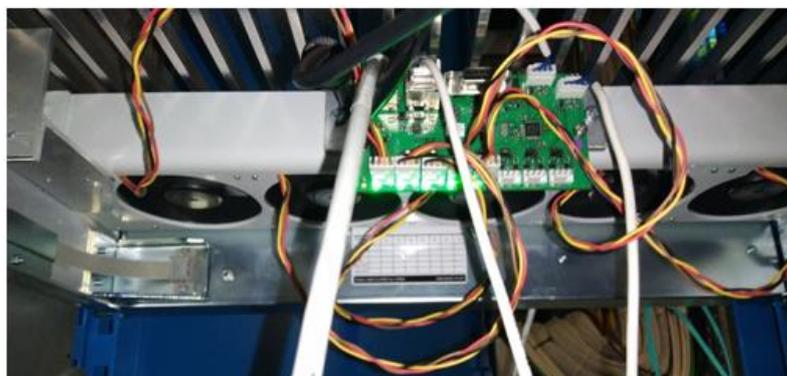


Рисунок 30 – Плата контроля, установленная в шкафу электроники ГИТ

Система команд.

- 1) Общие положения:

- Плата управляется по последовательному интерфейсу RS-232 или RS-485.
- 2) Формат данных:
- скорость 9600 Бод,
  - 8 бит данных,
  - без контроля чётности,
  - стоп-бит,
  - без контроля потока.
- Адрес платы устанавливается с помощью переключателя в диапазоне от 1 до 31.
  - Каждая команда начинается с адреса из двух цифр, например, “01R”.
  - Каждая команда заканчивается символом перевода строки. Символ «новая строка» игнорируется.
  - Команды чувствительны к регистру символов.
  - Плата отвечает только на собственный адрес.
  - Ответ начинается с адреса, затем пробел, затем тело ответа, затем символ перевода строки.
  - Нераспознанные команды дают ответ «xx Fail».
  - Данные платы о скорости вращения вентиляторов и о магнитном поле обновляются не реже 1 раза в секунду.
  - Рекомендуется выдержать паузу не менее 100 мс после ответа платы перед подачей следующей команды.
  - Если в течение 28 секунд плата не получает команду, сторожевой таймер перезапускает встроенное программное обеспечение. Таким образом, реализована защита от аппаратных и программных сбоев.
- 3) Краткое описание команд:
- чтение данных,
  - управление реле,
  - режим диагностики.

Применение в составе платы программируемого микроконтроллера позволяет в дальнейшем усовершенствовать характеристики устройства и добавлять новые функции. В частности, планируется добавить возможность удаленного обновления встроенного программного обеспечения.

#### 1.4. Производство и установка кабелей

В течение 2021 года была проведена большая работа по производству и монтажу кабелей детектора FIT.

Было смонтировано на панели в шкафу электроники 212 толстых сигнальных кабелей, включая резервные (рисунки 31-32).



Рисунок 31 – Сигнальные кабели стороны С до монтажа на панель

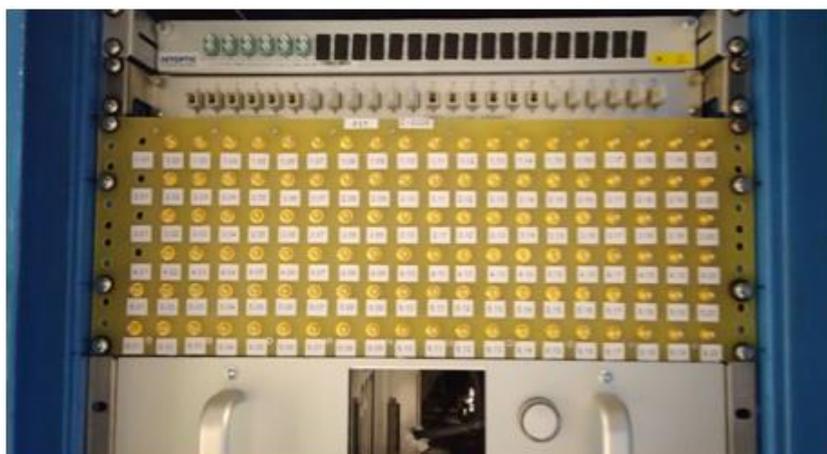


Рисунок 32 – Смонтированная панель с кабелями стороны С

Каждый кабель был протестирован по омическому сопротивлению и качеству передаваемого сигнала. С помощью рефлектометра были измерены задержки распространения сигнала в каждом кабеле. После получения величины задержек для выравнивания результирующей задержки были изготовлены тонкие коаксиальные переходные кабели между панелями и модулями обработки сигналов.

Для связи электроники FIT с центральным триггерным процессором были изготовлены сдвоенные коаксиальные кабели для передачи дифференциальных сигналов (рисунки 33-34).



Рисунок 33 – Триггерные кабели



Рисунок 34 – Триггерные кабели, смонтированные на панель центральной триггерной системы (CTS)

### **1.5. Проект FRC для считывания данных с детектора FIT**

На рисунке 35 представлена схема взаимодействия основных электронных узлов обработки сигналов с Черенковских модулей детектора FIT, формирования и передачи триггерных сигналов детектора FT0. Модуль PM (Processing Module) предназначен для измерения параметров импульсов, поступающих с детекторного устройства FIT, и передаче измеренных данных на компьютер FLP (First Level Processor) по протоколу GBT в непрерывном и триггерном режимах.

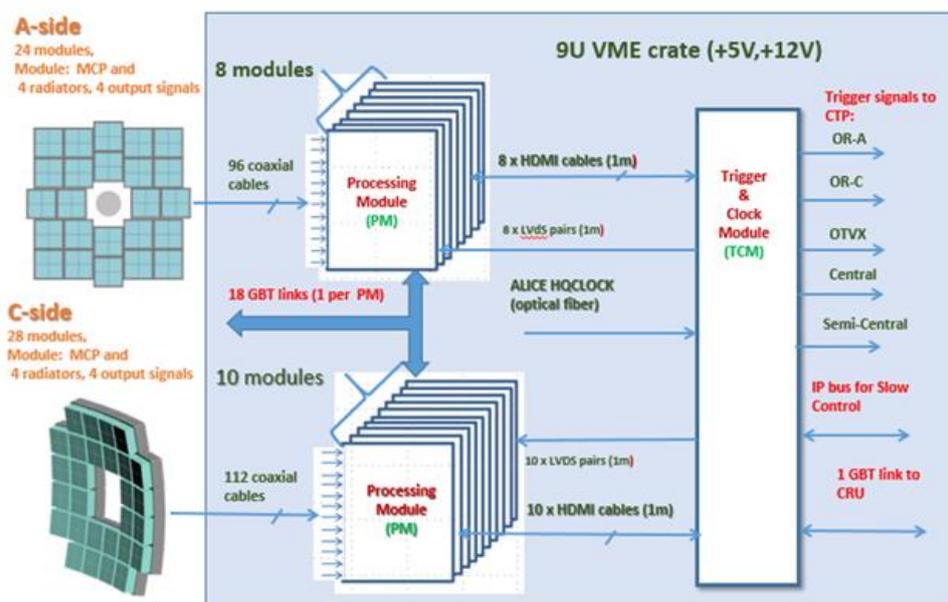


Рисунок 35 – Схема взаимодействия основных электронных узлов детектора FT0 для обработки сигналов с Черенковских модулей и формирования

Модуль TCM (Trigger and Control Module) предназначен для формирования триггерных сигналов, управления и контроля модулей PM по протоколу IPBUS (IP UDP protocol) и передачи данных на сервер FLP по протоколу GBT в непрерывном и триггерном режимах. Проект “FIT Readout Core” (FRC) является составной частью прошивки (firmware) FPGA (Field Programmable Gate Array) модулей PM и TCM и предназначен для обмена данными между этими модулями и CRU (ALICE Common Readout Unit).

Структура проекта FRC показана на рисунке 36. Модули PM/TCM подключены к системе сбора данных эксперимента ALICE по оптической линии по протоколу GBT. По входному каналу PM/TCM принимают временные метки событий и информацию о триггере для события. Эта информация расшифровывается и синхронизируется в компоненте “LTU RX decoder”. Данные получаемые по входному каналу могут быть эмулированы в компоненте “CRU LRU emulator” для стендовых испытаний и программной симуляции. Измеренные данные от модулей PM/TCM принимаются компонентом “Convertor” для их расшифровки и сохранения в буфер. Эти данные так же могут быть эмулированы в компоненте “PM/TCM data emulator” для стендовых испытаний и программной симуляции. Компонент “Selector” сортирует детекторные данные по временным меткам и выполняет отбор событий для триггерного и непрерывного режимов набора данных эксперимента ALICE. Отобранные данные формируются в пакеты в формате, предусмотренном системой сбора данных эксперимента ALICE в компоненте “CRU packet Builder”, и отправляются по исходящему каналу GBT в CRU.

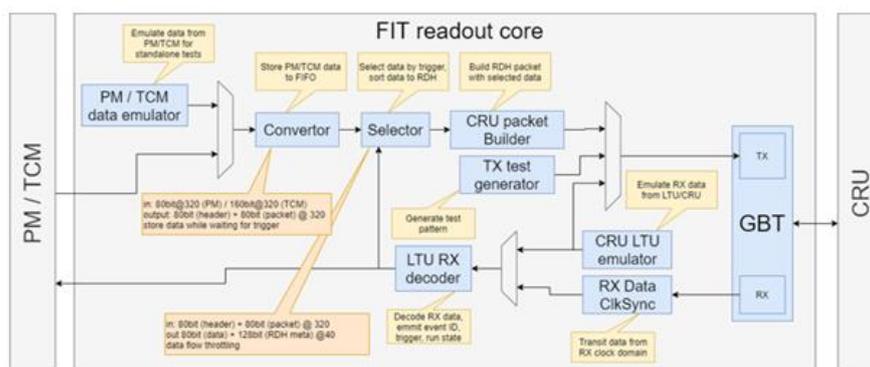


Рисунок 36 – Структура в FPGA для модулей PM и TCM

В сентябре-октябре 2021 года проект FRC был полностью обновлен в соответствии с новой разработанной архитектурой. Основные нововведения обновленного проекта:

- оптимизация схемы распределения тактового сигнала и сигнала сброса,
- оптимизация алгоритма сортировки данных для более стабильной работы.
- Добавлена возможность отбора событий по триггерной команде принимаемой по GBT.
- Добавлена возможность отображения фиксированной временной метки для данных и принимаемой триггерной информации.
- На каждом этапе обработки данных детектора была добавлена обработка ошибок и непредусмотренных логических состояний для повышения отказоустойчивости проекта.

Была разработана программная симуляция работы проекта для выявления ошибок и отладки до стендовых испытаний. Проект FRC был успешно интегрирован в прошивки модулей PM/TCM и протестирован как на испытательном стенде, так и на действующем детекторе FIT в эксперименте ALICE на тестовых пучках.

Одним из основных тестов проекта FRC состоял в наборе данных с 16 PM при скорости счета до 50 кГц на модуль. На рисунке 37 продемонстрированы показания скорости набора данных в ходе этого теста в течении одно часа.

Эксплуатация проекта FRC в ходе физического сеанса эксперимента ALICE в ноябре 2021 г. показала его успешную работу и позволила осуществить набор физических данных с использованием детектора FIT.



Рисунок 37 – Показания скорости набора данных в ходе теста стабильности работы проекта FRC

### 1.6. Системы обработки данных детектора FIT

Для следующего периода набора данных Run3 были разработаны высокопроизводительные масштабируемые SOA(Service Oriented Architecture — Сервис-ориентированная архитектура) системы сбора данных, в рамках системы управления экспериментом ALICE:

- FLP(First Level Processor) — система первичной обработки данных субдетекторов,
- EPN(Event Processing Node) — система обработки событий детектора ALICE.

Основные секции.

- Контроль:

AliECS — центральный сервис управления экспериментом, является первым этапом в подготовке окружения, а также управлением системами сбора данных. Программное обеспечение написано на языке Go и исходный код расположен в репозитории <https://github.com/AliceO2Group/Control>,

- Mesos Apache — централизованная отказоустойчивая система управления кластерами.

- Логирование:

InfoLogger — сервис для сбора, хранения и управления логами. Репозиторий с исходным кодом <https://github.com/AliceO2Group/InfoLogger>.

- Контроль качества:

QC(Quality Control) — подсистема контроля качества данных на различных уровнях. Репозиторий с исходным кодом расположен <https://github.com/AliceO2Group/QualityControl>. Для каждого детектора установки ALICE

выделена своя секция, которая содержит исполняемые компоненты — задачи (Tasks) с определенным функционалом. Основные объекты, являющиеся продуктами данной подсистемы, это Объекты Мониторинга (МО — Monitoring Objects), преимущественно гистограммы, представляющие собой визуализацию данных в онлайн режиме, и Объекты качества (QO — Quality Objects), содержащие в себе оценочные характеристики, позволяющие судить о качестве МО. Объекты мониторинга и качества формируются в течение каждого цикла, продолжительность которого определяется конфигурацией.

QC содержит в основном задачи трех типов:

- QC task - стандартные задачи, продуктом которых являются Объекты Мониторинга. В зависимости от конфигурации, Объекты Мониторинга могут быть сохранены в удаленной базе данных QCDB (Quality Control DataBase) для дальнейшего анализа и вывода на графическую оболочку QC GUI. Для детектора FIT разработано три основных таска (на данный момент только для FT0 и FV0, для FDD лишь один — DigitQcTask). DigitQcTask — общий QC таск предназначенный для визуализации Digit объектов, TriggerQcTask — его основная задача состоит в сборе характеристик, связанных со срабатыванием триггерных сигналов детектора FIT, для дальнейшей оценки частоты срабатывания, CalibrationTask — создание Объектов Мониторинга временных спектров, а также калибровочных объектов смещения по времени для дальнейшей оценки качества калибровки временных спектров.

- Post-processing tasks — процесс последующей обработки Объектов Мониторинга, представляет собой смежную задачу в цепочке системы контроля качества данных. Позволяет строить тренды определенных характеристик, взятых из Объектов Мониторинга, например, среднее значение распределения в гистограмме, средне-квадратичный разброс и т.д., или формировать новые Объекты Мониторинга на базе уже готовых продуктов работы QC задач. Данная задача позволяет отслеживать тенденцию изменения характеристик данных, поступающих от электроники. Разработано три задачи данного типа для детектора FIT(кроме FDD). BasicPPTask — таск для оценки частоты срабатывания триггерных сигналов в каждом цикле, OutOfBunchCollTask — таск для оценки фоновых событий, TrendPlusPlus — для формирования трендов средних значений временных и амплитудных спектров, а также для оценки средне-квадратичного отклонения их распределения.

- Checks — задачи для формирования Объектов Качества на основе данных Объектов Мониторинга. Сформировано три задачи данного типа для детектора FIT (кроме FDD). CFDEffCheck — оценка эффективности CFD, на вход принимает Объект Мониторинга от задачи DigitQcTask. OutOfBunchCollCheck — оценка вклада фоновых

событий, принимает на вход результат работы `OutOfBunchCollTask`. `CalibratedChannelTimeCheck` — оценка калибровки временных спектров, входящие объекты — продукт работы `CalibrationTask`.

- Конфигурация:

`Consul` — это децентрализованный отказоустойчивый сервис от компании `NashiCorp`, обеспечивающий связанность между компонентами, сервисами и подсистемами `FLP/EPN`. Данный сервис позволяет обеспечить масштабируемость системам `FLP` и `EPN`. Управление подавляющим большинством конфигураций систем `FLP/EPN` производится через `Consul`.

- Журнал учета сеансов:

`Bookkeeping` — сервис для учета сеансов (ранов), проведенных на детекторе `ALICE`. Позволяет документировать особенности проведения каждого сеанса на детекторе `ALICE`. В основном заполняется экспертами центральных и детекторных систем. Репозиторий с исходным кодом <https://github.com/AliceO2Group/Bookkeeping>.

- Мониторинг:

`Monitoring` — сервис отслеживания метрик (показателей) различных подсистем, компонент и сервисов систем `FLP/EPN`. Основные метрики — загруженность ЦПУ, памяти и т. д. Включает в себя комбинацию из сервисов `Grafana` (формирование удобного интерфейса графической оболочки), `InfluxDB` (база данных показателей подсистем) и `Telegraph` (агент сервера, отвечающий за сбор метрик и формирование записей для дальнейшей отправки в базу данных и на графическую оболочку). Репозиторий с исходным кодом <https://github.com/AliceO2Group/Monitoring>.

- `Readout` – первый элемент в начале цепочки обработки данных на `FLP`. Принимает пакеты сырых данных, являющихся продуктом выполнения работы электроникой `FEE` (`Front-End Electronics`) детектора. На физическом уровне пакеты, приходящие по оптоволокну от `FEE`, принимаются модулем общего считывания данных `CRU` (`Common Readout Unit`), монтированным в машину с системой `FLP`. Драйвером `CRU` является компонента `ReadoutCard`, открытый код расположен в репозитории <https://github.com/AliceO2Group/ReadoutCard>.

Внутри компоненты `Readout` данные принимаются исполняемым конфигурируемым сегментом `EquipmentCRU`, затем происходит их агрегация в соответствии с конфигурацией и отправляются на исполняемый сегмент `ConsumerFairMQ`. Данный сегмент готовит пакеты данных к дальнейшей отправке через протокол `FairMQ`, разработанный научной группой `FAIR GSI` (Дармштадт, Германия) для

высокопроизводительных систем по сбору данных с экспериментальных установок в области физики высоких энергий. ConsumerFairMQ также группирует все пакеты данных в специальные временные фреймы (STF/TF – Sub Time Frames) в диапазоне с фиксированной длиной в единицах орбитов LHC, 128 или 256, что соответствует 12,5 или 25 миллисекундам. Данные с этого сегмента также могут приниматься подсистемой QC. Конфигурации данной компоненты управляются сервисом Consul. Исходный код компоненты Readout расположен <https://github.com/AliceO2Group/Readout>.

- DataDistribution – смежный элемент в цепочке обработки данных. Основные исполняемые сегменты данной компоненты: STF builder и STF sender – для FLP машин, TF builder и TF sender – для EPN. Данные с компоненты Readout, сгруппированные в STF, принимаются исполняемым сегментом STF builder для дальнейшей валидации и агрегации, в зависимости от метаданных которые содержат заголовки передаваемых пакетов. STF sender является принимающим исполняемым сегментом для транспортировки STF на другие машины (в частности EPN) через сеть. TF builder – принимает STF с FLP машин, принадлежащих конкретным детекторам, и формирует общий TF в том же временном диапазоне. TF builder может также принимать уже готовые TF. TF sender отвечает за отправку TF для дальнейшей обработки на других EPN машинах. Репозиторий с исходным кодом: <https://github.com/AliceO2Group/DataDistribution>.

- O2 – в основном используются исполняемые элементы для последовательной или параллельной обработки данных с использованием протокола DPL (Data Processing Layer), который создан на базе FairMQ. Такие исполняемые элементы называются DPL устройства (DPL devices). Для каждого такого DPL устройства может быть определен DPL канал входящих и выходящих пакетов данных, в том числе и TF/STF. Функционал DPL устройства определяется его исходным кодом. Для детектора FIT разработаны DPL устройства для декодирования сырых данных в читаемые структуры Digits (FITRaw и FITWorkflow библиотеки), калибровки, реконструкции и т.д. Разработаны также общие для всех детекторов DPL устройства, например DPL проху, для перехода между DPL и FairMQ протоколами. O2 позволяет гибко сформировать рабочую схему (workflow) для системы FLP из DPL устройств путем их подключения через DPL каналы. Более сложные рабочие схемы, которые включают в себя DPL устройства более чем для одного детектора, объединяются в топологические схемы (topologies), которые исполняются на EPN машинах. Например, процесс реконструкции реализован через DPL топологии исполняемые на EPN. QC задачи также являются DPL устройствами. Исходный код O2 расположен в репозитории <https://github.com/AliceO2Group/AliceO2>.

- **ControlWorkflows** – вспомогательный программный пакет, содержащий рабочие схемы для запуска на машинах FLP. Представляет собой сгенерированные конфигурационные файлы с расширением `yaml`. Данные рабочие схемы задаются в AliECS на начальном этапе формирования окружения для запуска сеанса по сбору данных. Для детектора FIT создано несколько таких рабочих схем в зависимости от поставленных целей перед запуском сеанса. Репозиторий с исходным кодом: <https://github.com/AliceO2Group/ControlWorkflows>.

- **O2DataProcessing** – вспомогательный программный пакет для формирования исполняемых на EPN топологий. Представляет с собой набор конфигураций для генерации топологических схем в формате XML. Также задается в AliECS на начальном этапе. Для детектора FIT сформировано несколько топологий, продуктом которых являются файлы, содержащие TF в сжатом виде – CTF(Compressed Time Frames). Данные топологии используются только для запуска сеанса, в котором присутствуют только детекторы FIT. Для глобальных сеансов с участием остальных детекторов установки ALICE созданы общие топологические схемы, которые включают в себя реконструкцию и сжатие до CTF формата. Репозиторий с исходным кодом: <https://github.com/AliceO2Group/O2DataProcessing>.

## **1.7. Разработка системы управления и контроля (DCS) для детектора FT0**

### **1.7.1. Управление инфраструктурой детектора**

Инфраструктурой в DCS принято называть периферийные устройства, необходимые для обеспечения питания и управления основным оборудованием. Для FT0 такими устройствами являются крейт CAEN SY4527 с модулями высокого напряжения A7030DN и два крейта Wiener с адаптированной панелью питания для модулей быстрой электроники. Кроме того, каждый Wiener крейт оснащен панелью управления вентиляторами (FCB), которая предназначена для охлаждения быстрой электроники, включения лазерной системы калибровки детектора и измерения магнитного поля внутри стойки.

Для управления крейтами необходимо наличие OPC UA сервера, обеспечивающего связь точек данных в DCS проекте и регулируемых параметров оборудования. В проекте используется два разработанных в ЦЕРН унифицированных сервера для Wiener и CAEN соответственно.

Управление FCB осуществляется по UDP протоколу специальными командами, позволяющими вести наблюдение за скоростью вращения вентиляторов, значениями магнитного поля, измеряемого двумя сенсорами и питанием двух реле. Для того чтобы

осуществлять мониторинг параметров FCB в постоянном режиме, в DCS запущен менеджер, опрашивающий каждую плату раз в секунду и записывающий измеренные значения в соответствующие точки данных. Менеджер доступен для работы в двух режимах – RS-232, когда на один порт приходится одна плата и RS-485, когда несколько плат управляются с одного порта. Это достигается путем обращения не к платам, а к сокетам, и формированием очереди команд для каждого из них.

На рисунке 38 изображена панель управления Wiener крейтами (слева) и вентиляционными панелями (справа). В онлайн режиме приводятся значения токов и напряжений на обоих каналах питания, температура и потребляемые мощности. В правом нижнем углу расположена кнопка включения.

Панели для контроля за FCB отображают значения скоростей вращения вентиляторов, магнитного поля и их тренды. Кроме того, они позволяют управлять питанием обоих реле и отображать их текущее состояние.

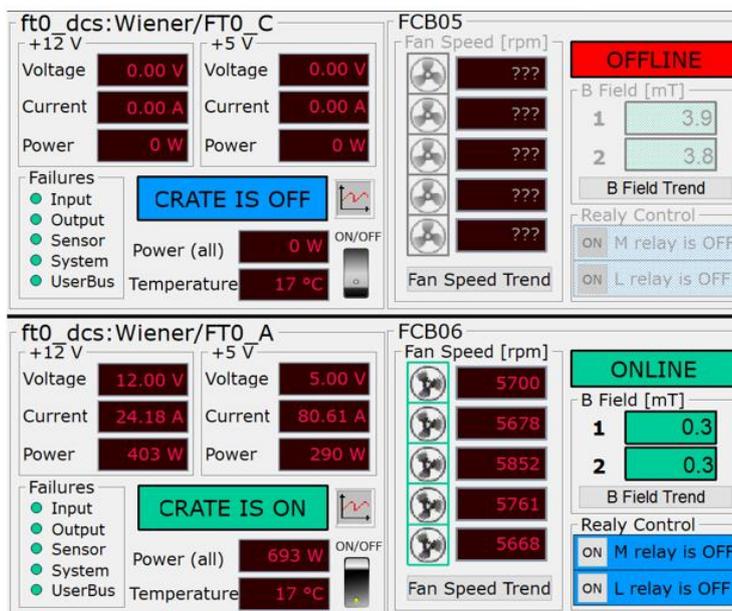


Рисунок 38 – Панель управления крейтами быстрой электроники и FCB

Для контроля состояния крейта с высоковольтными модулями используется панель, представленная на рисунке 39. Помимо отображения битов состояний крейта и модулей на ней присутствует окно с трендами температуры и значения аппаратных ограничений модуля по напряжению, на которые можно ссылаться во время настройки.

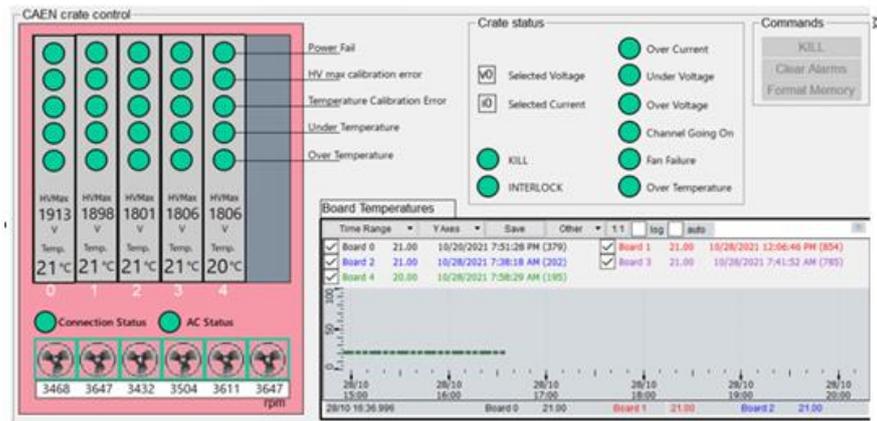


Рисунок 39 – Панель контроля CAEN крейта

### 1.7.2. Настройка конфигурации детектора

Необходимость наличия нескольких конфигураций детектора продиктовано наличием 5 режимов работы эксперимента при различных значениях магнитного поля и его направления. В DCS такие конфигурации называются рецептами (*recipe*) и сохраняются либо в памяти локального компьютера, на котором запущен проект, либо в специальной конфигурационной базе данных. У рецепта есть тип, который определяет, какие параметры оборудования должны сохраняться для элементов, сохраняемых в рецепте. Так, например, если в рецепте присутствует точка данных, определяющая канал высокого напряжения, в конфигурации FT0 будут записаны только целевое значение напряжения, ограничение по току, скорости нарастания и спада напряжения, а также условия срабатывания тревожных оповещений по току и напряжению

Для создания рецепта в DCS присутствует инструмент, созданный на основе программного расширения JCOP Framework ConfigurationDB. Пользователю предлагается выбрать, какие устройства будут занесены в рецепт (рисунок 40). Далее он переходит в окно создания рецепта и последующего его сохранения с возможностью проверки содержимого (рисунок 41).

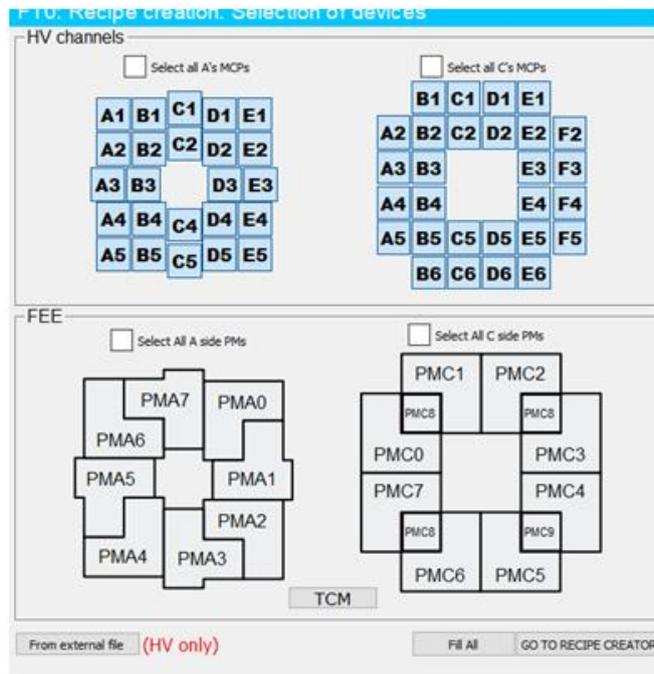


Рисунок 40 – Панель выбора устройств для сохранения конфигурации

Для удобства пользователя реализован также механизм чтения настроек из текстовых файлов, в которых данные представлены в определенном формате.

Представленный функционал предназначен только для экспертов и необходим для настройки детектора на этапе его ввода в эксплуатацию. В дальнейшем полученные конфигурации будут применяться автоматически в зависимости от режима работы эксперимента.

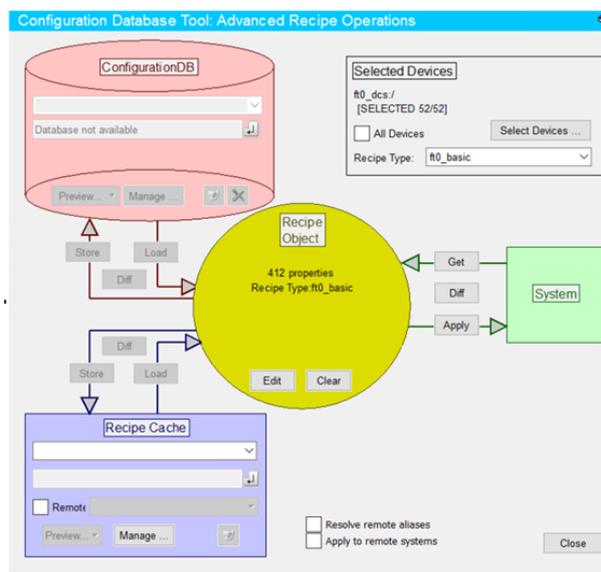


Рисунок 41 – Сохранение и загрузка конфигурации

Автоматическая настройка осуществляется во время включения и опирается на текущее значение магнитного поля и его направление. Для этого эксперту необходимо заранее задать имена настроек по умолчанию для всех пяти режимов.

### **1.8. Интеграция DCS в центральную систему управления экспериментом**

Для проверки работоспособности системы и упрощения процесса управления детектором во время тестовых запусков эксперимента в октябре DCS частично была включена в общую систему управления. Для этого был выполнен ряд требований, позволяющих в отсутствие эксперта обеспечить безопасность детектора при необходимости [25].

#### **1.8.1. Аварийная кнопка**

Для сохранения работоспособности детектора на протяжении всего периода его эксплуатации во время переходных процессов, например инъекции пучка или включения магнита, необходимо поддерживать его в определенных состояниях. В связи с этим каждый детектор на ALICE может определить четыре безопасных состояния, каждое из которых применяется в определенной ситуации [27]:

- SAFE – используется во время инъекции пучка в кольцо LHC.
- SUPERSAFE – то же, что и SAFE, но с более строгими ограничениями.

Используется, например, при тестировании новой схемы заполнения ускорителя.

- DIPOLE SAFE – используется при включении или выключении диполя.
- SOLENOID SAFE – используется при включении или выключении соленоида.

Детектор FT0 находится в состоянии SAFE в том случае, когда на все МКП подается напряжение не более 5 вольт. Если питание всего оборудования отключено полностью, центральной системе сообщается, что FT0 находится в состояниях SUPERSAFE, DIPOLE SAFE и SOLENOID SAFE.

Переход в перечисленные состояния осуществляется путем передачи системе соответствующих команд через верхний узел конечного автомата либо принудительно через изменение соответствующих элементов в специальной точке данных.

В конце сентября текущего года были проведены тесты безопасных состояний, по результатам которых FT0 был включен в общую матрицу безопасности.

#### **1.8.2. Конечный автомат детектора FT0**

Структура конечного автомата для детектора FT0 представлена на рисунке 42. Для того чтобы привести детектор в рабочее состояние из состояния, когда все оборудование выключено, необходимо верхнему узлу передать команду GO\_STANDBY. Данная команда включает инфраструктуру детектора таким образом, чтобы модули быстрой

электроники были синхронизованы. Если включение всех крейтов и электроники выполнено успешно, верхний узел переходит в состояние STANDBY. Далее оборудование настраивается командой CONFIGURE, которая производит запись значений параметров оборудования, сохраненных в рецепте для текущего режима. Если все значения были записаны успешно, система переходит в состояние STBY\_CONFIGURED. Здесь можно отправить команду GO\_BEAM\_TUN, после чего все каналы высокого напряжения будут включены с пониженным или нулевым напряжением. Также можно отправить команду GO\_READY, после которой на всех МКП-ФЭУ начнет нарастать напряжение вплоть до достижения стабильных значений. В случае возникновения ошибки в каком-либо элементе оборудования верхний узел также будет находиться в состоянии ошибки.

После интеграции системы управления FT0 в матрицу безопасности состояние верхнего узла доступно для мониторинга центральной системой управления (рисунок 43). Каждый детектор предоставляет название состояния, его цветовой код, а также состояние безопасности. Закрытый замок означает, что управление детектором осуществляется оператором, открытый – детектором никто не управляет.

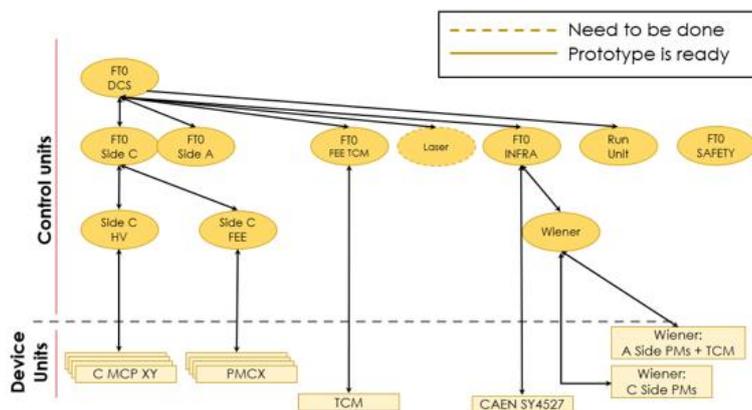


Рисунок 42 – Дерево конечного автомата детектора FT0

Панель, сопровождающая верхний узел конечного автомата представлена на рисунке 43.

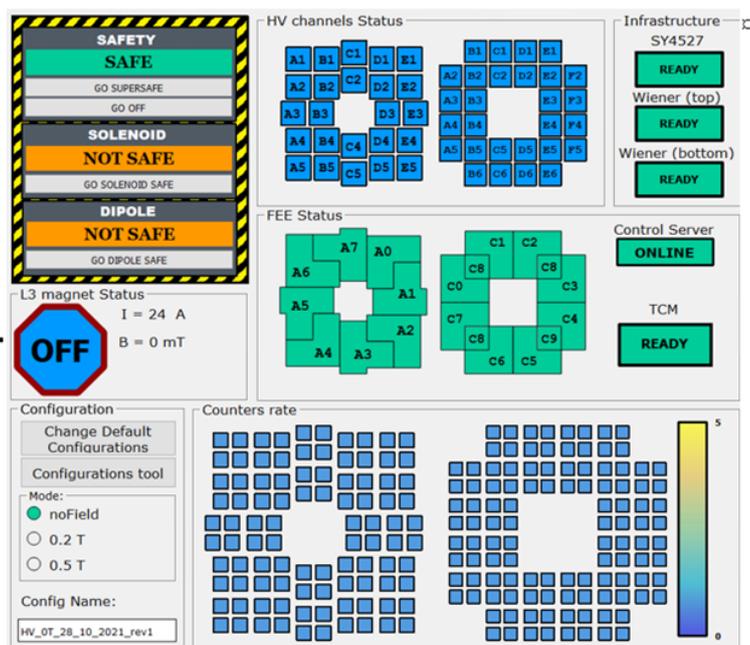


Рисунок 43 – Панель верхнего узла конечного автомата

Слева в верхнем углу расположены кнопки безопасности, при нажатии на которые детектор начинает переход в одно из безопасных состояний. Справа представлена карта оборудования, отображающая его состояние в конечном автомате. Также на панели приведена информация о текущем состоянии соленоида, скорости счета каждого канала и о текущей конфигурации детектора.

### 1.8.3. Тревожные сообщения

Для оповещения оператора об аварийной ситуации необходимо задать условия срабатывания тревожных уведомлений при непредвиденном изменении характерных величин. Особую важность они представляли при первом запуске детектора, который происходил в октябре этого года. Основные параметры, влияющие на работоспособность детектора и на его безопасность, – ток МКП-ФЭУ, температура модулей электроники, высоковольтного напряжения.

Рабочая температура быстрой электроники детектора FT0 не должна превышать 50°C. В случае, если измеренная температура становится больше этого значения, выдается предупреждение, а если она превышает 55°C – крайты быстрой электроники выключаются автоматической командой из DCS.

Превышение величины тока на МКП-ФЭУ может быть вызвано кратковременными скачками, обусловленными используемым оборудованием. Такие скачки длятся не более секунды, а необходимость реагировать на них отсутствует. Однако если превышение тока на величину более чем 7% от номинальной наблюдается в течении более чем одной секунды, каналы выключаются программно. В случае если превышение тока составляет

более 10% от номинальной величины, и программная защита не срабатывает либо отключена, то аварийное выключение осуществляется аппаратно.

Описанные выше тревожные оповещения были проверены и с октября этого года отображаются на центральной панели оповещений системы управления эксперимента.

#### 1.8.4. DIM сервисы

Для отображения состояния быстрой электроники Control Server публикует считываемые значения регистров, преобразует и передает их через DIM сервер. Встроенный в DCS DIM клиент считывает данные и записывает их в соответствующие элементы точек данных. Аналогично работают и команды – при изменении значения конкретного элемента точки данных на сервер отправляется команда. DCS отслеживает состояние Control Server по температуре триггерного модуля быстрой электроники. На данном этапе работы более половины всех сервисов публикуются и считываются в DCS.

### 1.9. Разработка приложения ControlServer для управления электроникой детекторов FIT

Во время разработки и отладки регистрирующей электроники (FEE) детекторов FIT требовалась возможность управлять настройками нескольких плат (FTM, TCM, PM), для чего были разработаны различные приложения, взаимодействующие с электроникой по протоколу IPbus (рисунок 44).

Тот же интерфейс было решено использовать в системах управления (DCS) тремя детекторами FIT (рисунки 44-45). С помощью фреймворка Qt разработано приложение ControlServer, которое, с одной стороны, позволяет управлять всеми настройками FEE из локальной сети через пользовательский графический интерфейс (GUI), а с другой стороны, предоставляет по протоколу DIM интерфейс для управления электроникой из проекта WinCC OA в составе DCS. Таким образом приложение может быть использовано как для отладки и предварительной настройки плат в лаборатории, так и для связи DCS с FEE в течение всего времени работы детекторов FIT в эксперименте ALICE.



Рисунок 44 – Схема взаимодействия DCS с FEE через ControlServer

В данный момент самая новая версия приложения имеет номер 1.b (1.11) и выполняет следующие функции:

- опрос состояния всех подключённых модулей FEE,
- проверка корректности чтения регистров РМ и их блокировка по SPI в случае ошибки,
- индикация ошибок в отдельных модулях, а также в системе в целом,
- полная поддержка нового формата регистров управления и состояния FIT Readout Core в каждой плате FEE,
- отображение всех значений настроек и состояния TCM и РМ в GUI,
- управление настройками всех каналов детектора,
- управление триггерными выходами TCM, в т.ч. перевод их в специальные отладочные режимы,
- управление настройками, подключённых к TCM лазера и аттенюатора,
- управление режимом опроса счётчиков срабатывания CFD в каналах, счётчиков триггеров и счётчиков фона,
- загрузка через DIM в TCM 'Orbit fill mask': карты заполнения кольца ЛНС сгустками (bunch) частиц,
- публикация DIM-сервисов и DIM-команд для управления настройками каналов и РМ из WinCC,
- публикация DIM-сервисов показаний всех счётчиков, а также скорости их счёта.

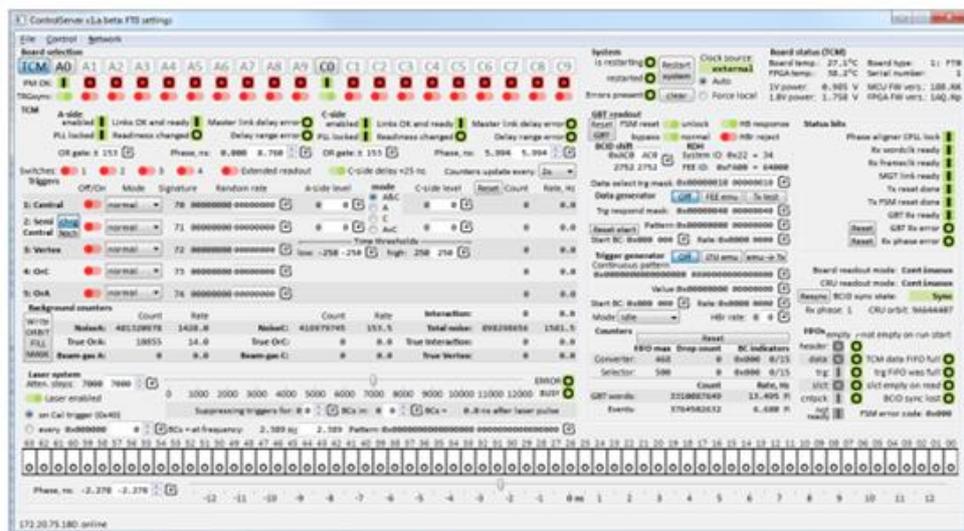


Рисунок 45 – GUI приложения ControlServer, отображающего состояние TCM



одну FLP и имеют сходные схемы обработки данных. Происходит сжатие данных в формат SubTimeFrame (STF) и пересылка их на следующий уровень обработки – Event Processing Node (EPN). На EPN данные всех детекторов объединяются, и происходит первичная реконструкция. Результаты реконструкции преобразуются в Compressed Time Frame (CTF). CTF будут храниться на лентах и в системе распределенной обработки данных ГРИД. Последующий шаг (или несколько шагов, если потребуется) асинхронной калибровки и реконструкции будут выполняться на EPN в периоды остановки ускорителя. Данные, готовые для физического анализа, записаны в структуру AOD (Analysis Object Data) и хранятся в ГРИД.

В период пилотных пучков онлайн калибровка была отключена из-за неготовности центральной системы. Тестирование программного обеспечения для калибровки детектора будет проведено на основе данных, собранных во время пилотных рангов.

Для проверки работоспособности программного обеспечения очень важно моделировать данные взаимодействия с теми же условиями, что и реальные данные. Для сравнения моделированных и реальных данных были проанализированы данные от генератора РУТНІА8 [29] и события столкновения пучков протонов с энергией 450 ГэВ и частотой взаимодействия 10 кГц. В геометрию установки ALICE были включены вершинный и передний трекинговые детекторы (ITS, MFT), FV0 и FT0 детекторы и ионопровод.

В каждом пучке взаимодействовали 2 банча, схема заполнения single\_4b\_2\_2\_2\_noLR, магнитное поле 0,5 Тл.

### 1.11. Триггерные сигналы

Основной задачей детектора FIT является выработка триггеров для всей установки ALICE. FT0 вырабатывает 5 триггеров:

- OrA — сигнал со стороны A;
- OrC — сигнал со стороны C;
- триггер по вершине взаимодействия (vertex trigger) — сигнал с обеих сторон и вершина;
- находится в заданном интервале;
- центральное событие — только для Pb-Pb;
- полу-центральное событие – для p-p сигнализирует о событии с высокой множественностью.

На рисунке 47 показана эффективность выработки триггеров взаимодействия FT0 OrA, OrC, Vertex, а также триггера FV0A в зависимости от множественности события

для моделированных данных. Для оценки множественности было выбрано число заряженных частиц в центральной части ALICE. Видно, что даже при отсутствии частиц в центральной части детектора, частицы, летящие в переднем и заднем направлениях, могут вызвать срабатывание триггеров, показывающих наличие взаимодействия. В таблице показана интегральная эффективность основных триггеров.

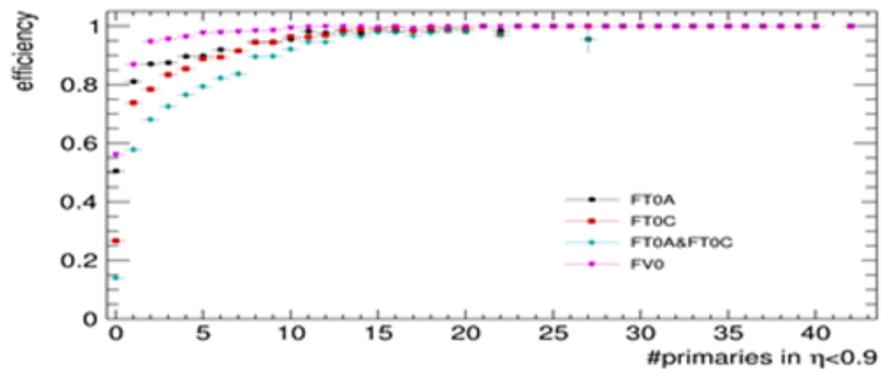


Рисунок 47 – Эффективность срабатывания триггеров в зависимости от множественности события взаимодействия протонов с энергией в системе центра масс 900 ГэВ

Реальную эффективность FIT триггеров невозможно оценить до окончания асинхронной реконструкции всех детекторов, но можно сравнить относительную эффективность симулированных и реальных FIT триггеров друг с другом. Таблица 2 показывает относительную эффективность FT0 триггеров для реальных и моделированных данных. Видно, что значения очень близки.

Для проверки синхронности работы модулей TCM и PM на панель дежурного эксперта выводится сравнение триггерных сигналов, выработанных модулем TCM и вычисленных на основе данных модуля PM. Для рана на этой картине сигналы хорошо синхронизированы.

Таблица 1 – Интегральная эффективность срабатывания триггеров при взаимодействии пучков протонов с энергией в системе центра масс 900 ГэВ

Триггер	FT0-OrC	FT0-OrA	FT0Vertex	FV0-OR
Эффективность [%]	84	76	68	89

Таблица 2 – Относительная эффективность FT0 триггеров для реальных и моделированных данных

Trigger	Data	Sim
FT0-Vertex/FT0-OrA	0,8	0,819
FT0-Vertex/FT0-OrC	0,88	0,87
FT0-OrA/FT0-OrC	1,11	1,07

На рисунке 48 показано, что вершинный триггер (зеленая гистограмма) сигнализирует о начале взаимодействий только в реально взаимодействующих банчах, в то время как триггеры OrA и OrC иногда срабатывают от фоновых событий.

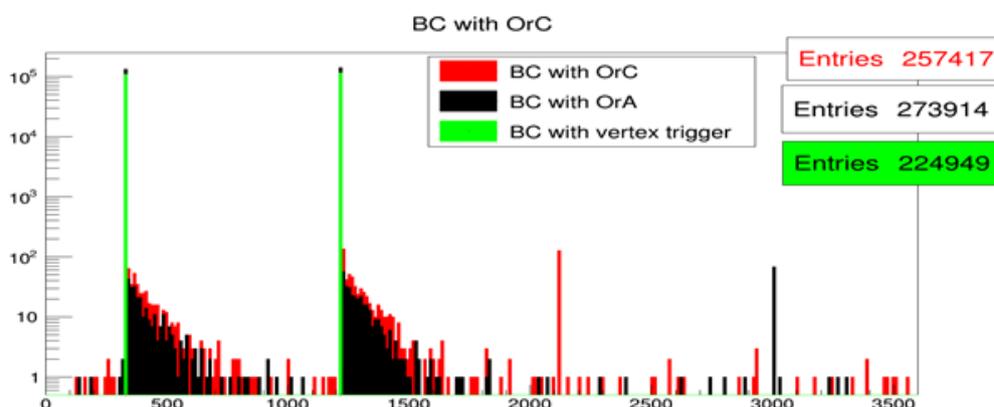


Рисунок 48 – Распределение по банчам срабатывания триггеров. Красная гистограмма – срабатывание триггера OrC, черная – триггера OrA, зеленая – вертекс триггера

На рисунке 49 представлена одна из гистограмм QC детектора FV0 на панели дежурного эксперта, так называемая BC/orbit map, в которых показано в каком BC FV0 вырабатывал триггер. При сравнении рисунков 48 и 49 очевидно, что только вершинный триггер FT0 сигнализирует о реальных взаимодействиях.

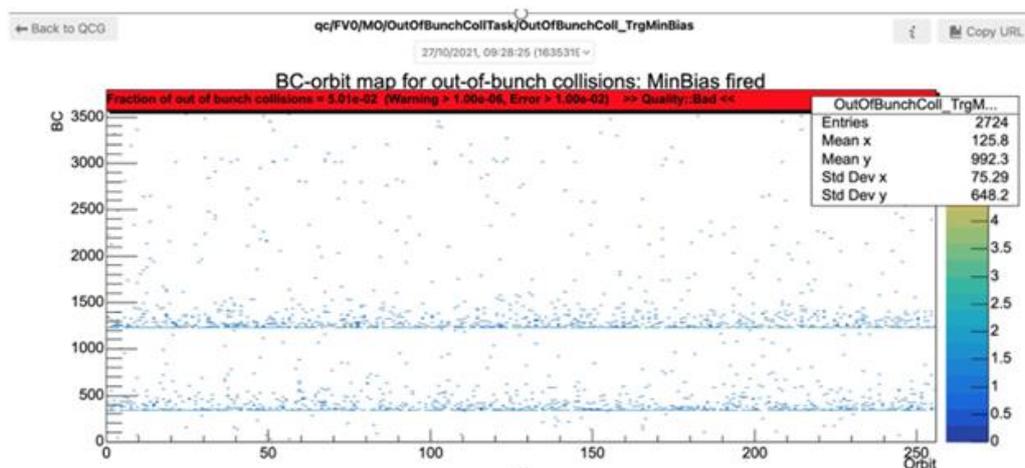


Рисунок 49 – Распределение по банчам срабатывания триггеров детектора FV0

### 1.11.1. Результаты моделирования и измерений

Основой всех типов физического анализа являются специально подготовленные данные, записанные в структуру AOD (Analysis Object Data). Это набор Arrow таблиц [30], которые заполняет каждый детектор по результатам асинхронной реконструкции. Детектор FT0 пишет в свою таблицу следующие данные:

- триггерные сигналы;
- вычисленное время взаимодействия, которое времяпролетная система использует как сигнал «Старт»:
- $(T0A+T0C)/2$  — эта величина не зависит от Z-координаты вершины взаимодействия;
- среднее время T0A и T0C, поправленное на положение вершины, измеренное центральными трекинговыми детекторами;
- Z-координата вершины по данным детектора FT0;
- амплитуда в каждом канале.

Данные из этой таблицы используются для отбора событий: событие считается пригодным для анализа, если в нем был сигнал, по крайней мере, с одной стороны детектора FT0.

Для контроля качества была написана программа, хранящаяся в репозитории O2Physics/Common/Tasks/ft0Qa.cxx.

Проверяется:

- разрешение времени взаимодействия. Оно определяется как ширина распределения  $(T0A-T0C)/2$ , где T0A и T0C поправлены на положение вершины. Пример такого распределения для моделированных данных показан на рисунке 50;
- центрирование сигнал «Старт» вокруг нуля;

- сравнивается положение вершины взаимодействия, измеренное детектором FT0 и центральными трекингowymi детекторами. Пример такого сравнения для моделированных данных на рисунке 52;
- суммарная амплитуда со стороны A сравнивается с суммарной амплитудой, измеренной детектором FV0.

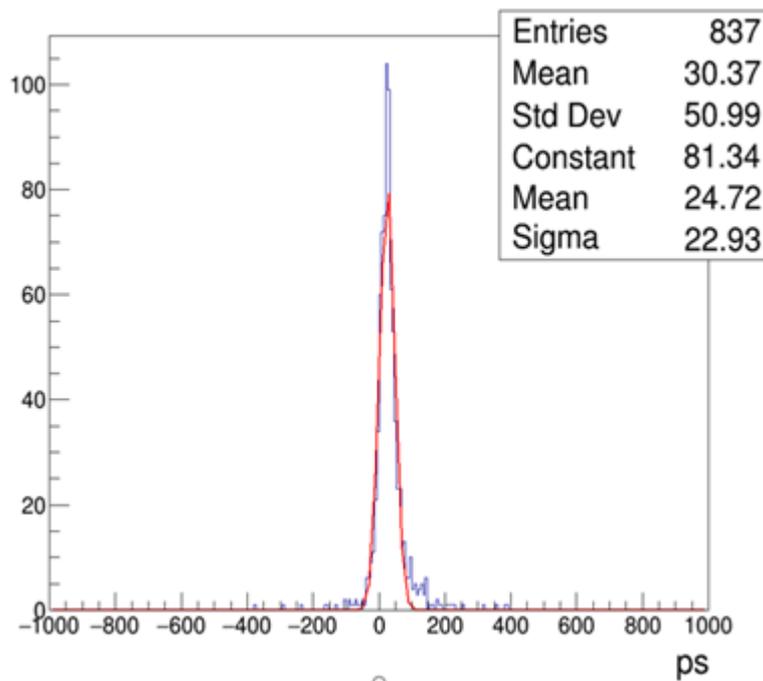


Рисунок 50 – Полуразность времени взаимодействия с каждой стороны, поправленное на положение вершины взаимодействия, измеренное центральными трекингowymi детекторами. Сигма гауссовского распределения показывает разрешение детектора

Асинхронная реконструкция данных пилотных пучков еще не проводилась, поэтому для оценки результатов работы детектора и программного обеспечения были использованы только данные локальной реконструкции FT0 и моделирования. Для оценки временного разрешения сравнивалась разница временных сигналов каналов 2 и 8 со стороны A для рана 505582 (левая панель рисунка 51) и моделированных данных для сходных условий (правая панель рисунка 51). Видно, что реальное временное разрешение ненамного хуже ожидаемого.

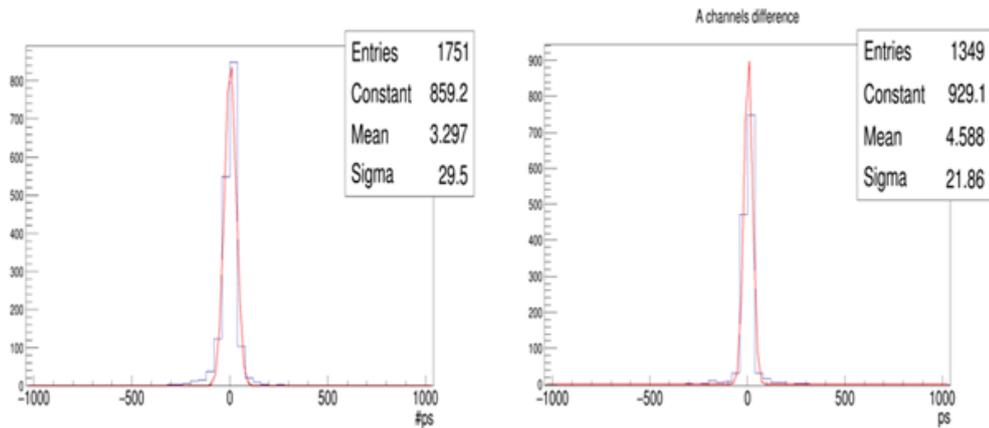


Рисунок 51 – Разница временных сигналов  $(time[2]-time[8])/2$  для рана 505582 (слева) и симуляции (справа)

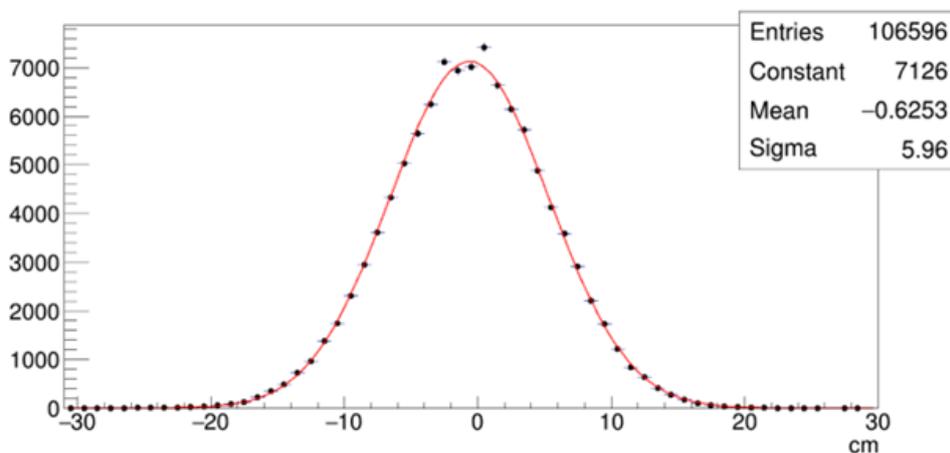


Рисунок 52 – Распределение Z-координаты точки взаимодействия, измеренное детектором FT0

На рисунке 52 показано распределение Z-координаты вершины взаимодействия, измеренное детектором FT0. Синхронная реконструкция центральных детекторов дает сходное распределение.

На рисунке 53 показано амплитудное распределение во всех каналах детектора в рана 505582. Видно, что аппаратная калибровка проведена очень хорошо, и все каналы имеют приблизительно одно положение максимума, соответствующее одной заряженной частице.

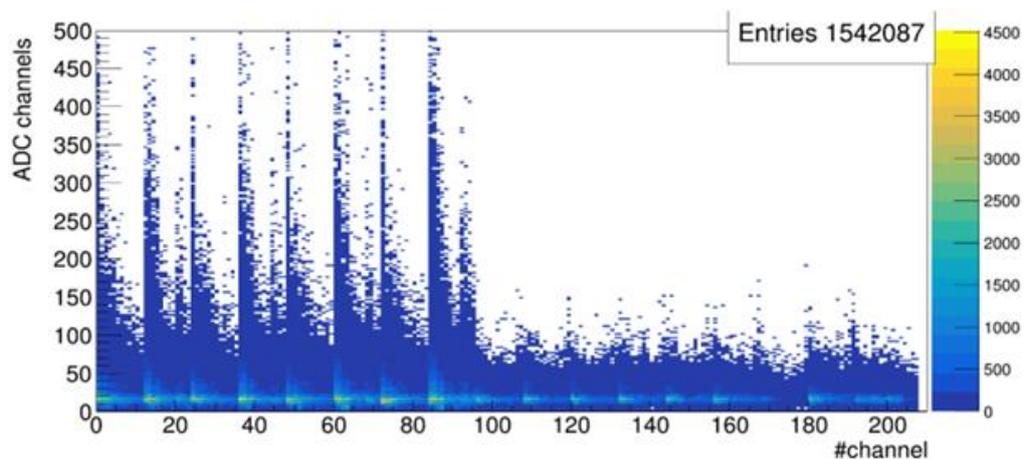


Рисунок 53 – Амплитудное распределение во всех каналах (слева) и одном канале детектора FT0

На рисунке 54 представлено распределение временных сигналов во всех каналах детектора и в одном канале. На этом рисунке тоже видна хорошая аппаратная калибровка, все каналы центрированы вокруг нуля. Первая локальная реконструкция показала хороший результат даже без временной калибровки, которая должна выставить каждый канал точно в 0.

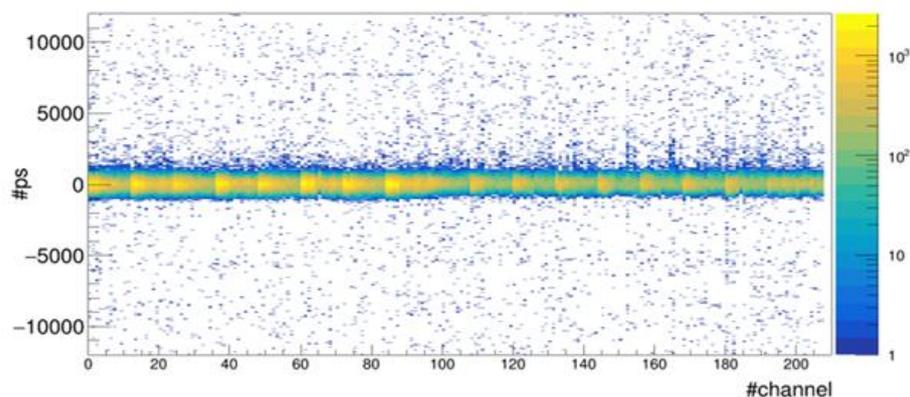


Рисунок 54 – Распределение реконструированных временных сигналов во всех каналах (слева) и одном канале (справа) для рана 505582

Результаты проведенного анализа показывают, что программное обеспечение для моделирования и обработки данных было подготовлено и проверено на первых пилотных пучках. Моделирование, реконструкция и контроль качества как собираемых, так и реконструированных данных готово для использования в течение следующего периода набора данных RUN3.

## 1.12. Эмиссия протонов вперед и трансмутация ядер в результате ультрапериферических $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$ взаимодействий на LHC

В ультрапериферических столкновениях (УПС) релятивистские ядра возбуждаются лоренц-сжатыми кулоновскими полями партнеров по столкновению. Поскольку перекрытие ядерных плотностей в таких столкновениях отсутствует, электромагнитные возбуждения тяжелых ядер в УПС характеризуются низкой энергией возбуждения, что приводит к электромагнитной диссоциации (ЭМД) первичных ядер посредством эмиссии небольшого числа нуклонов [31]. С помощью модели RELDIS (Relativistic Electromagnetic DISsociation) и модифицированной модели abrasion-ablation были вычислены полные сечения изменения заряда в столкновениях Pb-Au и Pb-Pb, см. работу [32]. В ней было показано, что вклад ЭМД в это сечение достигает 70% от соответствующего сечения адронного взаимодействия в столкновениях тяжелых ядер с тяжелыми мишенями. Более того, как показано в той же работе, фрагменты с зарядом  $Z = 79, 80$  и  $81$ , соответствующие ядрам золота, ртути и таллия, соответственно, преимущественно рождаются в результате ЭМД в УПС. Методы исследования фрагментации ядер высоких энергий существенно отличаются от методов, используемых при низких энергиях столкновений. На сегодняшний день образование заряженных спектаторных фрагментов не изучалось ни на RHIC, ни на LHC. Однако эксперимент ALICE имеет уникальную возможность регистрировать нейтроны и протоны, испущенные по направлению вперед, с помощью адронных, нейтронных и протонных калориметров нулевого угла ZDC (Zero Degree Calorimeters) [33]. Нейтронные ZDC ранее уже использовались для измерения сечений эмиссии одного, двух и трех нейтронов в УПС ядер Pb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ [34], а в данной работе впервые в эксперименте ALICE с помощью протонных ZDC измерены сечения эмиссии протонов, испускаемых по направлению вперед, в ЭМД ядер  $^{208}\text{Pb}$  в УПС при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ. Измеренные сечения сравниваются с сечениями, предсказываемыми моделью RELDIS [35]. В результате ЭМД после эмиссии нескольких нуклонов обычно образуется одно тяжелое остаточное ядро. Вероятность ядерного деления в ЭМД оценивается ниже 1%. Следовательно, эти сечения эмиссии нуля, одного, двух и трех протонов вместе с эмиссией произвольного ( $>0$ ) числа нейтронов в ЭМД могут быть связаны с сечениями образования различных изотопов свинца, таллия, ртути и золота. Также впервые были измерены сечения каналов ЭМД с эмиссией одного, двух и трех нейтронов вместе с одиночным протоном. Превращение ядра  $^{208}\text{Pb}$  в ядра близких к нему элементов можно отнести к известным в ядерной физике и технике процессам трансмутации (превращения) ядер в результате ядерных реакций, например под действием пучков протонов, выведенных из ускорителя или реакторных нейтронов. Ядра,

образующиеся в результате трансмутации ядер пучка  $^{208}\text{Pb}$ , могут некоторое время циркулировать вместе с ними по траекториям, незначительно отличающимся от траектории  $^{208}\text{Pb}$ , а при сходе с траектории вдали от точки их образования могут попадать в конструкционные элементы ЛНС и приводить к их локальному нагреву [36]. Непосредственно измерить выходы тяжелых вторичных ядер на ЛНС невозможно, но в данной работе показывается, что их выходы в ЭМД можно аппроксимировать с хорошей точностью с помощью сечений эмиссии соответствующего числа нейтронов и протонов, измеряемых с помощью ZDC.

### 1.12.1. Используемые для анализа наборы данных

В настоящей работе был проведен анализ экспериментальных данных, полученных в эксперименте ALICE в 2018 году в специальных сеансах столкновений ядер свинца Pb, направленных на изучение электромагнитной диссоциации (ЭМД). В этих сеансах столкновения проводились в условиях пониженной светимости, примерно в 10 раз ниже стандартного значения, и как следствие с более низким значением «пайлапа» (англ. pileup – эффект множественного наложения событий).

Для анализа данных были отобраны события в соответствии с триггером C1ZED-V-NOPF-UFAST, далее называемым ZED-триггером. Данный триггер срабатывает при наличии сигнала в одном из адронных нейтронных калориметров, ZNC или ZNA, то есть при наличии сигнала хотя бы на одной стороне от точки взаимодействия, С или А, соответственно. ZED-триггер чувствителен к событиям одиночной ЭМД с эмиссией нейтронов на сторонах С или А, а также к событиям взаимной ЭМД и адронным процессам. Видимое сечение триггера ZED-триггера было измерено в соответствующих сеансах столкновений с помощью ван дер Меер скана [37] (англ. vdM scan) и составляет  $\sigma(\text{ZED}) = 420,5 \pm 9,3$  барн.

Далее события были классифицированы на электромагнитные и адронные события по отсутствию и наличию сигнала, соответственно, в электромагнитных калориметрах ZEM. После наложения вето на наличие сигнала в ZEM остается набор данных представляющий и одиночную и взаимную ЭМД. Эффективность ZEM-вето  $\epsilon$  при отборе электромагнитных событий была оценена с каждой стороны из сравнения числа событий каждой нейтронной множественности, полученных (1) путем отбора событий с эмиссией нейтронов на обеих сторонах и (2) путем наложения ZEM-вето. Результирующие  $\epsilon$  для каждой использованной ниже множественности нейтронов приведены в таблице 3.

Таблица 3 – Эффективности ZEM-вето при отборе электромагнитных событий, оцененные на основе данных, для сторон С и А и их статистические погрешности

Множественность нуклонов $i$	$\varepsilon$ (%)	
	Сторона С	Сторона А
1n	$99,91 \pm 0,14$	$99,91 \pm 0,13$
2n	$99,85 \pm 0,33$	$99,85 \pm 0,27$
3n	$99,64 \pm 0,81$	$100,99 \pm 0,52$
Xn	$98,27 \pm 0,07$	$98,44 \pm 0,07$

### 1.12.2. Функции, используемые для описания спектров энерговыделения в ZDC

В результате применения описанных выше условий отбора событий были получены некалиброванные спектры энерговыделения в ZDC, которые далее были откалиброваны с помощью двухэтапной процедуры: 1) спектры были сдвинуты по энергии так, чтобы положение пика, соответствующего пьедесталу оказалось в нуле; 2) шкала энергии была умножена на константу, чтобы среднее расстояние между последовательными пиками, от пьедестала до последнего пика, равнялось 2,51 ТэВ.

Откалиброванные спектры энерговыделения от испущенных по направлению вперед нуклонов в каждом ZDC описываются функциями, представляющими собой сумму гауссианов. Каждый гауссиан представляет собой  $i$ -ый пик и характеризуется средним значением, дисперсией и нормировочной константой, которая соответствует количеству зарегистрированных событий с  $i$  нуклонами.

### 1.12.3. Поправочные коэффициенты на эффективность регистрации нуклонов посредством ZDC

Прежде чем переходить от количества событий каждой множественности нуклонов к соответствующим сечениям, необходимо ввести поправку на эффективность регистрации нуклонов в ZDC. Некоторые нуклоны, испущенные вперед, могут не попасть в ZDC из-за ограниченного акцептанса ZDC и рассеяния нуклонов на различных компонентах ЛНС. Энергия, поглощаемая в ZDC, может быть снижена за счет периферического расположения ливня вторичных частиц и увеличения потерь ливня. Все эти эффекты меняют распределение энергии, регистрируемой в ZDC, в частности, в событиях с большой множественностью нуклонов. Например, один или два нуклона могут быть потеряны в трехнуклонном событии, а это событие может быть ошибочно

идентифицировано, соответственно, как двухнуклонное или как однонуклонное, соответственно. Для получения действительного количества событий с различными множественностями нуклонов необходимо количество зарегистрированных событий умножить на индивидуальные для каждой множественности поправочные коэффициенты, которые были вычислены ранее с помощью Монте-Карло моделирования в ALIROOT на основе модели RELDIS в качестве генератора событий [38]. Таким образом, учитывается эффект обмена событиями между классами множественности из-за потери части нуклонов в событии на пути к ZDC или по причине искажения сигналов в ZDC.

Вычисленные поправочные коэффициенты на эффективность ZDC для каналов без эмиссии протонов ( $0p$ ) и с эмиссией одного, двух и трех протонов ( $1p$ ,  $2p$ ,  $3p$ ) представлены в таблице 4.

Таблица 4 – Поправочные коэффициенты на эффективность регистрации протонов в ZPC и ZPA вместе с их погрешностями вычисления [38]

Множественность нуклонов $i$	Поправочный коэффициент	
	ZPC	ZPA
$0p$	$0,848 \pm 0,015$	$0,852 \pm 0,018$
$1p$	$1,700 \pm 0,058$	$1,666 \pm 0,078$
$2p$	$2,450 \pm 0,173$	$2,405 \pm 0,097$
$3p$	$2,760 \pm 0,653$	$2,570 \pm 0,752$

В случае, когда эмиссия протонов измеряется при условии эмиссии соответствующего количества нейтронов, одного, двух, трех или их произвольного  $>0$  числа ( $1n$ ,  $2n$ ,  $3n$ ,  $Xn$ ), поправочные коэффициенты из таблицы 5 должны быть дополнительно применены к зарегистрированным количествам событий.

Таблица 5 – Поправочные коэффициенты на эффективность регистрации нейтронов в ZNC и ZNA вместе с их погрешностями вычисления [38]

Множественность нуклонов $i$	Поправочный коэффициент	
	ZNC	ZNA
$1n$	$1,064 \pm 0,031$	$1,064 \pm 0,030$
$2n$	$1,092 \pm 0,024$	$1,010 \pm 0,095$
$3n$	$1,057 \pm 0,032$	$1,066 \pm 0,020$
$Xn$	$0,90 \pm 0,06$	$0,92 \pm 0,04$

Поправочные коэффициенты на эффективность регистрации нуклонов, представленные в таблицах 4 и 5, также показаны на рисунке 55. Как видно, вычисленные для сторон A и C поправочные коэффициенты хорошо согласуются между собой.

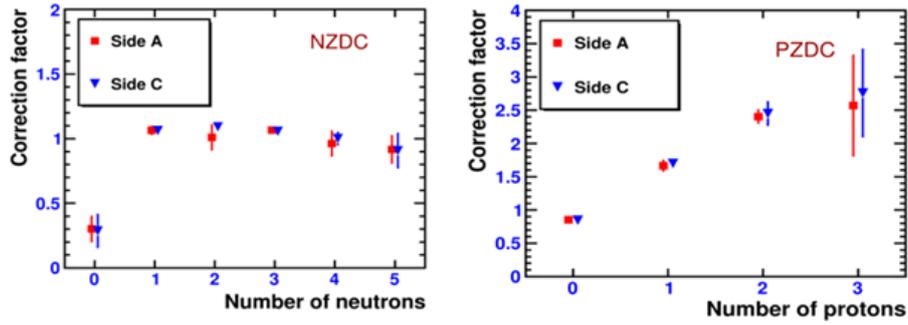


Рисунок 55 – Поправочные коэффициенты на эффективность регистрации нуклонов передними адронными калориметрами ZNA, ZNC (слева) и ZPA, ZPC (справа) и погрешности их определения

#### 1.12.4. Корреляции сигналов в нейтронных и протонных калориметрах ZDC

Отобранные наборы данных содержат только события одиночной и взаимной ЭМД, в то время как адронные события исключены наложением вето на сигнал в электромагнитных калориметрах ZEM. На рисунке 56 представлены корреляции между энергиями, выделившимися в (1) нейтронных ZDCs на противоположных сторонах (ZNA vs ZNC); (2) в протонном и нейтронном ZDCs на стороне C (ZPC vs ZNC); (3) и, аналогично, на стороне A (ZPA vs ZNA). Сплошные черные линии обозначают местонахождение однопротонного пика.

Корреляции между энергиями в ZNA и ZNC, представленные на левой панели рисунка 56, демонстрируют преобладание электромагнитных событий около энергии 2,51 ТэВ, соответствующей вылету одного нейтрона на стороне A или C. Хотя эмиссия одного нейтрона на каждой стороне доминирует, взаимная эмиссия двух и трех нейтронов на обеих сторонах также хорошо видна. Подобные корреляции были представлены ранее для меньшей энергии пучка  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в работе [34].

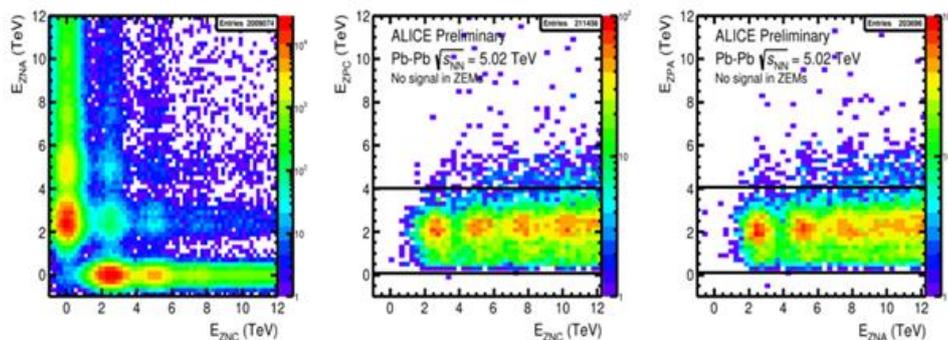


Рисунок 56 – Корреляции между сигналами в двух ZDCs для электромагнитных событий: ZNA и ZNC (слева), ZPC и ZNC (в центре), ZPA и ZNA (справа). Сплошные черные линии определяют границы однопротонного пика

Корреляции в нейтронных и протонных калориметрах ZDC в событиях ЭМД, а именно, ZPC и ZNC, ZPA и ZNA, представленные на центральной и правой панели на рисунке 56 для сторон С и А, соответственно, были получены из данных эксперимента ALICE впервые. На графиках явно видна асимметрия в соотношении между нейтронами и протонами. Заметно большая множественность нейтронов по отношению к множественности протонов объясняется двумя причинами. Во-первых, эмиссия протонов из ядра  $^{208}\text{Pb}$  за счет поглощения низкоэнергетичных фотонов подавляется кулоновским барьером ядра, обеспечивая доминирование эмиссии нейтронов. Во-вторых, нужно помнить, что эти распределения не скорректированы на эффективность протонных ZDC. Тем не менее на рисунке 56 хорошо видна эмиссия одного протона (1p) с 1, 2 и 3 нейтронами, испущенными тем же ядром. Такие события могут быть использованы для оценки рождения вторичных ядер таллия  $^{81}\text{Tl}$ , как описано ниже.

Распределения энергии протонов, испущенных по направлению вперед, в ZPC и ZPA представлены на рисунке 57. Эти распределения получены для электромагнитных событий при условии наличия хотя бы одного нейтрона в ZDC на стороне А или С. Как видно, в спектрах энерговыделения протонных ZDC могут быть идентифицированы пики 1p, 2p и 3p, но не 4p. Поэтому были измерены только выходы одного, двух и трех протонов в ЭМД ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$ .

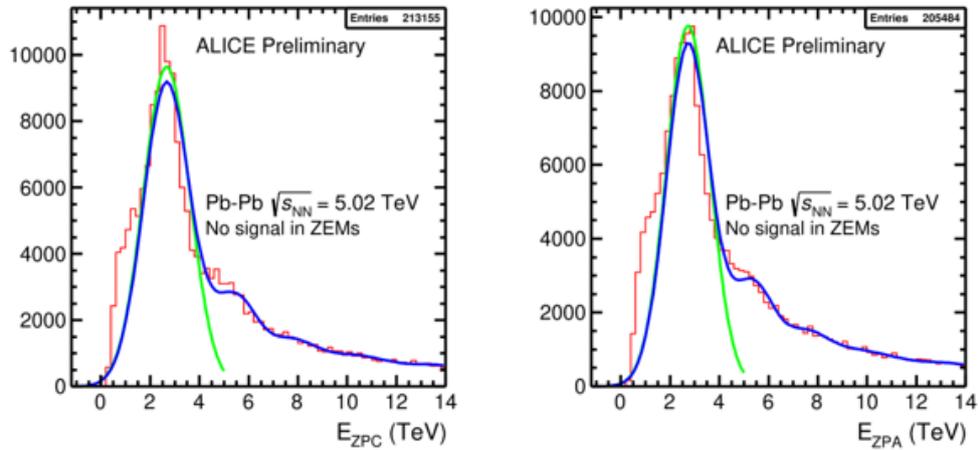


Рисунок 57 – Распределения энергии в протонных калориметрах ZPC и ZPA от электромагнитных событий (гистограммы) и результат их фитирования (кривые), представленный суммой гауссианов

Сечения отдельных каналов ЭМД  $\sigma(ip)$  с заданным числом протонов  $i$  были получены путем нормирования на видимое сечение ZED-триггера  $\sigma(\text{ZED})$ , зарегистрированного в ZDC числа событий в каждом канале, извлеченных из гауссианов и поправленных на эффективность. Полное число событий ZED-триггера в используемом

наборе данных составляло  $2,05 \times 10^6$ .

Полная систематическая погрешность измеренных сечений складывается из вкладов различных источников, а именно: (1) погрешность определения видимого сечения ZED-триггера величиной 2,2% [37]; (2) погрешности, связанные с корреляциями между параметрами фитирования (погрешности фитирования); (3) погрешности поправочных коэффициентов на эффективность ZDC [38]; (4) погрешность из-за разницы  $\delta$  между поперечными сечениями, измеренными на сторонах С и А. Эти вклады в полную систематическую погрешность для каждого канала ЭМД представлены в таблице. Следует отметить, что для канала ( $0p$ ,  $Xn$ ) нет погрешности фитирования, поскольку измеряются все события в спектрах нейтронных калориметрах ZDC при отсутствии сигнала в протонных калориметрах ZDC.

Таблица 6 – Вклады различных погрешностей в полную систематическую погрешность

Множественность		Погрешность (%)				Полная погрешность (%)
протонов	нейтронов	$\sigma(ZED)$	фитирования	поправочных коэффициентов	из-за разницы сечений на сторонах С и А	
$0p$	$Xn$	2,2	0,0	8,39	1,79	8,85
1p	1n		3,17	7,10	2,60	8,49
	2n		5,34	11,09	3,19	12,90
	3n		7,47	6,93	9,90	14,35
	$Xn$		0,47	9,89	3,83	10,84
2p	$Xn$		1,45	11,53	3,93	12,46
3p	$Xn$		10,15	37,85	19,66	43,90

Более того, эффект «пайлапа» может также вносить вклад в систематическую погрешность измеренных сечений  $\sigma(ip)$ , однако из-за пониженной величины «пайлапа» для данного набора данных вероятность множественного взаимодействия в одном событии составляет 0,17%, чем можно пренебречь.

Сечения  $0p$ -,  $1p$ -,  $2p$ - и  $3p$ -эмиссии с произвольным ( $>0$ ) числом нейтронов приведены в таблице в сравнении с предсказаниями модели RELDIS. Из-за использования отбора по ZED-триггеру события с эмиссией протонов при отсутствии

нейтронов с обеих сторон отбрасываются. RELDIS предсказывает, что безнейтронные события ЭМД составляют около 3% от событий одиночной ЭМД. Однако события взаимной ЭМД с протонами и при отсутствии нейтронов на одной стороне, но с хотя бы одним нейтроном на противоположной стороне, могут быть зарегистрированы. Таким образом, следующие результаты для сечений эмиссии протонов были получены при условии, что хотя бы один нейтрон попадает в нейтронный калориметр ZDC на той же стороне, чтобы избежать неоднозначности.

Как видно из таблицы, RELDIS занижает сечения эмиссии одного, двух и трех протонов вместе с хотя бы одним нейтроном, но с учетом представленных погрешностей сечения довольно близки к RELDIS. Напротив, сечение  $(0p, Xn)$  оказывается завышено моделью.

Таблица 7 – Видимые сечения эмиссии нуля, одного, двух и трех протонов вместе с произвольным ( $>0$ ) числом нейтронов на сторонах C и A с их статистическими погрешностями, а также средние между ними со статистическими и систематическими погрешностями с поправками на эффективность, измеренные для ЭМД ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ. Для сравнения приведены соответствующие сечения, рассчитанные с помощью RELDIS

ZP	ZN	$\sigma(ip)$ (б)		$\sigma(ip)$ (б)	$\sigma^{\text{RELDIS}}(ip)$ (б)
		Сторона C	Сторона A		
0p	Xn	$166,55 \pm 0,22$	$166,61 \pm 0,22$	$131,0 \pm 0,1 \pm 11,6$	$155,5 \pm 7,8$
1p	Xn	$22,16 \pm 0,08$	$20,99 \pm 0,08$	$33,59 \pm 0,09 \pm 3,64$	$31,6 \pm 1,6$
2p	Xn	$6,41 \pm 0,04$	$6,05 \pm 0,04$	$13,98 \pm 0,06 \pm 1,74$	$11,2 \pm 0,6$
3p	Xn	$2,56 \pm 0,02$	$2,04 \pm 0,02$	$5,69 \pm 0,04 \pm 2,50$	$5,3 \pm 0,3$

Измеренные сечения также показаны на рисунке 58 вместе с результатами вычислений с помощью модели RELDIS для тех же сечений, а также с расчетными сечениями образования отдельных вторичных ядер: Pb, Tl, Hg, Au.

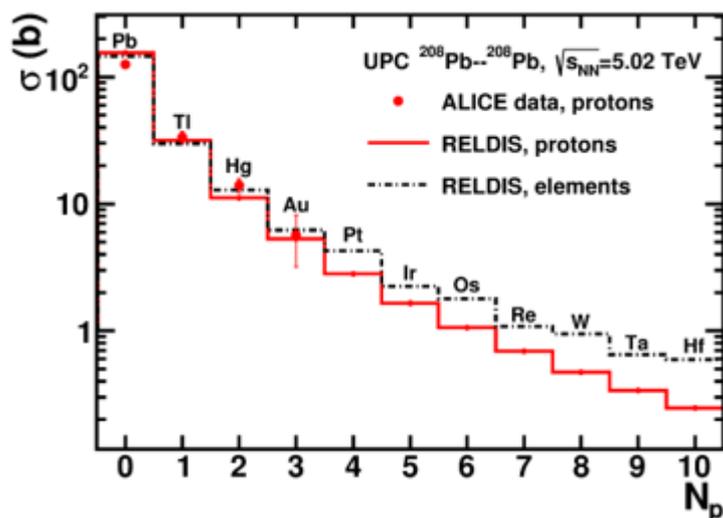


Рисунок 58 – Измеренные сечения эмиссии определенного числа протонов в УПС ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  с энергией  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  ТэВ (точки) и сечения, вычисленные с помощью RELDIS (сплошная гистограмма). Вычисленные сечения образования вторичных ядер, Pb, Tl, Hg, Au и др., представлены пунктирно-точечной гистограммой с указанием символов элементов

### 1.12.5. Эмиссия нейтронов и одиночного протона, связываемая с рождением изотопов таллия $^{204,205,206}\text{Tl}$

Как видно из рисунка 56, на корреляциях между распределениями энергии в нейтронных и протонных ZDC, расположенных на одной стороне, видно три отдельных пика, соответствующих эмиссии одного, двух и трех нейтронов вместе с эмиссией одного протона. Вычисленные с помощью модели RELDIS сечения, соответствующие данным событиям, не полностью соответствуют сечениям рождения следующих изотопов таллия  $^{206}\text{Tl}$ ,  $^{205}\text{Tl}$ ,  $^{204}\text{Tl}$ , из-за рождения дополнительных частиц, например  $\pi$ -мезонов. Тем не менее, согласно RELDIS, сечения рождения изотопов таллия  $^{204,205,206}\text{Tl}$  могут быть оценены с помощью измеренных сечений соответствующей нуклонной эмиссии, так как их отклонение не превышает 10%.

Для того чтобы отобрать события с одним протоном, вылетающим вместе с нейтронами, были рассмотрены распределения энергии в ZPA и ZPC для электромагнитных событий с одним, двумя и тремя нейтронами. Верхний предел энергии, соответствующей трем нейтронам, оценивается на уровне 8,5 ТэВ, см. рисунок 59. Это дает оптимальный интервал энергий  $\mu_1 \pm 3\sigma_1$ , содержащий подавляющее число (99%) однопротонных событий. Указанный интервал энергии ограничен на рисунке 56 черными линиями, а проекция распределения на ось энергий в протонном ZDC дает четкий 1p-пик в форме гауссиана.

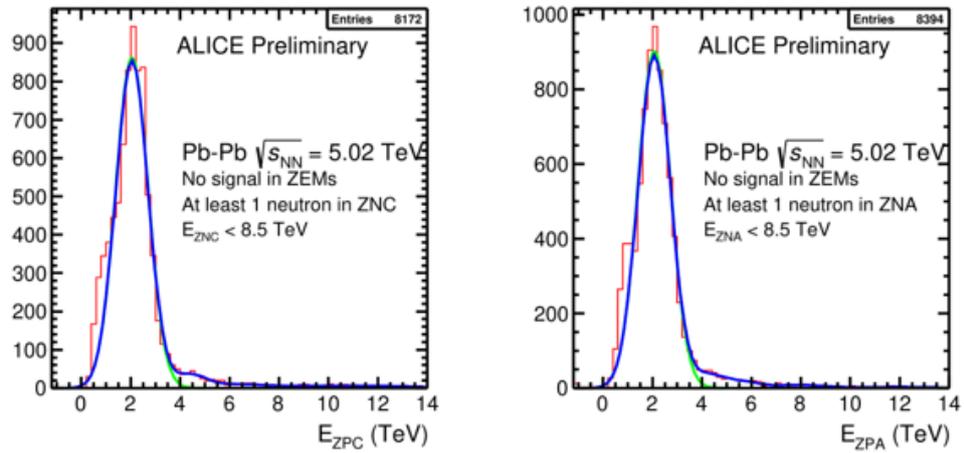


Рисунок 59 – Распределения энергии в протонных калориметрах ZPC и ZPA от электромагнитных событий (гистограммы) при условии эмиссии не более 3 нейтронов на той же стороне и результат их фитирования (кривые), представленный суммой гауссианов

После определения области, соответствующей однопротонному пику в корреляциях на рисунке 56, с помощью ее проектирования можно получить распределения энергии в нейтронных калориметрах ZNC и ZNA. Такие проекции дают одно-, двух- и трехнейтронные пики, что и демонстрирует рисунок 60.

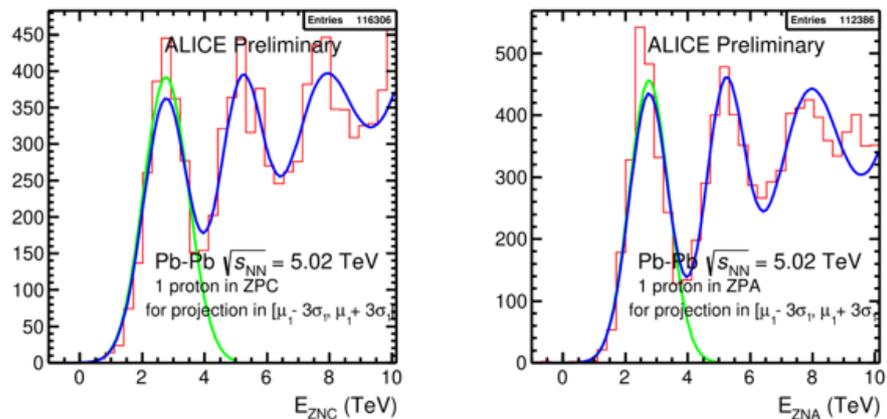


Рисунок 60 – Распределения энергии в нейтронных калориметрах ZNC и ZNA для электромагнитных событий, соответствующих однопротонной эмиссии (гистограммы) и соответствующие фитирующие функции (сплошные кривые), представляющие собой сумму гауссианов

Измеренные сечения эмиссии нуклонов, вылетающих вперед в результате ЭМД ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  с энергией  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02\text{ТэВ}$ , связанные с рождением изотопов таллия  $^{204,205,206}\text{Tl}$ , представлены в таблице в сравнении с результатами вычислений с помощью модели RELDIS. Сечения, измеренные на стороне C, хорошо согласуются с сечениями на

стороне А, но сечения с поправкой на акцептанс остаются намного ниже сечений, вычисленных с помощью модели RELDIS.

Таблица 8 – Видимые сечения и их статистические погрешности с поправкой на эффективность сечения эмиссии нуля, одного, двух и трех нейтронов вместе с одним протоном, вычисленные как среднее между сечениями на сторонах С и А, в ЭМД ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  при энергии  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  ТэВ, и их статистические и систематические погрешности. Для сравнения приведены сечения, вычисленные с помощью RELDIS

ZN	ZP	$\sigma(in, 1p)$ (б)		$\sigma(in, 1p)$ (б)	$\sigma^{\text{RELDIS}}(in, 1p)$ (б)
		Сторона С	Сторона А		
1n	1p	$0,44 \pm 0,01$	$0,47 \pm 0,01$	$0,82 \pm 0,01 \pm 0,07$	$3,67 \pm 0,18$
2n	1p	$0,46 \pm 0,01$	$0,48 \pm 0,01$	$0,83 \pm 0,01 \pm 0,11$	$3,53 \pm 0,17$
3n	1p	$0,68 \pm 0,01$	$0,81 \pm 0,01$	$1,32 \pm 0,02 \pm 0,19$	$3,12 \pm 0,16$

Измеренные сечения эмиссии нейтронов вместе с одиночным протоном представлены на рисунке б1 в сравнении с результатами RELDIS для тех же сечений, а также с рассчитанными сечениями образования соответствующих изотопов Tl. Согласно RELDIS, сечения образования изотопов Tl на 5–10% выше, чем сечения эмиссии соответствующего числа нейтронов вместе с одиночным протоном, но в общем случае, сечения эмиссии нейтронов вместе с одиночным протоном можно связать с сечениями образования соответствующих изотопов таллия.

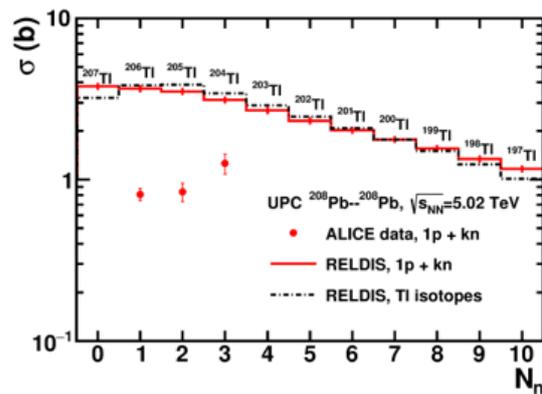


Рисунок б1 – Измеренные сечения эмиссии нейтронов вместе с одиночным протоном в УПС ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  с энергией  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  ТэВ (точки) и сечения, вычисленные с помощью RELDIS (сплошная гистограмма). Вычисленные сечения образования изотопов таллия представлены пунктирно-точечной гистограммой с указанием символов элементов

### 1.13. Моделирование спектаторной материи в $^{16}\text{O}$ — $^{16}\text{O}$ столкновениях на ЛНС

Изучено образование спектаторов в  $^{16}\text{O}$ — $^{16}\text{O}$  столкновениях, которые планируется исследовать в будущих сеансах на ЛНС [39]. Известно, что благодаря альфа-кластеризации нуклонов в  $^{16}\text{O}$  возможна примесь тетраэдрического состояния в основном состоянии этого ядра, см., в частности, работу [40]. Значительно ранее ([41]) было обнаружено, что виртуальное связанное состояние альфа-частицы и ядра  $^{12}\text{C}$  в ядре  $^{16}\text{O}$  влияет на реакции переноса и выбивания альфа-частиц с участием  $^{16}\text{O}$ . Однако только недавно было показано, что начальная геометрия столкновения, эксцентриситет зоны перекрытия ядер [42], коллективные потоки [43, 44] и рождение D-мезонов [45] в релятивистских  $^{16}\text{O}$ — $^{16}\text{O}$  столкновениях частично зависят от альфа-кластеризации в  $^{16}\text{O}$ . При этом влияние кластеризации в  $^{16}\text{O}$  на спектаторную материю, образующуюся в  $^{16}\text{O}$ — $^{16}\text{O}$  столкновениях при энергиях ЛНС, до сих пор не рассматривалось. Поскольку такое влияние должно быть исследовано, то в настоящей работе сделан первый шаг в этом направлении.

Состав спектаторной материи столкновениях  $^{16}\text{O}$  с  $^{16}\text{O}$  и другими ядрами моделировался с помощью Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (AAMCC) [46] с двумя параметризациями распределений ядерной плотности в  $^{16}\text{O}$  без учета кластерных эффектов. Для проверки модели были вычислены и сопоставлены с экспериментальными данными [47, 48] вероятности и сечения образования определённых элементов, а также вероятности выхода одной, двух или трех спектаторных альфа-частиц в результате взаимодействий релятивистских ядер кислорода в ядерной фотоэмульсии:  $^{16}\text{O}$ —Em (AgBr + CNO). Для столкновений  $^{16}\text{O}$ — $^{16}\text{O}$  при  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=6,37$  ТэВ на ЛНС был вычислен состав ядер-спектаторов, а также распределения по множественности нейтронов, а также нуклонов (нейтронов и протонов в сумме). Эти результаты позволят оценить эффективность Zero Degree Calorimeters (ZDC) в экспериментах на ЛНС и влияние вторичных ядер на компоненты этого ускорителя.

#### 1.13.1. Описание модели

В настоящей работе разработанная ранее модель AAMCC [46] была дополнена моделью предравновесного распада спектаторной материи, основанной на алгоритме кластеризации Minimum Spanning Tree (MST). Моделирование каждого события в AAMCC происходит в несколько этапов. На первом этапе abrasion с помощью модели Glauber Monte Carlo (Glauber MC) [49] определяются размеры и форма префрагментов-спектаторов от обоих сталкивающихся ядер. В Glauber MC доступны два способа розыгрыша положений нуклонов в исходных ядрах  $^{16}\text{O}$  [50]: в соответствии с

распределениями плотности на основе волновых функций гармонического осциллятора (НО) и на основе предварительно вычисленных шестнадцатинуклонных конфигураций (DW), которые учитывают двух- и трехнуклонные взаимодействия, см. подробности в работе [42]. При этом оба распределения не учитывают альфа-кластеризацию. На втором этапе ablation энергия возбуждения префрагментов определяется с помощью гибридного подхода: формула Эриксона [51] используется для периферических столкновений с выбиванием менее 15% нуклонов из  $^{16}\text{O}$ , в противном случае применяется параметризация ALADIN [52]. Алгоритм MST-кластеризации применяется к обоим префрагментам на этапе ablation для определения вторичных кластеров и их энергий возбуждения в зависимости от их размера. Наконец, распады кластеров моделируются с помощью моделей испарения и Fermi break-up из библиотеки Geant4 [53].

### **1.13.2. Образование ядер различных элементов в качестве спектаторов при взаимодействии $^{16}\text{O}$ в ядерной фотоэмульсии**

Вычисленные с помощью ААМСС-MST вероятности образования ядер-спектаторов различных элементов, таких как He, Li, Be, B, C или N, в результате столкновений ядер  $^{16}\text{O}$  с энергией 200 ГэВ/нуклон с легкими ядрами (CNO) ядерной фотоэмульсии представлены на рисунке 62. Как видно из этого рисунка, экспериментальные данные [47] по выходам He и Li хорошо описываются ААМСС с параметризацией ядерной плотности DW. Аналогичные данные по выходам Be, B и N [47] находятся в разумном согласии с расчетами с DW, а также с параметризацией НО. При этом в обоих случаях выход ядер углерода недооценивается теорией. Подобное занижение моделью ААМСС выхода ядер углерода наблюдается и для сечения изменения заряда, измеренного в  $^{16}\text{O}$ - $^{12}\text{C}$  столкновениях [48], в то время как образование азота хорошо описывается ААМСС, использующей параметризацию DW.

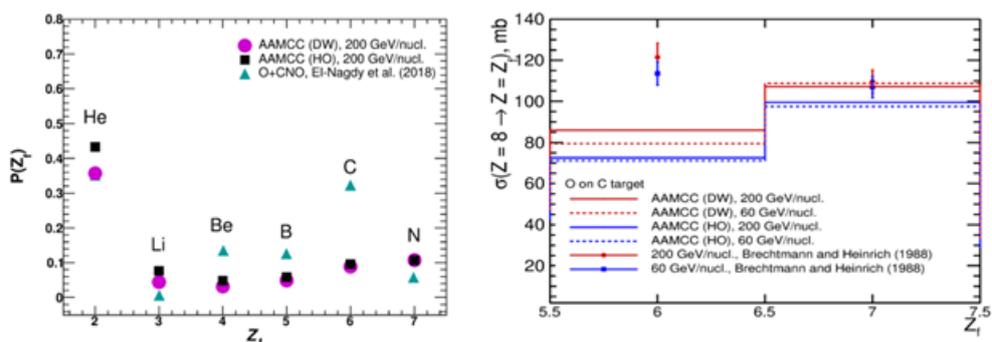


Рисунок 62 – Слева: результаты ААМСС для вероятностей (кружки и квадраты) образования вторичных ядер определённых элементов в результате столкновений ядер  $^{16}\text{O}$  с энергией 200 ГэВ/нуклон с легкими ядрами (CNO) ядерной фотоэмульсии в сравнении с экспериментом [47] (треугольники). Справа: результаты ААМСС для сечений изменения заряда (гистограммы) ядер  $^{16}\text{O}$  с энергиями 60 и 200 ГэВ/нуклон при взаимодействии с углеродной мишенью в сравнении с экспериментом [48] (точки). В расчетах использовались распределения ядерной плотности DW и HO

Недооценку моделью выхода ядер углерода в качестве спектаторов можно объяснить пренебрежением виртуальным связанным состоянием альфа-частицы и ядра  $^{12}\text{C}$  [41] в исходном  $^{16}\text{O}$ . С определённой вероятностью на стадии abrasion составляющие нуклоны альфа-частицы могут быть выбиты, оставляя ядро  $^{12}\text{C}$  в качестве спектатора.

### 1.13.3. Выходы $^4\text{He}$ в $^{16}\text{O}$ — Em

Еще один аргумент в поддержку существования альфа-кластеризации в  $^{16}\text{O}$  можно найти на рисунке 63. На нем представлены вычисленные с помощью модели ААМСС вероятности образования альфа-частиц в качестве спектаторов в результате взаимодействий  $^{16}\text{O}$  с различными энергиями в ядерной эмульсии. На том же рисунке представлены экспериментальные данные нескольких экспериментов из работы [47]. Из рисунка видно, что вероятности образования одной, двух и трех альфа-частиц при начальной энергии 3,7 ГэВ/нуклон, вычисленные ААМСС с опциями HO и DW, оказываются ниже измеренных вероятностей [47]. Из рисунка 63 также следует, что вычисленные и измеренные вероятности образования альфа-частиц в столкновениях  $^{16}\text{O}$  с группой тяжелых ядер фотоэмульсии слабо зависят от начальной энергии  $^{16}\text{O}$  в диапазоне от 2 ГэВ/нуклон до 200 ГэВ/нуклон. При этом вычисления занижают вероятности образования двух и трех альфа-частиц, а вероятность канала с одной альфа-частицей завышается. Такое несоответствие можно объяснить пренебрежением альфа-кластеризацией в исходном  $^{16}\text{O}$  [40].

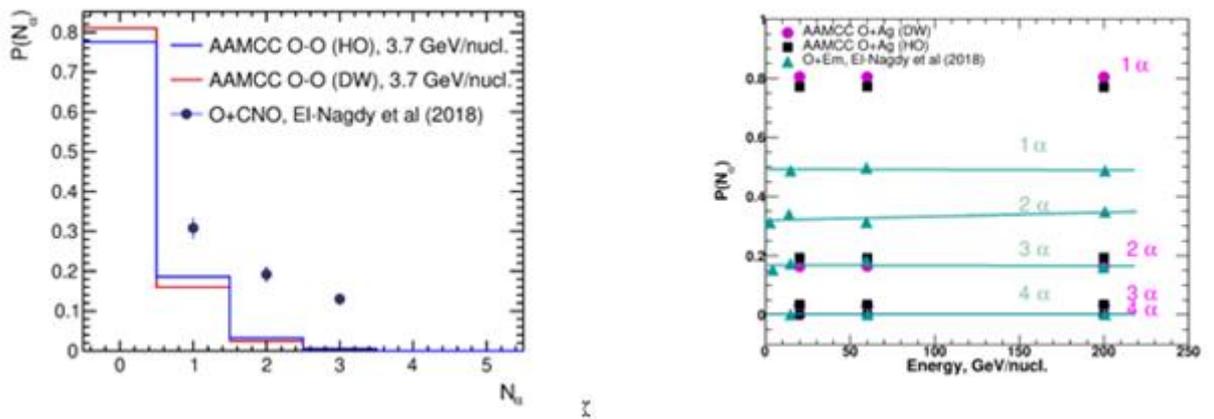


Рисунок 63 – Слева: вероятности образования определённого числа альфа-частиц в качестве спектаторов в результате столкновений ядер  $^{16}\text{O}$  с энергией 3,7 ГэВ/нуклон с легкими ядрами (CNO) в ядерной фотоэмульсии, вычисленные с помощью модели ААМСС (гистограммы). Справа: аналогичные вероятности в зависимости от энергии  $^{16}\text{O}$ , но в столкновениях с тяжелыми ядрами (кружки и квадраты). Соответствующие экспериментальные данные из работы [47] представлены на обеих панелях различными точками

#### 1.13.4. Нуклоны-спектаторы и ядра-спектаторы в $^{16}\text{O}$ – $^{16}\text{O}$ столкновениях на БАК

Как известно, две пары передних адронных калориметров (Zero Degree Calorimeters) установлены в эксперименте ALICE на БАК с каждой стороны от точки взаимодействия [54]. Они обозначаются как ZN и ZP и используются для регистрации, соответственно, вылетающих вперёд нейтронов и протонов. Помимо решения других задач, в эксперименте ALICE нейтронные калориметры ZN использовались для оценки центральности в  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях. Ввиду планирования будущих сеансов  $^{16}\text{O}$ – $^{16}\text{O}$  столкновений на LHC необходимо оценить эффективность работы ZN для определения центральности столкновений таких легких ядер. Кроме того, важно оценить сечения образования определённых вторичных ядер. Те из них, у которых отношение заряда к массе  $Z/M_F$  близко к  $^{16}\text{O}$ , могут двигаться в магнитном поле LHC достаточно далеко от точки взаимодействия и попадать в отдельные компоненты коллайдера, создавая на них радиационную и тепловую нагрузку.

#### 1.13.5. Свободные нейтроны и нуклоны-спектаторы

Вычисленные с помощью ААМСС сечения образования определённого числа нейтронов-спектаторов и нуклонов-спектаторов (нейтронов + протонов) в столкновениях  $^{16}\text{O}$ – $^{16}\text{O}$  при  $\sqrt{s_{NN}}=6,37$  ТэВ представлены на рисунке 64. Расчеты выполнялись с

параметризациями НО и DW распределений ядерной плотности в  $^{16}\text{O}$ . Как видно из рисунка 64, несколько более высокая множественность нуклонов-спектаторов предсказывается вариантом модели ААМСС с использованием DW по сравнению с вариантом с НО. Это увеличение связано с более широким распределением ядерной плотности, которое в варианте DW распространяется на большие радиусы.

Следует подчеркнуть, что в противоположность  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениям, которые практически всегда сопровождаются эмиссией нейтронов-спектаторов, согласно модели ААМСС  $^{16}\text{O}$ – $^{16}\text{O}$  столкновения без нейтронов, или даже вообще без нуклонов, наиболее вероятны. В таких случаях все нуклоны-спектаторы остаются связанными в ядерные фрагменты, и поэтому ни ZN, ни ZP не подходят для определения центральности посредством регистрации исключительно свободных нуклонов-нуклонов.

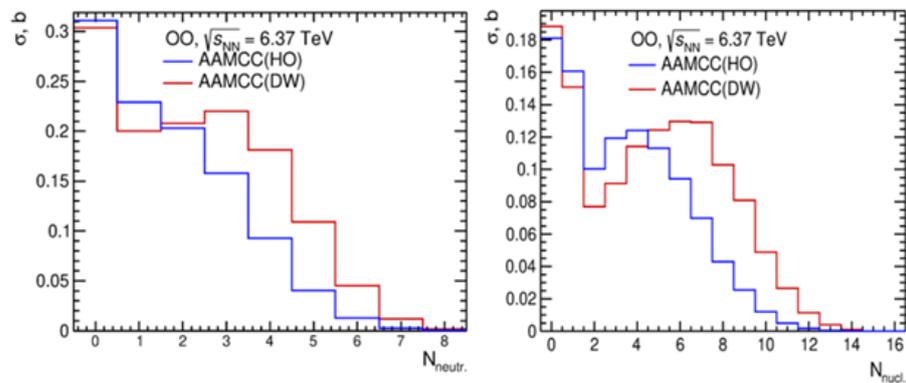


Рисунок 64 – Вычисленные с помощью ААМСС сечения образования определённого числа нейтронов-спектаторов (слева) и нуклонов-спектаторов (суммарно нейтронов и протонов) (справа) в  $^{16}\text{O}$ – $^{16}\text{O}$  столкновениях при  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=6,37$  ТэВ. Сечения были получены с помощью двух вариантов параметризации ядерной плотности, НО и DW в  $^{16}\text{O}$

### 1.13.6. Ядра-спектаторы

Сечения образования ядер-спектаторов с определённым зарядом  $Z$  и отношением заряда к массе  $Z/M_F$  в  $^{16}\text{O}$ – $^{16}\text{O}$  столкновениях при  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=6,37$  ТэВ были вычислены с помощью модели ААМСС с использованием параметризаций ядерной плотности НО и DW в  $^{16}\text{O}$ . Эти сечения представлены на рисунке 65. Расчеты с использованием НО и DW предсказывают образование одних и тех же ядер-спектаторов в  $^{16}\text{O}$ – $^{16}\text{O}$ , а именно  $^{13-15}\text{O}$ ,  $^{13-15}\text{N}$ ,  $^{10-14}\text{C}$ ,  $^{10-13}\text{B}$ ,  $^{7,9,10}\text{Be}$ ,  $^{6-8}\text{Li}$ ,  $^{3,4,6}\text{He}$ ,  $^{1-3}\text{H}$ , но с разными сечениями.

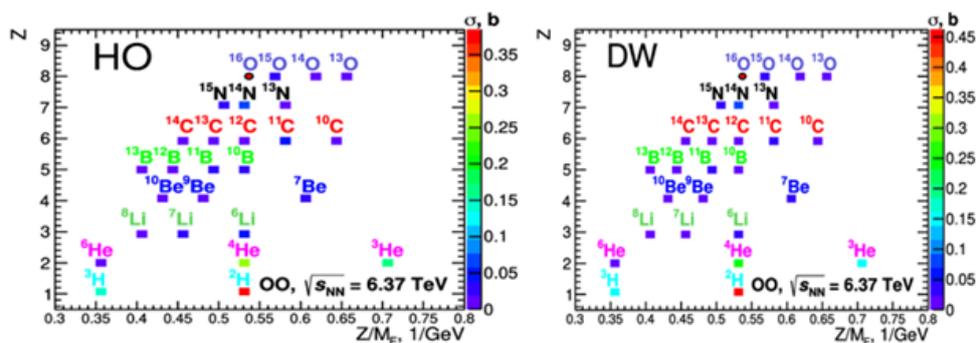


Рисунок 65 – Сечения образования ядер-спектаторов с определённым зарядом  $Z$  и отношением заряда к массе  $Z/M_F$  в  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}}=6,37$  ТэВ на LHC. Сечения были получены с помощью параметризаций HO (слева) и DW (справа) ядерной плотности в  $^{16}\text{O}$ . Красные кружки обозначают начальные ядра  $^{16}\text{O}$

Согласно результатам ААМСС, представленным на рисунке 65, наиболее распространенными ядрами-спектаторами являются  $^2\text{H}$  и  $^4\text{He}$ . Эти дейтроны и альфа-частицы, наряду с другими ядрами с отношением  $Z/M_F$  близким к  $^{16}\text{O}$ , в частности,  $^6\text{Li}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ , должны быть отделены от пучка  $^{16}\text{O}$  коллиматорной системой LHC, чтобы избежать столкновений ядер, отличных от  $^{16}\text{O}$  в точках пересечения пучков, а также ослабить возможное воздействие вторичных ядер на чувствительные компоненты коллайдера.

#### 1.14. Анализ возможности регистрации $\Sigma^0$ с использованием детектора ФОС

Выполнена работа по оценке возможности регистрации  $\Sigma^0$  с использованием детектора ФОС эксперимента ALICE. Основным каналом распада  $\Sigma^0$  является следующий канал  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ . Преимущественным способом регистрации  $\Sigma^0$  является восстановление  $\Lambda^0$  и  $\gamma$  в трековой системе эксперимента ALICE. Детектирование  $\Lambda^0$  происходит посредством восстановления вершины V0 после распада на протон и  $\pi$ . Обнаружение гамма кванта осуществляется тоже по восстановлению вершины V0 после распада на пару  $e^+e^-$ . В то же время возможна регистрация гамма квантов на прямую в детекторе ФОС.

Проводилось сравнение результатов определения инвариантной массы пары  $\Lambda^0$  и  $\gamma$  на основе анализа экспериментальных данных, собранных в Run2 в 2016-2018 годах, с результатами моделирования. На рисунке 66 представлена зависимость инвариантной массы от различных интервалов  $P_t$ . Данные результаты получены после обработки экспериментальных данных, набранных в LHC16dehijkl, LHC17ghijklmo, LHC18bdefilmop ранах. На рисунке 67 представлен пример определения инвариантной массы при обработке экспериментальных данных в определенном интервале переданных импульсов. На рисунке 68 (слева) представлено отношение сигнала к комбинаторному

фону как экспериментальные точки, также представлен результат фитирования этого отношения функцией, состоящей из суммы полинома и нормального распределения. Также на рисунке 67 (слева) представлен вид только полинома и только нормального распределения, соответствующего фитированию сигнала. На рисунке 67 (в центре) представлено распределение экспериментальных данных и два распределения, описывающие комбинаторный фон. Одно из них соответствует скорректированному фону.

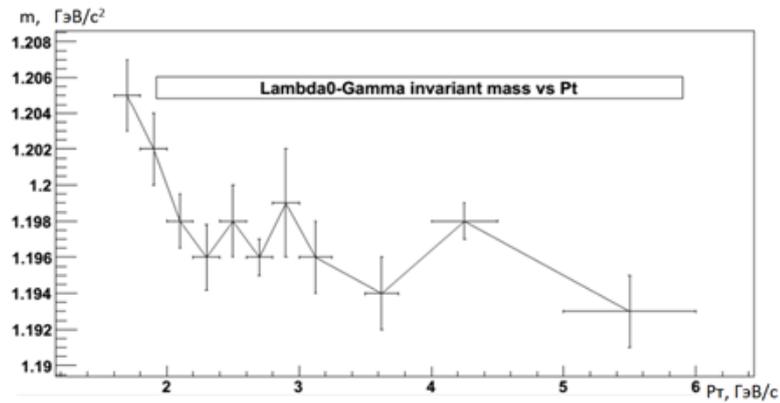


Рисунок 66 – Зависимость инвариантной массы от поперечного импульса гамма кванта. Результаты обработки экспериментальных данных

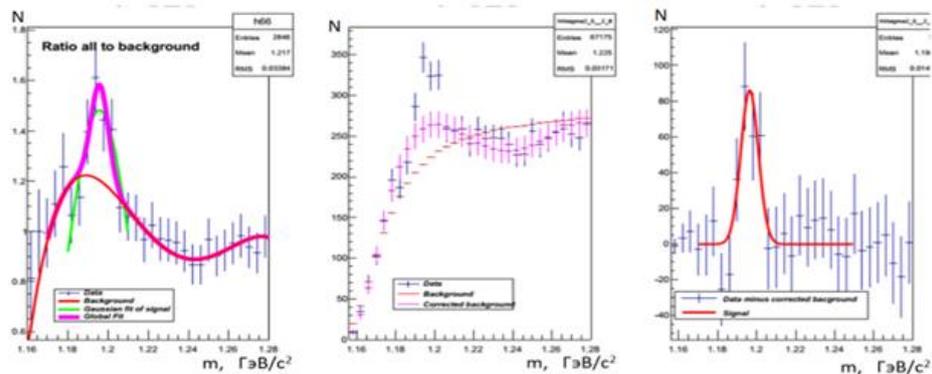


Рисунок 67 – Определение инвариантной массы пары в некотором интервале переданных импульсов

На рисунке 67 представлен результат вычитания скорректированного фона из сигнала. Затем проводилось фитирование, полученного результата в интервале, близком к массе  $\Sigma^0$ . Таким образом, были получены все значения, представленные на рисунке 66.

На рисунке 68 представлены результаты обработки моделирования. Видно значительное расхождение результатов обработки реальных данных с результатами обработки данных моделирования, особенно в области больших переданных импульсов Pt.

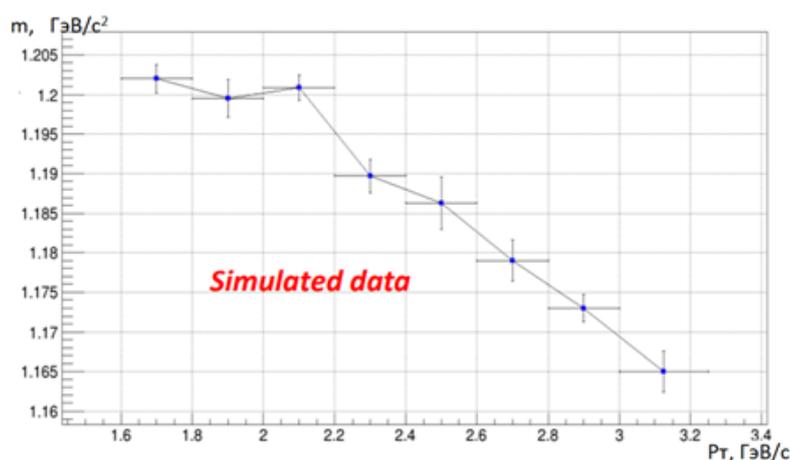


Рисунок 68 – Зависимость инвариантной массы от поперечного импульса гамма кванта. Результат обработки данных моделирования

С целью определения причин такого значительного расхождения был проведен анализ вклада в пик по инвариантным массам от различных источников. Полученные результаты представлены на рисунках 69 и 70. Из рисунков 69 и 70 следует, что значительный вклад в пик обусловлен гамма квантами от распадов  $\pi^0$  и первичных  $\Lambda^0$ , т.е.  $\Lambda^0$  не от распада  $\Sigma^0$ . С целью ограничить вклад от этих источников было получено распределение по DCA для  $\Lambda^0$  (расстоянию до ближайшего родителя). Данные распределения представлены на рисунке 71. Малиновым цветом показано распределение для  $\Lambda^0$ , которые образовались от распада  $\Sigma^0$ .

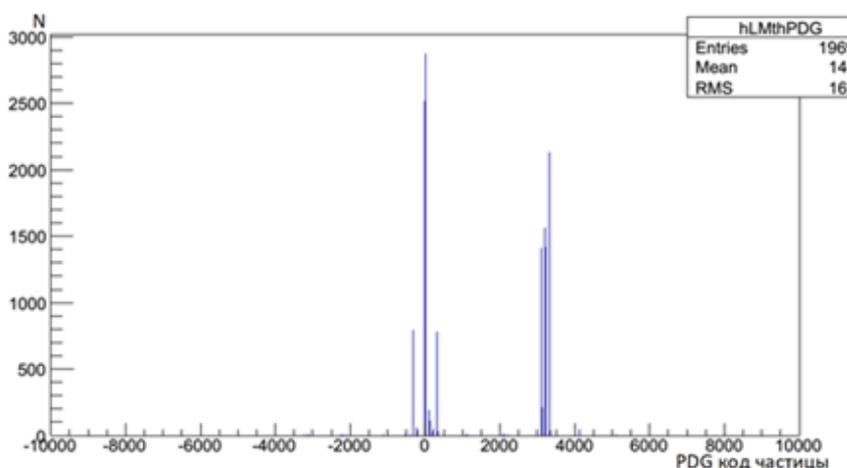


Рисунок 69 – Распределение по источникам вклада в пик по инвариантным массам

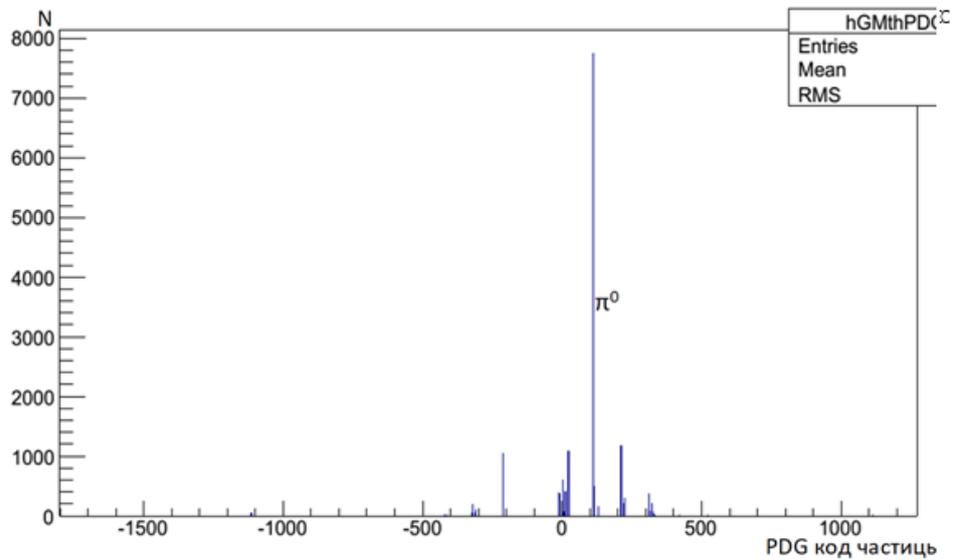


Рисунок 70 – Распределение по источникам вклада в пик по инвариантным массам

Из распределения, представленного на рисунке 71, можно сделать вывод, что использование ограничения на  $DCA < 0,2$ , возможно, позволит отделить от вклада в пик по инвариантным массам прямых  $\Lambda^0$ . На рисунке 72 представлены распределения по инвариантной массе пары  $\Lambda^0$  и  $\gamma$ . Данные получены после обработки результатов моделирования.

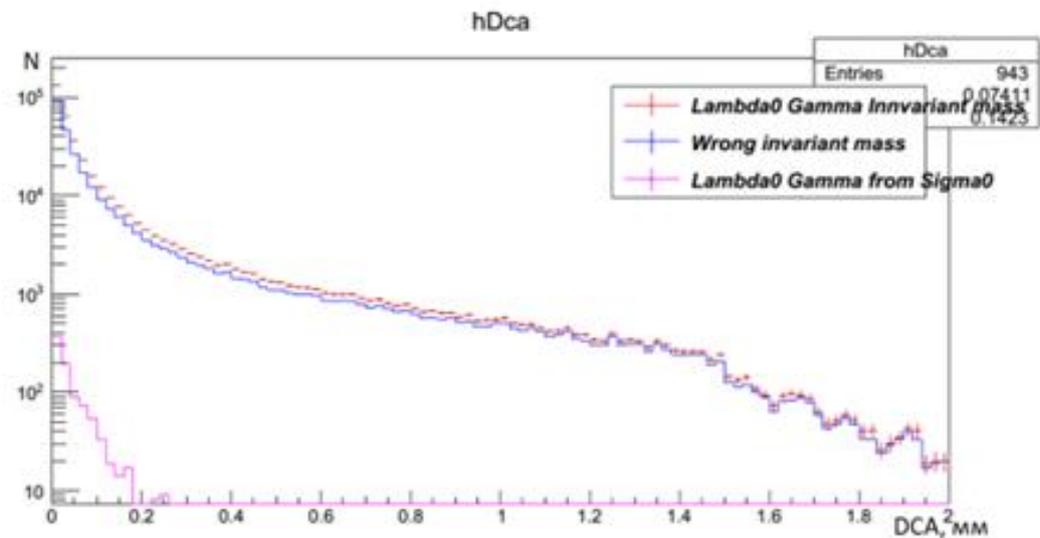


Рисунок 71 – Распределение по DCA ( $\Lambda^0$ ) для трех случаев

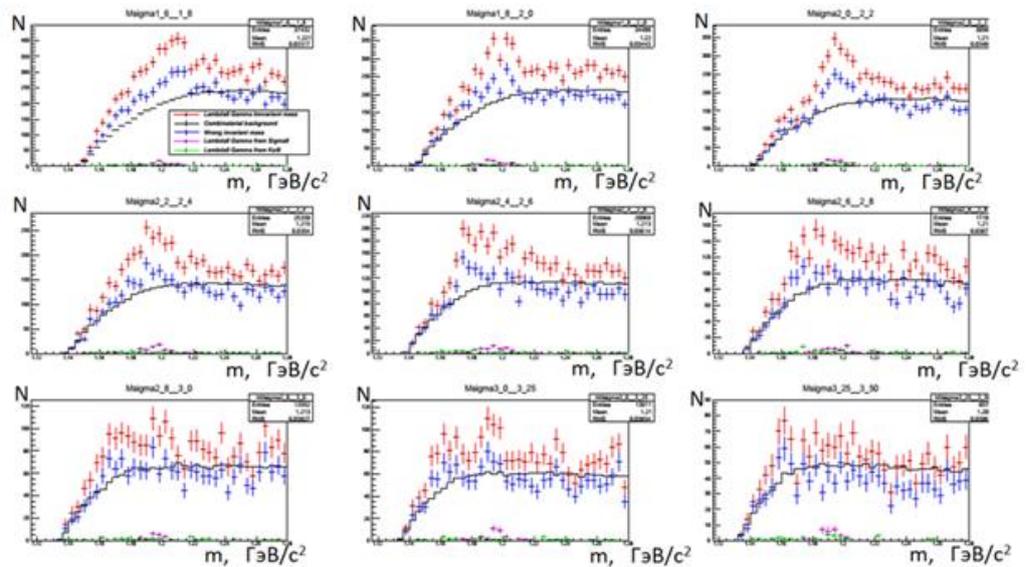


Рисунок 72 – Распределение по инвариантной массе пары в различных интервалах  $P_t$

Из анализа полученных распределений можно сделать вывод, что применение ограничения по DCA при обработке данных моделирования не приводит к существенным улучшениям в определении координаты пика в распределении по инвариантным массам. В дальнейшем планируется провести анализ вклада в пик от странных барионов. Например, распад  $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$  может давать существенный вклад в размытие пика, так как могут регистрироваться  $\Lambda^0$  и один гамма квант от распада  $\pi^0$ .

### 1.15. Исследование взаимодействия протонов и тяжелых ионов с ядрами на пучках LHC в эксперименте с фиксированной мишенью на установке ALICE

В настоящее время все ускорители с энергией  $E_p > 100$  ГэВ имеют программу исследований с фиксированной мишенью (Tevatron, HERA, SPS, RHIC). Эксперимент с фиксированной мишенью может быть проведен на существующих на LHC установках (например, ALICE или LHCb). В эксперименте LHCb модернизированная система газовой мишени для измерения светимости (SMOG2) будет использована для физики с фиксированной мишенью в планируемом сеансе измерений Run3.

Возможным методом является использование изогнутого отклоняющего кристалла, помещенного в гало пучка (рисунок 73). Для установки ALICE предложено выполнить отклонение гало пучка на угол около 150 мкрад с помощью изогнутого кристалла длиной 1,2 см, расположенного на расстоянии порядка 100 м вверх по пучку В1 от установки, и получить коллимированный пучок на твердую фиксированную мишень, после которой может располагаться второй изогнутый кристалл длиной 7 см с углом отклонения 15 мрад для направления рожденных частиц на существующие детекторы установки ALICE.

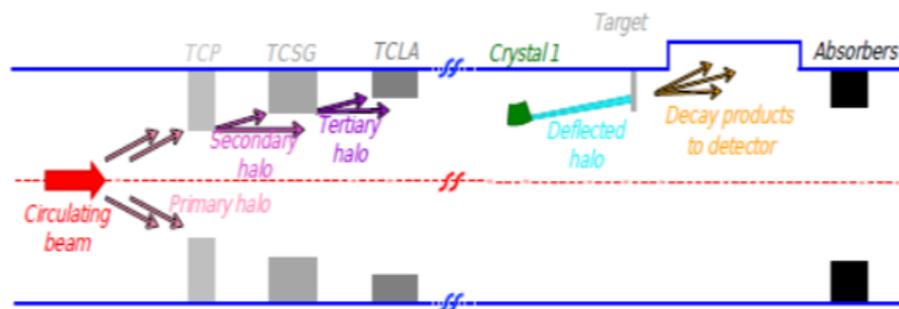


Рисунок 73 – Отклонение гало пучка кристаллом

Частицы гало пучка В1 отклоняются кристаллом и направляются на внутреннюю твердую мишень на установке ALICE. Частицы, которые не взаимодействовали с мишенью, должны быть поглощены абсорбером. Проводится оптимизация положения кристалла для попадания максимального числа частиц на мишень. Исследование возможности установки кристаллов проводилось для протонного пучка и будет продолжено для пучка свинца.

Рассматриваются различные варианты размещения мишени. В настоящее время наилучшим местом размещения выбрано  $Z_{tag} = -480$  см от IP2 на А стороне установки ALICE. Проведены разработки системы монтажа и перемещения кристалла и фиксированной мишени. Изготовлен прототип устройства для установки и перемещения мишени. Рассмотрена возможность использования газовой мишени на установке ALICE. Предусмотрено размещение в дальнейшем поляризованной мишени для проведения экспериментов по исследованию процессов, зависящих от спина. Выполнены расчеты мгновенной светимости, а также интегрированной за год светимости, которые могут быть получены на установке ALICE с протонными и ядерными пучками коллайдера LHC в экспериментах с фиксированными мишенями для выходов различных частиц. Проведены оценки акцептанса имеющихся детекторных систем.

В 2021 г. проводились видеоконференции объединения Physics Beyond Collider и рабочей группы фиксированной мишени, а также регулярные ежемесячные видеоконференции эксперимента AFTER по измерениям с фиксированной мишенью на установке ALICE. Обсуждались технические возможности и система установки фиксированной мишени, ее конструкция и расположение, параметры гало пучка, необходимые для эксперимента. Проводились расчеты реконструкции событий со сдвинутой вершиной в точке размещения фиксированной мишени и восстановление треков в TPC детекторе установки ALICE. Использовались расчеты времени события, получаемые детектором FT0.

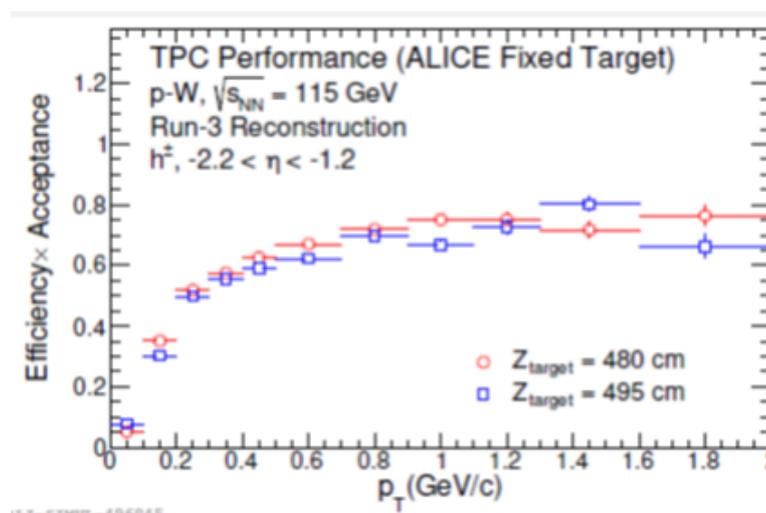


Рисунок 74 – Эффективность восстановления треков в ТРС для заряженных частиц при столкновении p-W с энергией в NN системе центра масс 115 ГэВ с фиксированной мишенью, размещенной на расстоянии 480 см и 495 см от IP2

Возможность одновременных измерений в режиме коллайдера и с фиксированной мишенью будет зависеть от возможности выработки триггера для событий с фиксированной мишенью при реконструкции. Иначе придется проводить специальные сеансы измерений с фиксированной мишенью.

Изучается вопрос о совместимости установки фиксированной мишени и FoCal для измерений в Run4. Обсуждались расчеты вероятности регистрации фотонов в зависимости от энергии протонов на установке FoCal и влияние установки фиксированной мишени различной конструкции, материалов и толщины. Планируется проведение тестовых измерений для установки ALICE на пучках SPS с установкой изогнутых кристаллов, мишени и измерительного оборудования в 2022-2023 гг. Предполагаются мишени из C, Ti и W.. Планируется завершить написание Letter of Intent к марту 2022 г.

## **1.16. Исследование взаимодействия протонов и тяжелых ионов с ядрами на пучках LHC с фиксированной мишенью в экспериментах ALICE и LHCb**

### **1.16.1. Исследование физических возможностей первого использования наиболее энергичных протонных и ионных пучков в режиме фиксированной мишени**

Благодаря рассмотренным во введении преимуществам экспериментов с фиксированной мишенью можно выделить три основных направления работ по физике ядра и частиц при высоких энергиях. Это исследования событий с высокой долей импульса ( $x$ ) в нуклонах и ядрах с особым акцентом на распределения глюонов и тяжелых кварков и их значение для астрофизики частиц; проблема спина нуклона с акцентом на

азимутальные асимметрии, определяемые спином партонов, а также корреляциями между спином нуклона и импульсом партонов; горячая материя, созданная в ультрарелятивистских столкновениях тяжелых ионов с рождением кваркония и тяжелых кварков в новой области энергий с идентификацией легких адронов вплоть до области быстроты мишени. В то время как необходимость точных измерений партонной структуры нуклонов и ядер при малых долях импульса ( $x$ ) обычно мотивирует создание новых крупномасштабных экспериментальных установок, таких как электрон-ионный коллайдер или Большой адрон-электронный коллайдер, структура нуклонов и ядер при высоких  $x$  практически неизвестны. Отметим также предположение о возможном источнике  $s$ - или  $b$ - кварков в протоне, которые могут нести значительную часть импульса. Широкий охват малоисследованной области, соответствующей высоким  $x$  в мишени, предлагаемая проектом AFTER @ LHC, – вероятно, лучшая программа для такой физики с адронными пучками. Учитывая новый диапазон значений энергии в системе центра масс, измерения с тяжелыми ионами в проекте AFTER @ LHC могут предоставить нам важную информацию о свойствах кварк глюонной плазмы и природе фазового перехода в состояние адронного газа. Для этого в нашем распоряжении три экспериментальные степени свободы: сканирование продольной протяженности этой горячей среды, сталкивающиеся системы разных размеров и анализ зависимости этих столкновений от центральности. Никакая другая экспериментальная программа не может полностью провести такие исследования. Вместе они должны дать нам уникальную возможность для исследования горячей среды при различных температурах и плотностях энергии. Они позволят, например, исследовать температурную зависимость отношения сдвиговой вязкости к плотности энтропии созданного вещества путем измерения зависимости анизотропного потока от быстроты. В более общем смысле, можно выполнить трехмерную томографию горячей среды, созданной в ультрарелятивистском столкновении тяжелых ионов с энергией 7.2 А ГэВ в с.ц.м. Такая томография будет полагаться на набор точных измерений в кинематической области, которые до сих пор можно было провести только с низкой точностью и с чрезвычайно ограниченным набором пробных параметров. Они дадут нам новую информацию о свойствах QGP в продольном измерении и помогут изучить образование тяжелых кварков в диапазоне энергий от SPS до RHIC.

### **1.16.2. Исследование рождения антипротонов в кинематически запрещенной области на фиксированной мишени коллайдера LHC**

Для определения возможности измерения выхода антипротонов в кинематически запрещенной области на фиксированной мишени коллайдера LHC были проведены

расчеты кинематики рождения антипротонов при энергии 7 ТэВ на ядрах висмута. Рассчитаны значения максимального поперечного импульса антипротонов в системе центра масс для значений параметра  $x = 1$  и  $x = 2$  в зависимости от псевдо быстроты. Эти значения существенно различаются. Таким образом можно отделить кинематически разрешенный процесс от запрещенного в нуклон – нуклонном столкновении. Идентификация и измерение поперечного импульса в установке ALICE проводится во время проекционной камере TPC. Расположение фиксированной мишени на расстоянии 480 см от IP и геометрия TPC и трубка пучка ограничивают диапазон возможных углов 5 – 28 градусов. Рассчитаны соответствующие диапазоны быстрот для  $x = 1$  и  $x = 2$ . Показано, что диапазоны необходимых поперечных импульсов 3 – 20 ГэВ доступны для измерений с помощью TPC. Выполнены оценки параметра  $x$ , сечения и выходы антипротонов в зависимости от поперечного импульса на основе данных при промежуточных энергиях.

### **1.16.3. Разработка конструкций отклонения гало пучка и размещения фиксированной мишени**

При разработке конструкций, приведенных во введении, были рассмотрены преимущества, характеристики, а также проблемы каждого решения, а также проведено сравнение их характеристик и ограничений. Коллаборация LHCb со своими системами SMOG и VELO продемонстрировала, что закачка газа в определенный объем допустима и не приводит к нестабильности вакуума. Поэтому возможно создание газовой мишени с возможной поляризацией легких ядер с достаточной плотностью, а также тяжелых благородных газов. Это позволит использовать существующую установку LHCb, с ограниченными затратами. Было показано, что аксептансы установок ALICE и LHCb хорошо подходят для получения данных с фиксированной мишенью. Длинная узкая трубка, обычно называемая накопительной ячейкой, размещенная на оси пучка LHC, в которую подается поляризованный или неполяризованный газ представляет возможность для достижения высокой светимости для газовой мишени. Такая конфигурация позволяет использовать различные комбинации пучка и мишени, в том числе поляризованные. Другая возможность – это изогнутые кристаллы, которые разрабатываются как часть коллиматоров для защиты коллайдера. Они могут также располагаться рядом с пучком, чтобы отклонять частицы гало и направлять их на внешнюю мишень. Помимо толстых неполяризованных мишеней могут использоваться криогенные поляризованные мишени. Этот подход требует значительного вклада в сооружение нового экспериментального зала и нового детектора. Еще одна возможность на основе такого изогнутого кристалла заключается в прямом использовании отклоненных частиц гало на внутренней мишени

внутри пучковой трубки LHC. Возможность такого решения в настоящее время исследуется совместно с коллаборацией UA9. Наконец, мишень из проволоки или фольги может быть помещена в гало пучка LHC [1]. Этот метод особенно важен для мишени из тяжелого элемента. Проведены разработки системы монтажа и перемещения изогнутого кристалла и фиксированной мишени.

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

### 2.1. Модернизация экспериментальной установки NA61/SHINE

В 2018 г. программным комитетом ЦЕРН была одобрена новая физическая программа эксперимента NA61/SHINE после 2021 г, которая включает в себя и исследование образования D-мезонов в столкновениях ядер свинца при энергии 150 АГэВ [55]. Исследование рождения этих частиц на начальном этапе столкновениях ядер свинца, является хорошим инструментом для исследования свойств новой формы сильно взаимодействующей ядерной материи, образующейся в этих столкновениях.

Для того чтобы исследовать этот редкий процесс, в новом эксперименте NA61/SHINE интенсивность пучка и скорость срабатывания триггера будут увеличены более чем в 10 раз. Поэтому необходима модернизация практически всех детекторных систем этой установки, рисунок 75, в том числе и переднего адронного калориметра, чтобы они смогли работать в условиях высоких загрузок.

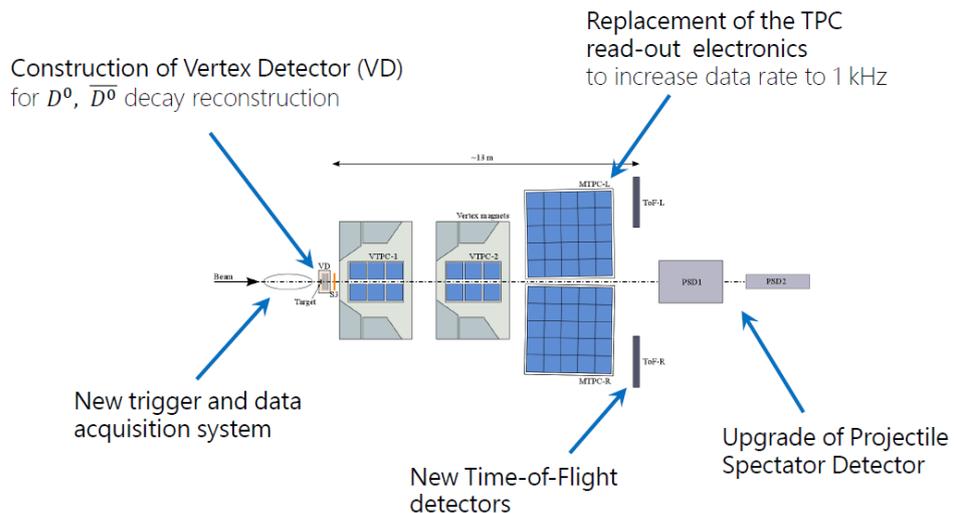


Рисунок 75 – Стрелками показаны детекторные системы, которые должны быть модернизированы в ходе подготовки к эксперименту по рождению D-мезонов в столкновениях ядер свинца при энергии 150 АГэВ

В 2019 г. на установке NA61/SHINE начата модернизация практически всех детекторных систем и системы считывания информации с этих детекторов. Проект модернизации переднего адронного калориметра PSD был разработан в 2018–2019 гг. и в настоящее время реализуется силами группы ИЯИ РАН.

## 2.2. Этапы модернизации существующего PSD до 2021 года

Необходимость модернизации существующего PSD обусловлена несколькими факторами.

Во-первых, увеличение интенсивности пучка ионов свинца более чем на один порядок (до  $5 \times 10^4$  ионов в секунду) ведет к существенным проблемам с радиационной стойкостью сцинтилляционных пластин, фотодетекторов, передней аналоговой электроники и электроники считывания в центральных модулях PSD. Накопленная доза радиации за один месяц сеанса значительно превышает  $10^3$  Гр для центральной части PSD, что приведет к потере прозрачности и световыхода сцинтилляционных пластин.

Во-вторых, плотность потока нейтронов составляет порядка  $10^{12}$  н/см<sup>2</sup> вблизи оси пучка в задней части калориметра, где расположены фотодетекторы. Это приведет к ухудшению параметров фотодиодов МРРС (увеличение темнового тока, падение коэффициента усиления и т. д.), а также коммерческих программных интегральных микросхем (FPGA и микроконтроллеров), используемых в современной считывающей электронике и размещенных в задней части каждого модуля. Таким образом, радиационные повреждения фотодиодов и электроники приведут к ухудшению параметров и надежности работы калориметра.

В-третьих, увеличение интенсивности пучка более чем на один порядок приведет к неприемлемой радиационной обстановке в экспериментальной зоне эксперимента NA61/SHINE после 2021 года, поскольку PSD фактически является активным поглотителем пучка. Он должен быть защищен дополнительной бетонной защитой. Это практически невозможно было сделать для текущей конфигурации PSD из-за его большого поперечного размера и подвижной платформы, используемой для изменения положения PSD вдоль оси пучка во время физических сеансов.

Для решения упомянутых выше проблем было решено использовать вместо существующего одного PSD систему из двух калориметров - основной PSD (Main - MPSD) и передний PSD (Forward - FPSD), рисунок 76.

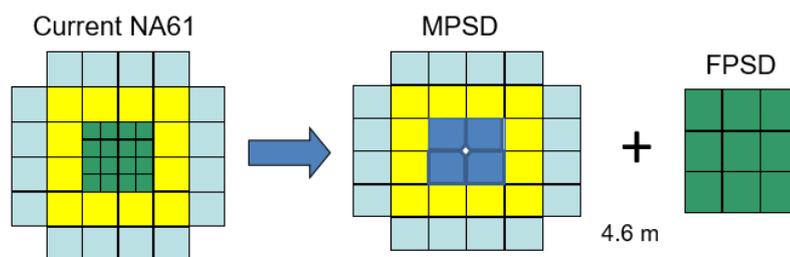


Рисунок 76 – Схематический вид новой системы калориметров MPSD и FPSD

В MPSD существующие 16 - маленьких центральных модулей были заменены на 4 новых центральных модуля с поперечным размером  $20 \times 20 \text{ см}^2$  с и с одним усеченным боковым торцом. Эта геометрия позволяет иметь отверстие для пучка диаметром 60 мм. Кроме того, блок из борированного полиэтилена толщиной 8 см установлен в задней части этих модулей (перед MPPC) для уменьшения плотности потока нейтронов. Такой тип модулей был ранее изготовлен для переднего адронного калориметра эксперимента CBM на строящемся ускорительном комплексе ФАИР в Дармштадте. Для создания MPSD используются 13 модулей калориметра CBM.

FPSD - это небольшой передний калориметр, состоящий из 9 модулей с поперечными размерами  $20 \times 20 \text{ см}^2$ , которые ранее использовались в NA61/SHINE PSD. FPSD расположен позади MPSD, рисунок 77.

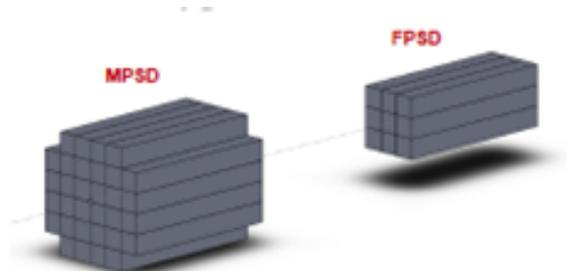


Рисунок 77 – Положение модифицированной конфигурации MPSD и FPSD в пучке

В 2019 г. силами группы ИЯИ РАН была проведена сборка и установка калориметров MPSD и FPSD в экспериментальной зоне установки NA61/SHINE. На первом этапе модернизации, который закончился в 2019 г., вместо существующего калориметра без пучкового отверстия был собран новый калориметр MPSD из 32 отдельных модулей с отверстием в центре для прохождения пучка. Кроме того, собран еще один небольшой калориметр FPSD, состоящий из 9 модулей, который установлен позади основного калориметра. Специально разработанная в ИЯИ РАН конструкция центрального модуля этого калориметра позволит работать в условиях высоких радиационных доз. Было показано, что при наличии отверстия в пластинах сцинтиллятора небольшого радиуса (2 см) отклик модуля на ливень, развивающийся в материале-поглотителе (свинец), меняется незначительно, зато отсутствие сцинтиллятора в зоне максимальной радиационной дозы не будет давать ухудшения отклика со временем. Таким образом, радиационное старение не будет влиять на суммарный сигнал, получаемый с калориметра FPSD. Вес одного модуля составляет 500 кг, вес переднего калориметра MPSD 16 тонн, а калориметра FPSD – 4,5 тонны. Фотография полностью собранных калориметров MPSD и FPSD показана на рисунке 78.



Рисунок 78 – На переднем плане показано фото модернизированного калориметра установки NA61/SHINE с отверстием в центре калориметра для прохождения пучковых ионов свинца. На заднем плане виден дополнительный калориметр, собранный из девяти модулей (без пучкового отверстия)

В отчетах по предыдущим этапам сообщалось, что на втором этапе модернизации, который группа ИЯИ завершила в 2019 г., в модулях калориметров MPSD и FPSD были установлены около 450 быстрых микропиксельных лавинных фотодетекторов MPPC S12572, а также переработана аналоговая часть считывающей электроники для MPSD и новая аналоговая считывающая электроника для FPSD.

На третьем этапе в 2020 г. на установке NA61/SHINE в ЦЕРНе продолжалась модернизация практически всех детекторных систем этой установки, которая необходима для проведения экспериментов после 2021 г. Группой ИЯИ РАН в 2020 г. был полностью разработан и опубликован проект модернизации переднего адронного калориметра, все индивидуальные модули калориметра установлены на рабочее место. Продолжались работы по модернизации и тестированию аналоговой электроники и новой считывающей DRS4 электроники калориметров FPSD и MPSD.

### **2.3. Работы по модернизации PSD, выполненные в 2021 г.**

В 2021 г. была завершена работа по модернизации и интеграции калориметра в систему сбора данных эксперимента NA61/SHINE. Была собрана система из 14 блоков амплитудно-цифровых преобразователей DRS4, из которых 11 используются для чтения и оцифровки сигналов калориметра MPSD, и 3 блока для чтения и оцифровки FPSD. Для сбора и передачи оцифрованной информации была собрана система из 4-х серверов под управлением операционной системы Linux с установленными драйверами и картами чтения быстрых последовательных портов USB3.0. Каждый сервер позволяет читать до 4-х потоков данных с 4-х карт DRS4. Для обеспечения триггера чтения данных с системы калориметров PSD была также собрана схема распределения триггерного сигнала и

обеспечения синхронизации по номеру события. Для использования калориметров в качестве системы отбора событий по центральности столкновения собрана схема быстрой аналоговой суммы сигналов со всех модулей. Данные сигналы по коаксиальному кабелю заведены в модуль триггерной системы эксперимента NA61/SHINE и также использовались для триггирования при наборе данных на космических мюонах и в тестовых калибровочных ранах на вспышках светодиодов. Набраны первые данные с модулей калориметров с использованием пучков протонов и мюонов с импульсами от 20 до 150 ГэВ/с. Получены спектры выделенных мюонов и проведена калибровка откликов всех секций всех модулей калориметров MPSD и FPSD. Все модули калориметров просканированы пучками протонов с импульсом 80 ГэВ/с, эти данные будут использованы для определения энергетической калибровки калориметров и для точной настройки (выравнивания) откликов калориметров в зависимости от места попадания протонов и фрагментов ядер на переднюю плоскость.

В процессе модернизации аналоговой электроники был изменен подход к температурной стабилизации усиления фотодиодов, теперь она обеспечивается подстройкой напряжения питания в зависимости от температуры пластины, на которой закреплены фотодиоды. Этот вариант позволил избежать использования довольно громоздкой системы температурной стабилизации фотодиодов на основе элементов Пельтье и связанных с этой системой наведенных шумов электроники. Для ускорения работы системы контроля и упрощения передачи данных медленного контроля в общую систему сбора параметров была разработана и написана новая модульная система контроля с использованием языка Python.

#### **2.4. Результаты калибровки калориметров MPSD и FPSD на пучке протонов ускорителя SPS в тестовых сеансах 2021 г.**

В 2021 г. была завершена работа по модернизации системы калориметров PSD и были проведены калибровки на пучке мюонов и тестовые измерения на пучках протонов с импульсами от 20 до 150 ГэВ/с. Основными задачами тестовых измерений являлись:

- облучение пучком протонов (с неотъемлемой примесью мюонов) каждого модуля калориметра и выставление напряжения смещения на MPPC с таким расчетом, чтобы, с одной стороны, сигнал от MIP-частицы (в данном случае использовались мюоны пучка) был выше шума для обеспечения калибровки секций калориметра, а с другой стороны, сигнал от протонного ливня не вызывал переполнение в каналах оцифровки модулей DRS4;

- выставление настроенного напряжения смещения на всех каналах калориметров и повторный скан пучком протонов (с примесью мюонов) на хорошей

статистике для того, чтобы иметь хорошую мюонную калибровку и также иметь возможность скорректировать энергию в каждом модуле дополнительно для выравнивания отклика калориметров по всей поверхности;

– набор данных с различным импульсом пучка протонов для определения линейности отклика калориметров на ливни разных энергий и определения энергетического разрешения калориметров.

Полная схема установки системы калориметров на сеансе в 2021 г показана на рисунке 79.



Рисунок 79 – Фото системы калориметров (MPSD и FPSD) на пучке ускорителя SPS на эксперименте NA61/SHINE в 2021 г. Калориметр FPSD закрыт бетонными блоками радиационной защиты

Для выполнения сканирования на пучке протонов калориметры MPSD и FPSD были поочередно облучены на линии H2 ускорительного комплекса SPS в ЦЕРНе. В качестве триггерного решения был использован сигнал совпадения от сцинтилляционных пучковых счетчиков S1 и S5, расположенных на удалении порядка 10 м, что обеспечивало хорошую базу и точность попадания пучка на модуль калориметра.

Система триггера эксперимента NA61/SHINE была настроена так, чтобы все задержки сигналов, приходящих с пучковых счетчиков, были совмещены, и вырабатывалось триггерное решение для частицы, строго прошедшей через них. Это обеспечивалось специальным управляемым триггерным модулем задержек, установленным в стойке триггерной системы эксперимента. Далее сигнал триггерного решения по быстрому каналу передавался в зону установки калориметров и конвертировался с помощью специального блока в NIM-сигнал, поступающий непосредственно на модули DRS4. По сигналу триггера модули DRS4 производят

остановку емкостной цепочки и вычитывание значений, запомненных в этих емкостях. Количество каналов, использованных для чтения сигналов калориметров на тестовом сеансе в 2021 г, составило максимальное значение - 1024. При этом частота тактовых импульсов для работы емкостной цепочки было выбрано минимальным, соответствующим одному такту в 1 нс на емкость. Таким образом, полное окно считывания каждого канала калориметра составляло 1024 нс. При длительности сигнала около 150 нс это позволяло хорошо определить нулевой уровень канала и отличить события с наложениями сигналов. Результат измерений waveform с каналов калориметра представлен на рисунке 80.

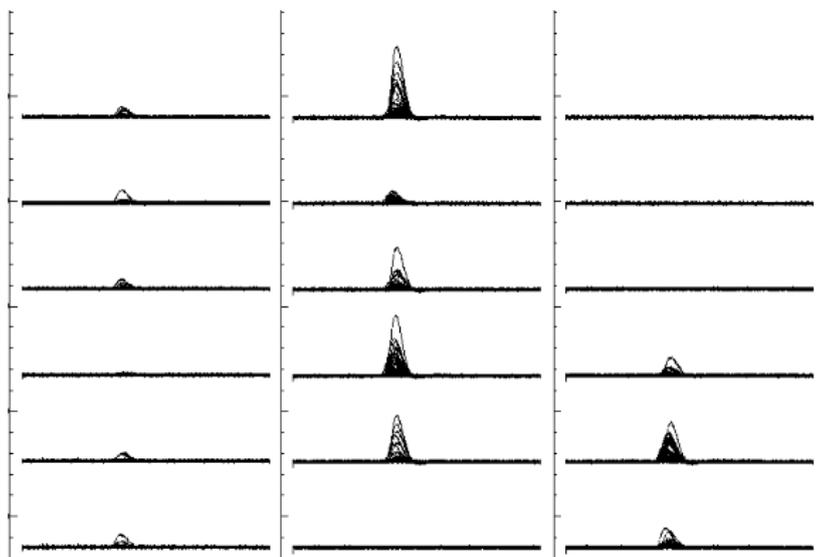


Рисунок 80 – Пример считывания сигналов калориметра в окне считывания блока DRS4. Длительность окна 1024 нс. Наложены несколько сигналов последовательных событий

Результат отклика одного модуля, облученного пучком протонов ускорителя с импульсом 150 ГэВ/с, показан на рисунке 81.

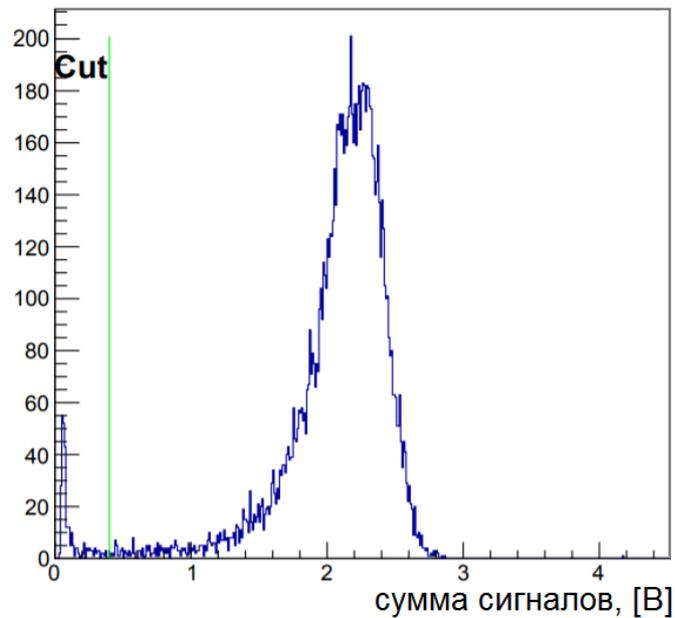


Рисунок 81 – Сумма сигналов секций одного модуля калориметра на пучке протонов импульса 150 ГэВ/с

Видно, что спектр содержит ярко выраженный пик от адронных ливней в районе суммы 2,2 В. Несимметричность определяется утечками некоторых ливней такой большой энергии через заднюю плоскость калориметра. При этом положение пика определяется очень хорошо. Слева наблюдается пик малой энергии, что соответствует отклику модуля калориметра на мюоны, содержащиеся в пучке. Мюоны образуются за счет распада пи-мезонов, которые также присутствуют во вторичном пучке протонов канала Н2 из-за взаимодействия протонов и мишени канала, а также частично от взаимодействий с краями коллиматоров. Данные мюоны очень хорошо подходят для калибровки, поскольку максимум их распределения (MPV — Most Probable Value) слабо зависит от энергии и для релятивистских мюонов составляет отклик уровня 1 МПР. Выделенные по сумме сигналов, спектры мюонов в секциях калориметра показаны на рисунке 82.

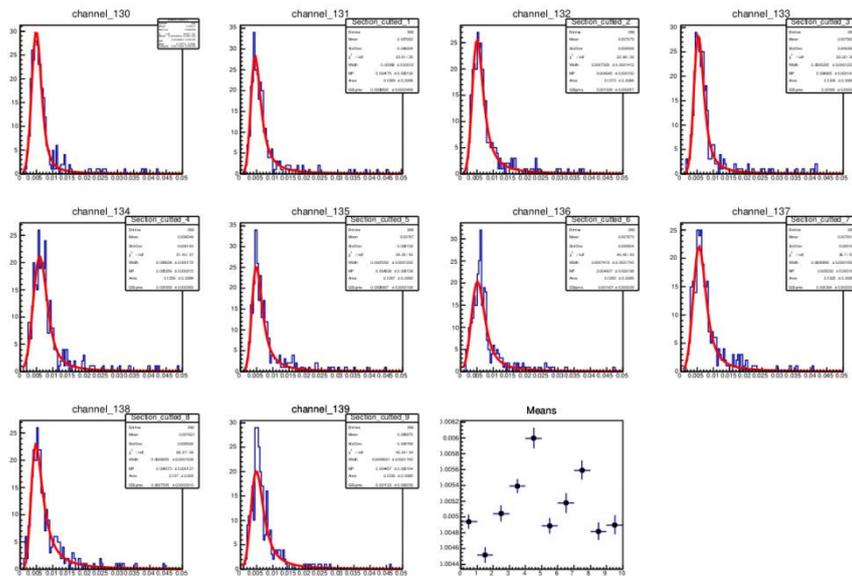


Рисунок 82 – Спектры амплитуд (в мВ) сигналов от мюонов в секциях калориметра, полученные на пучке 150 ГэВ/с. Красным цветом показано фиттирование функцией свертки распределений Ландау и Гаусса. Определенное при этом значение MRV является калибровочным коэффициентом для данной секции. Средние значения определенных MRV показаны внизу справа точками на графике

Видно, что значения калибровочных параметров, показанные на графике точками, находятся в районе 5 мВ, что дает как хорошее разрешение сигнала от шума, так и высокий динамический диапазон измеряемых сигналов. Сигнал от адронных ливней будет использован в качестве энергетической калибровки модулей калориметра и выравнивания отклика по поверхности калориметров. Распределение энергии по секциям калориметра (профиль ливня) показан на рисунке 83.

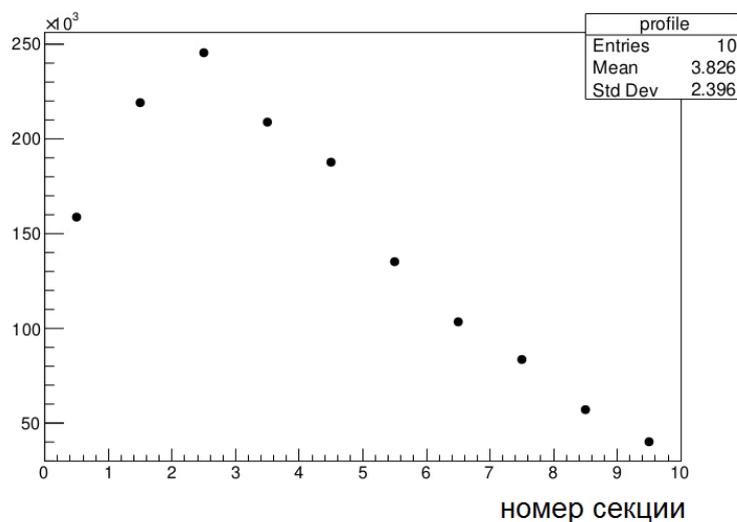


Рисунок 83 – Распределение энергии в секциях одного из модулей калориметра от адронного ливня на пучке протонов 150 ГэВ/с

В заключение можно отметить, что данная работа была проведена исключительно силами группы ИЯИ РАН, для чего было организовано две командировки в ЦЕРН групп экспертов и дежурных на сменах. Первый тестовый сеанс – июнь-июль 2021 г, второй тестовый сеанс – октябрь-ноябрь 2021 г. Для второго сеанса потребовалось выделение дополнительного финансирования (7000 долларов США) для группы ИЯИ.

### **3. Исследование рождения векторных мезонов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях на установке HADES (GSI, Германия)**

#### **3.1. Экспериментальная установка ХАДЕС**

Установка ХАДЕС (HADES – High Acceptance DiElectron Spectrometer) [56] представляет собой широкоапертурный магнитный спектрометр для идентификации и измерения энергии адронов и электронов/позитронов, образующихся в ядро-ядерных взаимодействиях при энергиях налетающих ядер 1 - 2 ГэВ на нуклон и в адрон-ядерных взаимодействиях при энергиях до 4 ГэВ. Геометрически спектрометр разделен азимутально на шесть идентичных секторов, которые определяются расположением обмоток сверхпроводящего тороидального магнита, и перекрывают область полярных углов в диапазоне от  $18^\circ$  до  $88^\circ$  и практически полный азимутальный угол. Поперечное сечение двух противоположных секторов показано на рисунке 84, слева. При такой геометрии акцептанс установки в области промежуточных быстрот для дилептонных пар достаточно большой и составляет  $\sim 40\%$ .

Для идентификации и измерения импульсов заряженных частиц спектрометр имеет несколько детекторных подсистем. Электроны и заряженные адроны – пионы, каоны, протоны и более тяжелые заряженные фрагменты идентифицируются по времени пролета частиц между стартовым детектором START, расположенным перед мишенью и двумя системами RPC и TOF, расположенными после магнита. RPC – резистивные плоскостные камеры имеют временное разрешение порядка 80 пс [57], а сцинтилляционный годоскоп TOF [58] - порядка 180 пс. Это позволяет с высокой эффективностью идентифицировать заряженные частицы в столкновениях тяжелых ядер.

Для идентификации электронов, помимо описанной выше времяпролетной системы, используется кольцевой черенковский пороговый детектор (RICH), расположенный в области вокруг мишени, где отсутствует магнитное поле. Измерение импульсов заряженных частиц и их углов вылета из мишени обеспечивается трековой системой детекторов, состоящей из сверхпроводящего тороидального магнита и набора из четырех плоскостей мини дрейфовых камер (MDC). Камеры измеряют положение и направление движения заряженных частиц до и после области магнитного поля. Из отклонения траекторий в магните определяется импульс каждой частицы. Данная система обеспечивает импульсное разрешение для заряженной частицы с точностью порядка 1 %.

Важной детекторной системой установки ХАДЕС является передний многоканальный сцинтилляционный годоскоп FWall (Forward Wall), рисунок 84, справа, [59], созданный группой ИЯИ РАН. Передний годоскоп установки ХАДЕС –

многоканальная система сцинтилляционных детекторов для регистрации заряженных частиц. Годоскоп состоит из 288 ячеек: 140 сцинтилляционных детекторов в центральной области, 64 – в средней части и 84 больших детекторов во внешней области. В центре размер ячеек наименьший, 4 см × 4 см, в центральной части размер ячеек 8 см × 8 см, во внешней области ячейки имеют размер 16 см × 16 см. Материал ячеек годоскопа – пластмассовый сцинтиллятор на основе полистирола BC408. Толщина сцинтилляторов детекторных ячеек составляет 1" (2,54 см). Свет с каждой детекторной ячейки через воздушный световод детектируется отдельным ФЭУ. По оси пучка годоскопа расположено квадратное отверстие размером 8 × 8 см<sup>2</sup> для пропускания пучка и наиболее тяжелых фрагментов пучка. Полный поперечный размер переднего сцинтилляционного годоскопа установки ХАДЕС составляет 180 × 180 см<sup>2</sup>.

Впервые, в физическом сеансе по исследованию реакции Ag + Ag при энергиях 1,23 и 1,58 ГэВ/нуклон использовался электромагнитный калориметр – ECAL, рисунок 84, в центре. Группа ИЯИ РАН, в сотрудничестве с группами из Чехии и Германии, внесла определяющий вклад в разработку и создание этого 978-канального электромагнитного калориметра ECAL, рисунок 84, в центре с радиатором из свинцового стекла [60]. ЕКАЛ перекрывает область азимутальных углов  $16^{\circ} < \theta < 45^{\circ}$ . ECAL улучшает разделение электронов (позитронов) и пионов с импульсами, большими 400 МэВ/с в измерениях спектров инвариантных масс дилептонных пар в эксперименте ХАДЕС в энергетической области SIS18 и SIS100 (FAIR). Первые собранные 4 сектора ECAL впервые использовались в физическом сеансе 2019 г. для измерения инклюзивных сечений рождения  $\pi^0$  -,  $\eta$ -мезонов в столкновениях ионов серебра при энергии пучка 1,58 и 1,23 АГэВ по распадам  $\pi^0$  -,  $\eta$ -мезонов на 2 гамма кванта. Энергетическое разрешение ECAL составляет  $(5 - 6) \% / \sqrt{E(GeV)}$ .

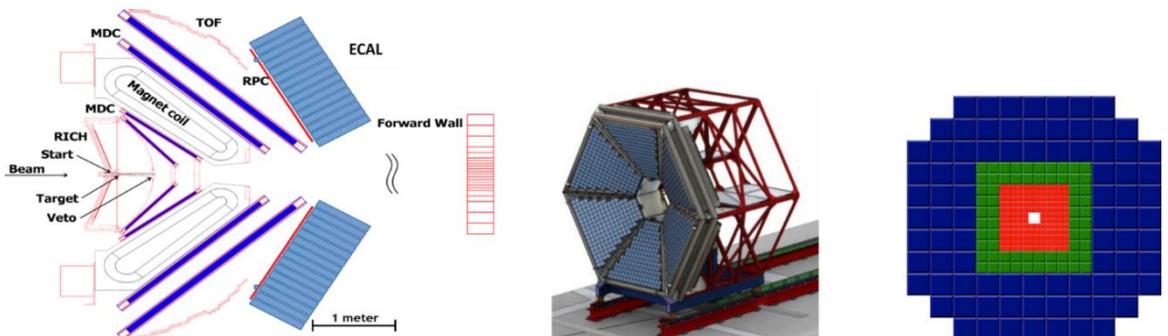


Рисунок 84 – Схема установки ХАДЕС, слева. В центре – схема конструкции ЕКАЛ. Справа – схема FWal

### 3.2. Анализ зарядовых распределений в отдельных ячейках сцинтилляционного годоскопа в физическом сеансе столкновений ядер золота при энергии 1,23 АГэВ

Для описания экспериментальных данных по множественности вторичных частиц, потокам и т.д., полученным на установке HADES, используется моделирование на основе таких моделей как SMASH [61], DCM-QGSM-SMM и DCM-QGSM-SMM (SHIELD). В 2021 г. группой ИЯИ РАН проведены исследования экспериментальных распределений зарядов фрагментов, измеренных передним сцинтилляционным годоскопом FWall в реакциях столкновений ядер золота и серебра, что позволит провести настройку этих моделей для правильного описания фрагментации ядер.

Детектор FWall измеряет зарядовые распределения фрагментов налетающего на мишень ядра и, как уже отмечалось ранее, имеет ячейки разного размера — большие ( $16 \times 16 \text{ см}^2$ ) – на периферии FWall, средние ( $8 \times 8 \text{ см}^2$ ) – средней части FWall, и малые ( $4 \times 4 \text{ см}^2$ ), расположенные вблизи оси пучка.

Экспериментальные распределения зарядов фрагментов исследовались отдельно для малых, средних и больших ячеек. Для этого были детально проанализированы зарядовые распределения, полученные отдельными ячейками годоскопа с целью проверки идентичности полученных экспериментальных распределений характерных для больших, средних и малых ячеек годоскопа.

На рисунке 85 показаны распределения амплитуды FWall в экспериментальных данных для малых ячеек под номерами 20 (слева) и для ячейки 65 (справа) в столкновениях ядер золота, которые работали стабильно в течение набора данных.

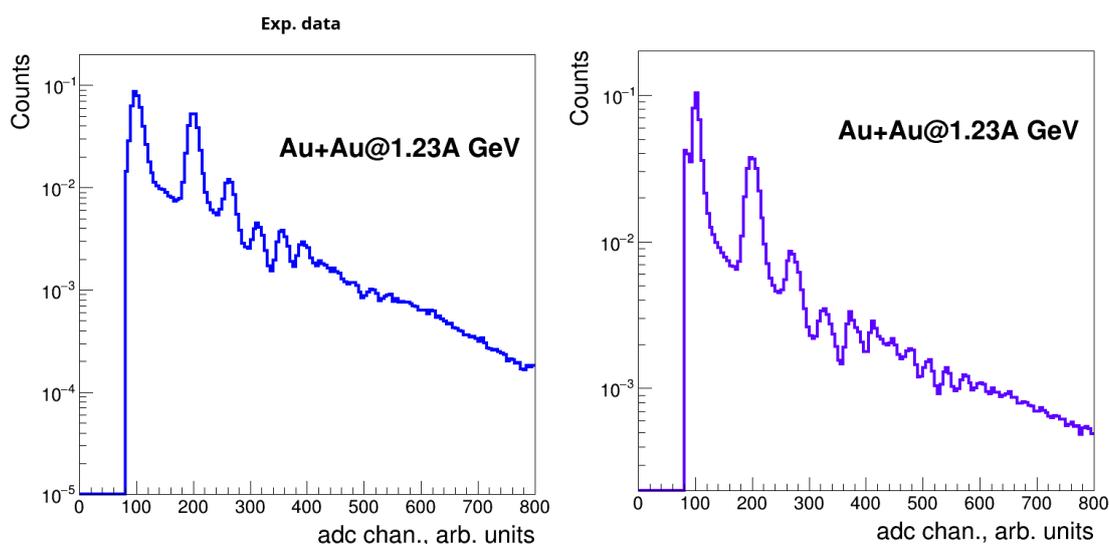


Рисунок 85 – Измеренная в эксперименте амплитуда заряда FWall в ячейке 20 (слева) и ячейке 65 (справа) для столкновений Au + Au при 1,23 ГэВ/нуклон

Поскольку ячейки вблизи оси пучка работают в условиях больших загрузок и больших амплитудах сигналов, некоторые из этих ячеек работали некорректно, поэтому должны быть исключены из дальнейшего анализа данных. На рисунке 86 представлено схематическое расположение ячеек 55, 65, 68 и 80 годоскопа.

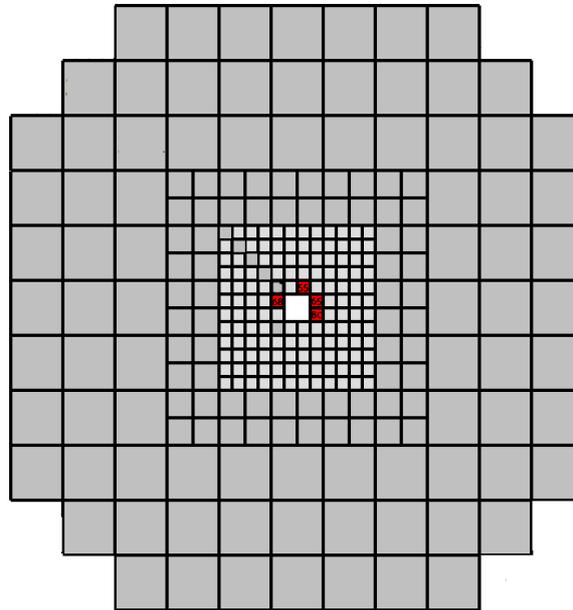


Рисунок 86 – Схематическое расположение ячеек 55, 65, 68 и 80 годоскопа

На рисунке 87 представлены распределения амплитуды заряда в ячейке 21 (слева) и ячейке 68 (справа).

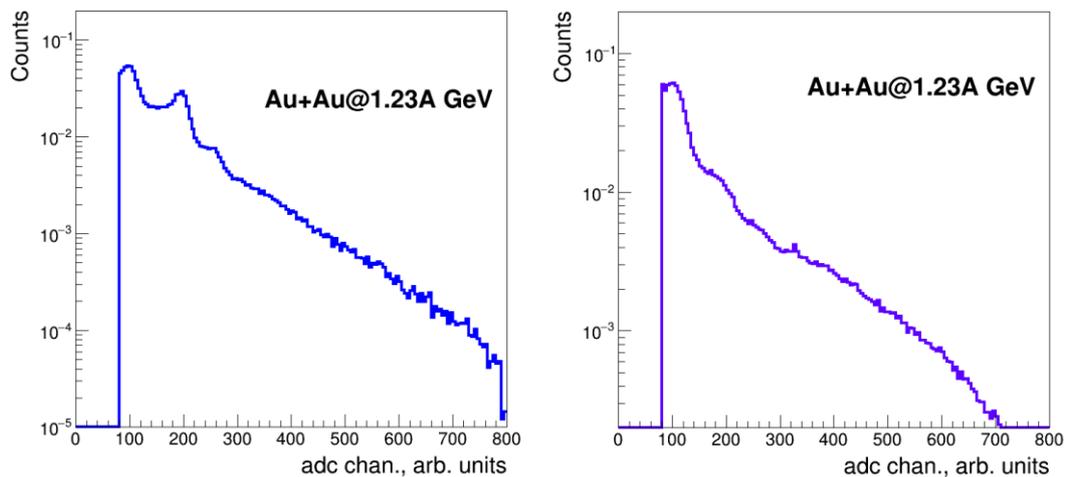


Рисунок 87 – Измеренная в эксперименте амплитуда заряда FWall в ячейке 21 (слева) и ячейке 68 (справа) для столкновений Au + Au при 1.23 ГэВ/нуклон

Ячейка 20 в течение набора данных для столкновений ядер золота работала корректно, в то время как в ячейке 21 было много шумовых срабатываний, поэтому из дальнейшего анализа данных ячейка 21 была исключена. Ячейка 68 работала некорректно

в сравнении с ячейкой 65 расположенной симметрично относительно отверстия годоскопа. Аналогичным образом, некорректно работали ячейки 55 и 80.

В результате работ, выполненных в 2021 г. группой ИЯИ РАН, получены экспериментальные зарядовые распределения для областей годоскопа с большими, средними и маленькими ячейками для реакции столкновения ядер золота при энергии 1,23 ГэВ/нуклон, из которых были исключены вклады выявленных некорректно работающих ячеек. Вклад от этих ячеек не учитывался также и в моделировании.

### **3.3. Сравнение зарядовых распределений в экспериментальных данных и симуляциях**

Проведено сравнение полученных на установке HADES экспериментальных данных по распределениям зарядов фрагментов для различных областей FWall в реакциях столкновений Au+Au и Ag+Ag с модельными расчетами распределений фрагментов, полученными в моделях SMASH [61], DCM-QGSM-SMM и DCM-QGSM-SMM (SHIELD). Эти модели широко используются для описания множественности вторичных частиц, потоков и т.д. Поэтому полученные на FWall данные очень важны для настройки параметров этих моделей для правильного описания фрагментации.

Основными компонентами DCM-SMM являются Дубненская каскадная модель (DCM), модель кварк-глюонных струн (QGSM) и статистическая модель мультифрагментации (SMM) [62]. В модели реализованы новые физические явления: расширенная коалесценция, мультифрагментация, образование гиперфрагментов, завихренность ядерной материи и лямбда-поляризация.

Транспортный код SHIELD включает генератор неупругих ядерных взаимодействий MSDM [63]. Генератор MSDM описывает все стадии ядерной реакции в эксклюзивном подходе. В генераторе используется быстрая, каскадная стадия ядерной реакции:

- модель внутриядерных каскадов DCM (Dubna Cascade Model) [63];
- модель независимых кварк-глюонных струн (QGSM) [64, 65];
- модель коалесценции [63].

Равновесное девозбуждение остаточного ядра производится в соответствии с:

- Ферми-развалом легких ядер [66].
- Испарением/Делением [67, 68].
- Мультифрагментацией высоковозбужденных ядер (SMM) [68].

Генератор событий SMASH не имеет модуля фрагментации ядер, поэтому на данном этапе была проведена достаточно наивная кластеризация. Она состоит в том, что

две частицы считаются «связанными», если их расстояние в координатном пространстве и относительный импульс удовлетворяют этим неравенствам:  $|R_i - R_j| \leq R$  фм и  $|P_i - P_j| \leq P$  МэВ. Для столкновений Ag+Ag при энергии 1,58 ГэВ/нуклон параметры были установлены как:  $R = 4$  фм и  $P = 120$  МэВ/с.

Для того чтобы обеспечить соответствие между условиями моделирования и экспериментальными данными, необходимо применить параметризацию для исходных данных с генератора отдельно для ячеек разной величины.

В 2021 г. группой ИЯИ РАН была разработана и применена новая функция параметризации спектров для маленьких ячеек сцинтилляционного годоскопа. Данная параметризация заключается в совмещении положения пиков в симуляции и экспериментальных данных.

В 2020 г. параметризация для маленьких ячеек проводилась путем фитирования зависимости положения амплитуды зарядов для различных частиц в экспериментальных данных от положений в симуляции по формуле:  $q = k_1 \times \log(k_2 \times q_{\text{raw}})$  при  $q < 400$ , при  $q > 400$  —  $q = k_3 + k_4 \times q_{\text{raw}}$ , где  $q$  — заряд FWall,  $k_i$  — свободные коэффициенты. Также было применено размытие амплитуды пиков согласно функции Гаусса с шириной 0,16. При этом отношение  $\chi^2$  на число степеней свободы (NDF) при такой параметризации составляет 28, то есть фит не точно проходит через все точки.

В 2021 г. параметризация для маленьких ячеек проводилась по новой формуле:  $q = k_1 \times q_{\text{raw}}^4 + k_2 \times q_{\text{raw}}^3 + k_3 \times q_{\text{raw}}^2 + k_4 \times q_{\text{raw}} + k_5$  при  $q < 450$ , при  $q > 450$  —  $q = k_6 + k_7 \times q_{\text{raw}}$ , где  $q$  — заряд FWall,  $k_i$  — свободные коэффициенты. При фитировании данной функцией значение  $\chi^2$  на число степеней свободы (NDF) составляет 0,7, фит хорошо описывает данные.

Предыдущая и новая параметризации для маленьких модулей представлены на рисунке 88.

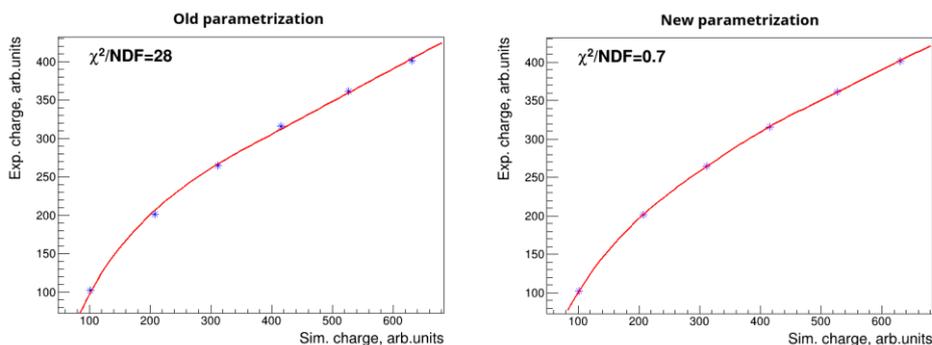


Рисунок 88 – Зависимость положения пиков в экспериментальных данных (синие точки) от данных симуляции. Старая параметризация (слева) и новая параметризация (справа)

На рисунке 88 видно, что новая параметризация наилучшим образом описывает данные.

На рисунке 89 представлено суммарное распределение амплитуды заряда для маленьких ячеек годоскопа в экспериментальных данных и в симуляциях после применения новой параметризации. Видно, что положения пиков после использованной параметризации в моделировании хорошо согласуются с экспериментальными данными.

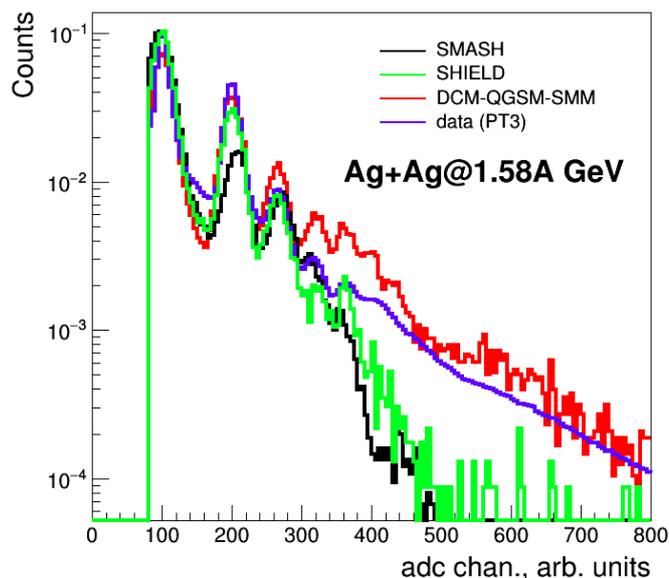


Рисунок 89 – Распределение амплитуды заряда с FWall для маленьких ячеек в столкновениях ядер серебра

Сравнение экспериментальных спектров в сцинтилляционном годоскопе с разными моделями также было проведено для столкновений ядер золота при энергии 1,23 ГэВ/нуклон. Результаты приведены на рисунках 89 и 90 для областей годоскопа с большими, средними и малыми ячейками.

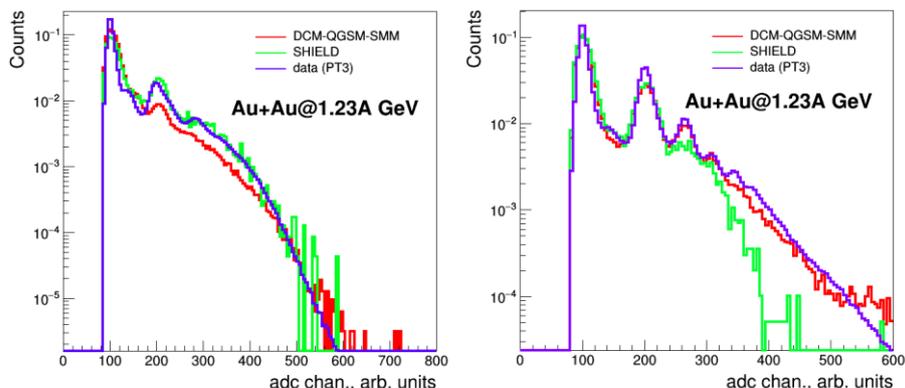


Рисунок 90 – Распределение амплитуды заряда FWall после параметризации данных симуляции для больших ячеек (слева) и для средних (справа)

Видно, что для больших ячеек SHIELD довольно хорошо описывает зарядовые распределения. Наблюдается несогласованность между моделью DCM-QGSM-SMM и данными для частиц с зарядом более двух. Для средних ячеек выход альфа-частиц в обеих моделях меньше, чем в данных. В SHIELD амплитуды частиц с зарядом больше 2 не согласуются с экспериментальными данными, в то время как DCM-QGSM-SMM хорошо описывает экспериментальные спектры.

Для зарядовых распределений с малых ячеек (рисунок 91) наблюдается расхождение между моделями и экспериментальными данными для тяжелых фрагментов.

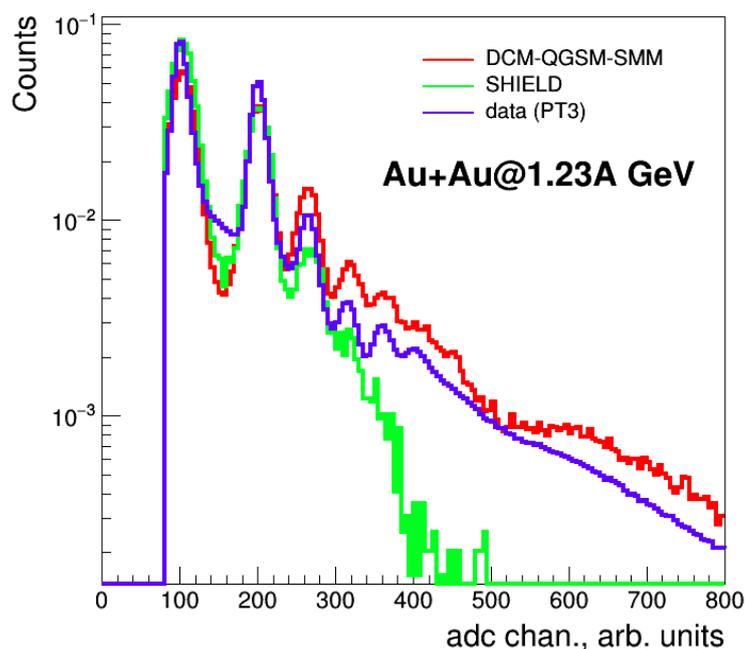


Рисунок 91 – Распределение амплитуды заряда с FWall для малых ячеек

### 3.4. Изучение возможности разделения событий взаимодействия пучка с углеродом в эксперименте ХАДЕС

Примесь углерода в экспериментальных спектрах является одной из возможных причин расхождения спектров в экспериментальных данных и симуляции. События взаимодействия пучка с углеродом возникают вследствие углеродной подложки, на которую закреплена мишень. Для корректного сравнения эксперимента и моделирования, события взаимодействия пучка с углеродом должны быть исключены из экспериментальных данных.

Одной из важнейших задач группы ИЯИ РАН в 2021 г. стало изучение возможности отделения событий взаимодействия пучка с мишенью от событий пучок-углерод.

Для реализации поставленной задачи с помощью DCM-QGSM-SMM генератора были смоделированы и сравнены амплитудных спектры в сцинтиляционном годоскопе для реакций столкновения пучка ионов золота (серебра) с мишенями из золота, серебра и углерода. На рисунках 92-94 представлены амплитудные спектры для областей годоскопа с большими, средними и маленькими ячейками для экспериментальных данных и четырех смоделированных в DCM-QGSM-SMM реакций: Au+Au и Au+C при энергии 1,23 АГэВ, Ag+Ag и Ag+C при энергии 1,58 АГэВ.

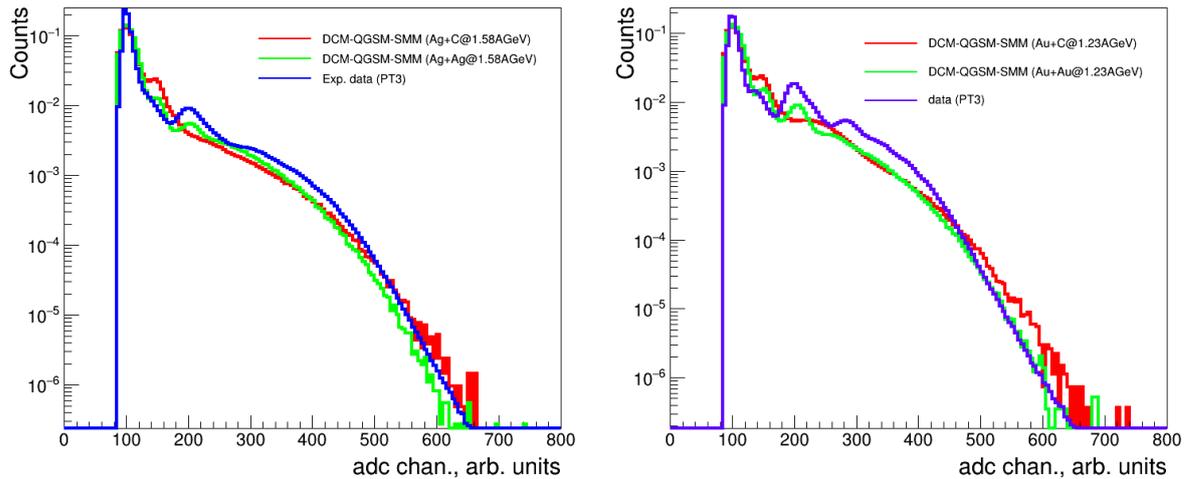


Рисунок 92 – Распределение амплитуды заряда с FWall для больших ячеек для реакций Ag+Ag@1,58AGeV (слева) и Au+Au@1,23AGeV (справа)

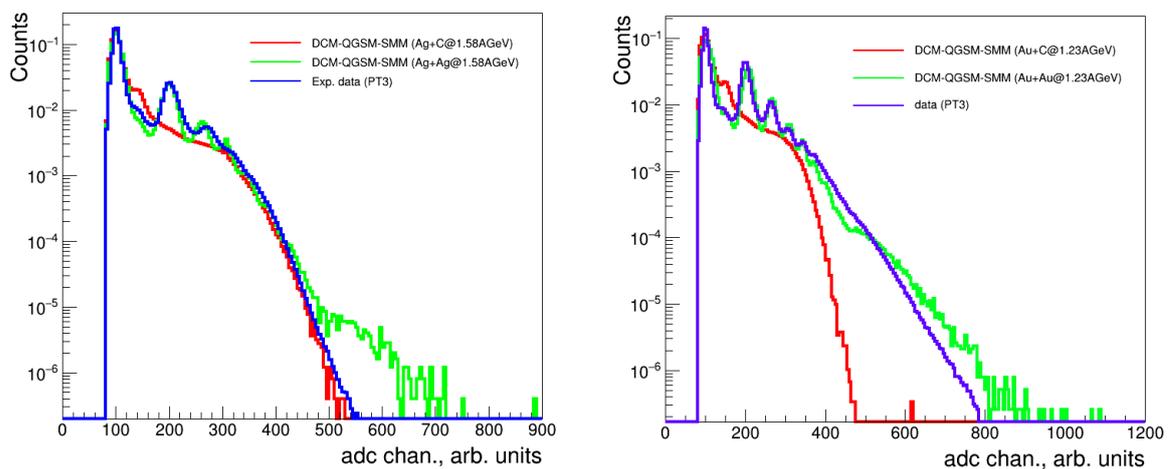


Рисунок 93 – Распределение амплитуды заряда с FWall для средних ячеек для реакций Ag+Ag@1,58AGeV (слева) и Au+Au@1,23AGeV (справа)

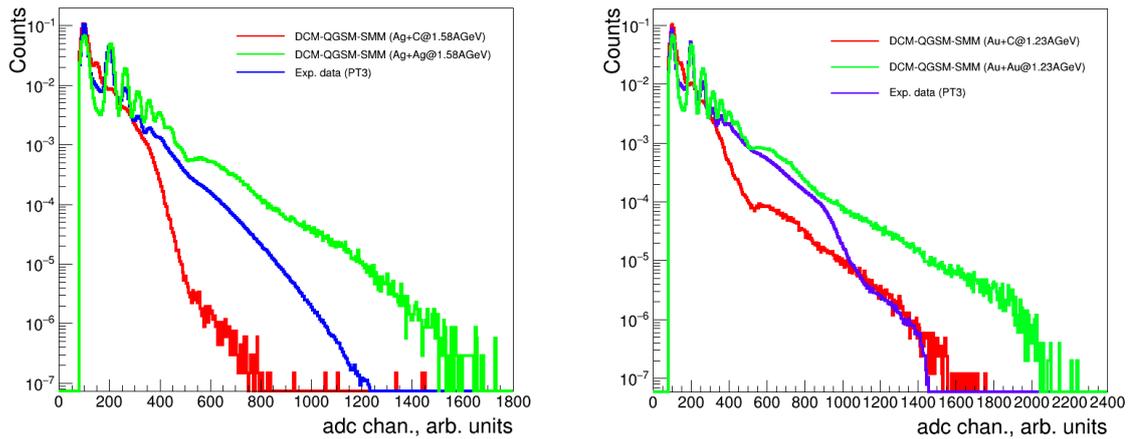


Рисунок 94 – Распределение амплитуды заряда с FWall для малых ячеек для реакций  $\text{Ag}+\text{Ag}@1,58\text{AGeV}$  (слева) и  $\text{Au}+\text{Au}@1,23\text{AGeV}$  (справа)

Распределения зарядов на больших ячейках годоскопа в симуляции DCM-QGSM-SMM мало расходятся для реакций взаимодействия с мишенями из углерода или золота (серебра). В распределениях зарядов на средних и малых ячейках в событиях с мишенью из углерода не наблюдается пиков для частиц с зарядом больше 1, что может быть использовано для разделения событий с углеродом с помощью метода машинного обучения.

В рамках поставленной задачи также был проведен анализ корреляций амплитуды FWall и числа хитов в детекторах TOF и RPC для двух областей, положения вершины столкновения ( $V_z$ ) пучка с мишенью по оси  $z$ . Область  $V_z = (-60;0)$  мм, соответствует расположению мишени, область меньше -60 мм соответствует расположению START детектора, расположенному до мишени. START – детектор размером  $4,7 \text{ мм} \times 4,7 \text{ мм}$  размещён на расстоянии 2 см перед сегментированной мишенью. Он изготовлен из монокристаллического алмазного материала. Металлизация детектора START выполнена из слоя  $\text{Cr}$  толщиной 50 нм, нанесенного на алмаз, за которым расположен слой  $\text{Au}$  толщиной 150 нм. Распределение для  $z$ -координаты вершины столкновения в экспериментальных данных  $\text{Au}+\text{Au}$  при энергии 1,23 АГэВ изображены на рисунке 95.

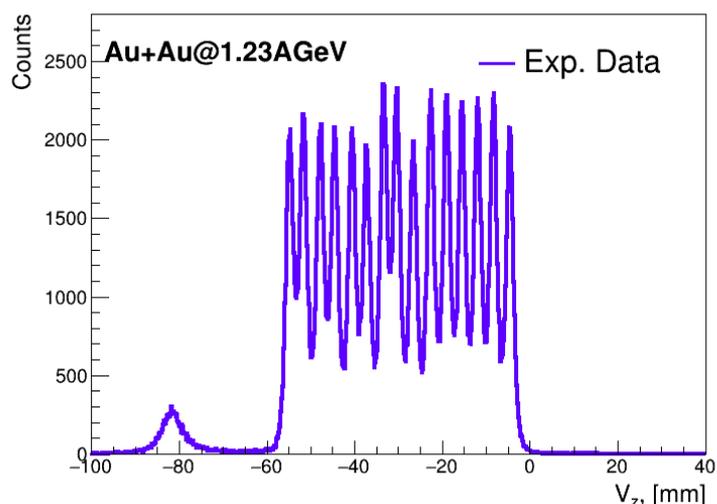


Рисунок 95 – Распределение по z-координате вершины столкновения в реакции Au+Au при энергии 1,23ГэВ на нуклон

На рисунке 96, слева, невозможно выделить области, которые соответствуют событиям Au+Au или Au+C, на рисунке 96, справа, видна явная антикорреляция в области числа хитов в RPC более 55, указанная область соответствует событиям столкновения ядер золота. Из отсутствия корреляций на рисунке 96, справа, при числе хитов в RPC меньше 55 следует, что этой области принадлежат события столкновений ядер золота с углеродом.

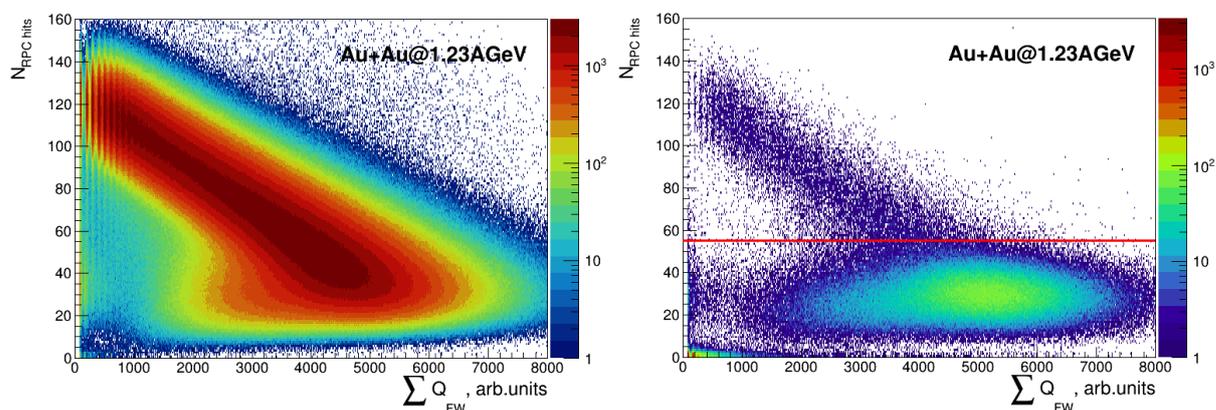


Рисунок 96 – Зависимость числа хитов в RPC от суммарной амплитуды в FWall для области мишени (слева) и области START детектора (справа)

Аналогичные корреляции видны на зависимости числа хитов в TOF детекторе от суммарной амплитуды в сцинтилляционном годоскопе (рисунок 97 слева и справа).

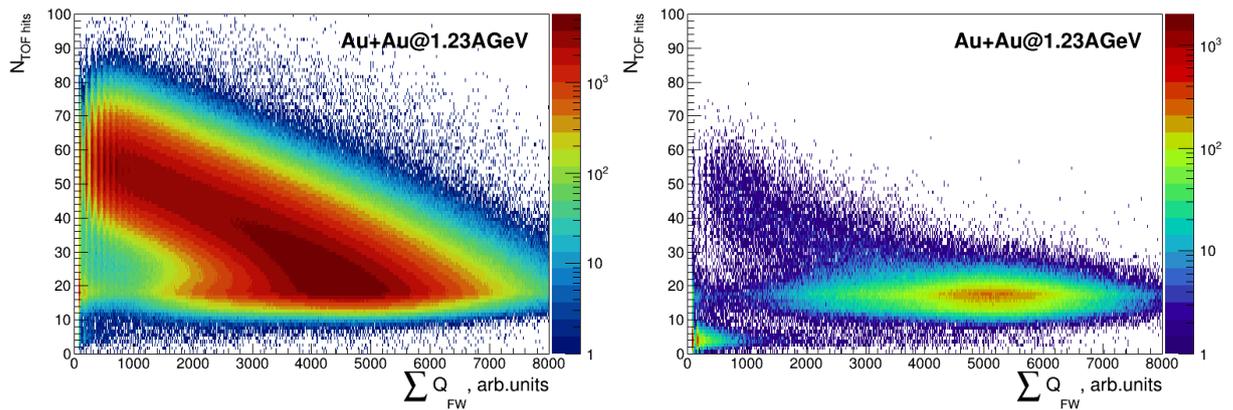


Рисунок 97 – Зависимость числа хитов в TOF от суммарной амплитуды в FWall для области мишени (слева) и области START детектора (справа)

Для области с числом хитов больше и меньше 55 были построены распределения суммарного заряда в FWall (рисунок 98 слева и справа). Выделенные области перекрываются при зарядах 3000-5000.

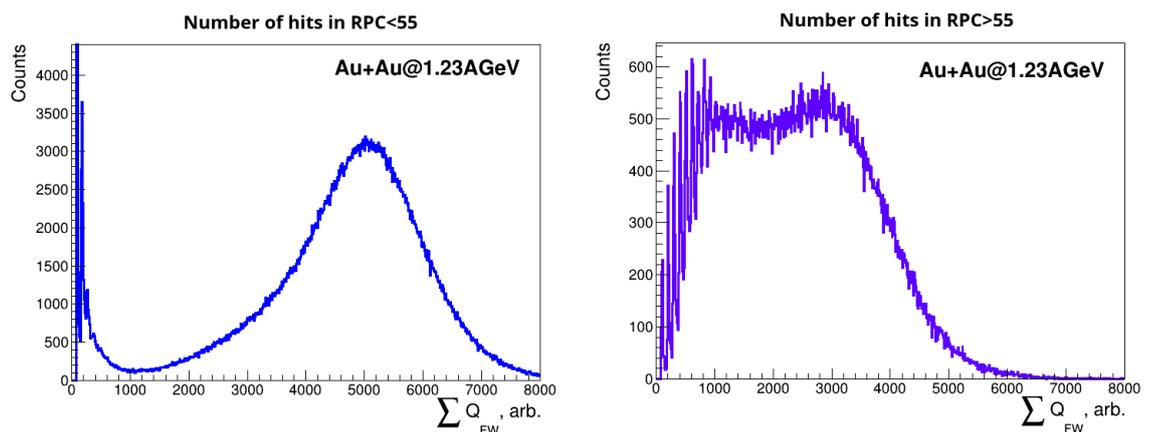


Рисунок 98 – Распределение суммарной амплитуды годоскопа в области расположения START детектора ХАДЕС для числа хитов в  $RPC < 55$  (слева) и числа хитов в  $RPC > 55$  (справа)

Также в дальнейшем будут применены двумерные каты для исключения фоновых событий из распределений (рисунок 99). События на рисунке 98 в области малых зарядов в FWall и малого количества хитов в RPC, соответствуют событиям, когда частица была зарегистрирована в TOF детекторе, но ее фрагмент не был зарегистрирован в годоскопе.

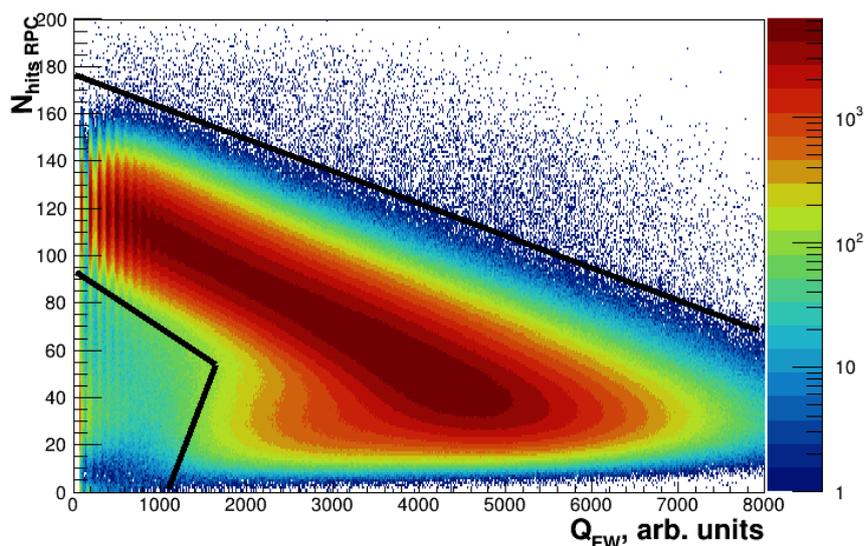


Рисунок 99 – Зависимость числа хитов в RPC от суммарной амплитуды в FWall для области мишени. Черной линией отображены каты на события

Таким образом, группой ИЯИ РАН в 2021 г. были проанализированы зарядовые распределения в годоскопе в симуляциях для разных реакций взаимодействия пучка с углеродом и с мишенью. Результаты моделирования отображают явное отличие событий с углеродом от событий с веществом мишени. В области стартового детектора ХАДЕС, расположенного до мишени, также выделяются две области событий. В дальнейшем полученные результаты и зависимости могут быть использованы для исключения событий взаимодействия пучка с углеродом с помощью метода машинного обучения.

### 3.5. Измерение выходов нейтральных пионов в эксперименте ХАДЕС в столкновениях Ag+Ag при энергии 1,23 ГэВ/нуклон

Еще одним важнейшим направлением исследований, которым занималась группа ИЯИ РАН в 2021 году, – это проведение работ по определению выходов нейтральных пионов по распадам на два гамма кванта в столкновениях Ag+Ag при энергии пучка 1,23 ГэВ на нуклон с использованием электромагнитного калориметра ECAL для измерения угла вылета и энергии гамма-кванта. Для отбора гамма-квантов были использованы следующие критерии:

- нет срабатывания RPC детектора;
- нет совпадения ни с одним треком заряженной частицы;
- $0,9 < \beta < 1,1$ ;
- $E > 100$  МэВ.

Фотоны в одном событии комбинировались во все возможные пары, и в предположении, что данная пара фотонов является продуктом распада частицы,

определялись ее масса, поперечный импульс  $p_t$  и псевдобыстрота  $y$ . Исходя из угловых размеров отдельных ячеек детектора ECal, отбирались только фотоны, угол между которыми был больше  $10^\circ$ . Во всех интервалах по  $p_t$  и  $y$  строился спектр масс двух фотонов. Для вычитания нескоррелированного комбинаторного фона использовался метод смешанных событий, в котором фотоны, объединяемые в пары, выбирались из разных событий. Данный фон масштабировался и вычитался из спектра. Путем интегрирования пика, соответствующего распадам нейтральных пионов, в каждом интервале  $p_t$ - $y$  определялся их выход (рисунок 100).

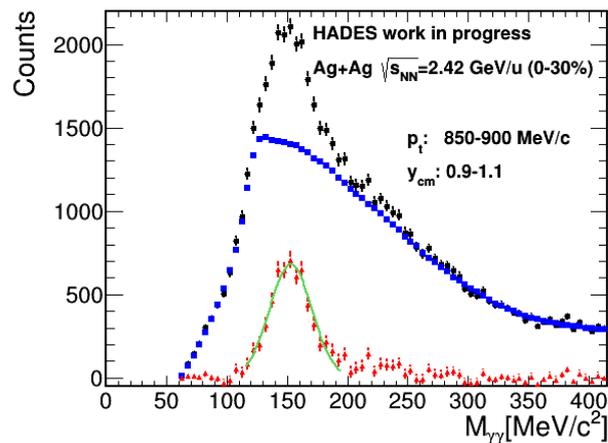


Рисунок 100 – Пример спектра инвариантных масс двух  $\gamma$ -квантов. Черные точки соответствуют измеренному спектру двух фотонов, синие — комбинаторный фон, красные — реконструированный сигнал, соответствующий массе от распада нейтрального пиона

Поправки на эффективность и аксептанс электромагнитного калориметра рассчитывались с помощью Монте-Карло моделирования. Для этого с помощью кода UrQMD генерировались  $\pi$ -мезоны с реалистичным распределением по углам вылета и по импульсам. Продукты их распада —  $\gamma$ -кванты — транспортировались с помощью кода Geant через все детекторы эксперимента HADES, и определялся отклик детектора ECal. Полученные данные анализировались в точности так же, как реальные экспериментальные данные, и отношение восстановленного количества пионов к первоначально сгенерированному давало поправку на аксептанс и эффективность детектора. Данный метод учитывает не только геометрический аксептанс детектора, но и его эффективность, так как расчет отклика детектора проводился с учетом его разрешения и, соответственно, вероятности сигнала оказаться ниже порога срабатывания (рисунок 101).

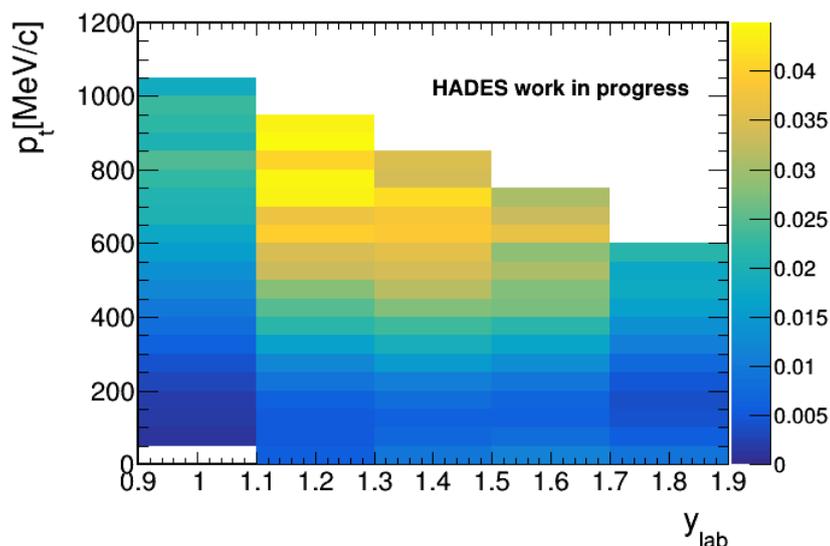


Рисунок 101 – Аксептанс умноженный на эффективность регистрации  $\pi^0$ -мезонов детектором ECal

Дополнительная поправка к эффективности детектора была введена после анализа отклика детектора на электроны и позитроны. Они вызывают в детекторе такой же электромагнитный ливень, как и  $\gamma$ -кванты, но, в отличие от  $\gamma$ -квантов, регистрируются всеми детекторами HADES, а значит, для них можно определить эффективность регистрации не только из моделирования, но и из экспериментальных данных. Сравнение результатов моделирования и эксперимента показало, что реальная эффективность ECal составляет  $\sim 0,85$ . Поэтому в анализе экспериментальных данных вес каждого регистрируемого  $\gamma$ -кванта был увеличен в  $1/0,85$  раза.

Выходы нейтральных пионов в зависимости от поперечного импульса и разных диапазонов по быстроте с учетом эффективности и аксептанса ECal изображены на рисунке 101. Для экстраполяции спектров в область поперечных импульсов, не покрытых аксептансом детектора, полученные спектры аппроксимировались распределением Больцмана:

$$\frac{dN}{dp_t} = C p_t m_t e^{-\frac{m_t}{T}}$$

где  $p_t$  — поперечный импульс,  $m_t$  — т.н. поперечная масса,  $T$  — температура. Путем интегрирования данных зависимостей были получены полные выходы нейтральных пионов в каждом интервале по псевдобыстроте (правая часть графика на рисунке 102).

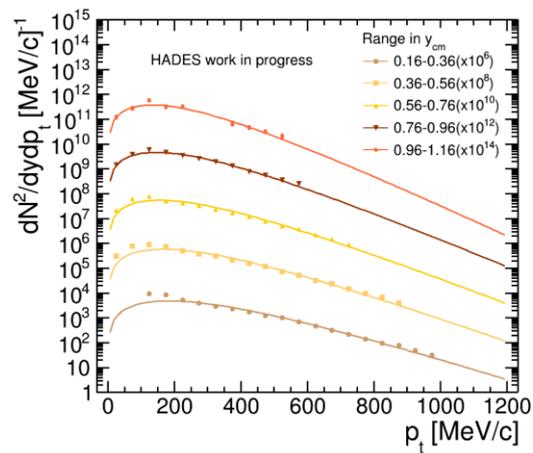


Рисунок 102 – Зависимость выхода нейтральных пионов от поперечного импульса для разных интервалов по псевдобыстроте

Исходя из симметрии столкновения, можно отразить полученный график относительно быстроты файерболла (левая часть графика на рисунке 103). В первом приближении данную зависимость можно аппроксимировать распределением Гаусса. Интегрирование полученной зависимости дает выход  $\pi^0$ -мезонов в полный телесный угол. С учетом того, что анализируемые данные были отобраны по центральности столкновения 0-30%, можно рассчитать выход пионов на одну частицу-партисипант столкновения. Полученное значение  $(4,1 \pm 1) \times 10^{-2}$  согласуется с данными других экспериментов в пределах погрешностей. Ошибка измерения обусловлена систематикой, связанной с определением эффективности детектора. Для уточнения полученного результата необходимо дальнейшее исследование эффективности электромагнитного калориметра.

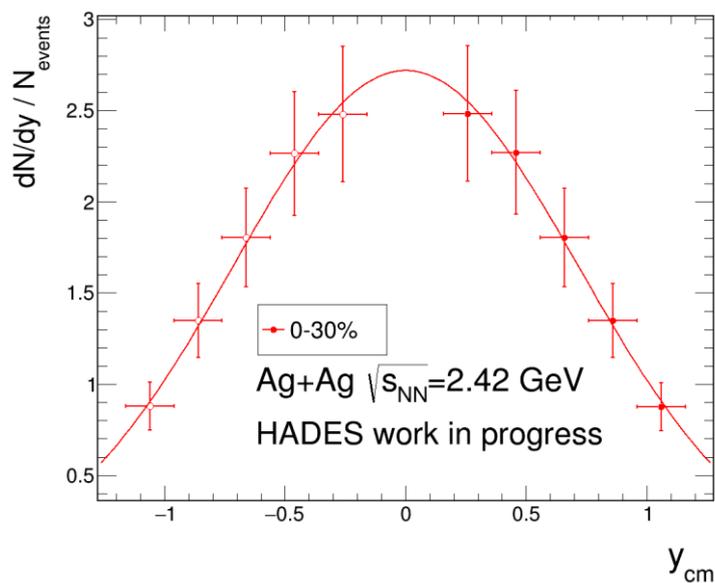


Рисунок 103 – Зависимость выхода нейтральных пионов от псевдобыстроты

### 3.6. Список выступлений на международных конференциях по тематике ХАДЕС

1. E. Zherebtsova, Study of spectator distributions in the HADES experiment 20th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics, 19-25.08.2021. [https://lomcon.ru/?page\\_id=814](https://lomcon.ru/?page_id=814).
2. E. Zherebtsova, Study of spectator distributions in the HADES experiment. 10th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2021). 23.08-0409.2021. <https://indico.cern.ch/event/1025480/abstracts/130711/>.
3. Zherebtsova, Study of spectator distributions in the HADES experiment. LXXI International conference "NUCLEUS – 2021. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies". 20-25.09.2021. <https://indico.cern.ch/event/1012633/contributions/4478284/>.
4. А. Шабанов, Исследование выхода нейтральных пионов в столкновениях AgAg при энергии пучка 1.23 ГэВ/нуклон. Физика элементарных частиц и космология 2021, 19– 20.04.2021. <https://belle.lebedev.ru/conference/расписание/>.
5. A. Shabanov,  $\pi^0$  production in Ag+Ag collisions at 1.23 AGeV beam energy. PANIC 2021. 5-10.09.2021. <https://indico.lip.pt/event/592/contributions/3336/>.
6. A. Shabanov, Study of acceptance of ECal detector of the HADES experiment. AYSS 2021. 11-15.10.2021. <https://indico.jinr.ru/event/2338/contributions/14338/>.
7. A. Shabanov, Efficiency study of the ECal detector of the HADES experiment. Nucleus 2021. 20–25.09.2021. <https://indico.cern.ch/event/1012633/contributions/4478069/>.

## 4. Исследование свойств сжатой барионной материи на установке CBM в GSI

### 4.1. Установка CBM и передний адронный калориметр PSD

Установка CBM [69] представляет собой магнитный спектрометр, состоящий из сверхпроводящего магнита, ряда детекторных систем для идентификации типа частиц и определения их импульсов, электромагнитного калориметра, а также переднего адронного калориметра – PSD (Projectile Spectator Detector), рисунок 104. Передний адронный калориметр PSD [70] планируется использовать в экспериментах на установке CBM для пособытийного определения центральности, а также ориентации плоскости реакции в ядро-ядерных столкновениях с хорошей точностью, что необходимо для проведения исследований анизотропии азимутальных потоков частиц, образующихся в ядро-ядерных взаимодействиях.

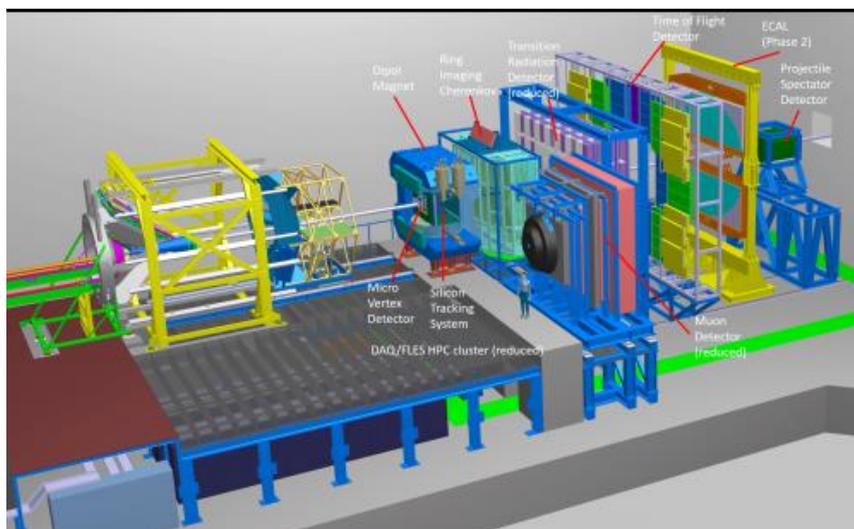


Рисунок 104 – Общий вид установки CBM

PSD – это модульный адронный калориметр, состоящий из 44 отдельных модулей, с отверстием в центральной части калориметра для прохождения налетающего пучка ядер. Каждый модуль адронного калориметра (рисунок 105) имеет поперечный размер  $20 \times 20 \text{ см}^2$  и состоит из 60 слоев пластин свинца с толщиной 16 мм с расположенными между ними пластинами из пластикового сцинтиллятора толщиной 4 мм. Модули адронного калориметра имеют продольную сегментацию на 10 секций, свет с каждой секции считывается микропиксельными лавинными фотодиодами HAMAMATSU MPPC (MicroPixel Photon Counter) S14160-3010P. Фотодетекторы MPPC со светозащитой и калибровочным светодиодом размещаются на печатной плате, расположенной на торце модуля. Конструкция калориметра и его характеристики подробно описаны в Техническом проекте [70] переднего адронного калориметра установки CBM. Все модули

калориметра изготовлены и протестированы в ИЯИ РАН в соответствии с контрактом ФАИР-ИЯИ.

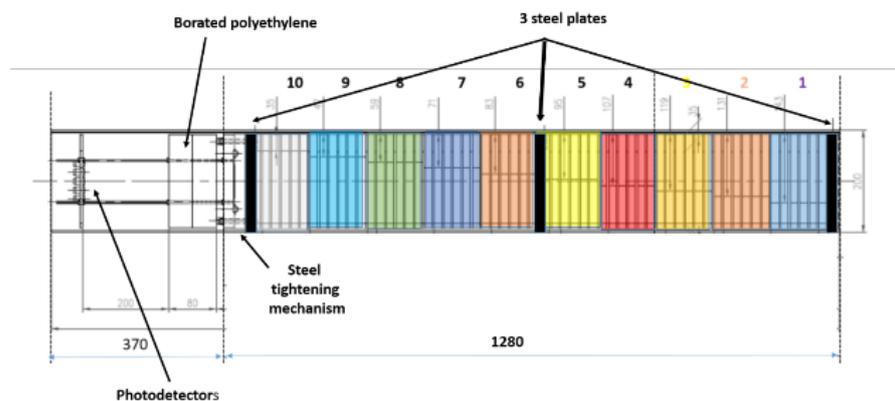


Рисунок 105 – Схема отдельного модуля PSD

#### 4.2. Система сбора данных переднего адронного калориметра PSD

В 2020 году группой ИЯИ была разработана принципиальная схема системы сбора данных переднего адронного калориметра PSD. Пояснения по каждому из пунктов схемы даны в тексте ниже.

Схема системы сбора данных PSD представлена на рисунке 106 и включает в себя:

- 44 платы FEE (Front-End Electronics) с MPPC (по 10 на каждой плате) для считывания световых сигналов с секций модулей. Все MPPC светоизолированы для минимизации шумовых помех; Эти платы устанавливаются непосредственно в модулях калориметра.
- 7 плат ADC64, каждая из которых соединена со своим интерфейсным блоком;
- один сервисный блок, предназначенный для регулировки напряжения на MPPC, управления калибровочным светодиодом и мониторинга температуры.

Платы ADC64 с интерфейсными блоками и сервисный блок устанавливаются в радиационно-безопасном помещении и соединены с FEE платами кабелями длиной 60 м.

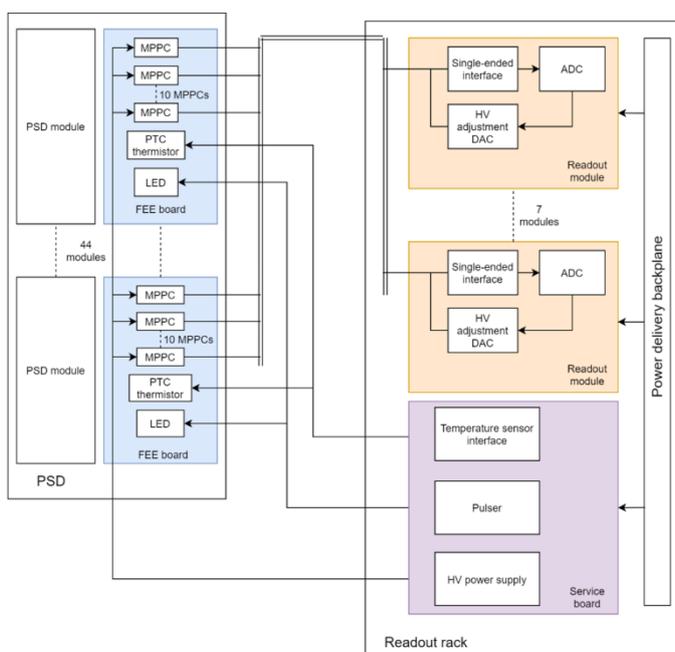


Рисунок 106 – Схема системы сбора данных переднего адронного калориметра PSD

На плате FEE установлено 10 MPPC, фильтры напряжения смещения, радиационно-стойкий термодатчик, необходимые разъемы. MPPC и светодиод защищены непрозрачными экранами. Предварительные тесты показали значительное улучшение светоизоляции MPPC и снижение темнового тока с 7 мкА до 80 нА на канал при использовании таких экранов. На рисунке 107 представлен эскиз разработанной платы.

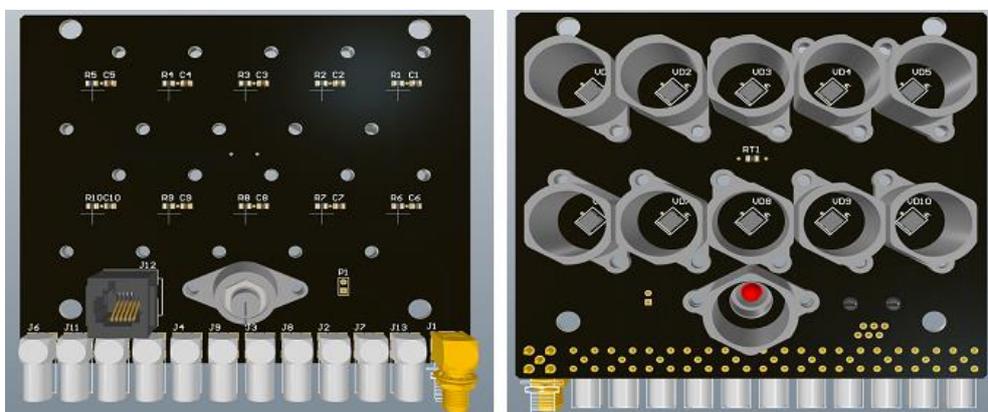


Рисунок 107 – Эскиз платы FEE

Плата ADC64 (рисунок 108), первоначально разработанная для электромагнитного калориметра эксперимента PANDA, представляет собой 64-канальный модуль ADC на основе АЦП и ПЛИС (FPGA). Модуль ADC выполнен по схеме со считыванием модулем ПЛИС потоковых АЦП, при этом внутри ПЛИС осуществляется предварительная обработка осциллограммы и определяются основные параметры формы сигнала, наложения импульсов (pile-up) и конечные данные выдаются на выходной интерфейс.



Рисунок 108 – Фотография платы ECAL@ADC64

В плате ECAL@ADC64 для эксперимента PANDA используется АЦП LTM9011 с частотой дискретизации до 125 МГц. Разрешение АЦП составляет 14 бит на диапазоне 2Vpp. На плате установлено две микросхемы ПЛИС Kintex 7, где происходит обработка сигналов: обработка формы сигнала, формирование пакета и отправка в систему сбора данных.

Для сопряжения платы FEE с платой ADC64 в 2020 году был разработан и испытан интерфейсный блок (ADC addon), который состоит из 64 преобразователей из однополярного сигнала в дифференциальный. Интерфейсный блок предусматривает 50-Ом согласованную нагрузку входной линии, настраиваемый уровень нуля на входе и выходе. Блок соединяется с ADC64 межплатными разъемами и устанавливается единым модулем – фотография сборки показана на рисунке 109.



Рисунок 109 – Фотография платы ECAL@ADC64 в сборе с интерфейсным блоком

Сервисный блок включает в себя генератор напряжения смещения MPPC, систему мониторинга тока MPPC с автоматическим аварийным отключением при превышении порога, прецизионный генератор импульсов для светодиодов оптической калибровки, а также цифровой интерфейс термодатчиков. Блок имеет возможность как локального, так и удаленного управления. В тестах 2021 г. использовалась уменьшенная версия блока, изготовленная с целью проверки схемотехнических решений и разработки программного обеспечения. Схема блока представлена на рисунке 110.

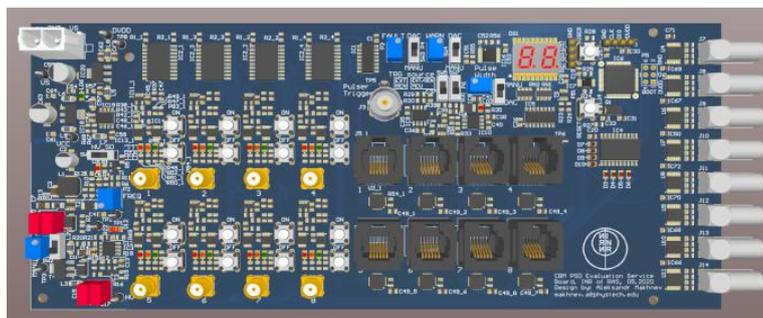


Рисунок 110 – Сервисный блок системы сбора данных детектора PSD

Одна из основных задач в 2021 г. группы ИЯИ в эксперименте CBM заключалась в интеграции системы сбора данных переднего адронного калориметра PSD в общую систему сбора данных эксперимента CBM, а также тестировании прототипов отдельных модулей считывающей электроники.

#### **4.3. Разработка системы управления напряжением смещения фотодетекторов**

В 2021 году была разработана и испытана новая версия интерфейсного блока, которая включила в себя систему поканальной коррекции напряжения смещения фотодетекторов. Система коррекции необходима для компенсации температурного дрейфа и радиационной деградации MPPC. Кроме того, она позволяет выровнять усиления фотодетекторов, различия между которыми могут быть обусловлены оптическим контактом плат FEE с модулями калориметра. Различия в откликах фотодетекторов могут возникать и в рамках одного модуля калориметра, объясняемые неравномерностью светосбора с продольных секций модуля, что в свою очередь вызвано различной длиной используемого оптоволоконна.

Система коррекции напряжения смещения фотодетекторов приведена схематично на рисунке 111. К входному разъему интерфейсного блока подключен ЦАП, который через резистор устанавливает постоянное напряжение до конденсатора развязки. Таким образом, линия внутри сигнального кабеля находится в покое на ненулевом напряжении. За счет наличия этого напряжения становится возможной регулировка напряжения на фотодетекторе для изменения его усиления. ЦАП управляются по протоколу SPI встроенным в интерфейсный блок микроконтроллером, который получает команды о необходимом напряжении компенсации от модуля ADC64 через линию с протоколом I2C. Интерфейсный блок предусматривает 16 4-канальных цифро-аналоговых преобразователей с буферными усилителями и удаленным управлением.

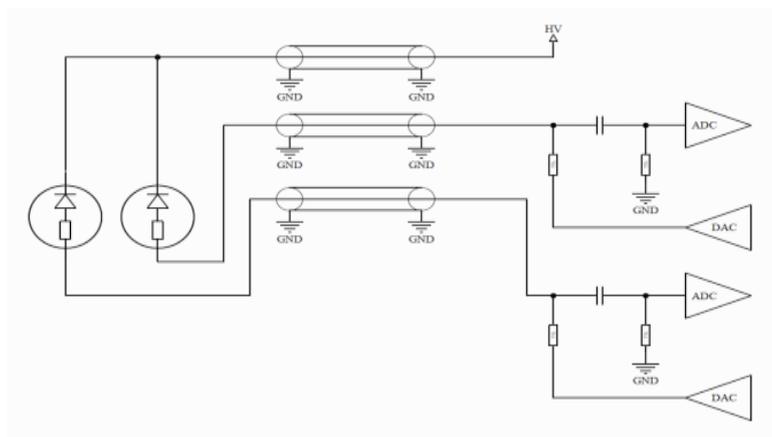


Рисунок 111 – Схема регулировки усиления МРРС

#### 4.4. Изучение ослабления отклика фотодетекторов коаксиальным кабелем 60 м

Высокая радиационная нагрузка требует размещения электроники калориметра PSD вдали от детектора, что предполагает передачу сигналов от фотодетекторов МРРС по длинным (до 60 м) линиям и хорошего разделения сигнала и шума. В связи с этим было проведено измерение ослабления сигнала от МРРС на коаксиальном кабеле 60 м. Сравнивались кабели от двух производителей: «PK50-3-310нг(С)-HF» производителя «Спецкабель», Россия и «С-50-3-1 50 ОНМ» производителя «DRAKA», Германия. На рисунке 112 (справа) представлена измеренная зависимость ослабления сигнала от частоты для кабеля «PK50-3-310нг(С)-HF» 50 м и 60 м и кабеля «С-50-3-1 50 ОНМ» длиной 50 м. Результаты этих измерений показывают незначительную разницу двух испытанных кабелей, в результате чего был выбран кабель немецкого производителя из соображений удобства оплаты и логистики.

На рисунке 112 (слева) представлена форма сигнала от МРРС с амплитудой эквивалентной энергосделению 500 MIP (Minimum Ionization Particle) в трех различных случаях. В первом случае в тесте использован кабель длиной 1,5 м. Во втором – длиной 60 м. В третьем случае использовался кабель длиной 60 м, и оцифровка сигнала проводилась платой ADC64, используемой в системе сбора данных калориметра PSD. Сравнение сигналов показало ослабление сигнала в 1,5 раза на кабеле 60 м и практически отсутствие затягивания сигнала. Изучение ослабления отклика микропиксельных лавинных фотодиодов длинными коаксиальными кабелями показало возможность передачи сигналов фотодетектора кабелем длиной 60 м обоих производителей в системе сбора данных калориметра PSD.

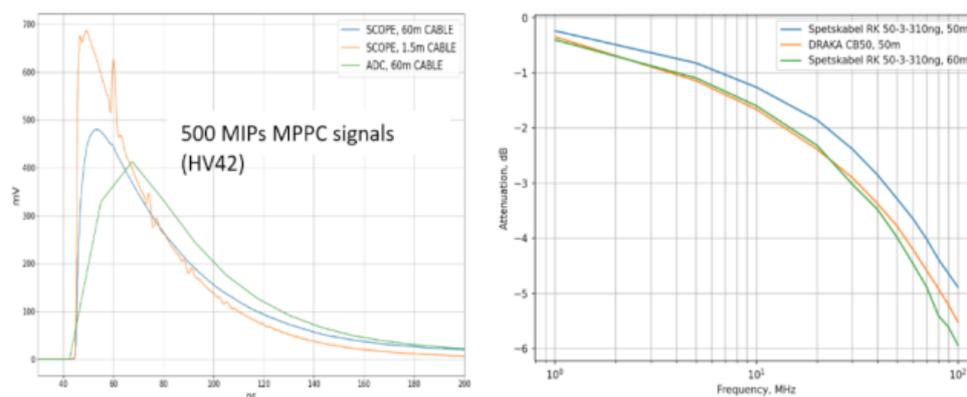


Рисунок 112 – Форма сигнала МРРС в зависимости от длины кабеля (слева); АЧХ ослабления двух типов кабеля (справа)

#### 4.5. Определение динамического диапазона системы сбора данных детектора PSD

Динамический диапазон системы сбора данных калориметра PSD определяется с одной стороны диапазоном АЦП платы ADC64, а с другой стороны – разделением сигнала с амплитудой равной 1 МIP от шумовых сигналов. Два этих условия должны выполняться в широком диапазоне напряжения смещения фотодетектора МРРС для возможности калибровки и температурной компенсации усиления во время эксплуатации детектора.

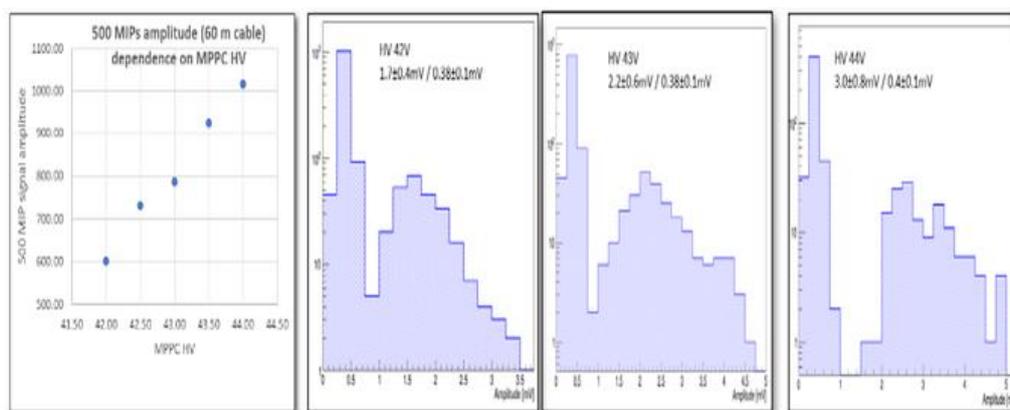


Рисунок 113 – Слева: Зависимость амплитуды от напряжения смещения фотодетектора МРРС. Справа: Разделение амплитудного спектра от шумового пика для трех напряжений смещения МРРС с усилением сигнала  $\times 2$

Предварительные результаты моделирования показывают, что динамического диапазона 1 – 500 МIP достаточно для выполнения физических измерений калориметра PSD в эксперименте СВМ. На рисунке 113 слева показаны амплитуды референсного 500 МIP сигнала, измеренные при различных напряжениях смещения МРРС, управляемых при помощи описанной выше системы коррекции усиления фотодетекторов.

Максимальное ожидаемое значение амплитуды сигнала с МРРС реализуется для референсного сигнала при напряжении смещения 44 В и составляет 1 В. Поскольку максимум диапазона входных значений платы ADC64 составляет 2 В, было установлено усиление сигналов по амплитуде в два раза. На рисунке 113 справа показано хорошее разделение амплитудных спектров от шумового пьедестала с усилением сигнала  $\times 2$  для трех различных напряжений смещения фотодетектора МРРС. Эти измерения демонстрируют динамический диапазон 1–500 МIP для системы сбора данных калориметра PSD при усилении сигнала  $\times 2$  с широким диапазоном напряжения смещения фотодетекторов МРРС.

#### 4.6. Амплитудная калибровка секций mPSD на космических мюонах

В рамках подготовки mPSD к физическому сеансу эксперимента mCBM [71], в апреле-мае 2021 г. была проведена амплитудная калибровка откликов МРРС на световые сигналы от космических мюонов, проходящих сквозь секции модуля адронного калориметра. Типовой энергетический спектр в одной из секций mPSD показан на рисунке 114 черным цветом. Для отбора сигналов от космических мюонов, проходящих сквозь секции под углами, близкими к горизонтальным, был применен отбор по значению интеграла сигнала в соседних секциях, расположенных перед и после исследуемой секции. Под интегралом сигнала понимается площадь под осциллограммой. На рисунке 114 показаны энергетические спектры в одной из секций при различных отборах: зеленым цветом – в случае, когда интеграл в одной из соседних секций превысил порог в 5 мВ; пурпурным – когда интегралы в обеих соседних секциях превысили порог в 5 мВ. Красным показана фитирующая функция, в качестве которой выбрана композиция функций Ландау и Гаусса. Наиболее вероятная величина данной функции есть отклик секции на 1 МIP. В секциях, у которых имеется только одна соседняя секция, требовалось превышение порога интеграла только одной этой соседней секции.

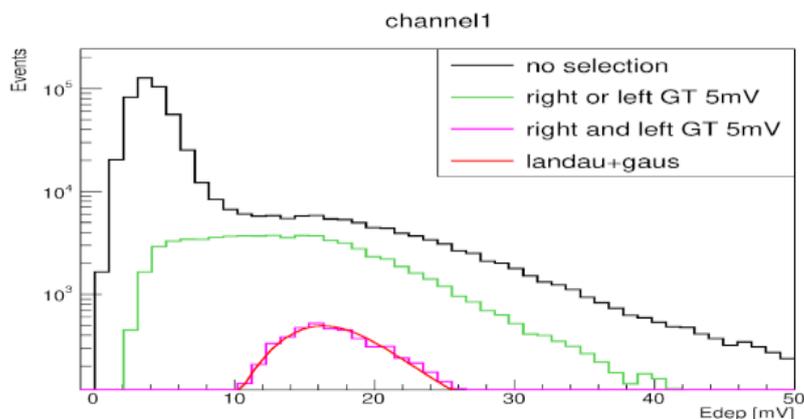


Рисунок 114 – Спектры энергосодержания космических мюонов в одной из секций mPSD при различных отборах событий

Для калибровки секций mPSD были проведены измерения энерговыделения космических мюонов в секциях при различных (но одинаковых для всех каналов) значениях напряжений компенсации на MPPC. Был выполнен поканальный подбор напряжений, приводящий к выравниванию откликов секций mPSD. В дальнейшем планируется автоматизация этой процедуры. Полученные профили усиления показаны на рисунке 115. Здесь цветными линиями показаны положения пиков амплитуд сигналов от космических мюонов в секциях mPSD при различных напряжениях компенсации. Черная линия – выровненный профиль усиления при подстроенных поканально напряжениях компенсации.

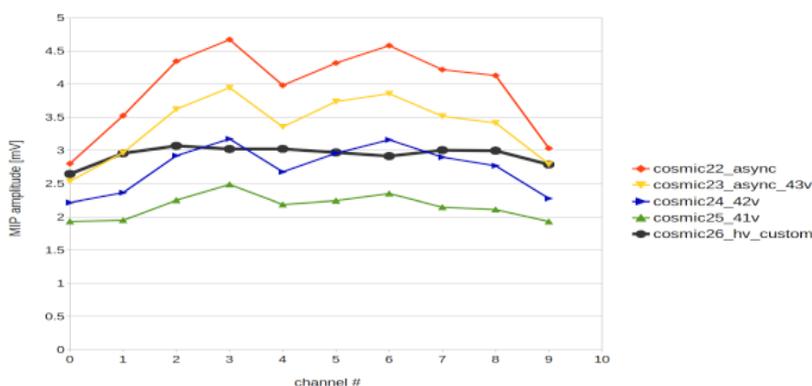


Рисунок 115 – Положения амплитуд мюонных пиков при различных напряжениях компенсации MPPC

#### 4.7. Разработка программного модуля ПЛИС для платы CRI для сбора данных калориметра PSD

Плата CRI (Common Readout Interface) [72] используется как основной элемент системы сбора данных детектора CBM и была впервые опробована в этой роли в эксперименте mCBM во время физического сеанса в июне 2021 г. Данная плата позволяет принимать и сортировать данные с детекторов в эксперименте CBM. Для использования mPSD в физическом сеансе в эксперименте mCBM в июне 2021 г был разработан программный модуль ПЛИС для платы CRI, позволяющий принимать данные детектора PSD в общей системе сбора данных эксперимента. Данный модуль также обеспечивает контроль и управление системой сбора данных детектора PSD по протоколу GBT.

На рисунке 116 представлена схема программного модуля ПЛИС для платы CRI для сбора данных и управлением детектора PSD. Основные элементы программного модуля:

- “adc gbt emu” позволяет эмулировать данные от платы “ADC board” для отладки и симуляции работы кода программы.

- “ADC control” Посылает и принимает пакеты данных для управления и мониторинга системы сбора данных калориметра PSD.
- “Data reader” распаковывает пакеты данных, полученные от платы “ADC board” и сохраняет их в буфер памяти для дальнейшей сортировки.
- “Data sorter” сортирует данные с нескольких линий GBT (2 - 8) по временным меткам для дальнейшей передачи в систему сбора данных.
- “FLIM interface” является интерфейсом между программным модулем PSD и общим программным комплексом ПЛИС платы “CRI” для передачи в систему сбора данных.
- “GBT/calib readout” обеспечивает передачу данных по каналу управления для отладки и калибровки системы сбора данных модуля PSD.

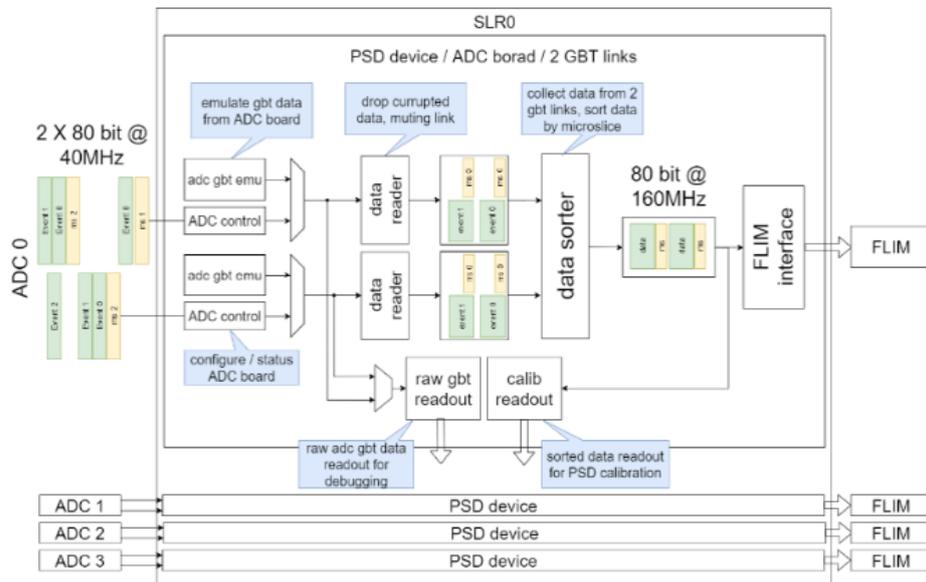


Рисунок 116 – Схема программного модуля ПЛИС для платы CRI для сбора данных и управления детектора PSD

Для управления программным модулем ПЛИС для платы CRI и системой сбора данных модуля PSD был также разработан программный комплекс на языке Python. Данный комплекс позволяет калибровать, отлаживать и отслеживать работу mPSD в эксперименте mCBM. Библиотеки модуля позволяют осуществлять централизованное управление mPSD в эксперименте mCBM.

#### 4.8. Результаты физического сеанса на эксперименте mCBM в июне 2021 г.

В ходе подготовки к физическому сеансу на эксперименте mCBM в 2021 г. разработанная система сбора данных для калориметра PSD была протестирована и установлена на детектор mPSD, рисунок 117. Система включает в себя плату FEE и интерфейсный блок, соединенный с ADC64, и была подключена к детектору по

коаксиальным сигнальным кабелям длиной 60 м. Напряжение смещения на МРРС подавалось с внешнего источника питания и корректировалось интерфейсным блоком. В ходе эксперимента данные с mPSD набирались с помощью платы CRI.

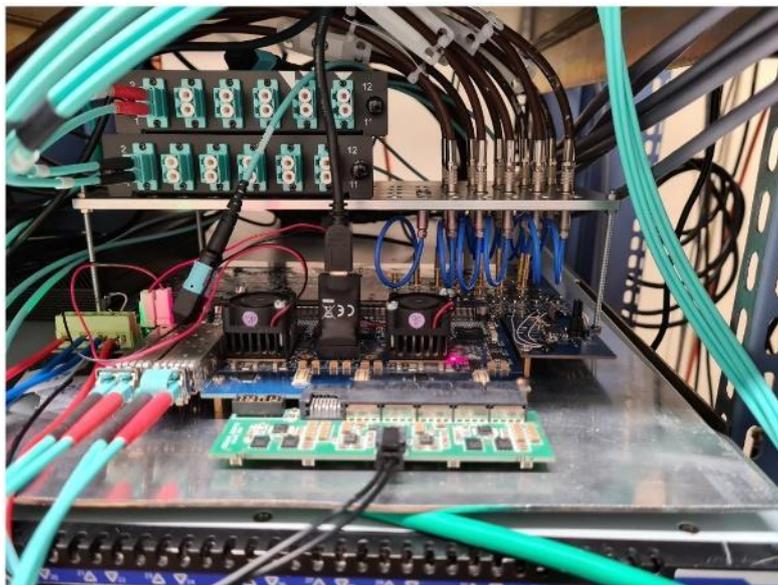


Рисунок 117 – Плата ADC64 с интерфейсным блоком подключена к системе сбора данных эксперимента mCBM, июнь 2021 г. Сверху в патч-панель ведут коричневые коаксиальные сигнальные кабели длиной 60 м, другим концом подключенные к плате FEE

В июне 2021 года в физическом сеансе эксперимента mCBM пучок ионов кислорода с кинетической энергией 2 AGeV сталкивался с никелевой мишенью толщиной 4 мм. В результате проведенных тестов было показано, что данные, поступающие от mPSD, синхронны с данными, поступающими от других подсистем mCBM. Такой вывод делается исходя из графика временной корреляции, показанного на рисунке 118. Явный пик в распределении разности времени отклика детекторов mTOF и mPSD (временной сдвиг), расположенный примерно на отметке -1200 нс, указывает на корреляцию данных и служит для выбора пучковых событий.

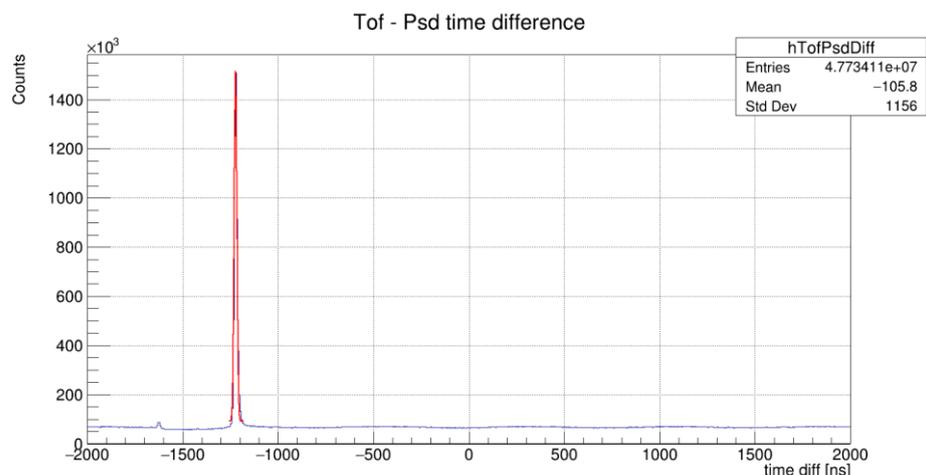


Рисунок 118 – Временной сдвиг между данными детекторов mTOF и mPSD

Отклик секций mPSD изучался при различных интенсивностях пучка и сравнивался с данными моделирования. Максимальная скорость взаимодействий, указанная в Техническом проекте PSD, при которой будет работать калориметр, составляет 1 МГц. Во время испытаний при такой скорости взаимодействия доля перекрывающихся сигналов (наложений) составляла около 35% от общего числа событий. В рамках анализа подобные события с наложениями не учитывались. При таком отборе событий наблюдалось хорошее согласие экспериментальных данных и данных моделирования. На рисунке 119 показано сравнение полученных экспериментальных данных (синим цветом) и смоделированных данных GEANT4 с набором физических моделей FTFP\_BERT (пурпурным цветом). Пример распределения энерговыделения в секции mPSD №0 приведен слева. Справа показано сравнение профилей энерговыделения во всем 10 секциям mPSD. Здесь, в каждом из десяти бинов, соответствующих номерам секций mPSD, устанавливается усредненное по всем событиям энерговыделение в данной секции. Видно, что экспериментальные данные хорошо согласуются с данными симуляции во всех секциях mPSD.

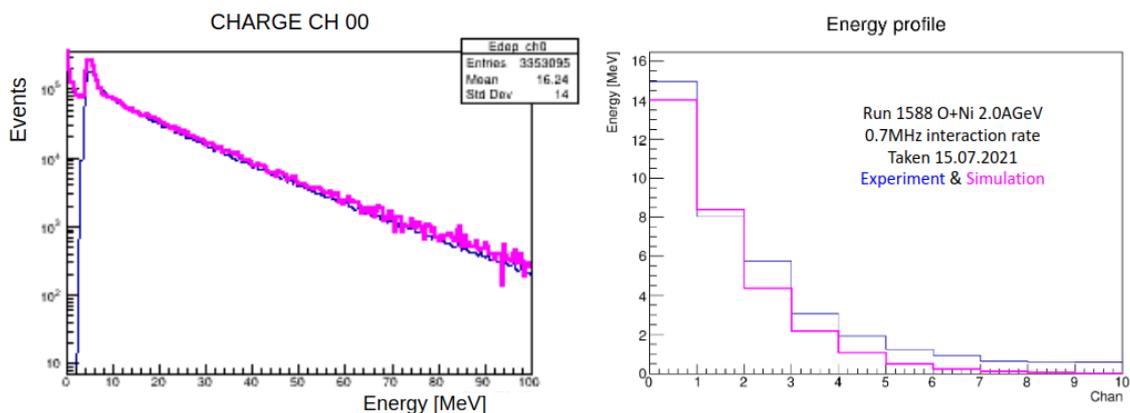


Рисунок 119 – Слева: энерговыделение в секции mPSD №0 – экспериментальное (показано синим) в сравнении с смоделированными данными (пурпурным). Справа: профиль энерговыделения в mPSD в сравнении с смоделированными данными. Частота взаимодействия 0,7 МГц

Во время проведения тестовых сеансов были выявлены некоторые проблемы. Во-первых, полоса пропускания канала GBT (~ 100 бит/сигнал) не позволяет передавать сигналы полностью (~ 500 бит/попадание). Таким образом, в будущем необходимо реализовать алгоритм обработки сигналов на уровне ПЛИС. Во-вторых, наблюдался дрейф нулевого уровня при высоких нагрузках детектора. Этот эффект был вызван введением в измерительный тракт блокирующего конденсатора. Несмотря на то что во время измерений этот эффект был скомпенсирован, наличие такого дрейфа не позволяет

эффективно триггироваться от слабых сигналов с амплитудой около одного МIP. Это может привести к искажению оценки энерговыделения в mPSD в событии из-за неучета такого сигнала. Кроме того, при частоте взаимодействия около 1 МГц наблюдалась большая доля событий с наложениями сигналов, достигающая 35%.

#### 4.9. Разработка цифрового полосового фильтра для сигналов калориметра PSD

Рассматривая совокупность всех вышеобозначенных проблем, обнаруженных в тестовом сеансе, было принято решение о разработке цифрового полосового фильтра с конечной импульсной характеристикой для их устранения. Цифровой фильтр используется для улучшения качества сигнала – для отделения сигнала от фона или для устранения нежелательных сигналов, – подавляя определенные частоты во входной последовательности.

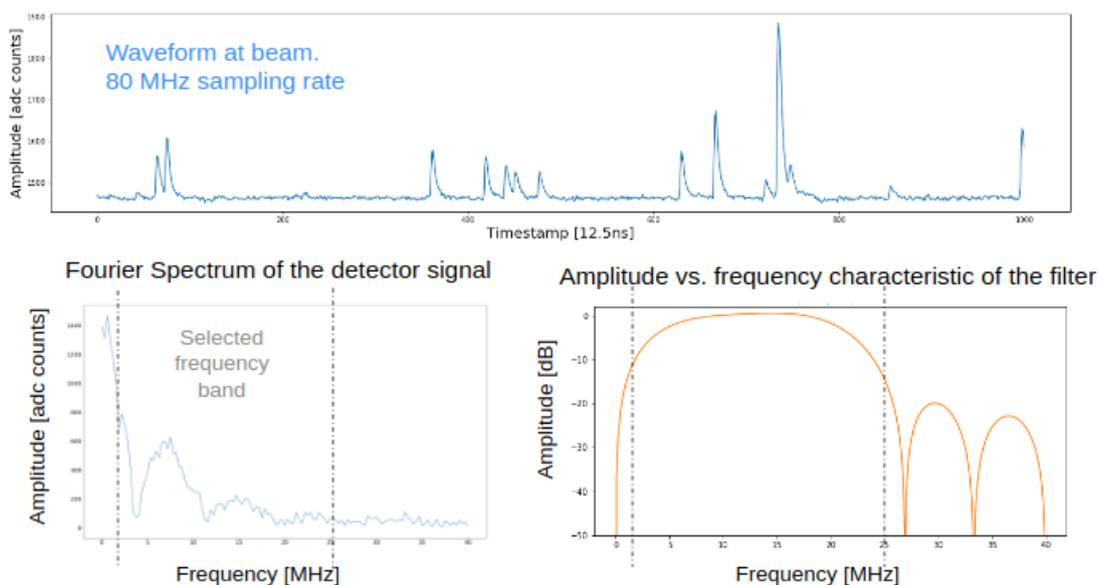


Рисунок 120 – Сверху: осциллограмма одного канала mPSD, данные физического сеанса. Внизу слева: Фурье-спектр сигнала детектора и выбранная полоса частот. Внизу справа: амплитудно-частотная характеристика разработанного фильтра

Для создания полосового фильтра экспериментально был выбран диапазон от 2 до 25 МГц. При таком выборе полосы пропускания можно значительно сузить сигналы по времени, не создавая при этом искусственных выбросов. Срез частотного спектра ниже 2 МГц устраняет низкочастотные колебания, включая дрейф нулевого уровня, а срез спектра выше 25 МГц устраняет высокочастотные шумовые составляющие. На верхней части рисунка 120 показана форма сигнала mPSD, полученного на физическом сеансе с частотой дискретизации АЦП 80 МГц. На нижнем левом изображении показан частотный спектр сигнала, а выбранная полоса частот выделена пунктирной линией. Частотная

характеристика разработанного фильтра показана в правой нижней части рисунка 120. Разработанный фильтр состоит всего из 11 компонентов, что позволит в дальнейшем реализовать его на уровне ПЛИС.

Для проверки чувствительности разработанного фильтра к сигналам малой амплитуды, фильтр был применен к сигналам от космических мюонов (показаны синим в верхней части рисунка 121). Триггирование осуществлялось по двум последовательным точкам осциллограммы, превышающим порог амплитуды (показано красным).

Применяя разработанный фильтр к исходным сигналам и составляя триггер по амплитуде отфильтрованного сигнала и знаку его производной, была получена нижняя часть рисунка 121. Анализ показывает, что чувствительность к малоамплитудным сигналам вблизи уровня МПР полностью сохраняется.

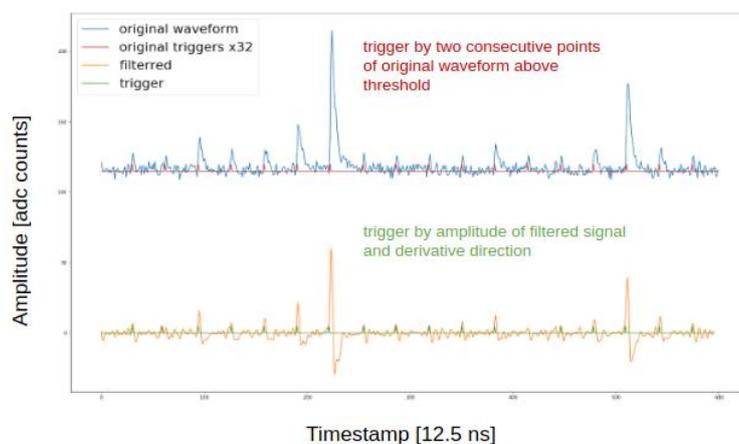


Рисунок 121 – Сверху: сигналы космических мюонов и их триггер по двум последовательным точкам, превышающим пороговое значение амплитуды. Снизу: отфильтрованные сигналы и новый триггер по значению амплитуды отфильтрованного сигнала и знаку его производной

Для проверки разрешения фильтром наложений сигналов были взяты 10 референсных сигналов mPSD с различной фазой дискретизации. Исследовался предельный случай: насколько близко они могут находиться друг от друга, с тем чтобы отфильтрованные сигналы имели одинаковые амплитуды. В результате такой проверки предельный случай составил 5 отсчетов АЦП, что соответствует 60 нс. Такое значение было получено, поскольку фильтр спроектирован так, чтобы быть максимально чувствительным к переднему фронту сигналов PSD, который составляет примерно 60 нс от нулевого уровня до максимума. Иллюстрация работы фильтра представлена на рисунке 122.

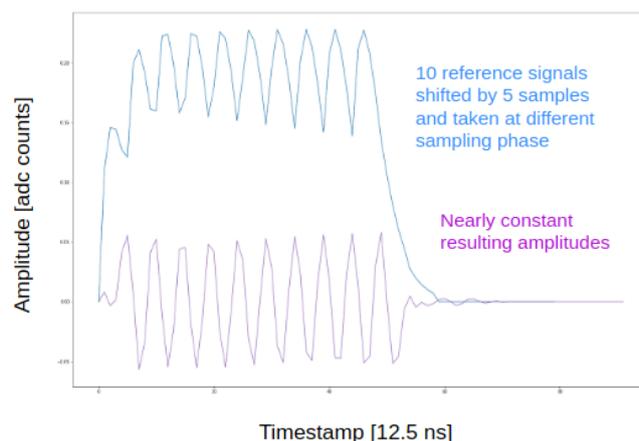


Рисунок 122 – Десять референсных сигналов с разными фазами дискретизации (вверху). Близкие к константе амплитуды отфильтрованных сигналов (внизу)

Таким образом, разработанный цифровой фильтр позволяет значительно сузить сигнал и тем самым уменьшить долю событий с перекрывающимися сигналами. Применение разработанного фильтра снижает долю событий с наложениями с 40% всех событий до 10% всех событий. Кроме того, он позволяет отфильтровать низкочастотные флуктуации, такие как дрейф нулевого уровня, и подавить высокочастотный шум.

Результаты по разработке, тестированию электроники калориметра и готовности к ее изготовлению для всего калориметра были доложены 1 декабря 2021 г. на специальном совещании коллаборации CBM с участием экспертов CBM и внешних экспертов (<https://indico.gsi.de/event/13500/>).

#### **4.10. Список выступлений на международных конференциях по тематике CBM**

1. N.Karpushkin. Development of cosmic muon calibration methods for the segmented sampling lead/scintillator hadron calorimeters at the NA61/SHINE, CBM, BM@N and MPD experiments. TIPP 2021. 24–29.05.2021. <https://indico.cern.ch/event/981823/contributions/4295387/>.
2. N.Karpushkin, mPSD data monitoring at mCBM experiment. TIPP 2021, 24–29.05.2021. <https://indico.cern.ch/event/981823/contributions/4295600/>.
3. D.Finogeev, Firmware development for trigger-less mPSD readout at mCBM experiment at GSI. TIPP 2021. 24–29.05.2021. <https://indico.cern.ch/event/981823/contributions/4295590/>.
4. A.Makhnev, CBM Projectile Spectator Detector Readout Chain. TIPP 2021. 24–29.05.2021. <https://indico.cern.ch/event/981823/contributions/4295565/>.

5. N.Karpushkin, Machine learning approach for centrality determination in heavy ion reactions with segmented forward hadron calorimeters. 20th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics, 24.08.2021.[https://lomcon.ru/?page\\_id=814#6](https://lomcon.ru/?page_id=814#6).

## 5. Эксперимент MPD/NICA

### 5.1. Передний адронный калориметр установки MPD/NICA

Передний адронный калориметр фрагментов (FHCaI) для установки MPD/NICA (рисунок 123) создается в рамках сотрудничества ИЯИ РАН – ОИЯИ. Данный калориметр является одним из основных детекторов экспериментальной установки и предназначен для измерения геометрии столкновений тяжелых ионов в пучках ускорительного комплекса НИКА, а также для исследования свойств спектров. Измерения энергетических и пространственных распределений невзаимодействующих нуклонов налетающих ядер (спектров) в калориметре дает уникальную возможность определения центральности ядро-ядерных столкновений, плоскости реакции, а также чувствительных к свойствам горячей области столкновений импульсов отдачи спектров. Передний адронный калориметр обладает максимальной эффективностью к регистрации периферических ядро-ядерных столкновений и будет использоваться в триггерной схеме установки MPD.

FHCaI состоит из двух одинаковых плеч (44 модулей в каждом), расположенных симметрично с обеих сторон от области столкновений. Модульная структура одного плеча FHCaI представлена на рисунке 123, справа.

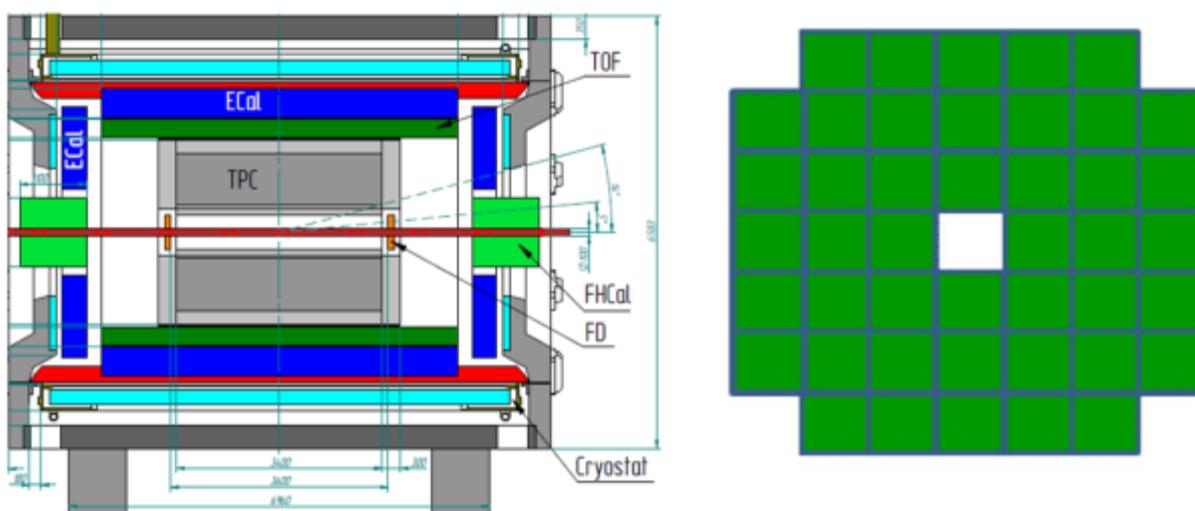


Рисунок 123 – Слева – схема экспериментальной установки MPD/NICA. Справа – модульная структура одного плеча FHCaI

Каждый модуль калориметра представляет собой многослойную структуру с перемежающимися слоями пассивного абсорбера адронного ливня (сурьмяно-свинцовый сплав) и пластин органического сцинтиллятора, измеряющими энергию частиц в ливне. Для съема и транспортировки света в пластинах используются переизлучающие оптоволокна фирмы Kuraray (Япония) типа Y11(200) S-type диаметром 1 мм.

В калориметре используются пластины размером  $15 \times 15 \times 0.4$  см<sup>3</sup> с оптоволоконном, вклеенным в спиральную канавку. Для увеличения световыхода, один конец оптоволоконна покрыт слоем специальной светоотражающей краски на основе серебра.

В настоящее время все 90 FHCaI модулей изготовлены и готовы для установки в MPD магнит. Также была изготовлена вся аналоговая электроника для переднего калориметра.

## 5.2. Исследование шумов аналоговой электроники переднего калориметра

В 2021 гг. были протестированы все платы с аналоговой электроникой FEE (front-end electronics). Эти платы (рисунок 124) размещаются в торце модуля на панели с оптическими разъемами. На первой плате (рисунок 124, слева) установлены фотодетекторы – фотодиоды MPPC S14160-010C/P производства компании Hamamatsu (Япония). Размер пикселей этих фотодиодов составляет  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup>, и они имеют время восстановления порядка 10 наносекунд. Это позволило увеличить динамический диапазон за счет того, что пиксели успевают перезаряжаться несколько раз в течение импульса света от спектросмещающего оптоволоконна длиной порядка 50-60 нс.



Рисунок 124 – Слева — плата с фотодиодами, справа – плата с аналоговой электроникой для считывания сигналов с фотодиодов

На второй печатной плате 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. Платы аналоговой электроники и управляющий модуль разработаны и изготовлены в Дубне в ОИЯИ специально для FHCaI калориметра. Для исследования параметров аналоговой электроники был создан стенд, состоящий из 9 модулей калориметра. Во все модули были установлены электронные платы, см. рисунок 125. Этот же тестовый стенд был использован для измерения уровня эквивалентных шумов электроники.

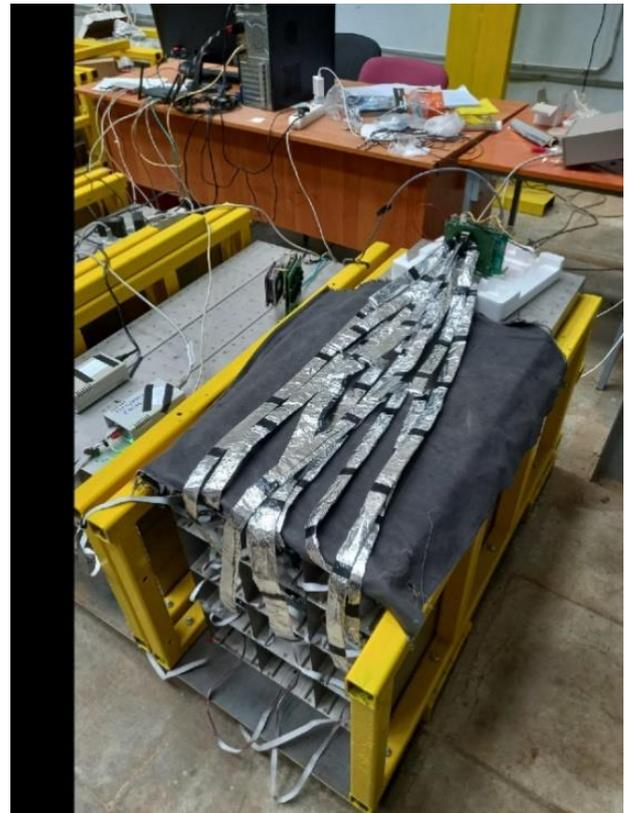


Рисунок 125 – Фотографии тестового стенда для исследования параметров аналоговой электроники. Стенд состоит из 9 модулей калориметра с установленными в них электронными платами

В процессе исследования осуществлялся набор данных на космических мюонах. Проходя через сцинтилляторы одной секции модулей калориметра, мюоны теряют в ней в среднем порядка 5 МэВ. Было проведено несколько типов набора данных. При условии срабатывания одной секции модуля длина трека в сцинтилляторах секции варьируется в широких пределах, что приводит к почти равномерному амплитудному спектру с пиком в начале шкалы (рисунок 126, слева), соответствующему электронному шуму. Для определения эквивалентного уровня шума необходимо иметь энергетическую привязку к амплитудной шкале. Требование срабатывания двух секций в соседних модулях стенда приводит к амплитудному распределению с характерным пиком с энергосодержанием 5 МэВ, соответствующему прохождению космических мюонов через сцинтилляторы одной секции. Из соотношения пика от мюонов и пика от электронных шумов можно определить эквивалентный уровень электронных шумов около 1,5 МэВ в одной продольной секции модуля калориметра. Следует отметить, что различный световыход секций калориметра приводит к определенному разбросу уровня шумов, который должен быть определен индивидуально для каждой секции калориметра.

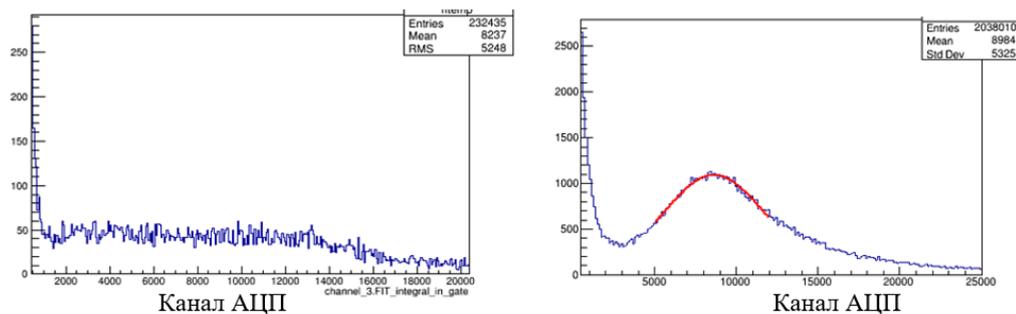


Рисунок 126 – Амплитудные спектры от космических мюонов, проходящих через продольную секцию модуля калориметра. Слева – амплитудный спектр при условии срабатывания одной секции модуля. Справа – амплитудный спектр при условии срабатывания двух секций в соседних модулях стенда. Пик соответствует энерговыделению 5 МэВ от космических мюонов

### 5.3. Исследование уровня триггерной электроники переднего калориметра

Параллельно с определением шумов в секциях модулях проводилось исследование уровня шума в аналоговых сумматорах, установленных в каждом модуле и суммирующих сигналы со всех 7 продольных секций модуля. Поскольку триггер калориметра планируется организовать суммированием сигналов с восьми центральных модулей калориметра, окружающих отверстие для пучка, аналоговые сигналы с восьми модулей стенда суммировались внешним сумматором и подавались на внешний АЦП.

На рисунке 127 приведены амплитудные спектры с внешнего сумматора, суммирующего сигналы с 8 модулей стенда. Слева – амплитудный спектр при поданном рабочем напряжении питания на фотодетекторах. Самый левый пик соответствует электронным шумам внешнего сумматора, средний пик соответствует тепловым шумам фотодетекторов, установленным в восьми модулях стенда. Правый пик соответствует энерговыделению от мюонов, проходящих через модули стенда. Для примера на рисунке 127 справа приведен такой же амплитудный спектр, но со снятым напряжением питания фотодетекторов. Как видно, в спектре остался только самый левый пик, соответствующий шумам сумматора.

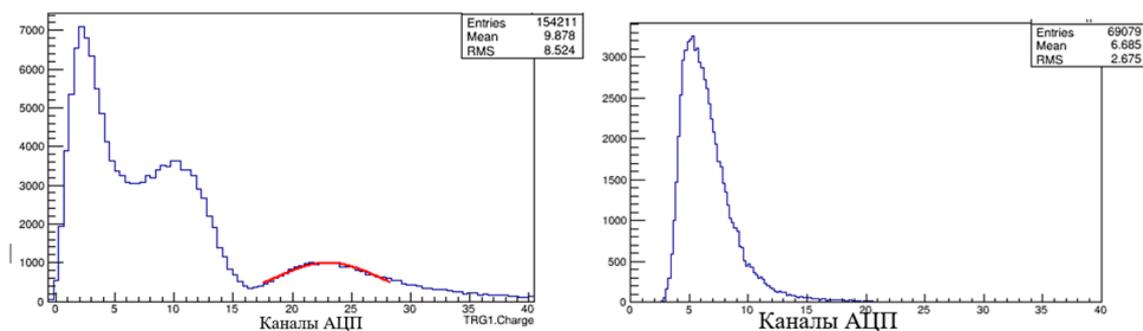


Рисунок 127 – Амплитудные спектры с внешнего сумматора, суммирующего сигналы с 8 модулей стенда. Слева – амплитудный спектр при поданном рабочем напряжении питания на фотодетекторах. Справа – амплитудный спектр при снятом напряжении питания на фотодетекторах

## 5.4. Определение геометрии столкновений с помощью переднего адронного калориметра

### 5.4.1. Определение центральности ядро-ядерных столкновений

В рамках работы над проектом MPD/NICA в предыдущие два года нами был разработан оригинальный метод определения центральности ядро-ядерных столкновений из анализа пространственно-энергетических распределений в переднем адронном калориметре. Данное распределение аппроксимировалось двумерной линейной функцией (конусом), см. рисунок 128.

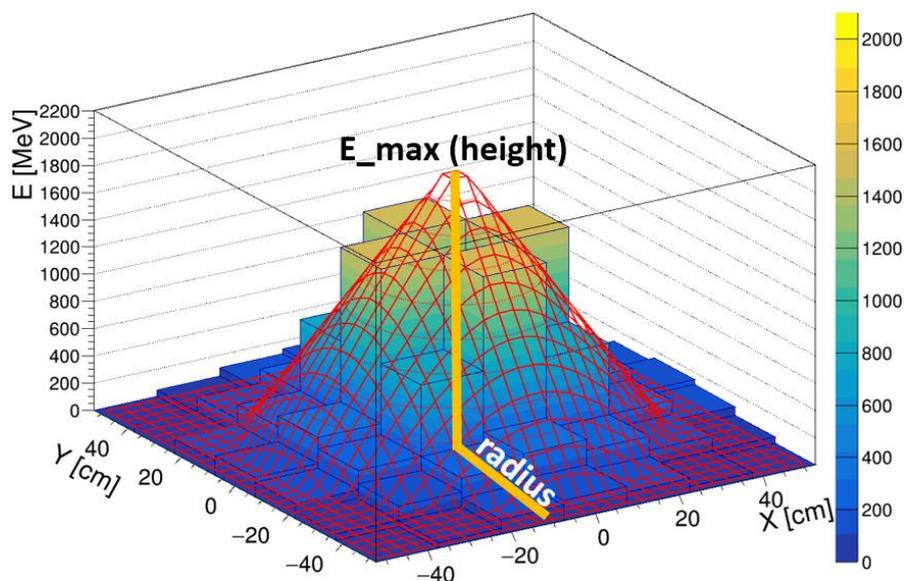


Рисунок 128 – Пространственно-энергетическое распределение в переднем адронном калориметре, аппроксимированное двумерной линейной функцией (конусом)

Центральность столкновений определялась из корреляций между максимальной энергией в центре калориметра и регистрируемой энергией. Такая корреляция

представлена на рисунке 129, слева, в случае Монте-Карло моделирования калориметра с использованием нескольких фрагментационных моделей. Две ветви на гистограмме отражают разделение на центральные (верхняя ветвь) и периферические (нижняя ветвь) события. С целью разделения всех событий на классы по центральности (5% событий в каждом классе) данная корреляция аппроксимируется кривой второго порядка (эллипсом). В каждом классе центральности определяется среднее значение прицельного параметра. Зависимость этого значения прицельного параметра от класса центральности представлена на рисунке 129, справа. Как видно, зависимость среднего значения прицельного параметра от класса центральности монотонно растет, что подтверждает чувствительность разработанного метода.

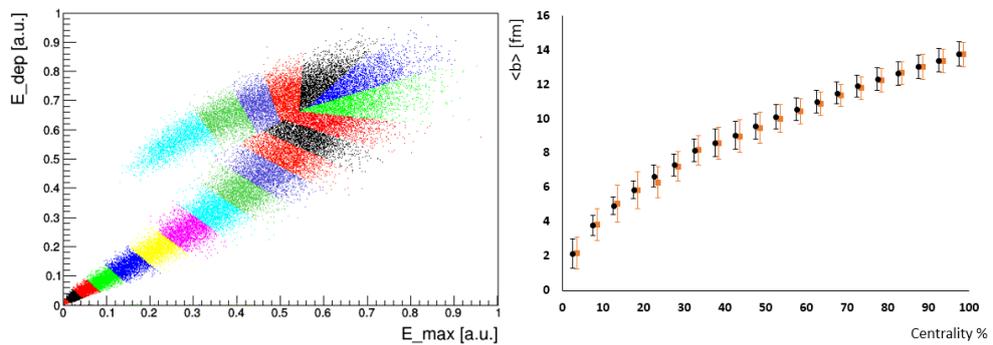


Рисунок 129 – Слева - корреляция максимальной энергии с выделенной энергией, полученная в Монте-Карло моделировании с моделью DCM-SMM. Справа - зависимость среднего значения прицельного параметра от класса центральности для моделей DCM-QGSM (черные точки) и DCM-SMM (оранжевые точки)

Точность определения центральности столкновений с помощью переднего адронного калориметра можно сравнить с результатами, полученными альтернативным методом, использующим множественность треков, восстановленных во время-проекционной камере – ТРС. Этот подход заключается в разделении событий в каждом классе непосредственно по множественности треков.

Обычно, в методе с использованием множественности треков частиц точность определения центральности измеряется из флуктуаций количества нуклонов-участников столкновений в том или ином классе центральности. Таким образом, представляется возможность сравнить количество и флуктуации нуклонов-участников в двух методах определения центральности – с использованием количества треков в ТРС и энерговыделения в переднем адронном калориметре.

На рисунке 130, слева представлена зависимость среднего числа участников столкновения от класса центральности для двух независимых методов определения

центральности столкновений. Как видно, количество участников практически совпадает во всех классах центральности, определенных этими методами. На рисунке 130, справа приведена относительная ошибка в определении числа участников для двух методов определения центральности. Данная ошибка немного больше в полуженальных столкновениях в случае использования энерговыделения в калориметре. Но калориметр дает намного меньшую ошибку в определении количества участников для полупериферических и периферических столкновений. Таким образом, два независимых метода имеют сравнимую чувствительность к определению центральности столкновений и могут быть использованы в зависимости от конкретной физической задачи анализа экспериментальных данных.

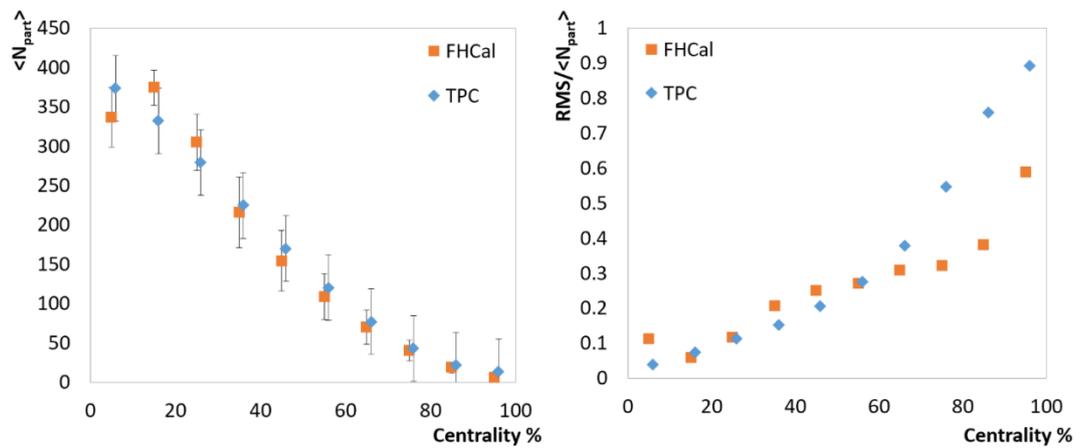


Рисунок 130 – Слева - средние значения числа участников столкновений с ошибками (стандартное отклонение) для каждого класса центральности, определенного двумя независимыми методами. Справа - относительная ошибка в определении числа участников для двух методов определения центральности

#### 5.4.2. Определение плоскости реакции передним адронным калориметром

Геометрия ядро-ядерных столкновений определяется как центральностью, так и плоскостью реакции. Обычно плоскость реакции определяется с использованием метода центра тяжести, где координаты центра распределения энергий в калориметре вычисляются методом взвешенного усреднения X- и Y-координат всех модулей. Здесь вес равен энерговыделению в данном модуле.

Разработанная нами процедура двумерной линейной аппроксимации пространственного распределения энерговыделений в модулях калориметра, дает возможность использовать альтернативный метод. Здесь центр распределения энергий в калориметре определяется прямо из координат вершины конуса, полученного в результате двумерной аппроксимации. Результаты сравнения двух методов восстановления плоскости реакции представлены на рисунке 131. Как видно, метод линейной

аппроксимации дает немного лучшее угловое разрешение и может быть использован как альтернатива стандартного метода центра тяжести.

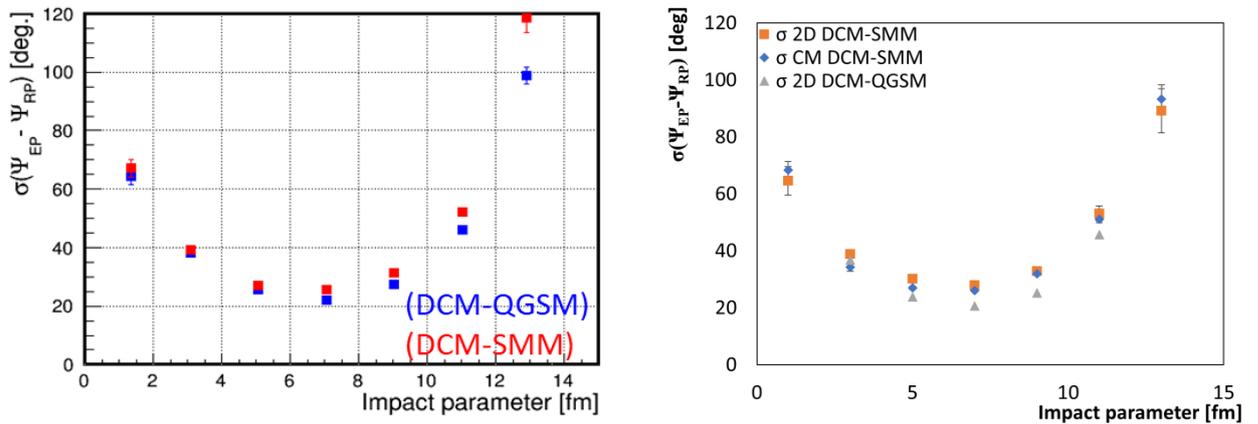


Рисунок 131 – Слева – зависимость углового разрешения восстановления плоскости реакции от прицельного параметра для двух моделей. При восстановлении плоскости реакции использовался метод центра тяжести. Справа – зависимость углового разрешения восстановления плоскости реакции от прицельного параметра для двух методов. Синие точки соответствуют методу центра тяжести. Оранжевые и серые – методу линейной аппроксимации

## 6. Эксперимент $BM@N$

### 6.1. Подготовка калориметра FHCAL к сеансу SRC 2022 г. на экспериментальной установке $BM@N$

В будущих экспериментах на установке  $BM@N$  на пучках ионов висмута и золота для измерения центральности и угла плоскости реакции будет использоваться новый передний адронный калориметр FHCAL. В 2020-2021 гг. этот калориметр был полностью собран, включая установку плат с фотодетекторами и аналоговой электроникой во всех модулях калориметра, а также со считывающей электроникой. Фото калориметра, установленного в экспериментальном зале  $BM@N$  на подвижной платформе, показаны на рисунке 132.

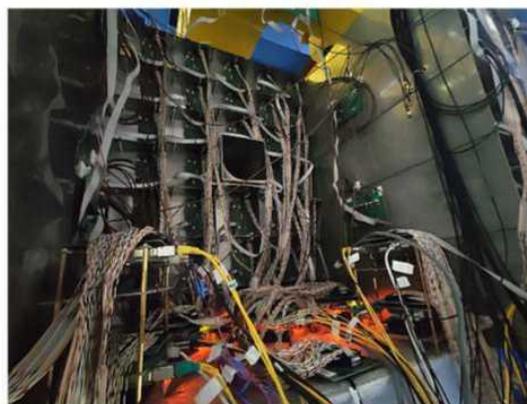


Рисунок 132 – Фото нового калориметра FHCAL. Слева, фронтальный вид. Справа, вид калориметра сзади с расположенной здесь электроникой

Калориметр состоит из 54 отдельных модулей двух типоразмеров. Для сборки его внешней части были использованы двадцать модулей адронного калориметра эксперимента CBM на сооружаемом ускорительном комплексе FAIR. Модули имеют поперечные размеры  $20 \times 20$  см<sup>2</sup> и длину эквивалентную 5,6 длин ядерного взаимодействия. Эти модули будут временно использоваться в адронном калориметре эксперимента  $BM@N$  до начала запуска эксперимента CBM на FAIR. Внутренняя часть FHCAL состоит из 34 модулей с поперечным размером  $15 \times 15$  см<sup>2</sup> и имеет более короткую длину равную 4 длинам ядерного взаимодействия. Эти внутренние модули идентичны модулям передних адронных калориметров эксперимента MPD на ускорительном комплексе NICA. Оба типа модулей имеют одинаковую внутреннюю структуру и состоят из чередующихся слоев сцинтилляторов толщиной 4 мм и свинцовых пластин толщиной 16 мм. Модули разработаны и изготовлены в ИЯИ РАН. В центре калориметра расположено пучковое отверстие квадратной формы, предназначенное для прохождения

пучка ионов и тяжелых фрагментов, позволяющее снизить радиационную дозу калориметра и нейтронный фон в торцевой части калориметра, где расположены фотодетекторы и электроника, и который может влиять на их работу.

В 2021 г. были продолжены работы по настройке плат считывающей электроники FEE и подготовка работы калориметра на сеансе SRC, запланированного на начало 2022 г. на установке BM@N. Система из 8 плат АЦП ADC64s2, которые используются для считывания и оцифровки сигналов, были оборудованы отдельным многоканальным источником питания WIENER MPOD. Источник питания был протестирован и настроен для надежного поднятия питания микросхем FPGA плат АЦП. Доступ к источнику питания через протокол SNMP позволяет также работать с ним удаленно, без прямого доступа к панели управления.

В качестве системы управления параметрами детектора (DCS – Detector Control System) была разработана, протестирована и запущена модульная система на языке python. Преимуществами данной системы является универсальность, она может быть перенастроена на любую конфигурацию каналов системы питания фотодиодов и будет использована на установке BM@N для работы в системе управления и мониторинга калориметра FNCal, сцинтилляционного годоскопа фрагментов scWall и пучкового годоскопа FNQ. Планируется также модуль программной части системы DCS для передачи параметров в общую систему DCS эксперимента BM@N.

## **6.2. Сборка и тестирование нового сцинтилляционного годоскопа для регистрации фрагментов (scWall). Подготовка кварцевого пучкового годоскопа (FQH) для тестирования на сеансе SRC 2022 г.**

В начале 2022 г. на экспериментальной установке BM@N запланирован сеанс SRC (Short Range Correlations) на пучке легких ядер (углерод) и жидководородной мишенью. Для регистрации заряженных фрагментов-спектаторов в реакции C+p было предложено использовать дополнительный детектор большой площади, состоящий из отдельных сцинтилляционных пластин со считыванием света кремниевыми фотоумножителями. После проведенных исследований с моделированием в среде bmnroot была принята конструкция из сцинтилляционных пластин размерами 15×15×1 см в периферийной области и 7,5×7,5×1 см в центральной области. Общий размер стенки детектора составляет 290×140 см. Внешний вид детектора с собранным массивом сцинтилляционных пластин показан на рисунке 133 (справа).



Рисунок 133 – Сборка нового сцинтиляционного годоскопа фрагментов в институте ИЯИ РАН (г. Троицк) (слева). Вид детектора с установленными сцинтиляционными пластинами (справа). На врезке справа представлен вид крепления платы с фотоумножителем к оптическому выводу пластины

Свет собирается в пластинах при помощи спектросмещающего оптоволокна и регистрируется кремниевым фотоумножителем Hamamatsu. Система питания и управления питанием для фотоумножителей была сконструирована в едином модуле со считывающей электроникой. В качестве считывающей системы используется АЦП плата ADC64s2, аналогичная той плате, что применяется для считывания калориметра FHCAL. Всего для считывания и управления каналами питания фотодетекторов используются 3 таких модуля. Внешний вид блока электроники и их расположение на детекторе показаны на рисунке 134.



Рисунок 134 – Вид модуля с источником питания кремниевых фотоумножителей, цепей усилителей и считывающей электроники АЦП ADC64s2. Изготовлено в “HVSys” (ОИЯИ, Дубна) (слева). Вид на детектор, установленный на раме калориметра FHCAL с блоками электроники (справа)

Как можно видеть на рисунке 134 (справа), сцинтилляционный годоскоп фрагментов располагается на раме калориметра FNCal на подвижной рельсовой подвеске и может быть установлен по горизонтальной оси в положении, необходимом для эффективной регистрации фрагментов в зависимости от значения магнитного поля отклоняющего магнита эксперимента VM@N. Для обеспечения работы детектора, в кабельных каналах в 2021 г. были проложены сигнальные и Ethernet кабели для каждого блока электроники. Все АЦП были подключены в систему считывания установки VM@N и протестированы и проверены в техническом запуске, проведенном в декабре 2021 г.

Наличие пучкового отверстия в калориметре приводит к значительной утечке тяжелых фрагментов через это отверстие и, как следствие, приводит к немонотонной зависимости выделенной энергии в калориметре от центральности в ядро-ядерных столкновениях. Для решения этой проблемы будет использоваться годоскоп ядерных фрагментов (FQH – Forward Quartz Hodoscope), установленный в отверстии калориметра, который будет измерять заряды тяжелых фрагментов-спектаторов. Годоскоп для измерения зарядов фрагментов ядер будет установлен на оси пучка позади калориметра и полностью перекроет пучковое отверстие в адронном калориметре. Годоскоп собран из 16 кварцевых пластин длиной 160 мм, толщиной 4 мм и шириной 10 мм. Активная площадь годоскопа составляет  $160 \times 160$  мм<sup>2</sup>. Каждая пластина годоскопа обернута отражателем. Свет с каждой из 16 кварцевых пластин считывается с двух противоположных торцов двумя парами фотодиодов. В детекторах использовались лавинные фотодиоды (кремниевые фотоумножители) производства фирмы Хамаматсу, тип MPPC S12572-015P с размером активной области  $3 \times 3$  мм<sup>2</sup> и квантовой эффективностью около 20%. Внутренняя конструкция годоскопа показана на рисунке 135 слева, а разработанное и сконструированное крепление на поверхности калориметра FNCal на рисунке 135 справа.

Для считывания сигналов пучкового годоскопа FQH будет использоваться быстродействующая плата АЦП TQDC, позволяющая измерять 16 каналов с частотой оцифровки 125 MS/s. В 2021 году было разработано крепление годоскопа на поверхности калориметра, по кабельным каналам были проложены дополнительные кабели для триггерных сигналов и кабели для считывания данных. На сеансе SRC эксперимента VM@N будут поочередно протестированы как кварцевый, так и сцинтилляционный версии пучковых годоскопов. Сцинтилляционный пучковый годоскоп был также проверен и оборудован светозащитным кожухом для его установки на заднюю плоскость сцинтилляционной стенки scWall. Система считывания TQDC будет включена также в общую систему считывания установки VM@N, а модуль DCS с настроенными конфигурационными файлами для пучкового годоскопа также будет встроен в общую

систему DCS установки BM@N. Все системы будут протестированы в сеансе SRC в 2022 г. на экспериментальной установке BM@N.

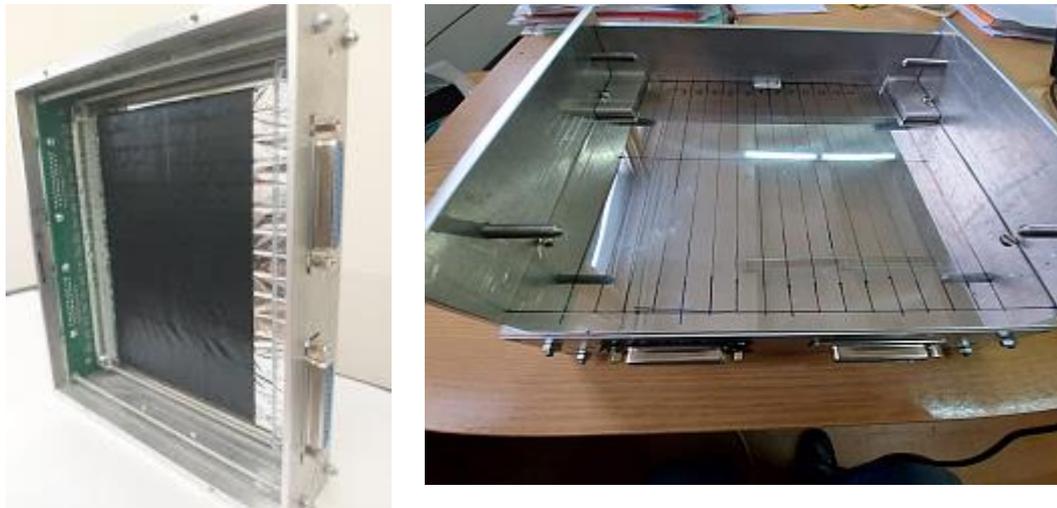


Рисунок 135 – модули годоскопа FQH с пластинами и платами FEE электроники (слева) и механизм для крепления годоскопа на поверхности калориметра FHCAL (справа)

### **6.3. Список выступлений на международных конференциях по тематике BM@N**

1. F. Guber, Measurements of Centrality in Nucleus–Nucleus Collisions at the BM@N Experiment. Contribution to: RFBR grants for NICA. 03.09.2021.
2. Synergy in the Development of Forward Hadron Calorimeters for NA61/SHINE, BM@N, MPD and CBM Experiments / F. Guber [et al.] // Acta Physica Polonica B Proceedings Supplement. – 2021. – 1. – 3. – 563-566.
3. Unperturbed inverse kinematics nucleon knockout measurements with a 48 GeV/c carbon Beam / M. Patsyuk [et al.] [The BM@N Collaboration] // Nature Physics. – 2021. – 17. – 693-699.
4. Амплитудные параметры прототипов передних годоскопов для эксперимента BM@N / А. Г. Баранов [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 2021. – 13. – 15-19.
5. Передние годоскопы заряженных фрагментов ядер для эксперимента BM@N / А. Г. Баранов [и др.] // Приборы и техника Эксперимента. – 2021. – 5. – 42-45.
6. N.Karpushkin. Development of cosmic muon calibration methods for the segmented sampling lead/scintillator hadron calorimeters at the NA61/SHINE, CBM, BM@N and MPD experiments. TIPP 2021. 24–29.05.2021. <https://indico.cern.ch/event/981823/contributions/4295387/>.

7. A.Izvestnyy. Commissioning of new FHCAL at BM@N experiment. TIPP 2021.  
24– 29.05.2021. <https://indico.cern.ch/event/981823/contributions/4295386/>.

## 7. Прецизионное исследование электромагнитных взаимодействий ядер и нуклонов в широкой области энергий на ускорителях электронов

### 7.1. Измерение спиновых асимметрий в фоторождении $\pi^0$ мезонов на квазисвободных нейтронах

В настоящее время существует значительный объем данных по поляризационным наблюдаемым в фоторождении мезонов и мезонных пар на протоне, однако данные для фоторождения на нейтроне крайне скудны. Международной коллаборацией A2 на пучке линейно поляризованных фотонов ускорителя МАМИ (Германия) с участием ученых из ИЯИ РАН проведены первые в мире измерения спиновых асимметрий фоторождения  $\pi^0$  мезонов на квазисвободных нейтронах, связанных в дейтроне, в диапазоне энергий 390–610 МэВ [73]. В экспериментах использовалась детектирующая система, состоящая из calorиметров CrystalBall и TAPS. Вылетающие пионы регистрировались в интервале углов 49–148°. В этой кинематической области поляризационные наблюдаемые чувствительны к вкладам резонансов  $\Delta(1232)$  и  $N(1440)$ . Получено хорошее согласие с теоретическими расчетами в рамках мультипольного анализа (рисунок 136).

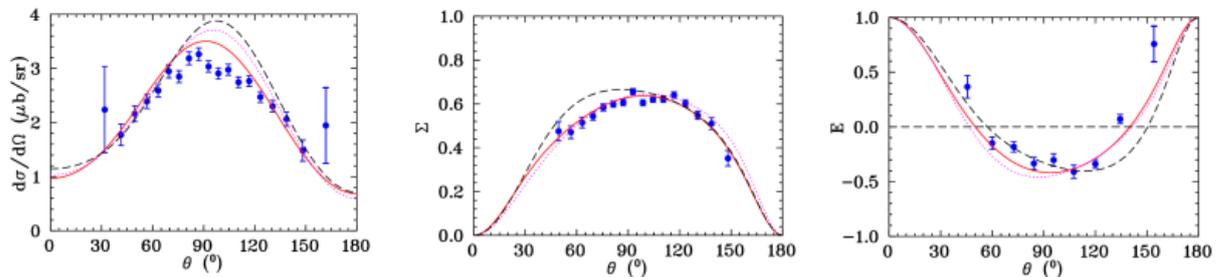


Рисунок 136 – Дифференциальное сечение  $d\sigma/d\Omega$  и спиновые асимметрии  $\Sigma$  и  $E$  (точки – эксперимент, кривые – расчет в рамках мультипольного анализа)

### 7.2. Фоторождение мезонов на пучке меченных фотонов (BGOOD, Бонн)

Измерены дифференциальные и полные сечения реакций  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda(1405)$  и  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda(1520)$  в интервале энергий  $E_\gamma$  1500–2800 МэВ. Изучение  $\Lambda(1405)$  интересно тем, что этот барион плохо описывается в рамках модели конститuentных кварков. Так, его нестранный партнер по SU3 симметрии,  $N(1535)$ , на 130 МэВ тяжелее, несмотря на то, что s-кварк более тяжелый чем u- и d- кварки. В настоящее время  $\Lambda(1405)$  рассматривается как молекулярное состояние в uds секторе. Вычисления в рамках киральной теории возмущений показывают, что эта структура имеет два полюса (два состояния с близкими массами) при изоспине равном нулю. При этом зависимость ширины этого состояния от энергии будет отличаться от Брейт-Вигнеровской формы наличием второго максимума.

Измеренная в данной работе зависимость ширины от энергии согласуется по величине с предыдущими измерениями, однако в форме имеется указание на существование двух максимумов при энергиях в системе центра масс 1395 МэВ и 1425 МэВ. Однако для окончательного утверждения о существовании двух максимумов необходимо уменьшить статистические ошибки.

Интерес к изучению этой реакции связан с резким изменением сечения при энергии в центре масс 1900 МэВ. Такое поведение сечения может быть связано как с порогами реакций образования  $K^+K^-p$ ,  $K^+\Lambda(1405)$ ,  $K^+\Sigma(1385)$ ,  $f_0(980)p$ ,  $a_0(980)p$ , так и существованием слабосвязанных (молекулярных) состояний  $K\Sigma(1875)$ ,  $f_1N(1950)$  и  $K^+K^-p$ . Для исследования слабосвязанных состояний необходимо обеспечить минимальную передачу импульса, что для изучаемой реакции означает вылет К-мезона под углами, близкими к нулю. Установка BGOOD спроектирована как раз для такой ситуации. В нашей работе измерены зависимости от энергии дифференциальных сечений для различных угловых интервалов. Наиболее ярко кэсп в сечении проявляется при  $\cos(\theta) > 0,98$ , где сечение падает в два раза на интервале в 30 МэВ. Представлены результаты современного фазового анализа Bonn-Gatchina BG2019 до и после включения полученных данных в фит. Видно, что в любом случае фазовый анализ не описывает данные при малых углах.

Полученные данные представлены в опубликованных работах и будут использованы для анализа механизма реакции, а также для проверки моделей молекулярных структур адронов.

Исследована реакция когерентного фоторождения пары нейтральных пионов на дейтерии ( $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^0 d$ ). Произведена полная кинематическая реконструкция с дейтронами конечного состояния, идентифицированными в переднем спектрометре, и электромагнитными распадами  $\pi^0$  в центральном детекторе BGO. Измеренные дифференциальные сечения превышают сечения, предсказанные моделями когерентного фоторождения, но близки к модели трех изоскалярных дибарионных состояний 2,38, 2,47 и 2,63 ГэВ, о которых сообщает коллаборация ELPN. Наблюдается также небольшое увеличение в инвариантной массе  $\pi^0 \pi^0$  при  $d^*(2380)$ , что согласуется с эффектом ABC. При более высоких энергиях в системе центра масс узкий пик в  $\pi^0 d$  инвариантной массе при 2114 МэВ с шириной 20 МэВ поддерживает механизм последовательного двухдибарионного распада. Результаты исследования изложены в статье для публикации в журнале Physics Letters B.

### **7.3. Обработка экспериментальных данных, полученных в совместных экспериментах в коллаборации GRAAL (Гренобль, Франция)**

В 2021 году на базе данных коллаборации GRAAL (Гренобль, Франция) был проведён расчёт зависимости сечения взаимодействия  $\eta$ -мезонов, родившихся в результате фотоядерной реакции в ядре углерода, с нуклонами ядра от энергии  $\eta$ -мезонов в диапазоне 25-95 МэВ. Было продемонстрировано отсутствие нуклонных резонансов в измеренном сечении, в частности S11-резонанса, который связывают обычно с предположением о существовании  $\eta$ -мезонных ядер

## **8. Изучение механизмов фотоядерных реакций в области энергий вблизи порога**

В 2021 году был промоделирован эксперимент по измерению сечения полного фотопоглощения в области пикми резонанса. Было проведено сравнение нескольких типов детекторов и показано, что для решения указанной задачи оптимальным является сцинтилляционный детектор на базе германата висмута (BGO).

### **8.1. Изучение образования и характеристик экзотических ядер у границ устойчивости к испусканию нуклонов**

На базе импульсных ускорителей электронов ЛУЭ-8-5 в ИЯИ РАН и ЛУЭ-10 в НИИЯФ МГУ и разрезного микротрона РМ-55 в НИИЯФ МГУ осуществляется программа исследований образования и характеристик экзотических ядер как нейтроноизбыточных от фотоделения ядер-актинидов, распадающихся с испусканием запаздывающих нейтронов, так и короткоживущих нейтроноизбыточных и протоноизбыточных легких ядер  $^{12}\text{B}$  и  $^{12}\text{N}$  от реакций  $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$  и  $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)$ , соответственно. Был выполнен ряд методических исследований как в случае регистрации распадов образуемых ядер  $^{12}\text{B}$  и  $^{12}\text{N}$  в фотонуклонных реакциях на ядрах  $^{14}\text{N}$  при  $E_\gamma \text{ max} \approx 55$  МэВ, интересные для разработки методов наружного контроля объектов с целью обнаружения в них скрытых концентраций азота с регистрацией активности  $^{12}\text{B}$  и  $^{12}\text{N}$ , так и в случае измерений выходов запаздывающих нейтронов, от распадов нейтроноизбыточных ядер-осколков, образуемых при фотоделении  $^{238}\text{U}$  при  $E_\gamma \text{ max} \approx 10$  МэВ (интересные для согласования с результатами экспериментов по измерению реактивности и периодов разгона критических систем) при измерениях в обоих случаях в интервалах между импульсами облучения. Кроме того, были проведены исследования конверсии ультрарелятивистских электронов в позитроны в толстых мишенях и последующего ускорения полученных таким образом позитронов в секциях ЛУЭ.

### **8.2. Теоретическое изучение фотовозбуждения и характеристик изоскалярных гигантских резонансов в атомных ядрах**

На основе полумикроскопической частично-дырочной дисперсионной оптической модели исследованы основные свойства изоскалярных гигантских резонансов (до  $L=3$ ) в ряде ядер с заполненными оболочками:  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{132}\text{Sn}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{48}\text{Ca}$ . Основные свойства исследуемых резонансов характеризуются силовыми функциями, переходными плотностями, а также парциальными и полными вероятностями их прямого однопуклонного распада.

## 9. Исследование фотоядерных реакций на фемтосекундных лазерах

### 9.1. Генерация ускоренных электронов механизмом прямого лазерного ускорения на 1 ТВт фемтосекундной лазерной системе

В прошлом году были получены экспериментальные и теоретические результаты, показывающие возможность эффективного ускорения электронов до релятивистских энергий (свыше 5 МэВ) при отражении высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса (около  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) от толстой твердотельной мишени. Механизмом ускорения в таком случае будет являться прямое лазерное ускорение в плазменном канале (DLA, directlaseracceleration), а источником инжекции электронов – распад плазменных волн параметрических неустойчивостей. Тем не менее, при дальнейшем рассмотрении полученных результатов было обнаружено, что эффективность инжекции (количество предускоренных электронов из плазменных волн, ускоренных далее в канале) в такой схеме составляет всего около 10% (см. рисунок 137). При этом видно, что значительная часть (по оценкам ~50%) электронов из плазменных волн устремляется вглубь мишени примерно вдоль направления распространения падающего импульса. Инжекция этих частиц в канал позволила бы значительно (примерно в 5 раз) поднять заряд пучка, соответственно значительно увеличив число генерируемых нейтронов в фотоядерных реакциях.

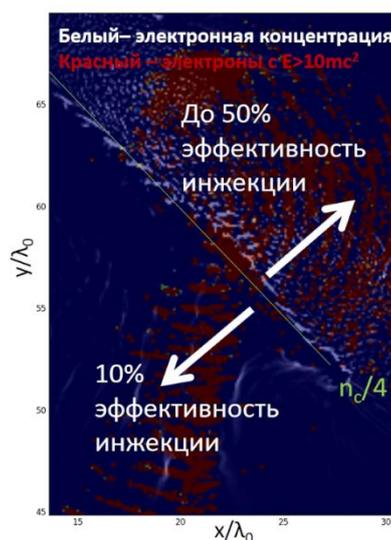


Рисунок 137 – Кадр из численного моделирования методом крупных частиц воздействия импульса на плотную плазму: отклонение электронной концентрации от исходного значения (бело-синие тона) и электроны с энергией выше 500 кэВ (красный цвет). Лазерный импульс падает слева-направо и отражается вниз. Мишень наклонена под углом 45 градусов

Экспериментально реализовать инжекцию этих электронов в плазменный канал возможно при использовании тонкой, прозрачной для лазерного импульса (т.е. с концентрацией электронов меньше критической) мишени. Реализация данной концепции ускорения частиц была осуществлена с использованием мишени на основе кассетной пленки с толщиной около 16 мкм. Был разработан лентопротяжный механизм, позволяющий сдвигать пленку после каждого лазерного выстрела, чтобы взаимодействие происходило с неповрежденной поверхностью мишени. Стабильность поверхности пленки была изучена методами теневой и интерферометрической диагностики. Выяснилось, что плоскость пленки стабилизирована с точностью порядка 10-15 мкм, что меньше, чем длина перетяжки лазерного импульса (30-40 мкм) и, соответственно, вполне достаточно для проведения экспериментов с частотой в 10 Гц.

Для проведения экспериментов использовалась тераваттная Ti:Sa лазерная система МЛЦ МГУ (800 нм, 10 Гц, 50 фс, ~60 мДж,  $I \sim 5 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>). Источником контролируемого предимпульса для создания над поверхностью мишени облака преплазмы был Nd:YAG лазер (1064 нм, 10 Гц, 200 мДж, 10 нс,  $I \sim 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>). Меняя задержку между импульсами первого и второго лазеров в интервале от -50 нс до +10 нс (см. рисунок 138), можно менять масштаб неоднородности электронной концентрации преплазменного слоя в широком диапазоне значений, т.к. у созданной предимпульсом плазмы будет разное время разлета в вакуум.

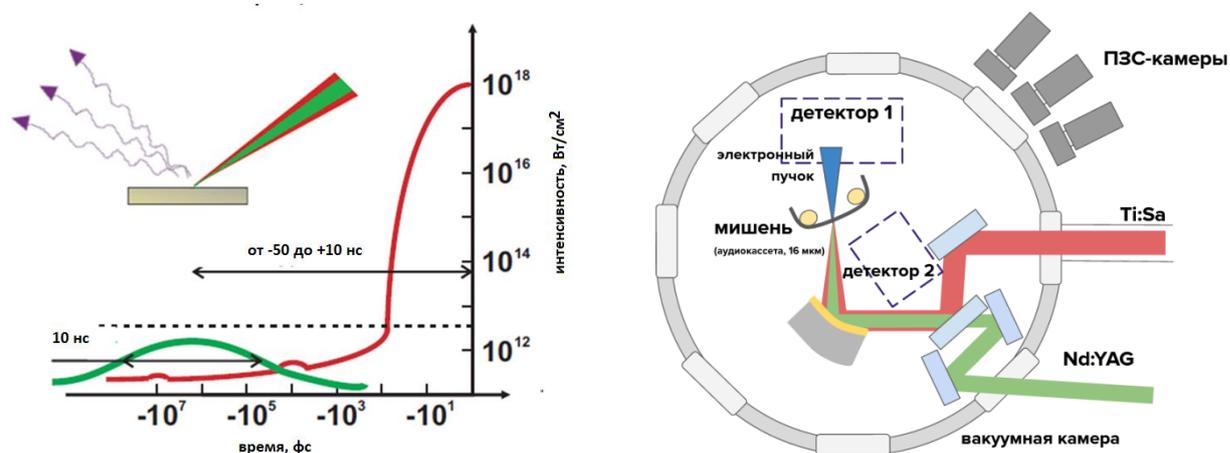


Рисунок 138 – Временная диаграмма импульсов в используемой двухимпульсной методике (слева) и упрощенная схема экспериментальной установки (справа)

Упрощенная схема установки представлена на рисунке 138. Фемтосекундное (Ti:Sa) и наносекундное (Nd:YAG) лазерное излучения заводятся в вакуумную камеру с остаточным давлением порядка не более  $10^{-2}$  Торр и фокусируются внеосевым параболическим зеркалом ( $F=10$  см) на пленочную мишень (аудиокассета толщиной

16 мкм). После каждого лазерного выстрела происходит сдвиг пленки. В рассматриваемых экспериментах взаимодействие происходило при нормальном падении излучения на мишень. Между параболическим зеркалом дополнительно установлена протяжка лавсановой пленки (не показана на рисунке) для защиты зеркала от «пыли» разлетающейся мишени.

Для регистрации генерируемых электронов и оптического излучения плазмы (важно для диагностики параметрических неустойчивостей) использовался широкий ряд детекторов: визуализация пространственного распределения электронов производилась с использованием сцинтилляционного экрана Kodak LANEX; для измерения энергетического спектра электронного пучка в предыдущую схему добавлялась щель шириной 2 мм, вырезанная в свинцовой пластине толщиной 3 мм, и система из постоянных магнитов с индукцией поля до  $\sim 0,25$  Тл; для оценки заряда пучка использовалась разработанная ранее фотоядерная методика, а также цилиндр Фарадея; для регистрации оптического излучения плазмы использовалось несколько ПЗС-камер с различными оптическими фильтрами. Система сбора данных позволяла в каждом лазерном выстреле регистрировать сигналы со всех установленных детекторов.

При взаимодействии лазерного излучения релятивистской интенсивности с мишенью-пленкой был получен коллимированный электронный пучок (расходимость  $\sim 0,1$  рад, см. рисунок 139б) с температурой  $\sim 2-2,5$  МэВ (рисунок 139в). Данный электронный пучок также хорошо (по сравнению с другими экспериментами, в которых используются твердотельные мишени) стабилен в пространстве, что видно из рисунка 139а. Заряд пучка составляет 50-100 пКл (для  $E > 1,7$  МэВ), что соответствует чрезвычайно высокому коэффициенту конверсии энергии основного излучения в ускоренные электроны в 1 нКл/Дж.

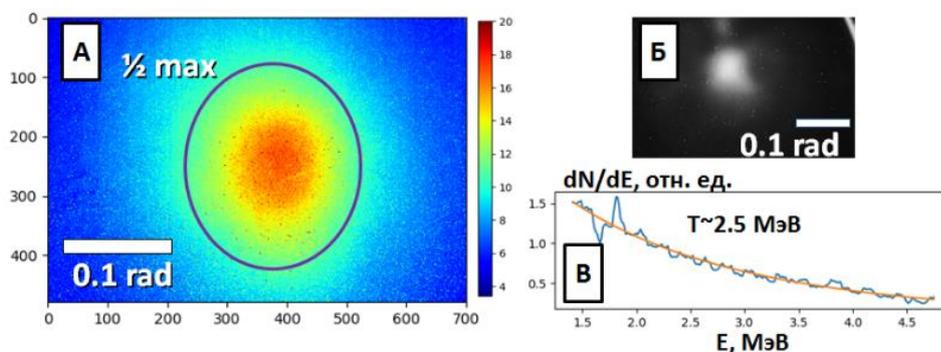


Рисунок 139 – Пространственная форма электронного пучка для  $E > 3$  МэВ, полученная усреднением по 500 последовательным выстрелам (а), пространственная форма электронного пучка для  $E > 3$  МэВ в единичном выстреле (б), энергетический спектр электронного пучка (в)

Одним из наиболее важных параметров эксперимента при использовании искусственного предимпульса является задержка между основным импульсом и предимпульсом, т.к. она определяет плотность, с которой взаимодействует основной импульс. На рисунке 140 представлены исследования зависимости оптического излучения плазмы и пространственного распределения электронного пучка от задержки нс-фс. Видно, электронный пучок существует лишь для небольшого диапазона задержек (~ единиц нс).

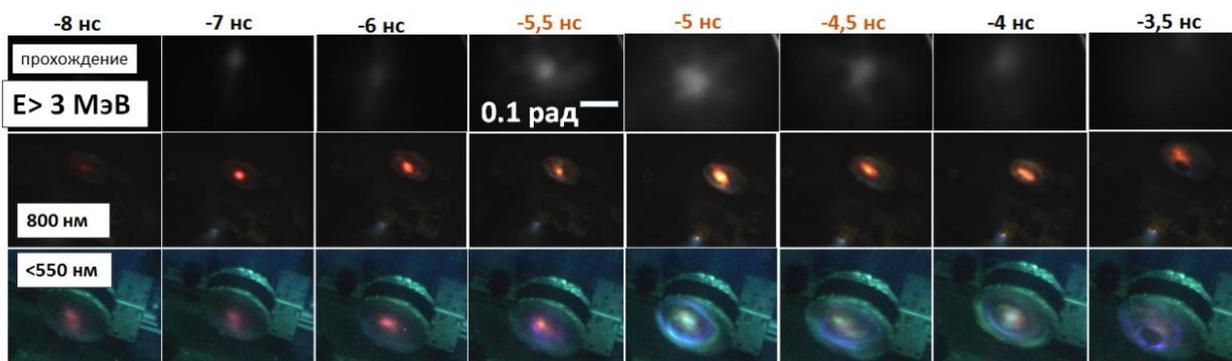


Рисунок 140 – Излучение плазмы на длинах волн <550 нм, прошедшее излучение на 800 нм, электроны в направлении прохождения в зависимости от задержки нс-фс

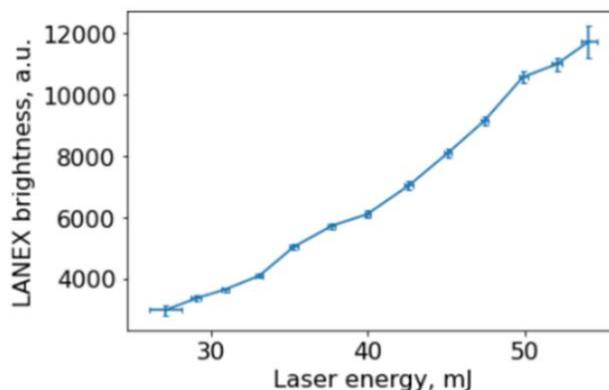


Рисунок 141 – Зависимость яркости сцинтиллятора LANEX (~заряду пучка, электроны с  $E > 3$  МэВ) от энергии основного фс лазерного импульса

Также были проведены измерения выхода электронов в зависимости от энергии основного импульса (т.е. интенсивности, см. рисунок 141). Видно, что заряд электронного пучка растет с увеличением энергии (что не удивительно), при этом в доступном нам диапазоне энергий эффекта насыщения не наблюдается.

## 9.2. Разработка и сборка мультисекционного цилиндра Фарадея

Чтобы установить, достигнуто ли предполагаемое из численного моделирования увеличение заряда, были проведены его измерения цилиндром Фарадея. Сначала была использована классическая схема данного детектора (медная чаша толщиной ~5 см,

заведомо останавливающая все электроны, и конденсатор 500 пФ). Данный детектор устанавливался внутри вакуумной камеры, для его экранирования от сильных СВЧ-помех плазмы использовалась алюминиевая фольга толщиной 130 мкм. Измеренный таким способом заряд пучка составлял  $\sim 140 \pm 20$  пКл, что примерно в 5 раз выше, чем для твердотельной мишени.

Далее для диагностики энергетических характеристик электронного пучка одновременно с измерением его заряда был разработан секционный цилиндр Фарадея (рисунок 142). Он представлял собой все ту же медную чашу и установленную перед ней систему алюминиевых пластин, подключенные к конденсаторам емкостью 500 пФ. Между пластинами расположены заземленные фольги из алюминия. Проходя через пластины, электронный пучок оставляет в них часть заряда, и чем больше энергия электрона, тем в более дальней пластине появится заряд. Заряд пучка рассчитывался исходя из измеренных на конденсаторах напряжений. Для восстановления исходного распределения электронов по энергиям (т.е. спектра) вся конструкция была смоделирована при помощи кода GEANT (см. рисунок 142). Было установлено, что для случая экспоненциально спадающего энергетического спектра электронов наилучший результат при восстановлении дают конфигурации алюминиевых пластин с одинаковой толщиной и одинаковым расстоянием между ними.

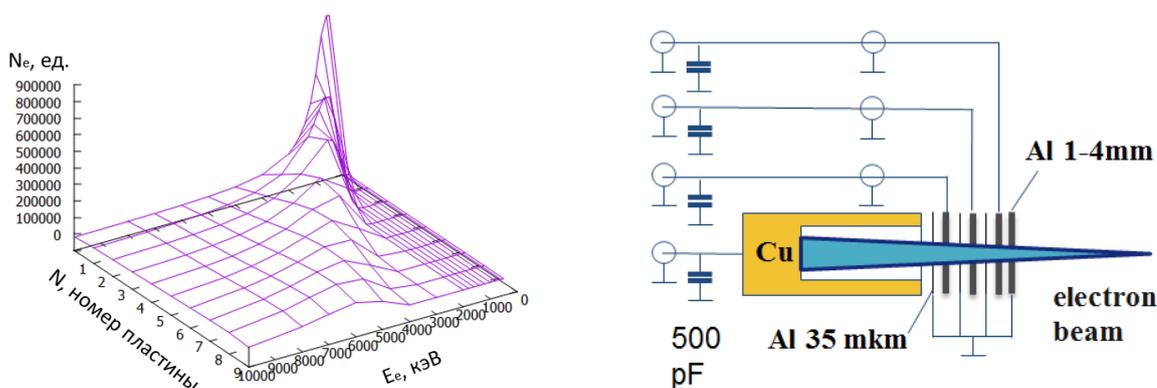


Рисунок 142 – Результаты расчетов оптимальной конфигурации цилиндра Фарадея в коде GEANT для начального распределения электронов с  $T=2$  МэВ (соответствует экспериментальному) и их количества  $10^6$  и пластин 1 мм Al (слева) и принципиальная схема разработанного мультисекционного цилиндра Фарадея (справа)

На основе этих расчетов был собран прототип мультисекционного цилиндра Фарадея и проведены первые экспериментальные измерения (см. рисунок 143). Интегральное значение заряда, измеренное этим детектором, соответствует значениям,

полученным на обычном цилиндре Фарадея. Измерения заряда на каждой из пластин позволяют оценить температуру спектра электронов в 1-2 МэВ, что соответствует измеренной электронным спектрометром, однако не позволяют оценивать ее точно и в каждом выстреле из-за нестабильности сигнала. На данный момент проводятся работы по дальнейшему улучшению данного детектора.

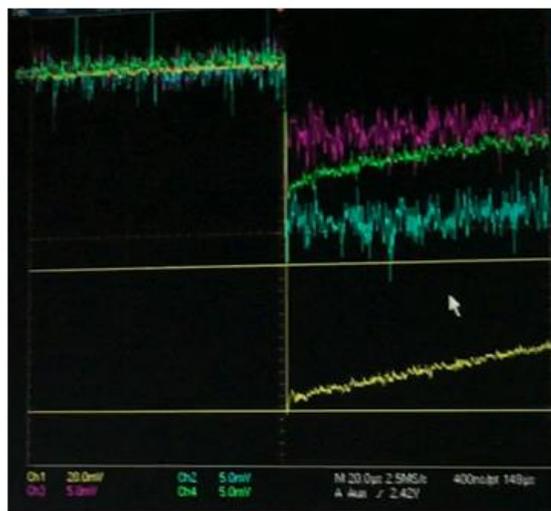
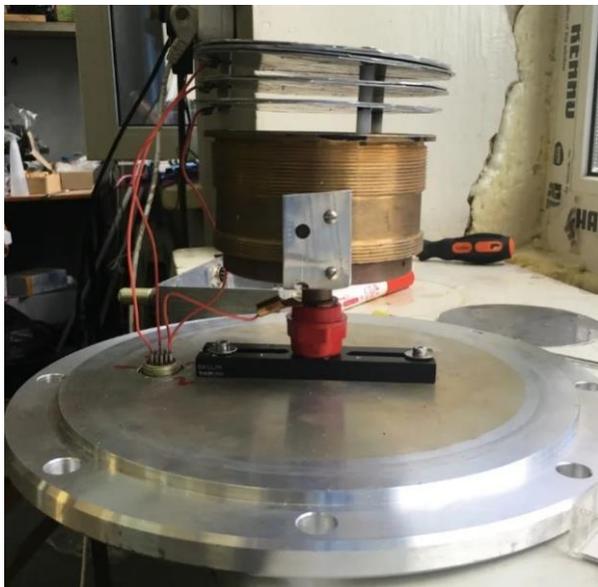


Рисунок 143 – Собранный мультисекционный цилиндр Фарадея (представлен один из прототипов, слева) и осциллограмма полученных с него сигналов (справа)

### 9.3. Регистрация нейтронов в фотоядерных реакциях на фемтосекундном лазере. Оценка заряда пучка через число нейтронов

Увеличение температуры и заряда электронного пучка относительно исследований предыдущего года позволило получить нейтроны, сгенерированные в реакциях фоторасщепления, с использованием большего количества материалов. Для этого электронный пучок попадал в толстый (2мм W) конвертор, а полученное тормозное излучение взаимодействовало с вторичной мишенью. В качестве вторичной мишени был использован бериллий Be, уран  $^{238}\text{U}$ , и свинец Pb. Полученные в фотоядерной реакции быстрые нейтроны, замедлялись до тепловых энергий с помощью пластикового замедлителя толщиной 7 см и регистрировались массивом из  $10^3$   $^3\text{He}$  – счетчиков СНМ-19. Использование замедлителя позволяло разделить во времени (задержка  $\sim 100$  мкс) отклик детектора на мозный импульс гамма-излучения и на нейтроны. Эффективность детектора измерялась с помощью калиброванного нейтронного источника  $^{252}\text{Cf}$  и составляла 0,25%.

Экспериментально было зарегистрировано до 15 нейтронов на выстрел для реакции фоторасщепления бериллия, до 4 нейтронов для урана и до 12 нейтронов для свинца. С учетом эффективности детектора это соответствует потокам нейтронов в  $\sim 5 \times 10^3$  частиц/с.

Или, с учетом энергии лазерного импульса,  $\sim 10^6$  частиц/с $\times$ Дж, что является чрезвычайно высоким коэффициентом конверсии энергии лазерного импульса в нейтроны.

Также для оценки коэффициента конверсии электронов в нейтроны, и, соответственно, заряда пучка, было проведено моделирование эксперимента в программе GEANT. Расчёт показал, что заряд электронов в пучке составляет  $50 \pm 20$  пКл для частиц с энергией больше 2 МэВ и примерно 10 пКл для частиц с энергией больше 6 МэВ. Данные результаты согласуются со значениями заряда, полученными ранее другими методами. Также в пересчете на один джоуль вложенной лазерной энергии получается значение заряда пучка в несколько нанокulon. Этот показатель находится среди лучших, полученных в других лабораториях.

## 10. Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и лёгкими ядрами на пучках Московской мезонной фабрики

Для определения необходимых условий эксперимента и параметров экспериментальной установки, было проведено моделирование реакции квазиупругого выбивания нейтроном пары протонов в реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}^*$ . Для этого были использованы программы кинематического моделирования реакций с тремя частицами в конечном состоянии [74], в которых из множества событий с произвольными или частично-заданными параметрами (энергия пучка, углы вылета и энергии вторичных частиц), отбираются только те события, которые удовлетворяют законам сохранения энергии и импульса с заданной заранее точностью.

Кинематическое моделирование проведено в два этапа при энергии первичных нейтронов  $E_n = 60 \pm 1$  МэВ и  $E_n = 80 \pm 1$  МэВ. На первом этапе рассматривалась квазибинарная реакция  $n + ^{13}\text{C} \rightarrow ^2p + ^{12}\text{Be}^*$  с вылетом системы двух протонов и ядра  $^{12}\text{Be}$  в основном или возбужденном состоянии. Рассчитывались углы вылета и кинетические энергии ядра  $^{12}\text{Be}$  и центра масс протонной пары в лабораторной системе координат. Учитывая экспериментальные условия, угол вылета центра масс двух протонов был выбран  $\Theta_{2p} \sim 75^\circ$ .

На втором этапе рассматривался развал  $^2p \rightarrow p + p$  и рассчитывались углы вылета и кинетические энергии двух протонов в лабораторной системе координат. Кинематическое моделирование показало, что протоны от развала  $2p$ -пары вылетают в узком конусе углов  $\sim 10^\circ$ . На рисунке 144 показана двумерная диаграмма «угол вылета – энергия» одного из протонов при энергии первичных нейтронов  $E_n = 60 \pm 1$  МэВ (рисунок 144а) и  $E_n = 80 \pm 1$  МэВ (рисунок 144б). На диаграмме показаны кинематические области, соответствующие образованию ядра  $^{12}\text{Be}$  в основном состоянии (область 1) и возбужденным состояниям с энергиями  $\sim 12$  МэВ (область 2) и  $\sim 24$  МэВ (область 3), соответственно.

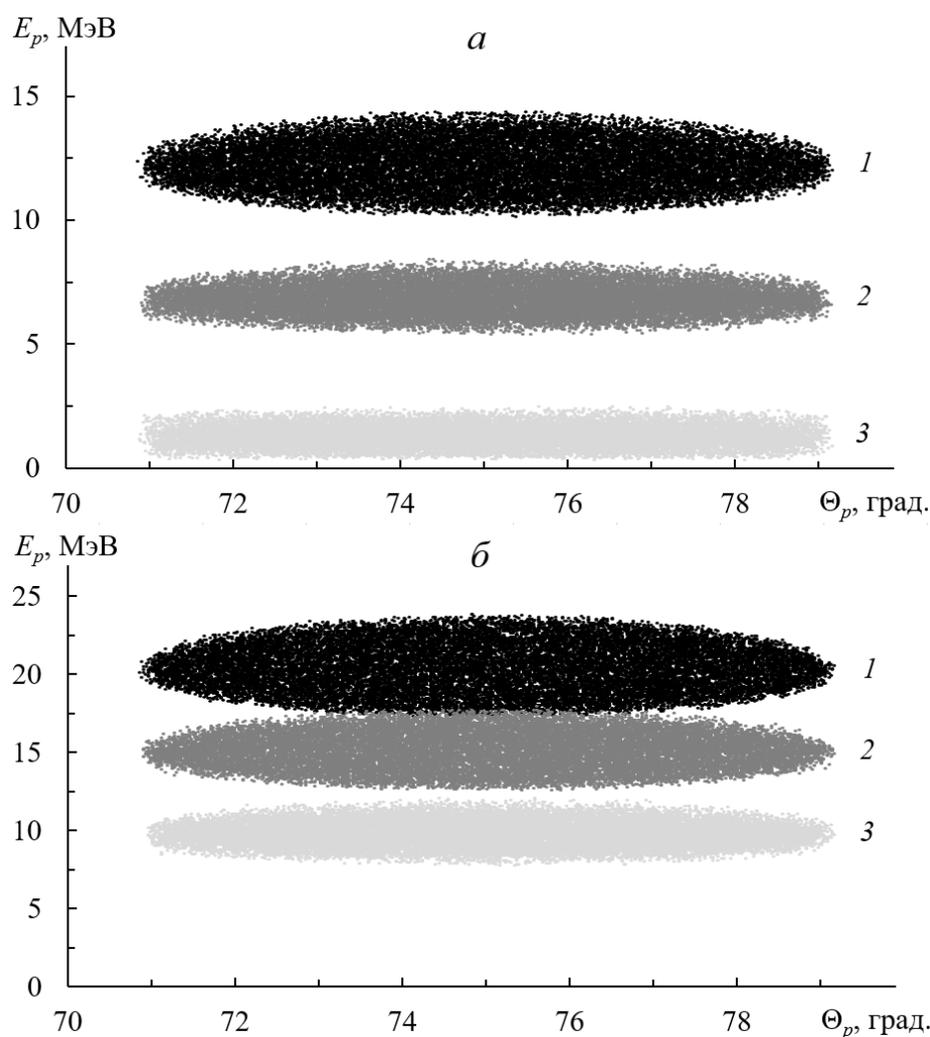


Рисунок 144 – Двумерная диаграмма  $E_p - \Theta_p$  одного из протонов в реакции  $n + {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^2\text{p} + {}^{12}\text{Be}^* \rightarrow \text{p} + \text{p} + {}^{12}\text{Be}^*$ : а – при энергии первичных нейтронов  $E_n = 60 \pm 1$  МэВ; б – при  $E_n = 80 \pm 1$  МэВ. Области: 1 – соответствует образованию ядра  ${}^{12}\text{Be}$  в основном состоянии; 2 – возбужденному состоянию ядра  ${}^{12}\text{Be}$  с энергий  $\sim 12$  МэВ; 3 – возбужденному состоянию ядра  ${}^{12}\text{Be}$  с энергий  $\sim 24$  МэВ

Кинематическое моделирование позволило определить диапазон энергий и углов вылета протонов, необходимых для исследования альфа-кластерного распада высоковозбужденных состояний ядра  ${}^{12}\text{Be}$  в реакции  ${}^{13}\text{C}(n, 2p){}^{12}\text{Be}^*$ .

На импульсном пучке нейтронов установки РАДЭКС ИЯИ РАН проводятся исследования ядерных реакций взаимодействия каскадных и испарительных нейтронов с энергией 1–300 МэВ. Установка РАДЭКС размещена на ловушке импульсного пучка протонов линейного ускорителя ионов водорода (длительность 1–200 мкс, частота 1–100 Гц, средний ток 1–100 мкА). Установка имеет вакуумный протонный канал ( $\varnothing$  20 см), вольфрамовую мишень для генерации каскадных и испарительных нейтронов и

горизонтальные каналы ( $\varnothing$  20 см) для облучения экспериментальных мишеней на расстоянии 10–50 м от ловушки пучка протонов.

На рисунке 145 показан спектр каскадных нейтронов на экспериментальной мишени (10 м) при среднем токе пучка протонов линейного ускорителя 50 мкА и различной энергии протонов: 45 МэВ (кривая 1), 160 МэВ (кривая 2) и 300 МэВ (кривая 3).

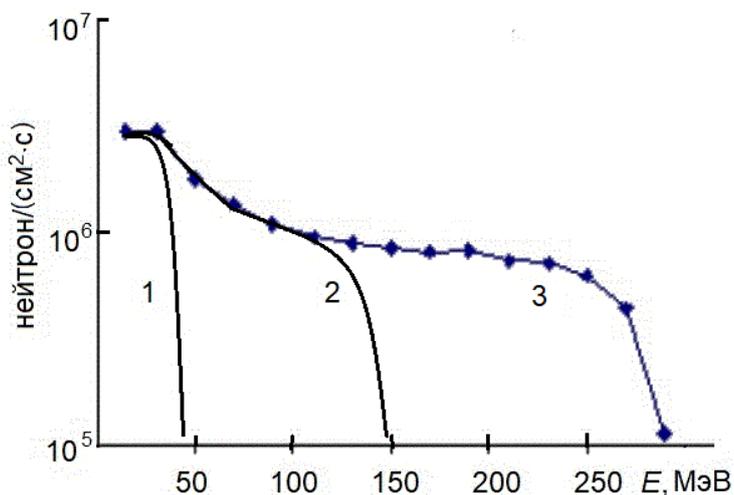


Рисунок 145 – Плотность потока каскадных нейтронов на расстоянии 10 м от W мишени РАДЭКС при среднем токе пучка протонов линейного ускорителя 50 мкА для различной энергии протонов. 1 – поток нейтронов при энергии протонов 45 МэВ; 2 – поток нейтронов при энергии протонов 160 МэВ; 3 – поток нейтронов при энергии протонов 300 МэВ

Выбирая первоначальную энергию пучка протонов, можно определить оптимальные экспериментальные условия для исследования реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}^*$  при различной энергии каскадных нейтронов.

На рисунке 146 показаны зависимости поперечных сечений образования  $^{12}\text{Be}$  в основном состоянии в реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}$  (рисунок 146а) и фоновой реакции  $^{13}\text{C}(n, p)X$  (рисунок 146б).

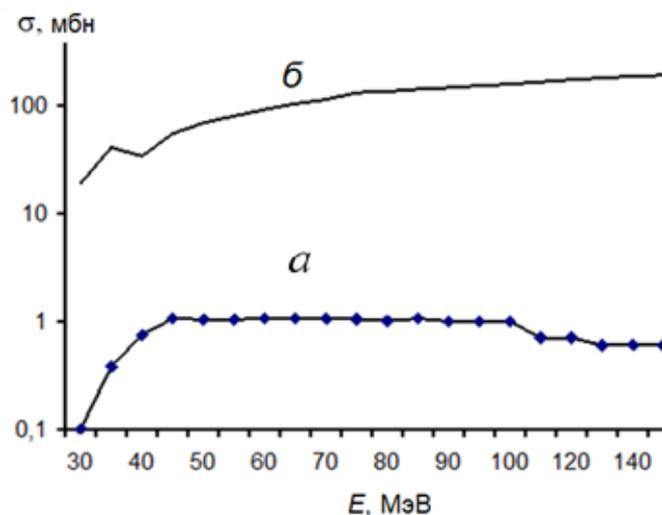


Рисунок 146 – Поперечное сечение реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}$  с образованием  $^{12}\text{Be}$  в основном состоянии (а) и фоновой реакции  $^{13}\text{C}(n, p)X$  (б)

Энергия каскадных нейтронов выше порога реакции (около 30 МэВ) определяет вероятность образования  $^{12}\text{Be}$  в различных состояниях. При энергии нейтронов 40–50 МэВ возможны оптимальные условия для исследования основного состояния  $^{12}\text{Be}$ , при энергии 60 МэВ – для возбужденного состояния  $^{12}\text{Be}$  с энергией  $\approx 12$  МэВ, при энергии  $\geq 80$  МэВ – для энергии состояния  $\approx 24$  МэВ. Регистрация протонной пары с отбором по энергии и углу поможет подавить фон при регистрации высоковозбужденного кластерного состояния  $^{12}\text{Be}$ .

Регистрацию частиц распада возбужденного состояния следует вести в промежутках между импульсами нейтронного пучка при частоте 1–50 Гц, чтобы исключить мгновенный фон от каскадных нейтронов. Дополнительная режекция фона осуществима при совпадении выбитой мгновенно каскадным нейтроном протонной пары и заряженных частиц от распада  $^{12}\text{Be}^*$  в интервале между импульсами.

Образование  $^{12}\text{Be}$  в основном состоянии приводит к его  $\beta^-$ -распаду с периодом  $T_{1/2} = 21,5$  мс и образованием  $^{12}\text{B}$ , который также испытывает  $\beta^-$ -распад с  $T_{1/2} = 20,2$  мс. Низколежащее возбужденное состояние  $^{12}\text{Be}$  ( $\approx 4$  МэВ) распадается с вылетом нейтрона и образованием  $^{11}\text{Be}$ , который также подвергается  $\beta^-$ -распаду.

Регистрация вблизи порога реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}$  совпадения квазиупруго выбитой  $2p$ -пары и  $\beta^-$ -частиц (и возможно  $n$ ) распада основного и низколежащего возбужденного состояний  $^{12}\text{Be}$  позволит провести калибровки системы детектирования и тестовые измерения для проверки возможности измерения параметров низколежащих возбужденных состояний.

Измерение характеристик высоковозбужденных кластерных состояний  $^{12}\text{Be}$  необходимо вести по регистрации альфа-частиц и нейтронов от кластерного распада этих состояний со структурой  $\alpha$ - $4n$ - $\alpha$  и  $^8\text{Be}$ - $4n$  при энергии возбуждения в области 12 и 24 МэВ. Возможно восстановление энергетического спектра каскадных нейтронов, падающих на мишень  $^{13}\text{C}$  по измерению параметров  $p$  и  $\alpha$ -частиц.

По результатам моделирования предполагается разработать методику эксперимента и провести тестовые измерения с использованием вакуумной камеры с мишенью  $^{13}\text{C}$ , телескопа  $\Delta E$ - $E$  кремниевых детекторов для регистрации заряженных частиц и детектора нейтронов. Для получения временных и амплитудных характеристик сигналов могут быть использованы цифровые сигнальные процессоры DT5742 и DT5720 фирмы CAEN.

Оценки показывают, что при потоке каскадных нейтронов около  $5 \times 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  на экспериментальной мишени скорость счета событий образования и распада возбужденных состояний  $^{12}\text{Be}$  составит  $\sim 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ , что позволяет надеяться на измерении характеристик  $\alpha$ -кластерной структуры возбужденных состояний  $^{12}\text{Be}$  с  $4n$ -корреляцией.

## 11. Исследование структуры и механизмов взаимодействия слабосвязанных ядер с ядрами при средних энергиях

Для определения вкладов различных конфигураций в структуру возбужденных состояний  ${}^6\text{Li}$  нами предложено исследование реакции неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  ${}^6\text{Li}$  с регистрацией в совпадении как рассеянного нейтрона, так и вторичных частиц. Результаты проведенного кинематического моделирования показывают, что в случае регистрации неупруго рассеянного нейтрона под углом, определенным в двухчастичной реакции  $n + {}^6\text{Li} \rightarrow n' + {}^6\text{Li}^*$  с возбуждением определенного уровня  ${}^6\text{Li}$ , в совпадении с вторичными (развальными) частицами существуют кинематические области развальных частиц, соответствующие определенным каналам развала этого возбужденного состояния  ${}^6\text{Li}$ . Например, на рисунке 147а представлено двумерное распределение  $E_\alpha - \Theta_\alpha$  вторичных альфа-частиц для различных каналов развала возбужденного состояния  ${}^6\text{Li}^*(5,65 \text{ МэВ})$ . Видно, что кинематические области, соответствующие каналу реакции  $\alpha + d$  отличаются от тех, которые соответствуют каналам  $\alpha + n + p$ ,  ${}^5\text{Li} + n$ ,  ${}^5\text{He} + p$  и практически полностью перекрываются. Однако, регистрация в совпадении неупруго рассеянного нейтрона, вторичных альфа-частиц и нейтронов при определенных кинематических условиях дает возможность разделить кинематические области, соответствующие каналам  $\alpha + p + n$  и  ${}^5\text{Li} + n$  (рисунок 147б).

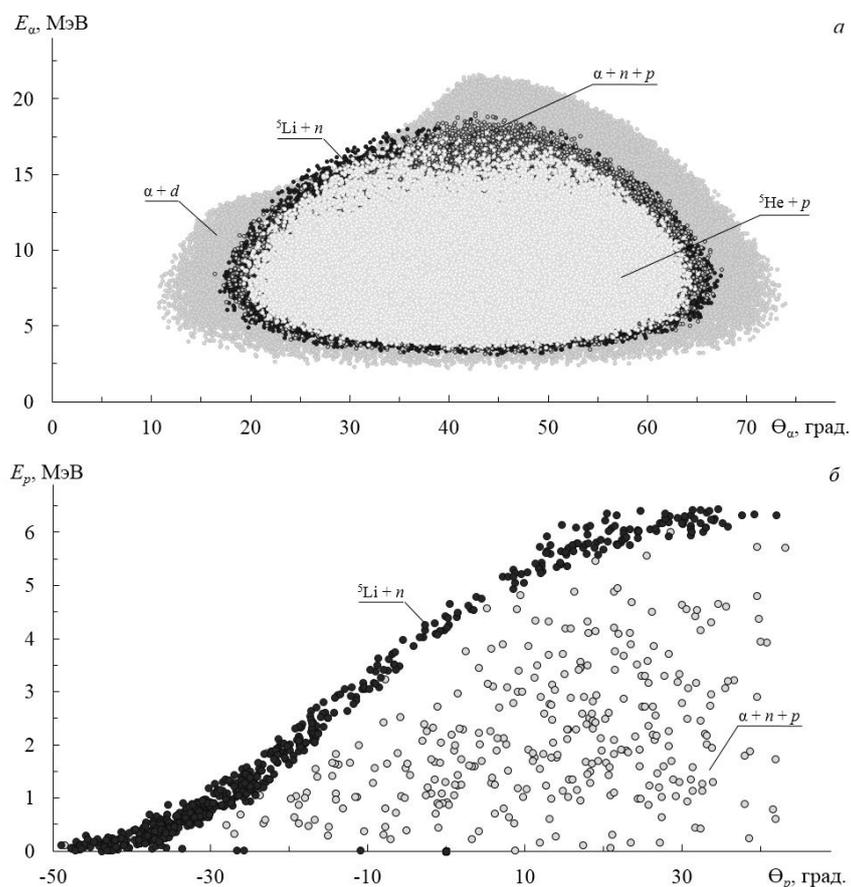


Рисунок 147 – а – Двумерная диаграмма  $E_\alpha - \Theta_\alpha$  развальных альфа-частиц для уровня  ${}^6\text{Li}^*(5,65 \text{ МэВ})$ . Параметры моделирования:  $E_0 = 60 \pm 1 \text{ МэВ}$ ,  $\Theta_n = -80^\circ \pm 1^\circ$ ,  $E_n = 40,06 \pm 2,14 \text{ МэВ}$ ; б – Двумерная диаграмма  $E_p - \Theta_p$  развальных протонов для уровня  ${}^6\text{Li}^*(5,65 \text{ МэВ})$ . Параметры моделирования:  $E_0 = 60 \pm 1 \text{ МэВ}$ ,  $\Theta_n = -80^\circ \pm 1^\circ$ ,  $E_n = 40,06 \pm 2,14 \text{ МэВ}$ ,  $\Theta_\alpha = 45^\circ \pm 2^\circ$ ,  $\Theta_n = 55^\circ \pm 2^\circ$ ,  $E_n > 8 \text{ МэВ}$

На нейтронном пучке канала РАДЭКС ИЯИ РАН проводятся исследования реакций с малонуклонными системами, вызванных нейтронами с энергией 10-100 МэВ. Для исследования таких реакций необходимы регистрация в совпадении нейтронов и заряженных частиц, их идентификация и определение энергии. Сложностью для такого типа работ являются условия канала РАДЭКС: широкий пучок нейтронов с диаметром  $\sim 50 \text{ мм}$ , наличие большого  $\gamma$ -фона, а также ограничения в работе полупроводниковых кремниевых детекторов при облучении нейтронами.

Для проверки возможности регистрации в совпадении заряженных частиц и нейтронов на нейтронном канале РАДЭКС в качестве предварительных тестовых измерений была выбрана реакция  $n + {}^6\text{Li} \rightarrow n + \alpha + d$ , с регистрацией рассеянных нейтронов и вторичных альфа-частиц. При этом тестовые измерения могут считаться успешными в случае наличия пиков в энергетическом спектре зарегистрированных альфа-

частиц, соответствующих развалу основного и возбужденных состояний ядра  ${}^6\text{Li}$ , в совпадении с нейтронным сигналом.

Ввиду широкого энергетического спектра нейтронов канала РАДЭКС, падающих на мишень, регистрация вторичных альфа-частиц и нейтронов позволит восстановить первоначальную энергию нейтрона для каждого зарегистрированного события.

По результатам моделирования был создан прототип экспериментальной установки (рисунок 148), включающий как малую вакуумную камеру рассеяния с установленной мишенью  ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$  и телескопом  $\Delta E$ - $E$  кремниевых детекторов для регистрации заряженных частиц с толщинами 40 мкм и 300 мкм, соответственно, так и нейтронный детектор на основе жидкого сцинтиллятора EJ-301 для регистрации нейтронов, позволяющий при необходимости измерять энергию нейтронов по методу времени пролета. Углы установки детекторов для регистрации заряженных частиц и нейтронов были выбраны  $\sim 90^\circ$  и  $\sim 30^\circ$ , соответственно, по разные стороны от оси пучка

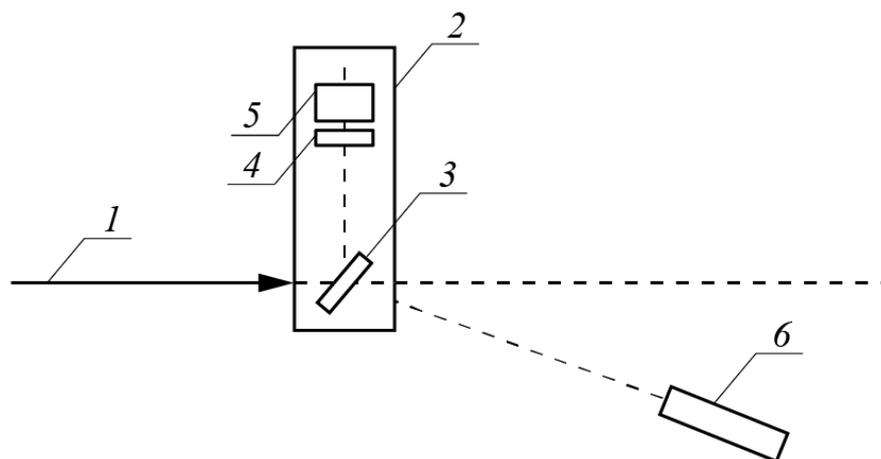


Рисунок 148 – Схема экспериментальной установки для исследования реакции  $n + {}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d + n$ : 1 – поток нейтронов канала РАДЭКС; 2 – малая вакуумная камера рассеяния; 3 –  ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -мишень; 4 –  $\Delta E$ -детектор; 5 –  $E$ -детектор; 6 – нейтронный детектор

Для получения временных и амплитудных характеристик сигналов использовалась система сбора информации на основе цифровых сигнальных процессоров DT5742 и DT5720 фирмы CAEN. Блок DT5742 предназначен для временного анализа сигналов и имеет следующие характеристики: количество детекторных входов 16, максимальная частота оцифровки  $5 \times 10^9$  выборок  $\cdot \text{с}^{-1}$  (шаг временной развертки 0,2 нс, 1024 канала), амплитудное разрешение 12 бит. Блок 5720 предназначен для амплитудного анализа и, соответственно, имеет характеристики: 4 детекторных входа,  $250 \times 10^6$  выборок  $\cdot \text{с}^{-1}$  (шаг 4 нс, 16000 каналов), разрешение 12 бит. Сочетание этих дигитайзеров позволяет получать

с хорошим разрешением как временную, так и амплитудную информацию со всех детекторов системы регистрации.

В системе сбора данных быстрый сигнал от  $\Delta E$ -детектора запускал блок DT5742, на который также поступали временные сигналы от  $E$ -детектора и нейтронного детектора. Блок DT5742 в свою очередь запускал блок DT5720, на который поступали амплитудные сигналы со всех детекторов. Реальному событию соответствовал случай, когда на оба блока поступали сигналы от трех детекторов ( $\Delta E$ -,  $E$ - и нейтронного детектора). Обработка информации в оффлайн режиме состояла из определения амплитуд и площадей импульсов, получения времен возникновения сигналов в детекторах, определении энергии нейтрона по времени пролета и цифрового анализа формы импульсов для дискриминации нейтронных событий от событий, вызванных  $\gamma$ -квантами.

На рисунке 149 показана экспериментальная двумерная  $\Delta E$ - $E$  диаграмма, полученная при условии совпадения сигналов от  $\Delta E$ -,  $E$ - и нейтронного детектора.

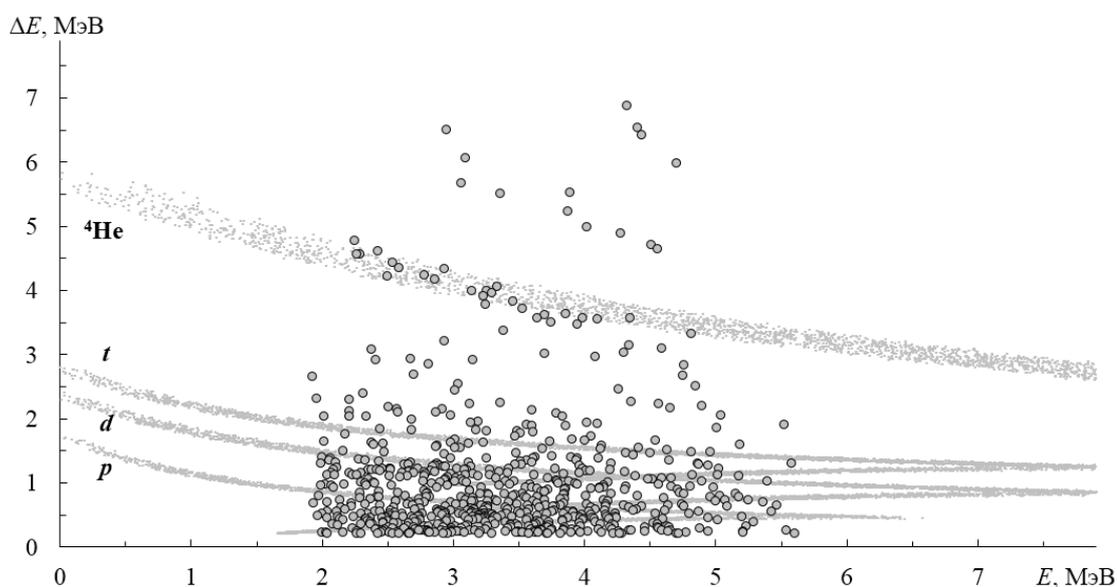


Рисунок 149 – Двумерная  $\Delta E$ - $E$  диаграмма, полученная при условии совпадения сигналов от  $\Delta E$ -,  $E$ - и нейтронного детектора. На диаграмме нанесены расчетные локусы, соответствующие однозарядным частицам ( $p$ ,  $d$ ,  $t$ ) и  ${}^4\text{He}$ .

Усиление на детекторах было подобрано таким образом, чтобы отчетливо наблюдать альфа-частичный locus. В связи с этим однозначное разделение однозарядных частиц не предоставляется возможным. Для наглядности на диаграмме нанесены моделированные  $\Delta E$ - $E$  спектры ионизационных потерь протонов, дейтронов, тритонов и альфа-частиц.

К сожалению, недостаточная статистика проведенных измерений не позволяет получить энергетический спектр альфа-частиц, однако, возможность регистрации в

совпадении заряженных частиц и нейтронов («полезных» событий), а также возможность идентификации типа заряженной частицы кажется достаточно основательными.

Тестовые измерения проводились в течение ~30 мин при потоке нейтронов  $\sim 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  на измерительной мишени канала РАДЭКС. При телесных углах заряженных частиц и нейтронов  $\sim 6 \times 10^{-3} \text{ ср}$  и  $\sim 2 \times 10^{-3} \text{ ср}$ , соответственно, число «полезных» событий составило  $\sim 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Это дает надежду, что при стабильном пучке нейтронов за достаточно приемлемое время можно исследовать кластерную структуру возбужденных состояний  ${}^6\text{Li}$ .

## 12. Исследование взаимодействия нейтронов малых энергий с ядрами с возбуждением коллективных степеней свободы

В нейтронных сечениях при энергии  $\sim 1-2$  МэВ и силовых функциях в области массовых чисел  $A \approx 50-150$  существует изотопическая структура, обусловленная резонансами формы нейтрон-ядерного рассеяния, а также локальной флуктуацией деформации ядер, усиливающей одночастично-фононную связь. Усреднённые по энергии нейтронные сечения описываются оптической моделью со связью каналов [75, 77].

Силовые функции s- и p-нейтронов также хорошо описываются обобщённой оптической моделью в двухфононном приближении метода связанных каналов [78].

Двухфононный и многофононный варианты метода связанных каналов описывают спин-орбитальное расщепление  $3\sigma$ -максимума нейтронной силовой функции [79–81].

В изотопической зависимости p-нейтронных  $S_{1/2}$  и  $S_{3/2}$  силовых функций также присутствует локальная изотопическая структура.

Промежуточная структура в энергетической зависимости сечений неупругого рассеяния нейтронов наиболее сильно проявляется для сферических ядер титана, железа, никеля, цинка и селена.

Промежуточная структура проявляется при неупругом рассеянии быстрых нейтронов на среднетяжелых ядрах в сечениях с шириной экспериментального разрешения (рисунок 150).

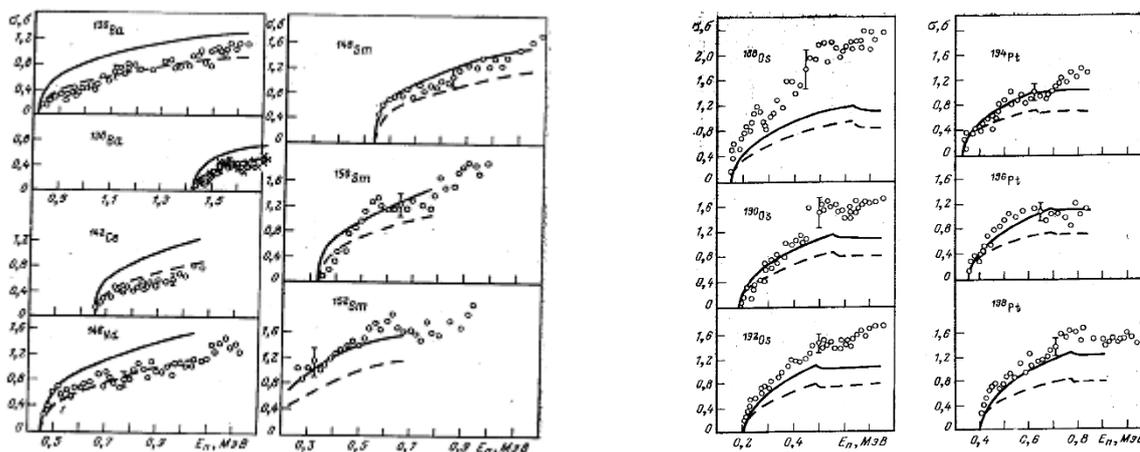


Рисунок 150 – Промежуточная структура неупругих нейтронных сечений для среднетяжелых ядер

Промежуточные резонансы могут быть обусловлены квазичастичными конфигурациями во входном канале частица-ядро (рисунок 151). Входной канал:  $n + A \rightarrow n' + A^*$  (прямое возбуждение фонных состояний при неупругом рассеянии)  $\rightarrow \gamma +$

$(n + A)^*$  (радиационный захват медленных нейтронов)  $\rightarrow 2n^*$  (возбуждение промежуточных состояний) +  $(A - n)$  (остов с 1 дыркой)  $\rightarrow 3n^*$  (возбуждение промежуточных состояний) +  $(A - 2n)$  (остов с 2 дырками)  $\rightarrow (n + A)^*$  (компаунд состояния)  $\rightarrow n' + A^*$  (возбуждение фононных состояний).

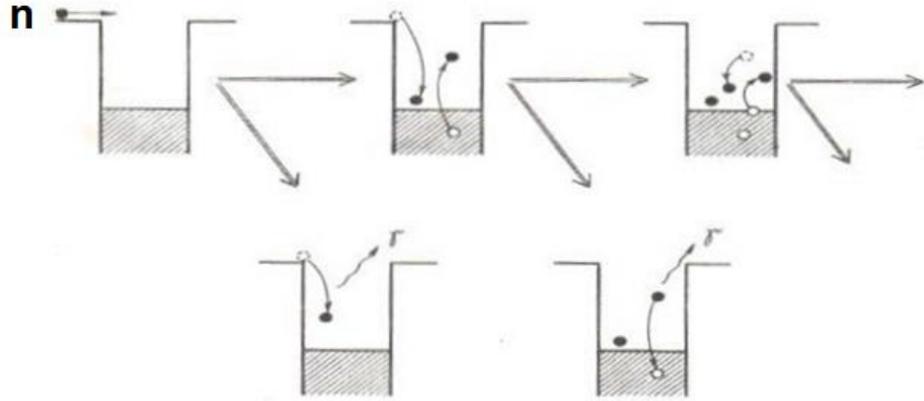


Рисунок 151 – Процесс образования компаунд состояния через возбуждение промежуточных входных состояний при рассеянии нейтронов на ядрах

Значительная флуктуация экспериментальных сечений проявляется для ядер с низкой плотностью одно-частичных состояний вблизи поверхности Ферми. Параметр плотности одно-частичных состояний вблизи поверхности Ферми имеет минимальное значение для ряда изотопов железа, никеля и селена.

В работе проанализирована промежуточная структура в сечении упругого и неупругого рассеяния изотопов селена (рисунок 152).

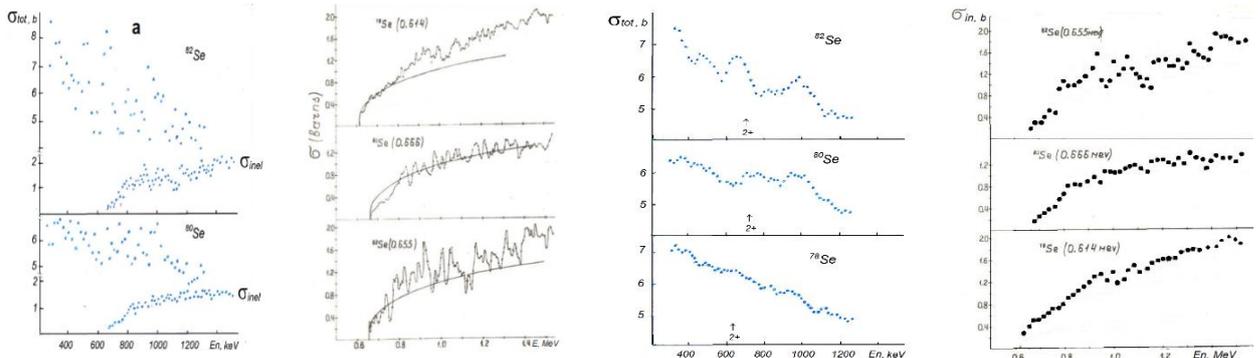


Рисунок 152 – Промежуточные резонансы в энергетической зависимости полных и неупругих нейтронных сечений, с усреднениями  $\Delta E = 15 \text{ кэВ}$  (a) и  $\Delta E = 50 \text{ кэВ}$  (b)

На основе R-матричного формализма проведена параметризация полных и дифференциальных нейтронных сечений изотопов селена. Аппроксимации дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов была проведена на основе метода, в котором однозначно определяются пять параметров резонансного и

потенциального s- и p-волнового рассеяния: радиусы потенциального рассеяния ( $R_0, R_1$ ) и силовые функции ( $S_0, S_{1/2}, S_{3/2}$ ) [82]. Используя этот метод, были получены экспериментальные значения  $p_{1/2}$ - и  $p_{3/2}$ -силовых функций ( $S_{1/2}$  и  $S_{3/2}$ ) для более чем 20 ядер в области 3p-максимума нейтронной силовой функции.

S-матрица выбиралась в форме, учитывающей наличие резонансной части рассеяния через промежуточные входные состояния.

$$\langle S_{c,c'} \rangle = S_{c,c'}^0 + e^{i(\delta_c + \delta_{c'})} [\delta_{cc'} + i \frac{(\Gamma_c^\uparrow \Gamma_{c'}^\uparrow)^{\frac{1}{2}} e^{i\psi}}{E_R - E - \frac{i}{2} \Gamma_R}],$$

где  $E_R$  - энергия промежуточного резонанса с ширинами  $\Gamma_R = \Gamma_R^\uparrow + \Gamma_R^\downarrow$

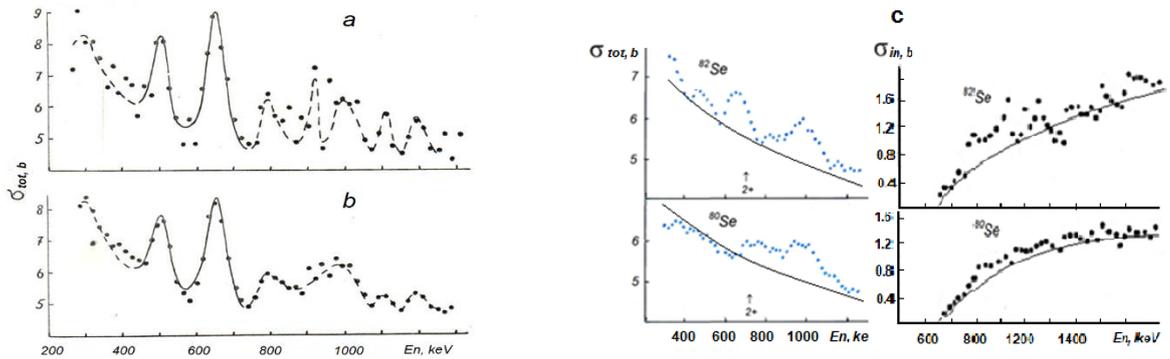


Рисунок 153 – Аппроксимация R-матричной моделью промежуточной структуры полных нейтронных сечений  $^{82}\text{Se}$ , усредненных с  $\Delta E = 15$  кэВ (а) и  $\Delta E = 50$  кэВ (б); с-описание полных и неупругих сечений по оптической модели со связью каналов

Как видно для изотопов селена (рисунок 153), промежуточные резонансы в полных, упругих и неупругих сечениях имеют сходные параметры (положения и ширину) при различных интервалах усреднения. Это указывает на существование входных состояний в системе нейтрон-ядро и последующий их распад либо с испусканием нейтрона по упругому каналу, либо переход в компаунд состояние нечётного ядра и развал его на нейтрон и чётное ядро с возбуждением фононов.

Для изотопов селена сечения прямой реакции возбуждения фононов достигают 30% и обусловлены в первую очередь p-каналом неупругого рассеяния нейтронов  $J^\pi = 3/2^-$ .

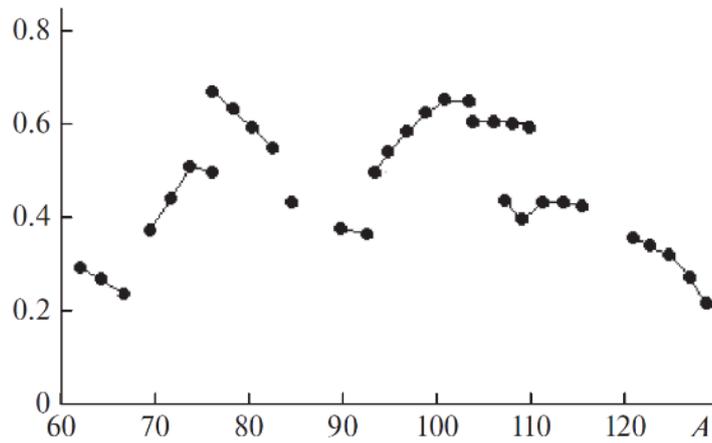


Рисунок 154 – Зависимость отношения сечения прямой реакции к флуктуационному сечению при неупругом рассеянии быстрых нейтронов

Это указывает на существенную роль этого канала в рассеянии быстрых нейтронов изотопами селена. Для подтверждения этого были определены параметры промежуточных резонансов и их вклады в нейтронную силовую функцию (см. таблицу).

Таблица 9 – Параметры промежуточных резонансов и их вклады в нейтронную силовую функцию

cross sections	$E_R$ , keV	$\Gamma_R$ , keV	$\Gamma_R^\uparrow$ , keV
total	310	140	20
total, elastic	510	60	20
total, elastic	660	58	32
total, elastic, inelastic	790	50	10
total, elastic, inelastic	920	20	8
total, elastic, inelastic	1000	120	60
total, inelastic	1120	50	35
total, inelastic	1180	90	70
inelastic	1250	50	
inelastic	1500	100	

Вклад промежуточных резонансов в силовую функцию компаунд состояний с  $J^\pi=3/2^-$  достигает 50%. Это подтверждает расчёты по ООМ МСК о значимости  $p$ -канала в рассеянии быстрых нейтронов ядрами в области  $A \approx 75-65$ .

### **13. Разработка методов и аппаратуры низкофоновых измерений гамма-излучений с использованием германиевых гамма-спектрометров**

В 2020 году с помощью активационно-измерительного комплекса, включающего W-Be-фотонейтронный источник нейтронов на серийном промышленном электронном ускорителе ЛУЭ-8-5, и низкофонового гамма-спектрометра были проведены измерения с использованием нейтронно-активационного анализа. Проводилась отработка методики измерения содержания рения в радиоактивных рудных породах на примере проб Брикетно-Желтухинского рениевого месторождения. Пробы ренийсодержащих пород облучались нейтронами фотонейтронного источника. Анализ активационных гамма-спектров указывает на возможность однозначного определения рения на фоне сопутствующих элементов, что делает нейтронно-активационный анализ конкурентноспособным для определения содержания рения. В 2021 году результаты проведенных исследований были уточнены и опубликованы.

## 14. Поиск редких мюонных процессов в эксперименте Mu2e

В 2021 г. проводились работы созданию пакета программ для моделирования новой концепции эксперимента Mu2e, в рамках которой, возможен поиск трех редких процессов с мюонами. В результате НИР разработан метод калибровки фотодетекторов калориметра на основе регистрации одиночных фотоэлектронов. Подготовлена начальная версия пакета программ для моделирования схемы получения триггера в процессе  $\mu \rightarrow 3e$ . Разработан новый монитор протонного пучка, основанный на регистрации черенковского излучения от дельта-электронов, рожденных в тонком стеклянном радиаторе. Проведены измерения с новым монитором протонного пучка на медицинском канале центра коллективного пользования (ЦКП) ИЯИ РАН.

### 14.1. Развитие новой концепции эксперимента Mu2e, позволяющей поиск трех редких процессов с мюонами

Проводились работы по созданию пакета программ для моделирования процессов  $\mu \rightarrow 3e$  и  $\mu \rightarrow e + \gamma$  на установке Mu2e. Детальное моделирование процессов  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  и  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  на установке Mu2e с последующей реконструкцией событий демонстрируют возможность повысить уровень чувствительности эксперимента в 300 и 20 раз, соответственно, по сравнению с существующим экспериментальным уровнем. Максимальный прогресс с минимальными изменениями в установке может быть достигнут в поиске процесса  $\mu \rightarrow 3e$ . Но для этого процесса есть трудности в создании триггера. В этом процессе нельзя использовать относительно простую схему получения триггерного сигнала, как для процессов  $\mu A \rightarrow eA$  конверсии и  $\mu \rightarrow e + \gamma$ , с отбором событий по энергии близкой к максимально возможной. В процессе  $\mu \rightarrow 3e$  трех-частичный распад в отличие от процессов  $\mu A \rightarrow eA$  конверсии и  $\mu \rightarrow e + \gamma$ , в которых кинематика процесса двух-частичная. Для получения триггерного сигнала в процессе  $\mu \rightarrow 3e$  была выбрана схема с винтовым коллиматором, который частично пропускает электроны и значительно задерживает позитроны. Электроны в магнитном поле движутся по винтовой траектории, имеющей для примера левый винт, тогда траектории позитронов имеют правый винт. Винтовой коллиматор может быть двух типов: левый и правый. Для детального моделирования эффективности винтового коллиматора подготовлена начальная версия пакета программ.

## 14.2. Разработка метода калибровки фотодетекторов калориметра на основе регистрации одиночных фотоэлектронов

Схема измерения одиночных фотоэлектронов с помощью быстрого светодиода и генератора импульсов представлена на рисунке 155а. Светодиод (LED) запускался от сигнала прямоугольной формы амплитудой 2,92 и 2,95 вольт и длительностью 60 нсек от генератора. С помощью диафрагмы подбиралось ослабление светового потока для измерения одиночных фотоэлектронов. Измерения формы импульсов одиночных фотоэлектронов ФЭУ проводилось с помощью 12-битного 16-канального АЦП преобразователя CAEN DT5742 (WFD - waveform digitizer). Устройство работало на частоте 2,5 ГГц с измерением амплитуды сигналов в 1024 точках с интервалом 0,4 нсек.

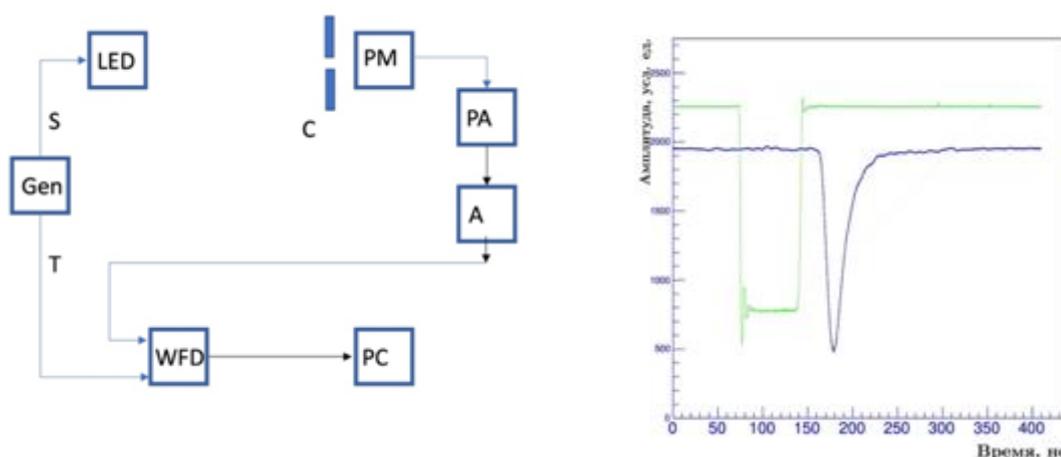


Рисунок 155 – а) схема измерения одиночных фотоэлектронов с помощью быстрого светодиода (LED), где Gen – генератор, С – диафрагма, PM – ФЭУ XR2020, PA – предусилитель, А – усилитель, WFD – АЦП CAEN DT5742, PC – компьютер; б) типовой сигнал ФЭУ от одиночного фотоэлектрона с выхода усилителя и сигнал генератора для запуска светодиода

Процесс образования среднего числа  $\mu$  фотоэлектронов от световой вспышки светодиода носит стохастический характер и описывается статистикой Пуассона. Вероятность регистрации  $n$  фотоэлектронов равна  $P(n) = \mu^n e^{-\mu} / n!$  Процесс усиления в ФЭУ также имеет стохастический характер. Каждый фотоэлектрон усиливается в ФЭУ с разным коэффициентом усиления. Регистрируемый ФЭУ заряд складывается из суммы случайных процессов усиления. Спектр регистрируемых ФЭУ зарядов  $Q(x)$  описывается как сумма сигналов от фоновых процессов  $B(x)$  и сигналов от фотоэлектронов  $P(x)$  следующим образом  $Q(x) = N_0 * (B(x) + P(x))$ :

$$B(x) = \left\{ \frac{(1-w)}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + w * \theta(x-Q_0) * \alpha * \exp(-\alpha * (x-Q_0)) \right\} * \exp(-\mu)$$

$$P(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} * \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi n}} * \exp\left(-\frac{(x-Q_0-Q_{sh}-n Q_1)^2}{2 n \sigma_1^2}\right), \quad Q_{sh} = w/\alpha, \quad (1)$$

где  $Q_0$  и  $\sigma_0$  – среднее и дисперсия пьедестала при измерении регистрируемого заряда с ФЭУ при отсутствии первичных фотоэлектронов ( $n = 0$ ), параметры  $w$  и  $\alpha$  – описывают вклад фоновых процессов,  $\theta(x) = [0,1]$  соответственно при  $x < 0$  и  $x > 0$  – ступенчатая функция,  $Q_1$  и  $\sigma_1$  – среднее и дисперсия сигнала от одного фотоэлектрона,  $Q_{sh}$  – смещение пьедестала связанного с фоном,  $N_0$  – нормировочное число событий. Полное число параметров, описывающих функцию  $Q(x)$  равно восьми. При регистрации большого числа фотоэлектронов  $\mu \gg 1$  статистика Пуассона переходит в статистику Гаусса и положение, и дисперсия пика от светового сигнала будет равна  $\mu Q_1$  и  $\sqrt{\mu(\sigma_1^2 + Q_1^2)}$ , соответственно. Результаты фита измеренного заряда от одиночных фотоэлектронов при амплитудах сигнала запуска светодиода, равных 2,92 и 2,95 В и длительностью 60 нсек, показаны на рисунках 156а и 156б, соответственно. Составляющие спектра регистрируемых зарядов  $Q(x)$ : фон и вклады от одного, двух, трех и т.д. фото-электронов также показаны на рисунке 156. Относительная дисперсия усиления  $\delta G_i / G_{avr}$  ФЭУ в формуле (1) может быть оценена из результатов фита спектров (рисунок 156), следующим образом  $\delta G_i / G_{avr} \cong \sigma_1 / Q_1 \cong 0,6$ .

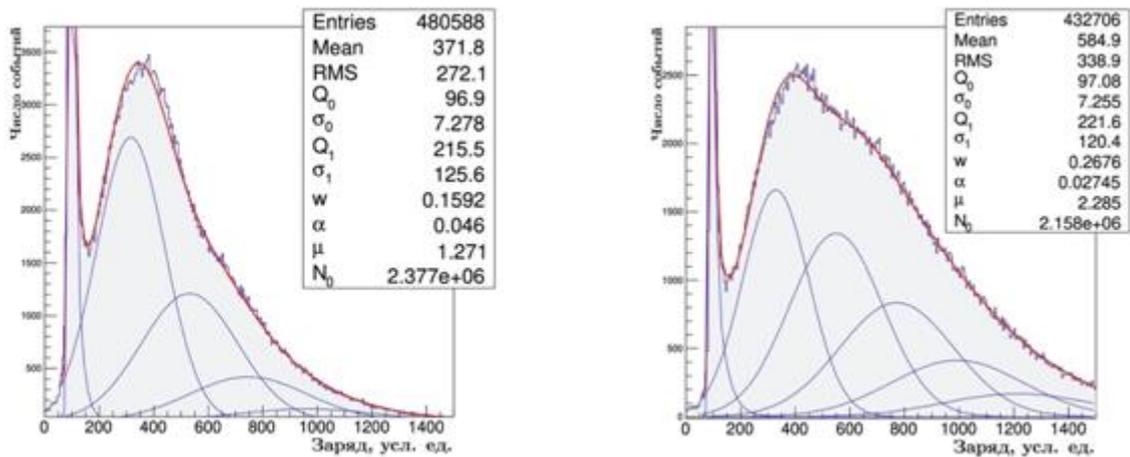


Рисунок 156 – а) спектр регистрируемого заряда ФЭУ и результат фита этого спектра распределением  $Q(x)$  для среднего числа фотоэлектронов  $\mu = 1,27$ ; б) — спектр регистрируемого заряда ФЭУ и результат фита для среднего числа фотоэлектронов  $\mu = 2,28$ . Также показаны составляющие спектра: фон и вклады от одного, двух, трех и т.д. фотоэлектронов

### 14.3. Разработка монитора протонного пучка

Монитор протонного пучка в эксперименте Mu2e необходим для постоянного

контроля вероятности выхода мюонов из мишени. Цель данной работы – разработка монитора, работающего в широком диапазоне интенсивностей и длительностей импульса протонного пучка, в условиях сильного низкоэнергичного электромагнитного фона. Монитор должен измерять временную структуру и число протонов в каждом импульсе протонного пучка. Принцип работы, разработанного черенковского монитора протонного пучка, позволяет проводить измерения в широком диапазоне ( $10^5$ ) интенсивностей пучка от малых импульсных токов 0,1 мкА до 10 мА. Монитор не регистрирует фотоны и электроны с энергией ниже 170 кэВ, что важно для подавления низкоэнергичного фона. Известные детекторы, такие как ионизационные камеры и индукционные датчики тока, не могут работать в таком широком диапазоне интенсивностей. Ионизационные камеры хорошо работают в области сравнительно малых токов. При больших токах в ионизационных камерах возникают нелинейные эффекты, связанные пространственным зарядом и рекомбинацией ионов в газе камеры. Индукционные датчики тока работают хорошо в области сравнительно больших токов выше 10 мкА.

Калибровочные измерения черенковского монитора проводились на протонном пучке с энергией 209 МэВ на медицинском канале центра коллективного пользования ИЯИ РАН.

На рисунке 157 показана осциллограмма 4-х сигналов: двух мониторов (1, 2), индукционного датчика тока (3) и триггера запуска WFD (4) от одного импульса протонного пучка. Сигнал от индукционного датчика тока имеет два импульса: первый от калибровочного импульса тока 25 мА, второй от протонного пучка. Импульсы от мониторов и индукционного датчика тока хорошо коррелируют между собой и повторяют временную структуру протонного пучка. Монитор протонного пучка лучше измеряет, по сравнению индукционным датчиком тока, тонкую временную структуру пучка. Это хорошо видно из сравнения структуры импульсов мониторов и индукционного датчика тока в конце сброса протонного пучка.

График зависимости усредненного заряда протонного импульса, измеренного датчиком тока и первым монитором, для трех режимов работы ускорителя, показан на рисунке 158. Результат фита усредненного заряда протонного пучка, полиномом первой степени с двумя параметрами, дает следующие результаты:  $p_0 = 0,013$  и  $p_1 = 0,225$ .

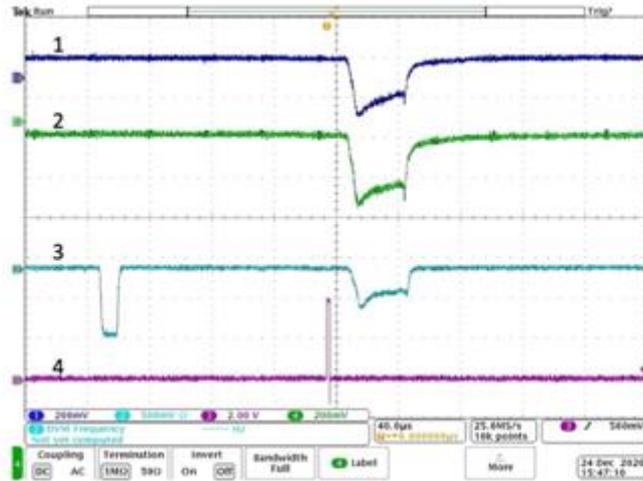


Рисунок 157 – Осциллограммы сигналов протонного пучка для мониторов (1,2), индукционного датчика тока с калибровочным импульсом 25 мА (3) и триггера запуска WFD (4)

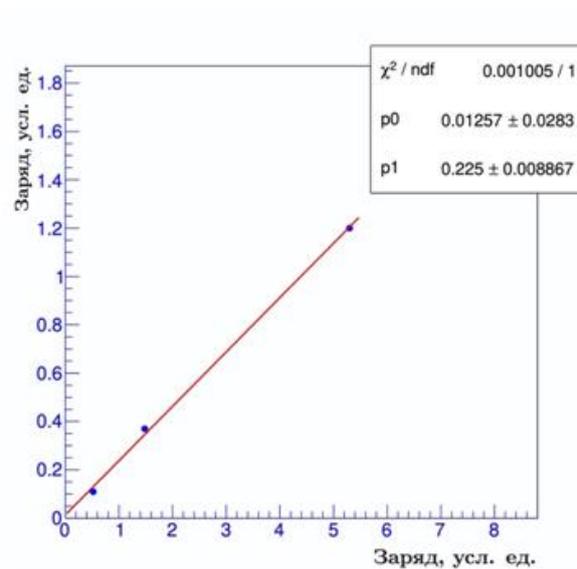


Рисунок 158 – График зависимости усредненного заряда протонного импульса, измеренного датчиком тока от заряда, измеренного монитором, для трех режимов работы ускорителя. По горизонтальной и вертикальной шкалам приводятся усредненные измерения монитора и датчика тока, соответственно. Сплошной линией показан результат фита по трем точкам полиномом первой степени

## 15. Создание оптико-каскадной модели, описывающей поглощение ядром медленного антинейтрона, для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций

Подход, объединяющий оптическую и каскадную модели, был предложен в ИЯИ РАН и последовательно развивался на протяжении многих лет. В рамках предложенного подхода процесс аннигиляции антинуклона на ядре рассматривается как состоящий из нескольких последовательных и независимых стадий [83]. Для ядра углерода (материал детектора для эксперимента NNBAR) начальная стадия процесса аннигиляции медленного антинейтрона, образовавшегося в нейтронном пучке, рассматривается в рамках оптической модели. На второй стадии происходит аннигиляция антинуклона на одном из внутриядерных нуклонов ядра в точке, определенной на стадии 1. На третьей стадии развивается каскад, инициированный образовавшимися в процессе аннигиляции мезонами. На последней стадии происходит де-возбуждение термализованного ядра-остатка. Первоначальная модель, описанная в работах [83, 84], была существенно доработана [85], а именно: 1) впервые в модель включены динамические эффекты, связанные с внутриядерным антинуклонным потенциалом и сходом с массовой поверхности антинейтрона и 2) данные в таблицах аннигиляции приведены в соответствие с последними экспериментальными данными. В настоящее время генератор событий, созданный в ИЯИ РАН на основе этой модели, используется при моделировании и проектировании детектора антинейтронов для эксперимента NNBAR на ESS [86, 87].

В последние годы интенсивно ведутся работы, связанные с исследованием возможного нейтрон-антинейтронного перехода внутри ядра. Так, в большом подземном водяном Черенковском детекторе Super-Kamiokande ведутся поиски внутриядерных нейтрон-антинейтронных переходов в ядре  $^{16}_8\text{O}$ . Результаты таких исследований сильно зависят от корректного моделирования этого сложного физического процесса. В такой модели должно присутствовать как можно больше базовой ядерной физики, чтобы правильно учитывать влияние ядерной среды и процессов взаимодействия аннигиляционных мезонов с ядром (FSI) на конечное состояние наблюдаемых частиц, что крайне важно для исследований эффективности детектора при модельной реконструкции. Генератор нейтрон-антинейтронных переходов, созданный в ИЯИ РАН специально для водяного черенковского детектора, включает в себя несколько новых важных функций: специально для ядра  $^{16}_8\text{O}$  впервые получено распределение радиальной плотности вероятности аннигиляции и соответствующий этому распределению коэффициент внутриядерного подавления для  $^{16}_8\text{O}$   $T_R = 0,65 \times 10^{23} s^{-1}$ , который согласуется с

существующими оценками, что говорит о самосогласованности представленной модели (см рисунок 159). Во-вторых, специально для этой задачи была доработана модель мультифрагментации, в которой теперь учитывается и фотонное де-возбуждение (см рисунок 160), что позволяет улучшить идентификацию сигнала с использованием больших подземных черенковских детекторов, таких как Super-Kamiokande и в будущем Hyper-Kamiokande, потенциально повышая общую эффективность регистрации сигнала при поиске редких процессов  $n$ - $\bar{n}$  переходов. Все модификации модели, связанные с введением антинуклонного потенциала и сходом антинейтрона с массовой поверхности и впервые представленные ранее в работе [85], так же были включены в данную версию [88]. Было исследовано влияние величины антинуклонного потенциала, являющегося параметром модели, на характеристики конечных частиц. Была выявлена зависимость между начальным положением аннигиляции в ядре и полным импульсом мезонов и их инвариантной массой. Показано, что периферический характер аннигиляции увеличивает потенциальную чувствительность при детектировании, так как FSI в ядре существенно меняют конфигурацию изучаемого процесса в параметрическом пространстве (рисунки 161 и 162). Планируется, что эта модель будет использоваться при поиске  $n$ - $\bar{n}$  переходов на водяном Черенковском детекторе Super-Kamiokande и Hyper-Kamiokande в будущем.

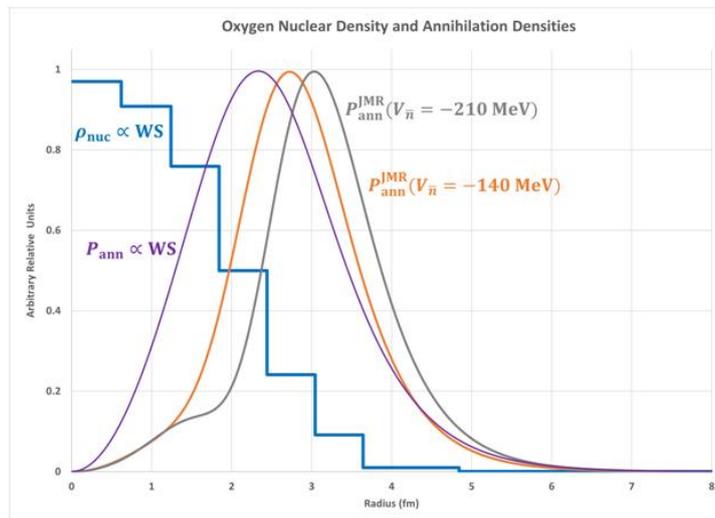


Рисунок 159 – Радиальная зависимость распределения плотности вероятности аннигиляции для ядра  $^{16}\text{O}$  при различных значениях антинуклонного потенциала в центре ядра и без учета потенциала ( $P_{ann}WS$ ) в сравнении с радиальным распределением ядерной плотности в произвольных единицах ( $P_{nuc}WS$ )

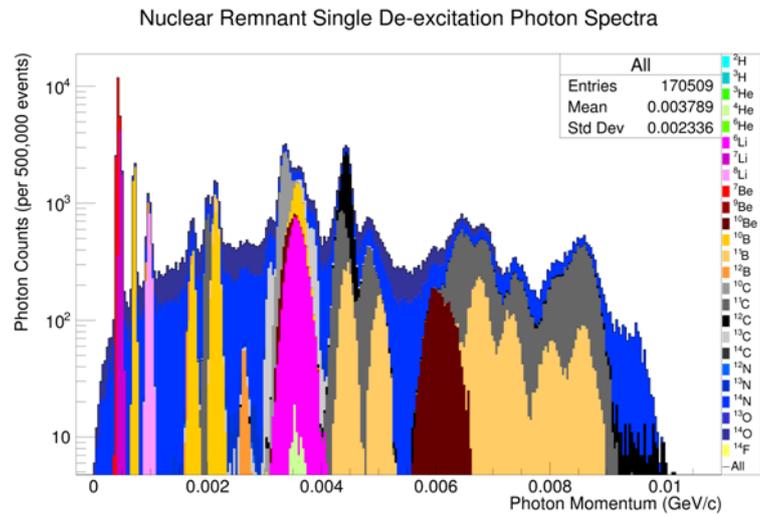


Рисунок 160 – Спектры фотонов де-возбуждения остаточных ядер ( $A > 2$ ), образовавшихся в результате развала и испарения высоковозбужденных ядер-остатков после  $n$ - $\bar{n}$  перехода внутри  $^{16}\text{O}$

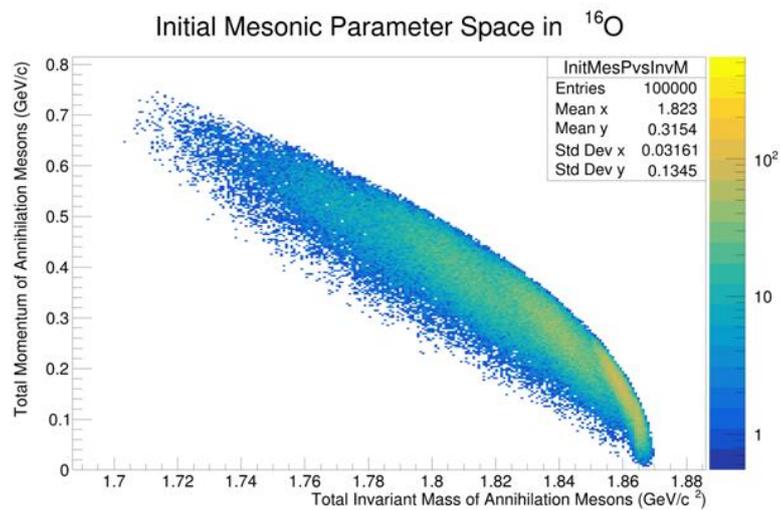


Рисунок 161 – Представление процесса  $\bar{n}$  – аннигиляции в параметрическом пространстве инвариантная масса vs полный импульс в точке аннигиляции

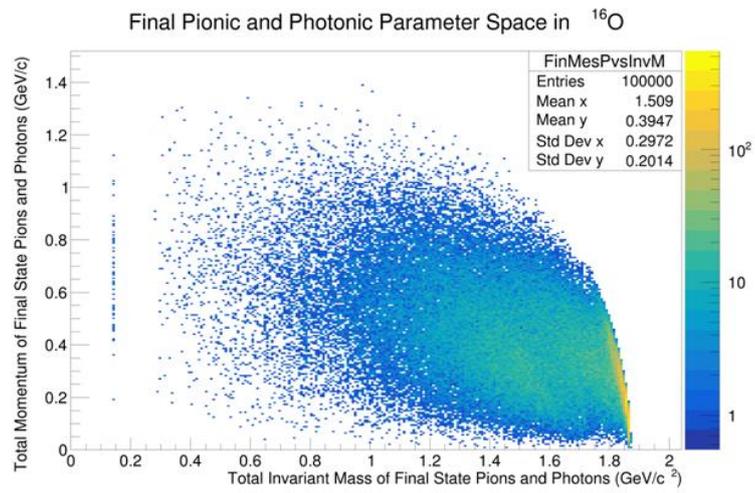


Рисунок 162 – Представление процесса  $\bar{n}$  –аннигиляции в параметрическом пространстве инвариантная масса vs полный импульс на выходе из ядра с учетом FSI

## 16. Исследование подпорогового рождения легких векторных мезонов и заряженных каонов в протон и фотоядерных реакциях

### 16.1. Возможность изучения модификации свойств $K_1(1270)^+$ мезонов в околопороговых $K^-A$ реакциях

На основе разработанной нами новой модели для описания рождения на ядрах  $K_1(1270)^+$  мезонов – киральных партнеров  $K^*(892)^+$  мезонов – в каон-ядерных реакциях при импульсах  $< 3,5$  ГэВ/с были получены важные предсказания для зависимостей как дифференциальных, так и полных сечений рождения  $K_1(1270)^+$  мезонов на ядрах C и W в этих реакциях от их сдвига массы в ядерной среде (см. рисунок 163) в кинематических условиях эксперимента, который может быть выполнен на ускорительном комплексе J-PARC (Япония), используя K10 beam line. Сравнение результатов модельных расчетов с полученными в этом эксперименте данными позволит извлечь величину сдвига массы этих мезонов в ядерной среде (или величину их ядерного скалярного потенциала) при малых импульсах порядка 200 – 300 МэВ/с. Ее знание (совместно со знанием модификации массы  $K^*(892)^+$  мезонов в ядерной среде) представляет сегодня значительный интерес в связи с пониманием проблемы частичного восстановления киральной симметрии в плотной ядерной среде.

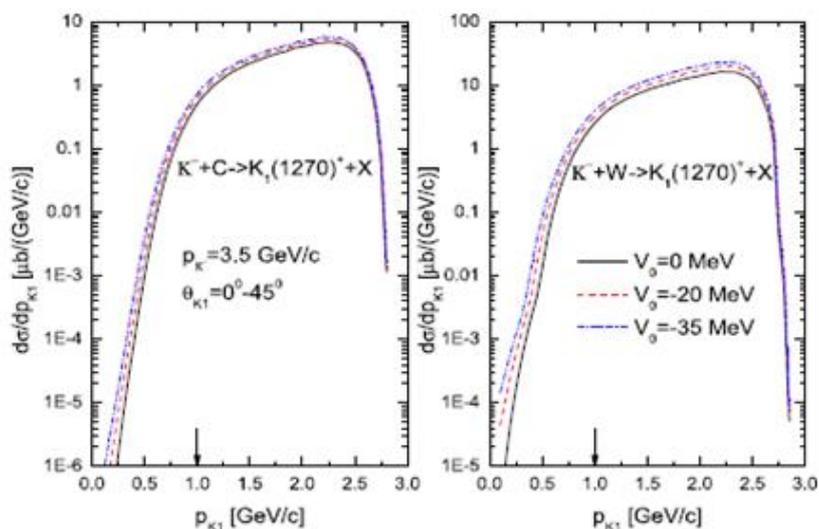


Рисунок 163 – Дифференциальные сечения образования  $K_1(1270)^+$  мезонов на ядрах углерода и вольфрама в интервале углов  $0^\circ-45^\circ$  в лабораторной системе  $K^-$  мезонами с импульсом 3,5 ГэВ/с в зависимости от их импульса при различных величинах их сдвига массы в ядерной среде при нормальной ядерной плотности, указанных на рисунке. Стрелки на нем обозначают границу между низко и высокоимпульсными частями сечений

## 16.2. Возможность наблюдения модификации свойств $\Xi^-$ гиперонов в антикаон-ядерных и фотоядерных реакциях вблизи порога

На основе разработанной новой модели для описания рождения на ядрах  $\Xi^-$  гиперонов в антикаон-ядерных и фотоядерных реакциях впервые были получены предсказания для импульсных зависимостей дифференциальных сечений рождения  $\Xi^-$  гиперонов на ядрах C и W в этих реакциях, а также для зависимостей их полных сечений рождения от их сдвига массы в ядерной среде (см. рисунки 164 и 165).

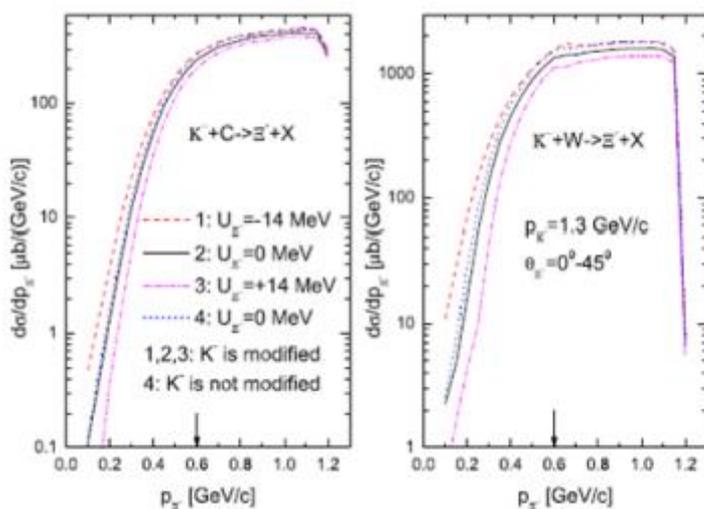


Рисунок 164 – Дифференциальные сечения образования  $\Xi^-$  гиперонов на ядрах углерода и вольфрама в интервале углов  $0^\circ$ - $45^\circ$  в лабораторной системе  $K^-$  мезонами с импульсом 1,3 ГэВ/с в зависимости от их импульса при различных величинах их сдвига массы в ядерной среде при нормальной ядерной плотности, указанных на рисунке.

Стрелки на нем обозначают границу между низко и высокоимпульсными частями сечений

Впервые показана заметная чувствительность инклюзивных дифференциальных и полных сечений (абсолютных и относительных) рождения каскадных  $\Xi^-$  гиперонов на ядрах в антикаон-ядерных и фотоядерных реакциях вблизи порога к возможным вариациям  $\Xi^-$ -ядерного потенциала при конечных импульсах  $< 1$  ГэВ/с (см. рисунки 164, 165). На основе этого впервые сделан важный вывод о возможности экспериментального измерения этих вариаций на ускорительных комплексах J-PARC (Япония) и CEBAF (США). Полученная информация будет способствовать существенному улучшению наших знаний о плохо известных в настоящее время свойствах  $\Xi^-$  гиперонов в ядерной среде как при нормальной плотности и малых импульсах (существование гиперядер со странностью  $S=-2$ , см., например, опубликованную в декабрьском номере журнала Phys. Rev. C статью: J. Guo et al. Skyrme force for all known  $\Xi^-$  hypernuclei. Phys. Rev. C 104 (2021) L061307), так и в плотной ядерной материи и при конечных импульсах (строение

ядра нейтронных звезд, так называемый гиперонный “пазл”), а также и в целом о взаимодействии гиперонов в  $S=-2$  секторе.

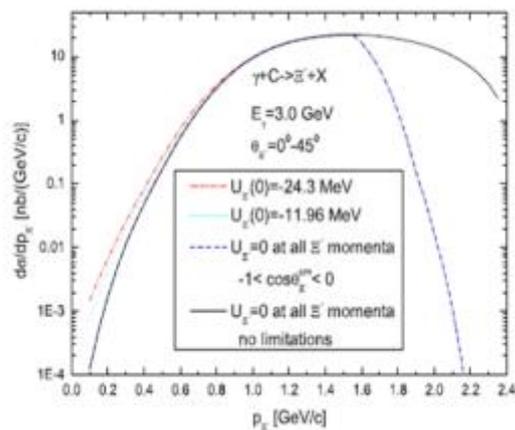


Рисунок 165 – Дифференциальные сечения образования  $\Xi^-$  гиперонов на ядрах углерода в интервале углов  $0^\circ$ - $45^\circ$  в лабораторной системе фотонами с энергией 3 ГэВ в зависимости от  $p_x$  импульса при различных величинах их зависящего от импульса сдвига массы в ядерной среде, указанных на рисунке, при нулевом импульсе и при нормальной ядерной плотности, при нулевом сдвиге массы  $\Xi^-$  гиперонов для всех их импульсов, рассчитанные при указанных на рисунке ограничениях на их угол эмиссии в  $\gamma N$  ц.м.с.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

План работ на 2021 год выполнен полностью. Научно-технический уровень выполненной научно-исследовательской работы находится на уровне лучших мировых достижений.

### **1. Задача «Исследование ядро-ядерных взаимодействий на установке ALICE на встречных пучках ускорителя LHC CERN».**

В 2021 году проведены работы по завершению сборки детектора FIT и установки в экспериментальную зону установки ALICE. Детекторная система FIT состоит из черенковского FT0, сцинтилляционного FV0 и сцинтилляционного FDD детекторов. К настоящему времени все подсистемы детектора установлены в экспериментальную зону установки ALICE.

Программное обеспечение для моделирования и обработки данных было подготовлено и проверено на первых пилотных пучках. Моделирование, реконструкция и контроль качества как собираемых, так и реконструированных данных готово для использования в течение следующего периода набора данных RUN3.

Измерены сечения эмиссии определенного числа протонов и нейтронов в ультрапериферических взаимодействиях ядер  $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  ТэВ на LHC. Сечения электромагнитной диссоциации (ЭМД) были измерены с помощью передних протонных и нейтронных калориметров (Zero Degree Calorimeters, ZDC) эксперимента ALICE и сравнены с сечениями, рассчитанными с помощью модели Relativistic Electromagnetic DISsociation (RELDIS). Сечения эмиссии исключительно нейтронов, а также одного, двух и трех протонов вместе с нейтронами в ЭМД, соответствующие образованию различных изотопов ядер Pb, Tl, Hg и Au, соответственно, были измерены в эксперименте ALICE впервые. Они в целом хорошо согласуются с результатами модели RELDIS. Также были измерены сечения эмиссии одного, двух и трех нейтронов в сопровождении одного протона, которые соответствуют образованию изотопов Tl. Эти сечения меньше сечений, вычисленных с помощью RELDIS. Полученные результаты могут быть использованы для характеристики воздействия вторичных ядер, образующихся в EMD, на компоненты LHC, в частности, сверхпроводящие магниты.

С помощью разработанной в ИЯИ РАН и МФТИ модели Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (AAMCC) была изучена фрагментация релятивистских ядер  $^{16}\text{O}$  в ядерной фотоэмульсии и в будущих экспериментах на LHC. Вычисленные вероятности образования ядер определённых элементов в качестве зрителей в столкновениях  $^{16}\text{O}$  с легкими ядрами фотоэмульсии в целом согласуются с измеренными. Однако вычисленные

распределения множественности фрагментов-спектаторов  ${}^4\text{He}$  показали недооценку каналов с одним  ${}^4\text{He}$ , и особенно с двумя и тремя  ${}^4\text{He}$ . Такая недооценка множественного рождения  ${}^4\text{He}$  может быть связана с пренебрежением альфа-кластеризацией в исходном  ${}^{16}\text{O}$ . Сечения образования заданного числа нейтронов и нуклонов-спектаторов, а также некоторых ядер-спектаторов также были рассчитаны с помощью ААМСС для столкновений  ${}^{16}\text{O}-{}^{16}\text{O}$  на ЛНС. Полученные результаты могут быть использованы при планировании будущих экспериментов по изучению столкновений легких ядер на ЛНС для оценки откликов передних калориметров и вероятности транспортировки вторичных ядер совместно с  ${}^{16}\text{O}$ .

Из анализа полученных распределений  $\Sigma^0$  можно сделать вывод, что применение ограничения по DCA при обработке данных моделирования не приводит к существенным улучшениям в определении координаты пика в распределении по инвариантным массам. В дальнейшем планируется провести анализ вклада в пик от странных барионов. Например, распад  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$ , может давать существенный вклад в размытие пика, так как могут регистрироваться  $\Lambda^0$  и один гамма квант от распада  $\pi^0$ .

Разработана детальная программа физических исследований с использованием фиксированной мишени на коллайдере ЛНС (проект AFTER (A Fixed Target Experiment)) и подготовлена программа экспериментов с фиксированными мишенями на установке ALICE. Высокая светимость значительно увеличит статистическую точность экспериментальных данных и улучшит контроль над эффективностью и акцептансом.

Показано, что режим измерений с фиксированной мишенью на коллайдере ЛНС дает несколько уникальных преимуществ по сравнению с режимом коллайдера. Это высокая светимость благодаря высокой плотности мишени, возможность измерений с различными элементами мишеней, доступность измерений с кинематическими параметрами невозможными в режиме коллайдера. Исследования с фиксированной мишенью можно проводить одновременно с программой в режиме коллайдера ЛНС

Показано, что исследование рождения антипротонов в кинематически запрещенной области на фиксированной мишени коллайдера ЛНС возможно с существующими детекторами установки ALICE. Полученные данные о зависимости подпорогового сечения рождения от скейлингового параметра  $x > 1$  могут быть использованы для оценки выхода сверхтяжелых частиц на пучке ядер свинца ЛНС.

Рассмотрены различные возможности реализации программы измерений с фиксированными мишенями. Это газовые поляризованные и неполяризованные мишени, криогенные и твердые мишени. Предложены конструктивные решения для размещения и

функционирования изогнутых кристаллов для отклонения гало пучка и фиксированных мишеней.

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

Группой ИЯИ РАН в 2021 г. выполнены следующие работы по модернизации и моделированию переднего адронного калориметра установки NA61/SHINE:

- переработана и проверена аналоговая часть электроники считывания MPSD,
- изготовлены и установлены все сигнальные кабели для подключения аналоговой части электроники к считывающим картам DRS4 детекторов MPSD и FPSD,
- завершено тестирование аналоговой электроники и новой считывающей DRS4 электроники калориметров FPSD и MPSD,
- модули калориметров MPSD и FPSD откалиброваны с использованием мюонов и протонов пучка ускорителя SPS на тестовых сеансах 2021 года,
- продолжены Монте Карло расчеты отклика FPSD и MPSD калориметров к ядро-ядерным реакциям Pb-Pb с энергией пучка 150 АГэВ.

## **3. Задача «Исследование рождения векторных мезонов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях на установке HADES (GSI, Германия)».**

В 2021 г. деятельность российских групп была сосредоточена на анализе экспериментальных данных, полученных в физическом сеансе по исследованию реакции Ag+Ag при энергии налетающих ядер серебра 1,23 АГэВ и 1,58 АГэВ, а также продолжение анализа данных, полученных при столкновениях ядер золота при энергии пучка 1,23 АГэВ.

В 2021 г. группа ИЯИ РАН продолжила работу над проведением анализа экспериментальных данных, полученных в реакциях Ag+Ag и Au+Au. Получены экспериментальные распределения заряженных фрагментов-спектаторов с учетом поправленной эффективности отдельных ячеек переднего сцинтилляционного годоскопа и проведено их сравнение с результатами проведенного моделирования в рамках разных генераторов частиц.

В 2021 году группа ИЯИ РАН также проводила работы по анализу данных с электромагнитного калориметра в столкновениях ядер серебра при энергии пучка 1,23 АГэВ. Получены первые экспериментальные результаты по выходам нейтральных пионов в этой реакции.

## **4. Задача «Исследование свойств сжатой барионной материи на установке CBM в GSI».**

В 2021 г. группой ИЯИ РАН получены следующие основные результаты.

В конце 2020 - начале 2021 года была разработана, изготовлена и протестирована вторая версия интерфейсного блока для сопряжения платы с МРРС с платой оцифровки ADC64. Разработанная плата была успешно протестирована на стенде в ИЯИ РАН и затем использована в тестовых сеансах mCBM весной и летом 2021 г.

В начале 2021 года были измерены ослабления аналоговых сигналов при их передаче по коаксиальному сигнальному кабелю длиной 60 м.

В начале 2021 года выполнено определение динамического диапазона системы сбора данных детектора PSD. Из симуляционных расчетов получена наибольшая величина сигнала, ожидаемого в секции адронного калориметра эксперимента CBM. Посчитан отклик на такой сигнал и выбрано соответствующее усиление сигналов с целью использования всего доступного диапазона АЦП платы ADC64.

В апреле-мае 2021 г. проводилась подготовка к тестовым сеансам mCBM. Выполнена амплитудная калибровка продольных секций mPSD на космических мюонах. Отклики секций выровнены подстройкой напряжения смещения соответствующих МРРС.

Для подготовки встраивания системы сбора данных калориметра PSD в общую систему считывания эксперимента CBM, в июне 2021 года был разработан программный модуль ПЛИС для платы CRI, который был затем успешно протестирован на тестовом пучке mCBM.

В июне-июле 2021 г. детектор mPSD использовался в общем наборе данных на физическом сеансе эксперимента mCBM. Получена временная синхронизация с другими подсистемами эксперимента. Показано, что отклики секций модуля mPSD находятся в согласии с симуляционными данными. Наблюдалась большая часть событий с наложением сигналов (pile-up).

Осенью 2021 года был разработан цифровой фильтр с полосой пропускания, позволяющий уменьшить низкочастотные флуктуации (в том числе дрейф нулевого уровня), отсеять высокочастотные шумовые колебания и сократить долю наложений импульсов путем уменьшения ширины сигнала.

## **5. Задача «Эксперимент MPD/NICA».**

В 2021 году полностью исследованы 100 электронных плат с аналоговой электроникой для модулей переднего адронного калориметра, определен эквивалентный уровень электронных шумов в продольных секциях калориметра.

Также в 2021 г. были разработаны

– электронная схема организации триггера ядро-ядерных столкновений с помощью переднего адронного калориметра,

– методика интеграции переднего адронного калориметра в полную экспериментальную установку MPD,

– алгоритмы измерения геометрии ядро-ядерных столкновений с помощью переднего адронного калориметра.

В 2021 г. полученные результаты опубликованы в трех статьях в реферируемых журналах. Результаты работ были многократно представлены сотрудниками ИЯИ РАН в докладах на рабочих совещаниях коллаборации MPD/NICA.

#### **6. Задача «Эксперимент BM@N.**

В 2021 году выполнены следующие работы и получены следующие результаты:

– модернизирована система питания считывающей электроники нового адронного калориметра FHCAL.

– Завершена установка и настройка системы сумматоров быстрого аналогового сигнала для включения калориметра в триггерную систему эксперимента BM@N.

– Проведена калибровка всех модулей FHCAL с использованием космических мюонов и работающей системой температурной коррекции усиления фотодиодов.

– Разработан, изготовлен и протестирован большой сцинтилляционный годоскоп фрагментов (scWall).

– Калориметр FHCAL, сцинтилляционный годоскоп scWall и пучковые годоскопы установлены и подготовлены к работе на сеансе SRC (Short Range Correlations) установки BM@N в начале 2022 г. на пучке углерода.

Полученные группой ИЯИ РАН результаты в 2021 г. представлены в 2 докладах на международных конференциях и опубликованы в 5 статьях в реферируемых журналах, а также представлены сотрудниками ИЯИ РАН в докладах на рабочих совещаниях коллаборации BM@N.

#### **7. Задача «Прецизионное исследование электромагнитных взаимодействий ядер и нуклонов в широкой области энергий на ускорителях электронов».**

План работ на 2021 год выполнен полностью.

На пучке поляризованных энергетически меченых фотонов от ускорителя MAMI (коллаборация A2) проведены первые в мире измерения спиновой асимметрии в фоторождении  $\pi^0$  мезонов на квазисвободных нейтронах, связанных в дейтроне в диапазоне энергий 390-610 МэВ.

В эксперименте BGOOD на ускорителе ELSA в Бонне получены данные по фоторождению странных мезонов на протоне и на дейтроне. Часть экспериментальных данных проанализирована.

Получены важные результаты по фоторождению странных частиц, которые будут использованы для анализа механизмов реакций, а также для проверки моделей молекулярных структур адронов. Полученные результаты представлены в соответствующих публикациях.

#### **8. Задача «Изучение механизмов фотоядерных реакций в области энергий вблизи порога».**

План работ на 2021 год выполнен полностью.

Был выполнен ряд методических работ по аппаратурному и программному обеспечению экспериментов на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-8-5. Были проведены исследования конверсии ультрарелятивистских электронов в позитроны в толстых мишенях и последующего ускорения полученных таким образом позитронов в секциях ЛУЭ.

Был выполнен ряд методических исследований для регистрации распадов образуемых ядер  $^{12}\text{B}$  и  $^{12}\text{N}$  в фотонуклонных реакциях на ядрах  $^{14}\text{N}$  при  $E_\gamma \text{ max} \approx 55 \text{ МэВ}$ .

#### **9. Задача «Исследование фотоядерных реакций на фемтосекундных лазерах».**

План работ на 2021 год выполнен полностью.

Проведено изучение механизмов прямого ускорения электронов в докритической плазме с инжекцией электронов за счет гибридной параметрической неустойчивости, что является важной задачей в рамках междисциплинарного направления под названием «Ядерная фотоника». Выполнены численное моделирование и цикл экспериментов, позволивших установить, что инжекция электронов происходит за счет разрушения плазменных волн и имеет эффективность  $\sim 50\%$ . Захваченные электроны набирают энергию до 20 МэВ за счет прямого лазерного ускорения в плазменном канале. Проведено измерение заряда электронного пучка с использованием реакции фоторасщепления. Выполнено моделирование эксперимента по генерации позитронов на фемтосекундной лазерной системе тераваттной мощности.

#### **10. Задача «Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и лёгкими ядрами на пучках Московской мезонной фабрики».**

План работ на 2021 год выполнен полностью.

Проведено моделирование кинематики ядерной реакции  $^{13}\text{C}(n, 2p)^{12}\text{Be}^*$  при энергии 30–150 МэВ. Результаты моделирования показали возможность регистрации событий образования и распада высоковозбужденных кластерных состояний  $^{12}\text{Be}$  на каскадных нейтронах РАДЭКС ИЯИ РАН. Экспериментальные измерения с регистрацией в совпадении протонов,  $\alpha$ -частиц и нейтронов позволят существенно подавить фон и исследовать квазимолекулярную структуру состояний  $^{12}\text{Be}^*$ , а также корреляционные характеристики кластерных каналов распада с  $4n$ -корреляцией.

**11. Задача «Исследование структуры и механизмов взаимодействия слабосвязанных ядер с ядрами при средних энергиях».**

План работ на 2021 год выполнен полностью.

Создана тестовая установка для проверки возможности регистрации в совпадении заряженных частиц и нейтронов на нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН. Установка, включает в себя малую вакуумную камеру рассеяния с установленной мишенью  $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ , телескоп  $\Delta E-E$  кремниевых детекторов и годоскоп нейтронных сцинтилляционных детекторов. Проведены тестовые измерения реакции  $n + ^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d + n$  с регистрацией в совпадении нейтронов и заряженных частиц.

Предполагается, что применение второго плеча для регистрации заряженных частиц и тонкой мишени даст возможность значительно расширить программу исследуемых реакций с малонуклонными системами на нейтронном пучке канала РАДЭКС, с восстановлением их полной кинематики, с разделением фоновых и исследуемых реакций.

**12. Задача «Исследование взаимодействия нейтронов малых энергий с ядрами с возбуждением коллективных степеней свободы».**

Обобщенная оптическая модель со связью каналов удовлетворительно описывает сечения и нейтронные силовой функции сферических ядер. Параметры промежуточных резонансов нейтронных сечений, определённые с помощью R-матричного формализма, позволяют подтвердить значимость различных каналов для прямого возбуждения  $2^+$ -фононных состояний через компаунд-состояния. Промежуточные резонансы обусловлены не только локальной флуктуацией динамической деформации ядер, но и возможными квазичастичными конфигурациями во входном канале усиливающими одночастично-фононной связи.

**13. Задача «Разработка методов и аппаратуры низкофоновых измерений гамма-излучений с использованием германиевых гамма-спектрометров».**

План работ на 2021 год выполнен полностью.

По результатам проведенных исследовательских работ по измерению содержания рения в радиоактивных рудных породах на примере проб Брикетно–Желтухинского рениевого месторождения методом нейтронного-активационного анализа были уточнены и опубликованы результаты исследований.

**14. Задача «Поиск редких мюонных процессов в эксперименте «Mu2e»».**

План работ на 2021 год выполнен полностью.

Получены значимые научные результаты. В результате НИР разработан метод калибровки фотодетекторов калориметра на основе регистрации одиночных фотоэлектронов. Подготовлена начальная версия пакета программ для моделирования схемы получения триггера в процессе  $\mu \rightarrow 3e$ . Разработан новый монитор протонного пучка, основанный на регистрации черенковского излучения от дельта-электронов, рожденных в тонком стеклянном радиаторе. Проведены измерения с новым монитором протонного пучка на медицинском канале центра коллективного пользования (ЦКП) ИЯИ РАН.

**15. Задача «Создание оптико-каскадной модели, описывающей поглощение ядром медленного антинейтрона, для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций».**

План работ на 2021 год выполнен полностью. Получены значимые научные результаты.

Было исследовано влияние величины антинуклонного потенциала, являющегося параметром модели, на характеристики конечных частиц. Была выявлена зависимость между начальным положением аннигиляции в ядре и полным импульсом мезонов и их инвариантной массой. Показано, что периферический характер аннигиляции увеличивает потенциальную чувствительность при детектировании, так как FSI в ядре существенно меняют конфигурацию изучаемого процесса в параметрическом пространстве.

Специально для ядра  $^{16}_8O$  впервые получено распределение радиальной плотности вероятности аннигиляции и соответствующий этому распределению коэффициент внутриядерного подавления для  $^{16}_8O$   $T_R = 0,65 \times 10^{23} s^{-1}$ , который согласуется с существующими оценками, что говорит о самосогласованности представленной модели.

**16. Задача «Исследование подпорогового рождения легких векторных мезонов и заряженных каонов в протон и фотоядерных реакциях».**

План работ на 2021 год выполнен полностью. Получены значимые научные результаты. Результаты НИР по задачам вошли в число важнейших достижений Института в 2021 году.

### **16.1. Возможность изучения модификации свойств $K_1(1270)^+$ мезонов в околопороговых $K^-A$ реакциях.**

В данной задаче показано, что как дифференциальные, так и полные сечения образования  $K_1(1270)^+$  мезонов – киральных партнеров  $K^*(892)^+$  мезонов – в  $K^-A$  реакциях вблизи порога обладают сильной чувствительностью к изменению их массы в ядерной среде. Это означает, что, как показано в литературе, измерение изменений масс этих мезонов (например, на пионом и каонном пучках J-PARC) позволит получить крайне важную информацию о степени восстановления спонтанно нарушенной киральной симметрии – важнейшей симметрии сильных взаимодействий – в ядерной материи (или о значениях скалярных киральных конденсатах в легком и странном кварковых секторах в ядерной среде).

### **16.2. Возможность наблюдения модификации свойств $\Xi^-$ гиперонов в антикаон-ядерных и фотоядерных реакциях вблизи порога.**

Впервые показана заметная чувствительность инклюзивных дифференциальных и полных сечений (абсолютных и относительных) рождения каскадных  $\Xi^-$  гиперонов на ядрах в антикаон-ядерных и фотоядерных реакциях вблизи порога к возможным вариациям  $\Xi^-$ -ядерного потенциала при конечных импульсах  $< 1$  ГэВ/с. На основе этого впервые сделан важный вывод о возможности экспериментального измерения этих вариаций на ускорительных комплексах J-PARC (Япония) и CEBAF (США). Полученная информация будет способствовать существенному улучшению наших знаний о плохо известных в настоящее время свойствах  $\Xi^-$  гиперонов в ядерной среде как при нормальной плотности и малых импульсах (существование гиперядер со странностью  $S=-2$ ), так и в плотной ядерной материи и при конечных импульсах (строение ядра нейтронных звезд, так называемый гиперонный “пазл”), а также и в целом о взаимодействии гиперонов в  $S=-2$  секторе.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. A.B. Kurepin .Charmonium production in fixed target experiment with SPS and LHC beams at CERN/ A.B. Kurepin, N. S. Topilskaya, M. B. Golubeva// Phys. Atom. Nucl. – 2011. – 74, № 3. – с. 446–452.
2. A.B.Kurepin. Quarkonium Production and Proposal of the New Experiment on Fixed Target at the LHC/ A.B.Kurepin, N.S.Topilskaya// Advances in High Energy Physics. – 2015. – V. 2015. Article ID 760840.
3. N.S.Topilskaya. Some proposed fixed target experiments with the LHC beams/ N.S.Topilskaya, A.B.Kurepin// EPJ Web of Conferences. – 2019. – 204. – 03002.
4. Antiproton yield in the collision of carbon nuclei with copper nuclei at energy of 3,65 GeV/nucleon/A. A. Baldin [et al.]// JETP Lett. – 1988. – 48. – 137-140.
5. Subthreshold anti-proton production in nucleon nucleus and nucleus-nucleus collisions/ A. A. Baldin [et al.]// Nucl. Phys. – 1990. – A. 519. – 407-411.
6. Enhancement of subthreshold antiproton productions in deuteron induced reactions/ J. Chiba [et al.] // Nucl. Phys. A. – 1993. – 553. – 771-774.
7. Subthreshold antiproton production in heavy ion collisions at SIS-energies/ A. Schroeter [et al.]// Nucl. Phys. A. – 1993. – 553. – 775-778.
8. Collective parton correlations in kaon and antiproton production by relativistic nuclei collisions / A.Kurepin.[et al.] // Kenkyu, Tokyo. – 1997. – 41. – 177-182.
9. A.Kurepin. Superheavy Particle Production in High Energy Heavy Ion Collisions// Journal of Modern Physics. – 2021. – 12. – 433.
10. Rodkin D. M. Study of neutron decay channels of light neutron-excess nuclei using ab initio methods/ Rodkin D. M., Tchuvil'sky Yu. M.// Phys. Lett. B. – 2019. – V. 788. – P. 238.
11. Quantitative description of the  $^{20}\text{Ne}(p,p\alpha)^{16}\text{O}$  reaction as a means of probing the surface  $\alpha$  amplitude/ Kazuki Yoshida [et al.]// Phys. Rev. C. – 2019. – V. 100. – P. 044616.
12. Kelley J.H. Energy levels of light nuclei  $A = 12$ / Kelley J.H., Purcell J.E., Sheu C.G. // Nucl. Phys. A. – 2017. – V. 968. – P. 71.
13. Pieper S.C. // Argonne, Illinois 60439, USA. – 2018. arxiv: nucl-th/0302048v2.
14. Sharov P. [et al.] // LXX Int. Conf. “NUCLEUS-2020”. Book of Abstracts. Saint Petersburg: VVM. – 2020. – P. 324.
15. Rose H.J. A new kind of natural radioactivity/ Rose H.J., Jones G.A. // Nature. – 1984. – V. 307, № 5948. – P. 245.

16. Exotic Molecular States in  $^{12}\text{Be}$ / Freer M. [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1999. – V. 82, № 7. – P. 1383.
17. Tompson D.R., Tang Y.C. // Nucl. Phys. A. – 1968. – V. 106, № 3. – P. 591.
18. Ajzenberg-Selove F. Energy levels of light nuclei  $A = 5-10$  // Nucl. Phys. A. – 1984. – V. 413, № 1. – P. 1.
19. Energy levels of light nuclei  $A=5, 6, 7$  / Tilley D.R. [et al.] // Nucl. Phys. A. – 2002. – V. 708, № 1-2. – P. 3.
20. Okhura H., Yamada T., Ikeda K. // Prog. Theor. Exp. Phys. – 1995. – V. 94, № 1. – P. 47.
21. Study of cluster structure of  $^6\text{Li}$  and  $^6\text{He}$  nuclei in reactions with neutron and  $^6\text{Li}$  beams/ Kuramoto R. [et al.] // Braz. J. Phys. – 2004. – V. 34, № 3A. – P. 933.
22. Trinucleon cluster structures in  $^6\text{Li}$ / Nakayama S [et al.] // Phys. Rev. C. –V. 69, № 4. – P. 041304.
23. High-Lying  $^6\text{Li}$  Levels at Excitation Energy of around 21 MeV / Povoroznyk O. [et al.] // J. Phys. Soc. Jpn. – 2011. – V. 80. – Art. 094204.
24. Гуров Ю.Б. [и др.] // Изв. РАН. Сер. Физ. – 2017. – Т. 81, № 6. – С. 714 [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2017. V. 81. № 6. P. 641].
25. Checklist for the integration of detector projects in DCS – Collaboration Workspaces [Электронный ресурс] 2021 URL: <https://espace.cern.ch> (дата обращения: 05.06.2021).
26. The ALICE DCS Computing Rules - Collaboration Workspaces [Электронный ресурс] 2021 URL: <https://espace.cern.ch> (дата обращения: 20.08.2021).
27. Protecting Detectors in ALICE / Mateusz Mateusz Lechman, Andre Augustinus, Peter Chochula et al. // Conf. Proc. — 2011 — Vol. C111010. — P. WEPMU026. 4 p. — <https://cds.cern.ch/record/1564486>.
28. Trzaska Wladyslaw Henryk. New Fast Interaction Trigger for ALICE // Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A. — 2017 — Vol. 845 — P. 463–466. — Proceedings of the Vienna Conference on Instrumentation 2016 — <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890021630571X>.
29. Sjöstrand Torbjörn. A brief introduction to PYTHIA 8.1 / Sjöstrand Torbjörn, Mrenna Stephen, Skands Peter // Computer Physics Communications. — 2008 — Vol. 178, no. 11 — P. 852–857.
30. Tabular Data [Электронный ресурс] 2021 URL: <http://arrow.apache.org/docs/cpp/tables.html> (дата обращения: 25.12.2021).

31. Bertulani Carlos A. Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions. / Bertulani Carlos A, Baur Gerhard // *Physics Reports*. — 1988. — jun. — Vol. 163, no. 5-6. — P. 299–408.
32. Charge-changing interactions of ultrarelativistic Pb nuclei / C. Scheidenberger [et al.] // *Physical Review C* — 2004. — jul. — Vol. 70, no. 1. — P. 014902.
33. The zero degree calorimeters for the ALICE experiment / G. Puddu [et al.] // *Nucl. Instrum. Meth. A*. — 2007. — Vol. 581. — P. 397.
34. Measurement of the Cross Section for Electromagnetic Dissociation with Neutron Emission in Pb-Pb Collisions at  $\sqrt{s}$  NN = 2.76 TeV / Betty Abelev [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2012. — Vol. 109, no. 25. — P. 252302.
35. Pshenichnov I.A. Electromagnetic excitation and fragmentation of ultrarelativistic nuclei // *Phys. Part. Nucl.* — 2011.— Vol. 42, no. 2. — P. 215–250.
36. Beam losses from ultraperipheral nuclear collisions between 208Pb82+ ions in the Large Hadron Collider and their alleviation / R. Bruce [et al.] // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. — 2009. — Vol. 12, no. 7. — P. 071002.
37. ALICE luminosity determination for Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s}$  NN = 5.02 TeV / S. Acharya [et al.] — 2021. — Jan. — ALICE-PUBLIC-2021-001 URL: <https://cds.cern.ch/record/2749127>. (Дата обращения: 20.12.2021).
38. Dmitrieva U. Calculations of efficiency of ALICE Zero Degree Calorimeters / Dmitrieva U., Pshenichnov I. — 2021. — [Электронный ресурс] 2021. URL: <https://alice-notes.web.cern.ch/node/1062>, (дата обращения: 20.12.2021).
39. Brewer J. Opportunities of OO and pO collisions at the LHC. / Brewer J., Mazeliauskas A., van der Schee W. — 2021. — P. 1–8. URL: <https://arxiv.org/abs/2103.01939>
40. Tetrahedral symmetry in the ground state of 16 O / X. B. Wang [et al.] // *Phys. Lett. B*. — 2019. — Vol. 790. — P. 498–501.
41. Chant N. S. Is there specific alpha clustering in light nuclei? / Chant N. S., Roos P. G., Wang C. W. // *Phys. Rev. C*. — 1978. — Vol. 17, no. 1. — P. 8–11.
42. Exploring new small system geometries in heavy ion collisions / S. H. Lim [et al.] // *Phys. Rev. C*. — 2019. — Vol. 99, no. 4. — P. 1–13.
43. Li Yi An. Signatures of  $\alpha$  -clustering in 16 O by using a multiphase transport model / Li Yi An, Zhang Song, Ma Yu Gang. // *Phys. Rev. C*. — 2020. — Vol. 102, no. 5. — P. 1–7.
44. Flow in collisions of light nuclei / W. Broniowski, [et al.] // *Nucl. Phys. A*. — 2021. — Vol. 1005. — P. 2019–2022.

45. System-size scan of D meson R AA and  $v_n$  using PbPb, XeXe, ArAr, and OO collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider / R. Katz [et al.] // *Phys. Rev. C*. — 2020. — Vol. 102, no. 4. — P. 41901.
46. Svetlichnyi A. O. Formation of Free and Bound Spectator Nucleons in Hadronic Interactions between Relativistic Nuclei / Svetlichnyi A. O., Pshenichnov I. A. // *Bull. RAS: Physics*. — 2020. — Vol. 84, no. 8. — P. 911–916.
47. Channels of projectile fragmentation of  $^{16}\text{O}$  nucleus in nuclear emulsion / M. S. El-Nagdy [et al.] // *J. Phys. Commun.* — 2018. — Vol. 2, no. 3. — P. 035010.
48. Brechtmann C. Fragmentation cross sections of  $^{16}\text{O}$  at 60 and 200 GeV/nucleon / Brechtmann C., Heinrich W. // *Z. Phys. A: At. Nucl.* — 1988. — Vol. 330, no. 4. — P. 407–416.
49. Loizides C. Improved Monte Carlo Glauber predictions at present and future nuclearcolliders / Loizides C., Kamin J., D’Enterria D. // *Phys. Rev. C*. — 2018. — Vol. 97, no. 5. — P.054910.
50. Loizides C. Improved version of the PHOBOS Glauber Monte Carlo / Loizides C., Nagle J., Steinberg P. // *SoftwareX* — 2015. — Vol. 1-2. — P.13.
51. Ericson T The statistical model and nuclear level densities // *Adv. Phys.* — 1960. — Vol. 9, no. 36. — P. 425–511.
52. Multifragmentation of spectators in relativistic heavy- ion reactions /A.S. Botvina [et al.] // *Nucl. Phys. A*. — 1995. — Vol. 584, no. 4. — P. 737–756.
53. Recent developments in Geant4 / J. Allison [et al.] // *Nucl. Instrum. Meth. A*. — 2016. — Vol. 835. — P. 186–225.
54. The zero degree calorimeters for the ALICE experiment / G. Puddu [et al.] // *Nucl. Instrum. Meth. A*. — 2007. — Vol. 581. — P. 397.
55. A. Aduszkiewicz. Addendum to the NA61/SHINE Proposal SPSC-P-330. Study of Hadron-Nucleus and Nucleus-Nucleus Collisions at the CERN SPS Early Post-LS2 Measurements and Future Plans / A. Aduszkiewicz [et al.] [NA61/SHINE Collaboration] // Preprint CERN-SPSC-2018-008 / SPSC-P-330-ADD-10.
56. G. Agakishiev. The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES / G. Agakishiev. [et al.] // *Eur.Phys.J.* — 2009. — A41. — 243-277.
57. D. Belver. The HADES RPC inner TOF wall / D. Belver [et al.] // *Nucl.Instrum.Meth.* — 2009. — A602. — 687-690.
58. Agodi. The HADES time-of-flight wall / Agodi [et al.] // *Nucl.Instrum.Meth.* — 2002. — A492. — 14-25.

59. О.В. Андреева. Передний сцинтилляционный годоскоп для регистрации ядерных фрагментов на установке ХАДЕС / О.В. Андреева [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 2014. – № 2. – С. 13-30.
60. Svoboda O. Electromagnetic calorimeter for the HADES@FAIR experiment / Svoboda O. [et al.] // Journal of Instrumentation. – 2014. – 9. – C05002.
61. Weil J. Particle production and equilibrium properties within a new hadron transport approach for heavy-ion collisions / Weil J [et al.] // Phys. Rev. C. – 2016. – 94. – 054905.
62. J. Adamczewski-Musch. Centrality determination of Au+Au collisions at 1.23A GeV with HADES / J. Adamczewski-Musch. [et.al.] [HADES collaboration] // Eur. Phys. J. – 2018. – A54. – 85.
63. V.D.Toneev. Particle Emission in Light and Heavy Ion Reactions / V.D.Toneev, K.K.Gudima // Nucl. Phys. – 1983. – A400. – 173-190.
64. Н.С.Амелин. Ультрарелятивистские ядро-ядерные столкновения в динамической модели независимых кварк-глюонных струн / Н.С.Амелин, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев // ЯФ. – 1990. - 51. - 1730.
65. Н.С.Амелин. Дальнейшее развитие модели кварк-глюонных струн для описания высокоэнергетических столкновений с ядерной мишенью / Н.С.Амелин [и др.] // ЯФ. – 1990. – 52. – 272.
66. A.S.Botvina. Statistical Simulation of the Break up of Highly Excited Nuclei / A.S.Botvina [et al.] // Nucl. Phys. – 1987. – A475. – 663.
67. Г.Д.Адеев. Метод расчета массово-энергетических распределения осколков деления ядер частицами средних энергий / Г.Д.Адеев [и др.] // Препринт ИЯИ РАН. – 1993. – 816/93.
68. A.S.Botvina. Multifragment Break-up of Nuclei by Intermediate-Energy Protons // A.S.Botvina [et al.] // Nucl.Phys. – 1990. – A507. – 649.
69. Challenges in QCD matter physics --The scientific programme of the Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR / T. Ablyazimov [et al.] // Eur.Phys.J. – 2017. - A53. – 3. – 60.
70. Guber F. Technical Design Report for the CBM Projectile Spectator / Guber F., Selyuzhenkov I. // GSI-2015-02020. <https://repository.gsi.de/record/109059>
71. mCBM@SIS18 / C.Sturm [et al.] // <http://www.fair-center.eu/fileadmin/fair/experiments/CBM/documents/mcbm-proposal2GPAC-WebVersion0619-SVN7729.pdf>.

72. Selection of hardware platform for CBM Common Readout Interface / W. Zabolotny [et al.] // Proc.SPIE. – 2017. – 10445, art.no.1044549.
73. Single  $\pi^0$  production off neutrons bound in deuteron with linearly polarized photons. / C.Mullen [et al.] // Eur. Phys. J. A. – 2021. – V.57. – P. 205.
74. С.В. Зуев. Изучение pp-корреляций в реакции  $D + {}^1\text{H} \rightarrow P + P + N$  / С.В. Зуев, А.А. Каспаров, Е.С. Конобеевский // Изв. РАН. Сер. физ. – 2014. – Т.78, № 5. – С. 527. [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. – 2014. – V. 78, №. 5. – P. 345].
75. Неупругое рассеяние нейтронов вблизи порога возбуждения коллективных уровней. / Конобеевский Е.С. [и др.] // ЭЧАЯ. – 1982. – Т. 13, № 2. – С. 300
76. Mughabghab S.// J.- Kor. Phys. Soc. – 2010. – V. 59. – P. 2.
77. Re-investigation of the spin dependence of the S-wave neutron strength function. / Singhal S. K. [et al.] // J. Phys. G. – 2005. – V. 31. – P. S1959
78. Заикин Д.А. Нейтронные силовые функции и длины потенциального рассеяния нейтронов в четно-четных ядрах. / Заикин Д.А., Мордовской М.В., Суркова И.В. // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 1998. – № 9. – С. 26.
79. Самосват Г.С. Исследования р-волнового рассеяния нейтронов ядрами. Физика элементарных частиц и атомного ядра // ЭЧАЯ. – 1995. – Т. 26, № 6. – С. 1965.
80. Самойлов В.В. Релаксация ядерных возбуждений. / Самойлов В.В., Урин М.Г. // ЯФ. – 1990. – Т. 52, № 5. – С. 1325.
81. Скоркин В.М. Описание спиновой зависимости р-волнового рассеяния нейтронов на сферических ядрах в двух-фононном приближении метода связанных каналов. // Изв. РАН. Сер. Физ. – 2020. – Т. 84, № 8. – С. 1122.
82. Самосват Г.С. Анизотропия упругого рассеяния нейтронов и свойства ядер.// ЭЧАЯ. – 1986. – Т. 17, № 4. – С. 713.
83. Е.С.Голубева. Модель аннигиляции антинейтронов для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций // Препринт ИЯИ РАН 1436/2017 декабрь 2017, Москва.
84. E. S. Golubeva. Model of antineutron annihilation in experimental searches for antineutron transformations / E. S. Golubeva, J. L. Barrow and C. G. Ladd // Phys.Rev. – 2019. – D99. – №11. – 035002.
85. Progress and Simulations for Intranuclear Neutron--Antineutron Transformations in Ar / J.L. Barrow [et al.] // Phys.Rev. – 2020. – D 101. – 036008.
86. A Computing and Detector Simulation on Framework for the HIBEAM/NNBAR Experiment Program at the ESS / J.L. Barrow [et al.] // The Eur.Phys.Journal Web of Conference. – 2021. – 25/:02062.

87. Status of the Design of an Annihilation Detector to Observe Neutron-Antineutron Conversion at the European Spallation Source./ Sze-Chun Yiu [et al.] // <https://www.mdpi.com/2073-8994/14/1/76>.

88. NEW Model of Intranuclear Neutron- Antineutron Transformations in  $^{16}_8\text{O}$  / J.L. Barrow [et al.] // E-print arXiv: 2111.10478[hep-ex]. Направлена в PRD.

## ПУБЛИКАЦИИ

### 1. Публикации по задаче «Исследование ядро-ядерных взаимодействий на установке ALICE на встречных пучках ускорителя LHC CERN».

#### *Неколлоборационные публикации*

1. Secondary nuclei from 16 O fragmentation at the LHC / Aleksandr Svetlichnyi [et al.] // Proceedings of Science – 2021. – <https://pos.sissa.it/>, представлено в редакцию.

#### *Публикации в журналах в составе коллаборации ALICE*

1. K-S(0)- and (anti-)Lambda-hadron correlations in pp collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV / S. Acharya [et al.] // European Physical Journal C. — 2021. — OCT. — Vol. 81, no. 10. — P. 945.

2. Coherent  $J/\psi$  and  $\psi'$  photoproduction at midrapidity in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] // European Physical Journal C. — 2021. — AUG. — Vol. 81, no. 8. — P. 712.

3. Energy dependence of  $\phi$  meson production at forward rapidity in pp collisions at the LHC / S. Acharya [et al.] // European Physical Journal C. — 2021. — AUG. — Vol. 81, no. 8. — P. 772.

4. Pseudorapidity distributions of charged particles as a function of mid- and forward rapidity multiplicities in pp collisions at  $\sqrt{s}=5,02, 7$  and 13 TeV / S. Acharya [et al.] // European Physical Journal C. — 2021. — JUL. — Vol. 81, no. 7. — P. 630.

5. Production of pions, kaons, (anti-)protons and phi mesons in Xe-Xe collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5,44$  TeV / S. Acharya [et al.] // European Physical Journal C. — 2021. — JUL. — Vol. 81, no. 7. — P. 584.

6. Production of light-flavor hadrons in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  and  $\sqrt{s}=13$  TeV / S. Acharya [et al.] // European Physical Journal C. — 2021. — MAR. — Vol. 81, no. 3. — P. 256.

7. Anisotropic flow of identified hadrons in Xe-Xe collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5,44$  TeV / S. Acharya [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2021. — OCT 23. — no. 10. — P.152.

8. Measurement of the production cross section of prompt  $\Xi(0)(c)$  baryons at midrapidity in pp collisions at  $\sqrt{s}=5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2021. — OCT 19. — no. 10. — P. 159.

9. First measurements of N-subjettiness in central Pb-Pb collisions at  $p\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV / S. Acharya [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2021. — OCT 1. — no. 10. — P. 3.

10. Jet fragmentation transverse momentum distributions in pp and p-Pb collisions at  $\sqrt{s}, \sqrt{s_{NN}}=5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2021. — SEP 30. — no.9. — P. 211.
11. Long- and short-range correlations and their event-scale dependence in high-multiplicity pp collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=13$  TeV / S. Acharya [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2021. — no. 5. — P. 290.
12. Centrality dependence of J/psi and psi(2S) production and nuclear modification in p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=8,16$  TeV S. Acharya [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2021. — no. 2. — P. 2.
13. Lambda K femtoscopy in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV / S. Acharya [et al.] // Physical Review C. — 2021. — Vol. 103, no. 5. — P. 055201.
14. Experimental Evidence for an Attractive p-phi Interaction / S. Acharya [et al.] // Physical Review Letters. — 2021. — Vol. 127, no. 17. — P. 172301.
15. Multiharmonic Correlations of Different Flow Amplitudes in Pb-Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV / S. Acharya [et al.] // Physical Review Letters. — 2021. — AUG 27. — Vol. 127, no.9. — P. 092302.
16. Soft-Dielectron Excess in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV / S. Acharya [et al.] // Physical Review Letters. — 2021. — Vol. 127, no. 4. — P. 042302.
17. Elliptic Flow of Electrons from Beauty-Hadron Decays in Pb-Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] // Physical Review Letters. — 2021. — Vol. 126, no.16. — P. 162001.
18. Upsilon production and nuclear modification at forward rapidity in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  TeV / S S. Acharya [et al.] // Physics Letters B. — 2021. — Vol. 822. — P.136579.
19. Kaon-proton strong interaction at low relative momentum via femtoscopy in Pb-Pb collisions at the LHC / S. Acharya [et al.] // Physics Letters B. — 2021. — Vol. 822. — P. 136708.
20. Inclusive heavy-flavour production at central and forward rapidity in Xe-Xe collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5,44$  TeV / S. Acharya [et al.] // Physics Letters B. — 2021. — Vol. 819. — P. 136437.
21. Jet-associated deuteron production in pp collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV / S. Acharya [et al.] // Physics Letters B. — 2021. — Vol. 819. — P. 136440.
22. Measurements of mixed harmonic cumulants in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] // Physics Letters B. — 2021. — Vol. 818. — P. 136354.

23. First measurement of the  $|t|$ -dependence of coherent  $J/\psi$  photonuclear production / S. Acharya [et al.] // Physics Letters B. — 2021. — Vol. 817. — P. 136280.

24. First measurement of quarkonium polarization in nuclear collisions at the LHC / S. Acharya [et al.] // Physics Letters B. — 2021. — Vol. 815. — P. 136146.

25. Transverse-momentum and event-shape dependence of D-meson flow harmonics in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] // Physics Letters B. — 2021. — Vol. 813. — P. 136054.

26. Pion-kaon femtoscopy and the lifetime of the hadronic phase in Pb- Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV / S. Acharya [et al.] // Physics Letters B. — 2021. — Vol. 813. — P. 136030.

#### ***Публикации в составе коллаборации AFTER@LHC***

1. A fixed-target programme at the LHC: Physics case and projected performances for heavy-ion, hadron, spin and astroparticle studies / C. Hadjidakis [et al.] // Physics Reports. — 2021. — Vol. 911. — P. 1–83.

2. LHC fixed target experiments: Report from the LHC Fixed Target working group of the CERN Physics Beyond Collider Forum / C.Barschel [et al.]// CERN Yellow Reports: Monographs, CERN-2020-004, Published by CERN, CH-1211 Geneva 23, Switzerland.

3. A. Kurepin. Superheavy Particle Production in High Energy Heavy Ion Collisions// Journal of Modern Physics. – 2021. – Vol. 12. – P. 433.

4. A.B.Kurepin. Antiproton production with a fixed target and search for superheavy particles at the LHC/ A.B.Kurepin, N.A.Kurepin, K.A.Skazytkin// arXiv: 2112.12138 [hep-ph].

#### ***Доклады на международных конференциях***

1. Svetlichnyi, Secondary nuclei from O-16 fragmentation at the LHC. The European Physical Society Conference on High Energy Physics (EPS-HEP). 26.07.2021. <https://indico.desy.de/event/28202/contributions/105829/>.

2. T. Karavicheva, ALICE Upgrade overview for Run 3 and 4 at the CERN LHC, The 20 th Lomonosov Conference on Elementary Particle, Moscow, August 19-25, 2021, <https://lomcon.ru/>.

3. A. Furs, Luminosity determination with ALICE at the LHC. LXXI International Conference NUCLEUS – 2021, <https://indico.cern.ch/event/1012633/>.

**2. Публикации по задаче «Исследование рождения адронов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в эксперименте NA61 на ускорителе SPS в ЦЕРН».**

1. Measurements of  $\Xi(1530)^0$  and  $\Xi(1530)^+$  production in proton-proton interactions at  $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$  GeV in the NA61/SHINE experiment / Acharya [et al.] [NA61/SHINE Collaboration] // Eur.Phys.J.C. – 2021. – 81. – 10. – 911.

2. Synergy in the Development of Forward Hadron Calorimeters for NA61/SHINE, BM@N, MPD and CBM Experiments / F. Guber [et al.] // Acta Physica Polonica B Proceedings Supplement. – 2021. – 1. – 3. – 563-566.

3. Spectra and mean multiplicities of  $\pi^-$  in central  $^{40}\text{Ar}+^{45}\text{Sc}$  collisions at 13A, 19A, 30A, 40A, 75A and 150A GeV / c beam momenta measured by the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS / A. Acharya [et al.] [NA61/SHINE Collaboration] // Eur.Phys.J.C. – 2021. – 81, 5. – 397.

4. Measurement of the production cross section of 31 GeV/c protons on carbon via beam attenuation in a 90-cm-long target / A. Acharya [et al.] [NA61/SHINE Collaboration] // Phys.Rev.D. – 2021. – 103. – 1. – 012006.

5. Measurements of  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ , p and  $\bar{p}$  spectra in  $^7\text{Be}+^9\text{Be}$  collisions at beam momenta from 19A to 150A GeV/c with the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS / A. Acharya [et al.] [NA61/SHINE Collaboration] // Eur.Phys.J.C. – 2021. – 81. – 1. – 73.

6. Measurements of multiplicity fluctuations of identified hadrons in inelastic proton-proton interactions at the CERN Super Proton Synchrotron / A. Acharya [et al.] [NA61/SHINE Collaboration] // Eur.Phys.J.C. – 2021. – 81. – 5. – 384.

**3. Публикации по задаче «Исследование рождения векторных мезонов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях на установке HADES (GSI, Германия)».**

1. Production and electromagnetic decay of hyperons: a feasibility study with HADES as a Phase-0 experiment at FAIR HADES and PANDA Collaborations / J. Adamczewski-Musch [et al.] // Nuclear Physics A. – 2020. – 1005. – 122090.

2. Directed, Elliptic, and Higher Order Flow Harmonics of Protons, Deuterons, and Tritons in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=2,4$  GeV / J. Adamczewski-Musch [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2020. – 125. – 262301. (December 2020).

3. Correlated pion-proton pair emission off hot and dense QCD matter / J. Adamczewski-Musch [et al.] // Phys.Lett.B. – 2021. – 819. – 136421.

**4. Публикации по задаче «Исследование свойств сжатой барионной материи на установке CBM в GSI».**

1. Synergy in the Development of Forward Hadron Calorimeters for NA61/SHINE, BM@N, MPD and CBM Experiments / F. Guber [et al.] // Acta Physica Polonica B Proceedings Supplement. – 2021. – 1. – 3. – 563-566.

**5. Публикации по задаче «Эксперимент MPD/NICA».**

1. Measurements of Spectators with Forward Hadron Calorimeter in MPD/NICA Experiment / A. Ivashkin [et al.] // Phys.Part.Nucl. – 2021. – 52. – 4. – 578-583.

2. Application of FHCAL for Heavy-Ion Collision Centrality Determination in MPD/NICA Experiment / Vadim Volkov [et al.] // Particles. – 2021. – 4. – 2. – 236-240.

3. Alexander O. Strizhak. Reconstruction of energy and collision point of heavy ions with forward hadron calorimeter at MPD setup // AIP Conference Proceedings. – 2021. – 2377. – 030015.

**6. Публикации по задаче «Эксперимент BM@N».**

1. Unperturbed inverse kinematics nucleon knockout measurements with a 48 GeV/c carbon Beam / M. Patsyuk [et al.] [The BM@N Collaboration] // Nature Physics. – 2021. – 17. – 693-699.

2. Амплитудные параметры прототипов передних годоскопов для эксперимента BM@N / А. Г. Баранов [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 2021. – 13. – 15-19.

3. Передние годоскопы заряженных фрагментов ядер для эксперимента BM@N / А.Г. Баранов [и др.] // Приборы и техника Эксперимента. – 2021. – 5. – 42-45.

4. Measurements of Centrality in Nucleus–Nucleus Collisions at the BM@N Experiment / F. Guber [et al.] [BM@N Collaboration] // Phys.Part.Nucl. – 2021. – 52. – 4. – 571-577.

5. Synergy in the Development of Forward Hadron Calorimeters for NA61/SHINE, BM@N, MPD and CBM Experiments / F. Guber [et al.] // Acta Physica Polonica B Proceedings Supplement. – 2021. – 1. – 3. – 563-566.

**7. Публикации по задаче «Прецизионное исследование электромагнитных взаимодействий ядер и нуклонов в широкой области энергий на ускорителях электронов».**

1. Single  $\pi^0$  production off neutrons bound in deuteron with linearly polarized photons. / C.Mullen [et al.] // Eur. Phys. J. A. – 2021. – V.57. – P. 205.

2. Measurement of Compton scattering at MAMI for the extraction of the electric and magnetic polarizabilities of the proton. / E.Mornacchi [et al.] // Phys. Rev. Let. (in print).

3. Measurement of the helicity dependence for single  $\pi^0$  photoproduction from the deuteron. / F.Cividini [et al.] // Phys. Rev. Let. (in print).
4.  $K^+\Lambda$  photoproduction at forward angles and low momentum transfer. / S.Alef [et al.] // Eur. Phys. J. A. – 2021. – V.57. – P. 80. <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00392-0>.
5. Observation of a cusp-like structure in the  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  cross section at forward angles and low momentum transfer. / T.C.Jude [et al.] // Phys. Lett. B – 2021.– V. 820. – P. 136559. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136559>.
6. Measurement of the  $\gamma n \rightarrow K^0\Sigma^0$  differential cross section over the  $K^*$  threshold. / K. Kohl [et al.] // Phys. Lett. B (in print).
7. Evidence of a dibaryon spectrum in coherent  $\pi^0\pi^0d$  photoproduction at forward deuteron angles. / T.C. Jude [et al.] // Phys. Lett. B (in print).
8. **Публикации по задаче «Изучение механизмов фотоядерных реакций в области энергий вблизи порога».**

*Изучение механизмов фотоядерных реакций в области энергий вблизи порога*

1. Simulation of an Experiment on the Study of Total Nuclear Photoabsorption Cross Sections in the Region of the Pygmy Resonance. / A. A. Turinge [et al.] // Physics of Atomic Nuclei. – 2021. – Vol. 84, No. 9.

*Изучение образования экзотических ядер у границ устойчивости к испусканию нуклонов*

1. L.Z. Dzhilavyan. Specific Features of the Positron Acceleration Dynamics in Traveling Wave Electron LINACs. / L.Z. Dzhilavyan, A.I. Karev. // Physics of Atomic Nuclei . – 2020. – Vol.83, No. 9. – pp. 1349-1358.
2. Registration of Delayed Neutrons from  $^{238}\text{U}$  Photofission at  $E_{g\text{max}} = 10$  MeV in Interval of (1–5) ms after Beam Pulses of the Electron Accelerator./ L.Z. Dzhilavyan [et al.]. // Physics of Atomic Nuclei. – 2021. – Vol. 84. No. 9.
3. L.Z. Dzhilavyan. Linear Transversal, Angular, and Time Characteristics of Electron-to-Positron Conversion in Optimal Targets at  $E^- = (55; 220; 1000)$  MeV. / L.Z. Dzhilavyan, S.S. Belyshev. // Physics of Atomic Nuclei. – 2021 – Vol. 84. No. 9.
4. С.С. Бельшев. Вопросы измерений на импульсном ускорителе электронов выходов реакций  $^{13}\text{C}(\gamma, p)$ ;  $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$ ;  $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)$  с регистрацией наводимой активности  $^{12}\text{B}$  и  $^{12}\text{N}$ . / С.С. Бельшев, Л.З. Джилавыян, А.М. Лапик. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2021. – Vol. 86, No. 4.
5. Возможность выделения компоненты с  $T_{1/2} = 1$  мс в запаздывающих нейтронах от  $^{238}\text{U}$ -фотоделения при их регистрации между импульсами пучка ЛУЭ.

Л.З. Джилавыян [и др.] // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2021. – Vol. 86, No. 4.

6. Искажения регистрации на импульсном ЛУЭ запаздывающих нейтронов от  $^{238}\text{U}$ -фотоделения сцинтилляционным спектрометром в Рb-защите. / Л.З. Джилавыян [и др.] // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2021. – Vol. 86, No. 4.

***Теоретическое изучение фотовозбуждения и характеристик изоскалярных гигантских резонансов в атомных ядрах***

1. М.Л. Горелик. Полумикроскопическое описание изоскалярных мультипольных резонансов в ядре  $^{208}\text{Pb}$ . / М.Л. Горелик, Б.А. Тулупов, М.Г.Урин // ЯФ – 2020. – Т.83. – 126.

2. Properties of isoscalar giant multipole resonances in medium-heavy closed-shell nuclei: A semimicroscopic description. / M.L.Gorelik [et al.]. // Physical Review C. – 2021. – V. 103. – P. 034302.

**9. Публикации по задаче «Исследование фотоядерных реакций на фемтосекундных лазерах».**

1. Efficient electrons injection by hybrid parametric instability and forward direct laser acceleration in subcritical plasma. / Ivan Tsymbalov [et al.] // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2020. – V.63 – P. 022001.

2. Роль контраста релятивистского фемтосекундного лазерного импульса при его взаимодействии со сплошными и структурированными мишенями. Иванов К.А., [и др.] // Квантовая электроника, издательство Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (Москва). – Т. 51, № 9. – С. 768-794.

3. I. Tsymbalov. Hybrid stimulated Raman scattering–two-plasmon-decay instability and 3/2 harmonic in steep-gradient femtosecond plasmas. / I. Tsymbalov, D. Gorlova, A. Savel'ev. // Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics. – 2020. – V.102, №6. – P. 063206.

**10. Публикации по задаче «Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и лёгкими ядрами на пучках Московской мезонной фабрики».**

*Статьи вышедшие:*

1. Возможность извлечения энергии виртуального  $pp$ -состояния в реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$  / Е.С. Конобеевский [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2021. – Т. 85, № 5. – С. 685–689. DOI: 10.3103/S1062873821050130.

2. М.В. Мордовской. Зависимость временных параметров кремниевых детекторов от напряжения смещения / М.В. Мордовской, В.В. Мицук, И.В. Суркова // Известия РАН. Серия физическая. – 2021. – Т. 85, № 5. – С. 634-637. DOI: 10.31857/S036767652105015.

*Статьи, принятые в печать:*

1. А.А. Каспаров. Моделирование кинематики кластерного распада возбужденных состояний  $^{12}\text{Be}$  на каскадных нейтронах РАДЭКС / А.А. Каспаров, М.В. Мордовской, В.М. Скоркин // Известия РАН. Серия физическая. – 2022.

2. Данные о нейтрон-нейтронной длине рассеяния, извлеченные из реакции  $nd$ -развала, при  $E_n = 8$  МэВ и  $E_n = 11$  МэВ / Е.С. Конобеевский [и др.] // Ядерная физика. – 2022. – Т. 85, № 3.

*Доклады на конференциях*

1. Features of data processing of an experiment on studying proton-proton correlations in the  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$  reaction / Alexey Afonin [et al.] // LXXI International Conference “NUCLEUS-2021. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies”.

2. Aleksandr Kasparov. Study of four neutron correlations in cluster decay of  $^{12}\text{Be}$  highly-excited states on RADEX channel / Aleksandr Kasparov, Michael Mordovskoy, Vladimir Skorkin // LXXI International Conference “NUCLEUS-2021. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies”.

3. Experiment for determining  $np$ -scattering in the length in the  $n+{}^2\text{H}\rightarrow(np)+n$  reaction/ Michael Mordovskoy [et al.] // LXXI International Conference “NUCLEUS-2021. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies”.

4. А.А. Каспаров. Search for excited  $^{12}\text{Be}$  cluster states with isospin  $T=2$  on RADEX cascade neutrons. / А.А. Каспаров, М.В. Мордовской, В.М. Скоркин. // 28 International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei. (ISINN-28).

**11. Публикации по задаче «Исследование структуры и механизмов взаимодействия слабосвязанных ядер с ядрами при средних энергиях».**

*Статьи вышедшие:*

1. Возможность исследования кластерной структуры возбужденных состояний  ${}^6\text{Li}$  в реакции неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц / А. А. Каспаров [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2021.Т. – 85, № 5. – С. 690–693. DOI: 10.31857/S0367676521050112.

2. Зависимость пространственного положения и размеров нейтронного потока от максимальной энергии нейтронов./ И. В. Мешков [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2021. – Т. 85, № 10. – С. 1381–1384. DOI: 10.31857/S0367676521100045.

3. Изучение возможности нейтронно-активационного определения содержания рения в радиоактивных породах / А.А. Афонин [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2021. – Т. 85, № 10. – С. 1374–1380. DOI: 10.31857/S0367676521100045.

4. Изучение спектра тепловых нейтронов W-Be фотонейтронного источника / А.А. Афонин, Ю.М. [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2021. – Т. 85, № 10. – С. 1389–1394. DOI: 10.31857/S0367676521100057.

*Статьи, принятые в печать:*

1. Тестовая установка для регистрации совпадающих сигналов из реакций с вылетом заряженных частиц и нейтронов на нейтронном канале РАДЭКС / А.А. Каспаров [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2022.

*Доклады на конференциях*

1. Test setup for registration of coincident signals from reactions with the emission of charged particles and neutrons on the RADEX channel / Aleksandr Kasparov [et al.] // LXXI International Conference “NUCLEUS-2021. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies”.

2. Тестовые измерения в совпадении нейтронов и заряженных частиц в реакции  $n+{}^6\text{Li}$  на нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН / А.А. Каспаров [и др.] // Молодежная конференция по теоретической и экспериментальной физике МКТЭФ-2021.

**12. Публикации по задаче «Исследование взаимодействия нейтронов малых энергий с ядрами с возбуждением коллективных степеней свободы».**

*Доклады на конференциях*

1. V.M. Skorkin. Intermediate structure of the fast neutron scattering by spherical nuclei // 28 International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei. (ISINN-28).

**13. Задача «Разработка методов и аппаратуры низкофоновых измерений гамма-излучений с использованием германиевых гамма-спектрометров».**

1. Изучение возможности нейтронно-активационного определения содержания рения в радиоактивных породах. / А. А. Афонин [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2021. – Т. 85, № 10. – С. 1374-1380. DOI: 10.31857/S0367676521100045.

**14. Публикации по задаче «Создание оптико-каскадной модели, описывающей поглощение ядром медленного антинейтрона, для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций».**

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

2. Status of the Design of an Annihilation Detector to Observe Neutron-Antineutron Conversion at the European Spallation Source. / Sze-Chun Yiu [et al.] // *Symmetry*. – 2022. – V. 14, no 1. – P. 76. <https://www.mdpi.com/2073-8994/14/1/76>.

3. NEW Model of Intranuclear Neutron- Antineutron Transformations in  $^{16}_8\text{O}$  / J.L. Barrow [et al.] // E-print arXiv: 2111.10478[hep-ex]. Направлена в PRD.

**15. Публикации по задаче «Исследование подпорогового рождения легких векторных мезонов и заряженных каонов в протон и фотоядерных реакциях».**

1. E. Ya. Paryev. Antikaon-induced  $K_1(1270)^+$  meson production on nuclei near threshold. // *Nucl. Phys. A*. — 2021. — 1007. — 122133. ArXiv: 2102.00789 [nucl-th].

2. E. Ya. Paryev. Medium effects in antikaon-induced  $\Xi^-$  hyperon production on nuclei near threshold. // *Nucl. Phys. A*. — 2021. — 1013. — 122222. ArXiv: 2106.00353 [nucl-th].

3. E. Ya. Paryev. Momentum dependence of near-threshold photoproduction of  $\Xi^-$  hyperons off nuclei and their properties in the nuclear medium. // *Nucl. Phys. A*. — 2022. — 1017. — 122352. (Available online with 8 November 2021.). ArXiv: 2111.14101 [nucl-th].

4. New high-sensitivity searches for neutrons converting into antineutrons and/or sterile neutrons at the European Spallation Source. / A. Addazi et al. // *J. Phys. G*. — 2021. — V. 48. — No. 7. — 070501. ArXiv: 2006.04907 [physics, ins-det].