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. № АААА-А16-116022510108-7
Рег. №

УТВЕРЖДАЮ
Директор ИЯИ РАН,
профессор РАН

_____М.В. Либанов

«31» января 2021 г.

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

АААА-А16-116022510108-7

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА, РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

(промежуточный за 2020 год, 2 этап)

ФЦП

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

_____ И.И. Ткачев
«31» января 2021 г.

Москва 2021 г.

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель НИР, Зав. отделом, академик РАН, д.ф-м.н.	31.01.2021 подпись, дата	И.И. Ткачев (введение, заключение)
Исполнители: Д.ф.-м.н.	31.01.2021 подпись, дата	Пшеничнов И.А. (введение, заключение)
И.о. Зав. лаб., к.ф.-м.н.	31.01.2021 подпись, дата	Т.Л. Каравичева (раздел 1)
В. н.с., к.ф.-м.н.	31.01.2021 подпись, дата	Ф.Ф. Губер (раздел 2, 3, 4, 6)
К.ф.-м.н.	31.01.2021 подпись, дата	А. П. Ивашкин (раздел 5)
Зав. лаб., д.ф.-м.н.	31.01.2021 подпись, дата	В.Г. Недорезов (раздел 7, 8, 9)
Зав. лаб., к.ф.-м.н.	31.01.2021 подпись, дата	Е.С. Конобеевский (раздел 10, 11, 12, 13)
В. н.с., д.ф.-м.н.	31.01.2021 подпись, дата	Р. М. Джилкибаев (раздел 14)
К.ф.-м.н.	31.01.2021 подпись, дата	Е. С. Голубева (раздел 15)
В. н.с., д.ф.-м.н.	31.01.2021 подпись, дата	Э.Я. Парьев (раздел 16)

РЕФЕРАТ

Отчёт содержит: 199 с., 120 рис., 9 табл., 54 источн., 0 прил.

Ключевые слова: БОЛЬШОЙ АДРОННЫЙ КОЛЛАЙДЕР (БАК), ЦЕРН, ЯДРО-ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ, КВАРК-ГЛЮОННАЯ ПЛАЗМА, ЦЕНТРАЛЬНОСТЬ СТОЛКНОВЕНИЙ, УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР, ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР, АДРОННЫЙ КАЛОРИМЕТР, АНАЛОГОВАЯ И ЦИФРОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА АДРОННОГО КАЛОРИМЕТРА, ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ КАЛОРИМЕТР, КАЛИБРОВКА КАЛОРИМЕТРОВ, КВАРЦЕВЫЙ ГОДОСКОП, СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ГОДОСКОП, МИКРОПИКСЕЛЬНЫЕ ФОТОДИОДЫ, СУПЕРДЕТЕКТОР АЛИСА, ДЕТЕКТОРЫ T0 И ФИТ, ТРИГГЕРНАЯ СИСТЕМА, ЭКСПЕРИМЕНТ С ФИКСИРОВАННОЙ МИШЕНЬЮ, ФОТОЭЛЕКТРОННЫЙ УМНОЖИТЕЛЬ, МИКРОКАНАЛЬНЫЙ ФОТОЭЛЕКТРОННЫЙ УМНОЖИТЕЛЬ, ЧЕРЕНКОВСКИЙ СЧЕТЧИК, ВРЕМЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ, АМПЛИТУДА, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ИМПУЛЬС, ФОРМИРОВАТЕЛЬ, АМПЛИТУДНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ, ВРЕМЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ, ФРОНТАЛЬНЫЙ ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНЫЙ ТРИГГЕР, МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ПЛОСКОСТЬ РЕАКЦИИ, ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕТИМОСТИ, ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, МОДИФИКАЦИЯ СВОЙСТВ АДРОНОВ В ЯДЕРНОЙ СРЕДЕ, ЭФФЕКТЫ ЯДЕРНОЙ СРЕДЫ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР, УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ, ФЕМТОСЕКУНДНЫЙ ЛАЗЕР, NN- И PP-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, ВЛИЯНИЕ 3N-СИЛ, ДЛИНА РАССЕЯНИЯ, ВИРТУАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ, СПЕКТРОМЕТРИЯ НУКЛОНОВ, ЛЕГКИЕ ГАЛО-ЯДРА, КЛАСТЕРНАЯ СТРУКТУРА, НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ, РАСПАД ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ, НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ, НЕЙТРОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ, БЫСТРЫЕ И МЕДЛЕННЫЕ НЕЙТРОНЫ, ОБОБЩЕННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СО СВЯЗЬЮ КАНАЛОВ, НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ, ГАММА-СПЕКТРОМЕТР, НИЗКОФОНОВАЯ КАМЕРА, ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ, ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕНИЯ, ФОТОНЕЙТРОННЫЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ, АКТИВАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС.

В отчёте представлены результаты фундаментальных и прикладных работ, проведённых по государственному заданию в соответствии с планом научных исследований ИЯИ РАН на 2020 год.

Выполнялись работы по программе фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, 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, 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, подготовке новых предложений по физической программе.

Цель работы:

- Интеграция, установка и тестирование северного плеча (FT0-C) нового детектора ФИТ на установке ALICE.
- Оценка эффективности работы детектора ФИТ.
- Исследование модовой структуры лазерного света системы лазерной калибровки детектора ФИТ.
- Адаптация программного обеспечения для моделирования и обработки данных в системе ALICE O^2.
- Получение данных об эмиссии нейтронов в электромагнитной диссоциации (ЭМД) тяжелых ядер при максимальной энергии столкновений, доступной в ускорительных экспериментах.
- Повышение точности определения светимости в столкновениях ^{208}Pb–^{208}Pb путем регистрации одного или двух нейтронов в нейтронных ZDC.
- Оценка сечений образования ядер ^{207}Pb, ^{206}Pb, ^{205}Pb, ^{204}Pb, ^{203}Pb, которые нельзя измерить непосредственно на LHC.
- Подготовка проекта по модернизации детектора ФИТ для эксперимента ALICE в 2027-2030 гг.
- Подготовка экспериментов с фиксированной мишенью AFTER на пучках LHC и разработка физической программы измерений.
- Участие в рабочих совещаниях ALICE (ALICE weeks, ALICE PP meetings, ALICE Off-line meetings, ALICE Physics week, Heavy Ion Forum CERN, FIT meeting, FIT design review meeting), AFTER working group meetings, совещаниях Physics Beyond Colliders, доклады на конференциях и обсуждение полученных результатов, координация работ.

В результате выполнения научно-исследовательской работы получены следующие результаты:

1. В декабре 2020 года северное плечо нового детектора ФИТ (сборки FT0-C и MFT) были установлены внутри время-проекционной камеры обновлённого эксперимента ALICE.

2. Проведено тестирование работоспособности детектора FT0-C после его установки. Подтверждена полная работоспособность фотодетекторов, оптических волокон и высоковольтных кабелей детектора.

3. Проведено сравнение характеристик новых оптических разветвителей при использовании лазера PicoQuant и лазера Komoloff.

4. Проведена адаптация программного обеспечения для моделирования и обработки данных в системе ALICE O^2 для детектора ФИТ.

5. Получены данные по оценке разрешения детектора ФИТ для определения угла плоскости реакции, времени взаимодействия и центральности взаимодействия.

6. Получены результаты по эффективности вершинного триггера, детектора FT0, для различных процессов при p-p взаимодействиях с энергией $\sqrt{s}$ = 14 ТэВ с использованием генератора PYTHIA.

7. С помощью передних калориметров установки ALICE изучена эмиссия нейтронов вперёд в результате электромагнитной диссоциации ЭМД ядер ^{208}Pb в их ультрапериферических столкновениях при $\sqrt{s_{NN}}$=5,02 ТэВ.

8. Оценены сечения образования пяти изотопов свинца (^{207}Pb, ^{206}Pb, ^{205}Pb, ^{204}Pb, ^{203}Pb).

9. Подготовлено предложение по созданию нового детектора FV0 для проведения экспериментов на установке ALICE после ее модернизации в 2025-2027 гг.

10. Показано, что постановка новых экспериментов с фиксированной мишенью на пучках Большого Адронного Коллайдера (БАК, LHC) имеет ряд преимуществ по сравнению с экспериментами на коллайдерах, особенно в изучении редких процессов и спиновых эффектов при использовании поляризованных мишеней. Разработана физическая программа измерений.

11. Разработаны различные возможности использования пучков LHC высокой энергии для взаимодействия с фиксированной мишенью.

12. Российские учёные принимали участие в рабочих совещаниях коллаборации ALICE (ALICE weeks, ALICE PWG meetings, ALICE Off-line meetings, ALICE PHYSICS Forum, Heavy Ion Forum CERN, FIT meeting, FIT design review meetings). Принимали участие в AFTER working group meetings и совещаниях Physics Beyond Colliders в ЦЕРНе, в обсуждении постановки эксперимента с фиксированной мишенью на установке ALICE и его совместимости с установкой детектора FOCAL. По полученным результатам были

сделаны доклады, опубликованы статьи и проводились их обсуждения для координации работ.

Возможное применение результатов для будущих исследований, разработок и внедрения:

− В результате проведенных работ по подготовке и тестированию северного плеча детектора FT0 в срок проведена установка нового детектора FT0-C внутри время-проекционной камеры обновлённого эксперимента ALICE.

− Проведена оптимизация программы моделирования и обработки данных в системе ALICE O^2 для детектора ФИТ, позволяющая сократить время моделирования и обработки данных в несколько раз.

− Измерены сечения эмиссии определенного числа нейтронов в результате ультрапериферических электромагнитных взаимодействиях ядер ^{208}Pb на LHC. Для измерений использовались передние адронные калориметры (ZDC) эксперимента ALICE. Помимо регистрации событий эмиссии одного, двух, трёх, четырех и пяти нейтронов в результате электромагнитной диссоциации ^{208}Pb, отдельно изучалась эмиссия нейтронов без одновременной эмиссии протонов, что соответствует образованию различных изотопов свинца. Поскольку отношение заряда к массе таких изотопов остается близким к ^{208}Pb, эти вторичные ядра транспортируются в магнитном поле LHC вблизи первичного пучка. Поэтому система коллиматоров коллайдера должна быть правильно настроена для перехвата таких вторичных ядер. Измеренные сечения эмиссии нейтронов, связанные с образованием вторичных ядер свинца, хорошо согласуются с сечениями, вычисленными с помощью модели RELDIS. Полученные экспериментальные данные могут быть использованы для оценки воздействия вторичных ядер на компоненты LHC, в частности, на сверхпроводящие магниты.

− Проект нового детектора FV0 для модернизованной в 2025-2027 гг. установки ALICE будет способствовать получению более точных и надежных экспериментальных данных о коллективных свойствах кварк-глюонной материи, образуемой в столкновениях ионов на БАК, что входит в перечень основных направлений физической программы супердетектора ALICE в предстоящих сеансах в 2027-2030 гг.

− Проведено обсуждение возможного эксперимента с фиксированной мишенью в ходе Run 4 (2027-2030 гг.) на установке ALICE, что позволит дополнить эксперимент с фиксированной мишенью LHCb-FT (SMOG2). Гало пучка будет отклоняться изогнутым кристаллом на внутреннюю твердую мишень. Изучалась возможность образования кварк-глюонной плазмы КГП в малых системах, корреляционные измерения в pA для целей астрофизики, рождение антипротонов в pC-столкновениях.

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 удобным инструментом для изучения свойств новой формы сильно взаимодействующей 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 2020 г. на установке NA61/SHINE в ЦЕРНе 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. Группой ИЯИ РАН в 2020 г. выполнены следующие работы по модернизации и моделированию переднего адронного калориметра установки NA61/SHINE:

- 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.
- Предложены несколько методов определения центральности с помощью новых FPSD и MPSD калориметров.
- Выполнены Монте Карло расчеты отклика FPSD и MPSD калориметров на PbPb взаимодействия при энергии пучка 150 АГэВ.

Сотрудники ИЯИ РАН принимали в течение года участие в нескольких совещаниях NA61/SHINE, где выступали с докладами, а также представляли доклады на международных конференциях и участвовали в подготовке публикаций.

В 2020 г. по данному проекту опубликовано 8 статей в реферируемых журналах, представлены 4 доклада на международных конференциях.

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

В 2020 г. деятельность группы ИЯИ РАН в эксперименте ХАДЕС была сосредоточена на анализе экспериментальных данных, полученных в 2019 г. в физическом

сеансе по исследованию реакции Ag+Ag при энергии налетающих ядер серебра 1,58 АГэВ, а также продолжение анализа данных, полученных при столкновениях ядер золота при энергии пучка 1,23 АГэВ. Первоочередная задача заключалась в проведении качественной амплитудной и временной калибровки сцинтилляционных детекторов переднего годоскопа FWall и электромагнитного калориметра, которые использовались в сеансах 2019 г. в эксперименте HADES по исследованию реакции Ag + Ag при энергиях 1,23 и 1,58 ГэВ/нуклон.

Одна из важнейших задач, над которой работали ученые ИЯИ РАН в 2020 г., заключалась в разработке методов определения центральности в ядро-ядерных столкновениях. Центральность является важнейшей характеристикой столкновений, в зависимости от которой изучаются многие физические наблюдаемые. Для определения центральности предложен и разрабатывается подход с использованием метода машинного обучения для разделения событий по классам центральности с помощью детектора Forward Wall, который использовался в экспериментах для измерения спектаторов налетающего ядра. Этот подход позволяет соотнести разным классам центральности такие неизвестные характеристики процесса столкновения как прицельный параметр, число нуклонов-участников, число нуклонов-наблюдателей и др.

В 2020 г. группой ИЯИ РАН в соавторстве с коллаборацией ХАДЕС опубликовано 9 статей по данной теме в рецензируемых журналах. Сотрудники ИЯИ РАН выступили с 3 докладами на международных конференциях.

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 - Projectle 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 2020 г. группа ИЯИ РАН продолжала работы по сборке и тестированию модулей переднего адронного 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.

В 2020 г. была разработана интерфейсная плата для сопряжения платы с MPPC с платой оцифровки ADC64. Разработанная плата была успешно протестирована на тестовом пучке mCBM и на космических мюонах.

В феврале - марте 2020 г. во время сеанса мCBM проведены работы по интеграции модуля электроники ADC64@PANDA, разработанного для считывания сигналов с электромагнитного калориметра установки PANDA, в систему сбора и передачи данных mCBM для считывания сигналов с модуля переднего адронного калориметра mPSD. Разработано новое программное обеспечение для этой платы и для электроники передачи данных установки CBM, позволяющее считывать и передавать данные с mPSD по заданному протоколу. Также было разработано программное обеспечения для мониторинга и распаковки переданных данных.

Во второй половине года была доработана плата интерфейсного блока АЦП, разработана плата с десятью детекторами MPPC и калибровочным светодиодом и их светозащитой. Разработан сервисный блок для управления питанием MPPC и калибровочных светодиодов.

Полученные группой ИЯИ РАН результаты представлены на международных конференциях в 6 докладах и опубликованы в 2020 г. в 5 статьях в реферируемых журналах.

5. Задача «Эксперимент MPD/NICA»

Целью мегапроекта НИКА (Дубна, Россия) является исследование свойств сильновзаимодействующей ядерной материи с большой плотностью. В частности, будут изучаться фазовая диаграмма ядерной материи и свойства её фазовых переходов. С этой целью создается комплекс сверхпроводящих ускорительных колец, на котором будут производиться столкновения тяжелых ионов при энергиях 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 FHCal, предназначенный для измерения геометрии и начальных условий в событиях столкновений тяжелых ионов, а именно, центральности и ориентации плоскости реакции.

ИЯИ РАН отвечает за создание переднего адронного калориметра FHCal в сотрудничестве с Лабораторией физики высоких энергий, ЛФВЭ ОИЯИ. В 2020 г. ИЯИ

РАН продолжал работу по созданию переднего адронного калориметра и подготовке к будущим экспериментам на установке MPD.

В 2020 году получены следующие результаты:

1. Завершено тестирование аналоговой электроники (более 100 экземпляров) для модулей адронного калориметра.

2. Разработаны методы энергетической калибровки адронного калориметра.

3. Разрабатывались алгоритмы определения центральности ядро-ядерных столкновений с помощью переднего адронного калориметра.

4. Разрабатывалась методика интеграции переднего адронного калориметра в полную экспериментальную установку MPD.

В 2020 г. полученные результаты опубликованы в шести статьях в реферируемых журналах. Было представлено шесть докладов на международных конференциях. Результаты работ были также представлены сотрудниками ИЯИ РАН в нескольких докладах на рабочих совещаниях коллаборации MPD/NICA.

6. Задача «Эксперимент BM@N»

Эксперимент BM@N –Barionic Matter at Nuclotron является экспериментом с фиксированной мишенью на канале выведенного ионного пучка на нуклотроне в ЛФВЭ ОИЯИ (Дубна). BM@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 АГэВ. 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 (мульти) странных 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 2020 году получены следующие результаты:

- Завершена сборка и отладка электроники нового адронного калориметра.

- Разработан метод энергетической калибровки адронного калориметра на космических мюонах и проведена калибровка всех модулей FHCAL с использованием этого метода.
- Завершена разработка, изготовление, тестирование пучковых годоскопов фрагментов на космических мюонах и на ускорителе электронов в ФИАН.

Полученные группой ИЯИ РАН результаты представлены в 11 докладах на международных конференциях и опубликованы в 2020 г. в 5 статьях в реферируемых журналах.

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

Объектами 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 4π 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), A2 и BGO-OD (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 пигми резонанса, образование запаздывающих нейтронов от фотоделения ядер-актинидов вблизи порогов фотонейтронных реакций, зависимость вероятности возбуждения ядер от мультипольности взаимодействия и углового орбитального момент фотона, закрученные фотоны.

Цель работы – проведение экспериментов по указанной программе на линейном ускорителе ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН и теоретическое описание свойств 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 ($I=5\times10^{18}$ Вт/см^2), проведение моделирования и экспериментов по прямому лазерному ускорению в плазменном канале. Работы ведутся 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»

Цель работы – экспериментальное исследование нуклон-нуклонного и трехнуклонного взаимодействия и эффектов нарушения зарядовой симметрии. Для проверки предлагаемой гипотезы о зависимости извлекаемых параметров *NN*-взаимодействия от относительной скорости разлета *NN*-пары (синглета) и третьей частицы (влияние 3*N*-сил) запланированы исследования реакций *nd*- *и dp*-развала для различных энергий.

В марте 2020 г. на канале РАДЭКС линейного ускорителя ИЯИ РАН исследована реакция $n + {}^2\mathrm{H} \rightarrow n + n + p$ при энергии нейтронов 8 МэВ и 11 МэВ. Был проведен кинематически полный эксперимент, в котором регистрировались в совпадении два нейтрона, вылетающие в узком конусе углов относительно направления движения их центра масс, измерены энергии каждого нейтрона и угол между ними. Для определения энергии виртуального *nn*-уровня E_{nn} (длины рассеяния a_{nn}) экспериментальная зависимость выхода реакции *nd*-развала сравнивается с результатами моделирования, зависящими от E_{nn}. При этом моделирование проводилось в широкой области значений E_{nn} от 0,07 МэВ до 0,24 МэВ. Далее минимизировалось значение χ^2 для экспериментальных и теоретических (моделированных) точек. При этом минимальное значение $\chi^2_{\min}$ определяет величину E_{nn} и соответственно a_{nn}. Полученные значения $a_{nn} = -19{,}8 \pm 0{,}4$ Фм при $E_n = 8 \pm 1$ МэВ и $a_{nn} = -19{,}05 \pm 0{,}5$ Фм при $E_n = 11 \pm 1$ МэВ, так же, как и экспериментальные значения длины рассеяния из других работ, хорошо аппроксимируются функцией $a_{nn} = b\cdot\exp(-V/c) + a$, при этом первый член отвечает за вклад 3*N*-сил, зависящий от скорости разлета *nn*-пары и

третьей частицы (V) в разных экспериментах, а постоянный член определяет асимптотическое значение a_{nn} и должен быть свободным от вклада 3N-сил. В результате χ^2-анализа экспериментальных данных определено значение параметра $a \equiv a_{nn}(V/c \to 1) = -15{,}9 \pm 0{,}15$ Фм. Таким образом, установлено, что влияние 3N-сил в реакциях с тремя нуклонами в конечном состоянии (nnp) приводит к изменению величин параметров nn-взаимодействия, извлекаемых в этих реакциях. Можно предположить, что и значения протон-протонной длины рассеяния a_{pp} и энергии виртуального $^1S_0$ уровня E_{pp}, извлеченные из экспериментов с тремя или четырьмя частицами в конечном состоянии будут отличаться от значений, полученных в свободном pp-рассеянии. Для проверки этого предположения в ИЯИ РАН проводится исследование реакции $d + {}^1\mathrm{H} \to p + p + n$. В этой реакции в промежуточном состоянии возможно взаимодействие pp-пары с нейтроном, что может отразиться на величинах извлекаемых низкоэнергетических параметров (a_{pp} и E_{pp}). В 2020 г. проведено сравнение результатов моделирования и результатов тестового эксперимента, проведенного в 2019 г., произведен выбор основных и дополнительных параметров эксперимента, связанных с детектированием нейтрона, планируемого на пучке первичных дейтронов с энергией 15 МэВ на циклотроне У-120 НИИЯФ МГУ.

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

Работы в рамках темы посвящены решению фундаментальной проблемы ядерной физики – исследования 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 низколежащих состояний ядра ^{6}Li, являющегося одним из самых легких ядер, имеющим ярко выраженную кластерную структуру. Этому ядру посвящено большое число теоретических и экспериментальных работ.

Для определения кластерной структуры возбужденных состояний ядра ^{6}Li предложено экспериментальное исследование реакции неупругого рассеяния α-частиц на ядрах ^{6}Li с регистрацией в совпадении рассеянной альфа-частицы и различных частиц от развала возбужденных состояний.

Проведено кинематическое моделирование реакции неупругого рассеяния альфа-частиц на ядрах ^{6}Li. Результаты моделирования показывают, что существуют кинематические области развальных частиц, соответствующие определенным каналам развала (кластерным конфигурациям) возбужденных состояний ^{6}Li.

Создана экспериментальная установка, позволяющая регистрировать рассеянные заряженные частицы в совпадении с нейтронами или гамма-квантами от распада

возбужденных состояний легких ядер. Для разделения нейтронных и гамма-сигналов используется метод n-γ 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 рамках работы по анализу экспериментальных данных по нейтрон-ядерному взаимодействию с использованием оптической модели со связью каналов были сделаны шаги по проверке возможности определения параметров модели с заданными уровнями достоверности для моделированных экспериментальных данных с изменяемым разрешением по энергии с целью адаптации такого анализа для данных, которые возможно получать на фотонейтронном источнике ускорителя ЛУЭ-8. В двух-фононном приближении обобщённой оптической модели удовлетворительно описано спин-орбитальное расщепление 3p-максимума нейтронной силовой функции. Показано, что на величину $p^{1/2}$ и $p^{3/2}$ нейтронных силовых функций существенно влияет локальная динамическая деформации ядер, приводящая к усилению одночастично-фононной связи и возникновению промежуточных резонансов. Проведены исследования возможности вывода нейтронов из фотонейтронного источника, формирования пучка соответствующих нейтронов, разработаны методики и созданы установки для нейтронных измерений. Проведены измерения пространственного распределения быстрых нейтронов вблизи выхода нейтронного канала фотонейтронного источника с использованием двухкоординатного ^{10}B-детектора.

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 содержаний 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 γ-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»»

Исследования направлены на решение 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 идея эксперимента предложена (1989 г.) и разработана сотрудниками института ядерных исследований. Повышение уровня чувствительности в эксперименте Mu2e на пять порядков может привести к обнаружению новых взаимодействий, порождаемых новыми тяжелыми частицами с массами ≈1000 ТэВ, которые невозможно получить в ближайшем будущем на ускорителях.

Основная цель группы ИЯИ РАН заключается в разработке новой концепции эксперимента (3in1), позволяющей поиск трех редких распадов $\mu \to e$ конверсии, $\mu \to e\gamma$ и $\mu \to eee$ на одной установке. Разработка и изготовление электроники, предназначенной для работы с различными детекторами в условиях высокого уровня электрических помех. В качестве детекторов рассматриваются: кристаллы LYSO, NaI, CsI, лавинные фотодиоды (APD), фото-электронные умножители (ФЭУ) и нейтронные газовые He3 счетчики.

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.

16. Задача «Исследование подпорогового рождения легких векторных мезонов и заряженных каонов в протон и фотоядерных реакциях. Осцилляции частиц в поглощающей среде»

Проект посвящен:

1. Моделированию нейтрон-антинейтронных переходов в ядре ^{40}Ar.
2. Исследованию возможности изучения модификации свойств J/ψ мезонов в реакциях их фоторождения на ядрах около порога в случае присутствия в этом фоторождении пентакварковых резонансов P_c(4312, 4440, 4457), открытых коллаборацией LHCb.
3. Изучению возможности наблюдения пентакварковых резонансов со скрытой “прелестью” в реакциях фоторождения боттомония на протонах и ядрах около порога.
4. Изучению околопорогового рождения $K^*(892)^+$ мезонов В π^-А реакциях**.**
5. Исследованию околопорогового рождения $K_1(1270)^+$ мезонов В K^-А реакциях.

Построена новая модель инклюзивных фотон-, пион- и антикаон-ядерных реакций вблизи порога, сопровождающихся рождением J/ψ, Y(1S), $K^*(892)^+$ и $K_1(1270)^+$ мезонов. 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. Кроме того, наряду с прямыми процессами она учитывает резонансное рождение J/ψ, Y(1S) мезонов через промежуточные пентакварки со скрытым чармом и “прелестью”. В работе разработан программный пакет для расчета абсолютных дифференциальных сечений рождения этих мезонов на ядрах с учетом рассматриваемых средовых эффектов, различных вероятностей распадов пентакварков по каналам J/ψp, Y(1S)p. 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, и для различных вероятностей распадов пентакварков по каналам J/ψp, Y(1S)p.

Усовершенствована каскадная программа расчета переходов нейтрон-антинейтрон в ядре аргона.

В результате впервые сделаны важные выводы о возможности экспериментального наблюдения на сооружаемых в США и Китае электрон-ионных коллайдерах (EIC и EicC) экзотических пятикварковых ядерных состояний, состоящих из легких (u, d) и тяжелых (b barb) кварков, модификации свойств J/ψ, $K^*(892)^+$ и $K_1(1270)^+$ мезонов в ядерной среде на ускорительных комплексах CEBAF, FAIR, J-PARC, а также о возможности получения надежной информации о различных наблюдаемых в реакциях превращения нейтрона в антинейтрон внутри ядра аргона.

СОДЕРЖАНИЕ

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ 2

РЕФЕРАТ 3

СОДЕРЖАНИЕ 17

ВВЕДЕНИЕ 21

1. Исследование ядро-ядерных взаимодействий на установке ALICE на встречных пучках ускорителя LHC CERN 37

1.1. Работы по детектору ФИТ 37

1.1.1. Интеграция и установка северного плеча детектора ФИТ на установке ALICE 37

1.1.2. Тестирование северного плеча детектора FIT в составе модернизированного эксперимента ALICE 39

1.1.3. Исследование влияния модовой структуры лазерного света на параметры оптических разветвителей 42

1.1.4. Компьютерное моделирование и реконструкция событий детектора FT0 как части системы обработки данных ALICE O2 45

1.1.5. Оценка эффективности работы детектора ФИТ 51

1.1.6. Адаптация электронных блоков FIT-FT0 для работы с детекторами FIT-FV0 и FIT-FDD 54

1.2. Изучение электромагнитной диссоциации ультрарелятивистских ядер на коллайдерах 58

1.2.1. Цели и методы исследования электромагнитной диссоциации с эмиссией нейтронов 58

1.2.2. Сравнение измеренных и вычисленных сечений ЭМД 68

1.3. Предложение по модернизации детектора FIT ДЛЯ RUN4 69

1.3.1. Описание детектора 69

1.4. Эксперимент с фиксированной мишенью AFTER на пучках LHC для физики адронов и столкновений тяжелых ионов 72

2. Исследование рождения адронов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в эксперименте NA61 на ускорителе SPS в ЦЕРН 76

2.1. Этапы модернизации существующего PSD 76

2.2. Работы по модернизации PSD, выполненные в 2020 г. 78

2.3. Работы по моделированию определения центральности с помощью MPSD и FPSD 79

2.4. Определение центральности с помощью машинного обучения 83

2.4.1. Машинное обучение с учителем 84

2.4.2. Машинное обучение без учителя 84
2.4.3. Применение к модельным данным PbPb 150A GeV/c DCM-QGSM 86
3. Исследование рождения векторных мезонов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях на установке HADES (GSI, Германия) 89
3.1. Экспериментальная установка ХАДЕС в физическом сеансе по исследованию реакции Ag + Ag при энергиях 1.23 и 1.58 ГэВ/нуклон 89
3.2. Калибровка переднего сцинтилляционного годоскопа и электромагнитного калориметра в сеансе по исследованию реакции Ag + Ag при энергиях 1.23 и 1.58 ГэВ/нуклон 91
3.2.1. Калибровка FWall 91
3.2.2. Калибровка ECAL 95
3.3. Новый подход к измерению центральности в экспериментах с тяжелыми ионами HADES 97
4. Исследование свойств сжатой барионной материи на установке CBM в GSI 103
4.1. Установка CBM и передний адронный калориметр PSD 103
4.2. Разработка системы сбора данных с переднего адронного калориметра PSD 105
4.3. Тестирование прототипа считывающей электроники на тестовом пучке mCBM 108
4.4. Мониторинг данных mPSD 109
4.5. Предварительные результаты испытаний mPSD 110
5. Эксперимент MPD/NICA 113
5.1. Передний адронный калориметр установки MPD/NICA 113
5.2. Электронная схема съема сигнала 114
5.3. Методы энергетической калибровки FHCal 114
5.4. Методы определения центральности столкновений с помощью FHCal 117
6. Эксперимент BM@N 122
6.1. Сборка и тестирование нового калориметра FHCal 122
6.2. Калибровка модулей калориметра на космических мюонах 123
6.3. Разработка и тестирование кварцевого пучкового годоскопа (FQH) для FHCal 124
7. Прецизионное исследование электромагнитных взаимодействий ядер и нуклонов в широкой области энергий на ускорителях электронов 129
7.1. Измерения сечений фоторождения нейтральных мезонов на нуклонах и ядрах 129
7.2. Наблюдение экзотического шестикваркового состояния в фоторасщеплении дейтрона 130
7.3. Измерение спин-зависимых сечений фоторождения π^0 –мезонных пар на нуклонах 130
7.4. Измерение спиновых асимметрий комптоновского рассеяния на протоне и получение новых данных о спиновых поляризуемостях протона 131
7.5. Исследование динамики ядерных каскадов при фоторождении легких мезонов 131

8. Изучение механизмов фотоядерных реакций в области энергий вблизи порога 133

9. Исследование фотоядерных реакций на фемтосекундных лазерах 136

9.1. Изучение механизмов прямого ускорения электронов в докритической плазме с инжекцией электронов за счет гибридной параметрической неустойчивости 136

9.2. Измерение заряда электронного пучка с использованием реакции фоторасщепления 140

9.3. Моделирование эксперимента по генерации позитронов на фемтосекундной лазерной системе 141

10. Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и лёгкими ядрами на пучках Московской мезонной фабрики 143

10.1. Определение низкоэнергетических параметров *nn*-взаимодействия в реакции *nd*→*pnn* 143

10.2. Определение энергии *pp*-синглетного виртуального уровня в реакции $d + {}^{1}\mathrm{H} \rightarrow p + p + n$ 149

11. Исследование структуры и механизмов взаимодействия слабосвязанных ядер с ядрами при средних энергиях 152

11.1. Моделирование реакции неупругого рассеяния альфа-частиц на ядрах ^{6}Li 152

11.2. Возможный эксперимент по неупругому рассеянию альфа-частиц на ядрах ^{6}Li 156

12. Исследование взаимодействия нейтронов малых энергий с ядрами с возбуждением коллективных степеней свободы 158

12.1. Описание спиновой зависимости *p*-волнового рассеяния нейтронов на сферических ядрах в двух-фононном приближении метода связанных каналов 158

12.2. Исследование пространственного распределения быстрых нейтронов выведенного пучка фотонейтронного источника с помощью двухкоординатного ^{10}B-детектора 159

13. Разработка методов и аппаратуры низкофоновых измерений гамма-излучений с использованием германиевых гамма-спектрометров 163

14. Поиск редких мюонных процессов в эксперименте «Mu2e» 171

15. Создание оптико-каскадной модели, описывающей поглощение ядром медленного антинейтрона, для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций 173

16. Исследование подпорогового рождения легких векторных мезонов и заряженных каонов в протон и фотоядерных реакциях. Осцилляции частиц в поглощающей среде 174

16.1. Прогресс и моделирование нейтрон-антинейтронных переходов в ядре ^{40}Ar 174

16.2. Возможность изучения модификации свойств J/psi мезонов в реакциях их фоторождения на ядрах около порога в случае присутствия в этом фоторождении LHCb пентакварковых резонансов P_c(4312, 4440, 4457) 174

16.3. Возможность наблюдения пентакварковых резонансов со скрытой “прелестью” в реакциях фоторождения боттомония на протонах и ядрах около порога 175

16.4. Околопороговое рождение $K^*(892)^+$ мезонов в π^-A реакциях и $K_1(1270)^+$ мезонов В K^-A реакциях 177

ЗАКЛЮЧЕНИЕ 179

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ 189
ПУБЛИКАЦИИ 193

ВВЕДЕНИЕ

Представленные в настоящем отчете научные результаты прокладывают путь к решению проблемы построения универсального уравнения состояния ядерной материи, которое позволит описать не только ядра в основном состоянии и ядра, обладающие небольшой энергией возбуждения, реакции вблизи порога, но и переход адронной материи в состояние кварк-глюонной плазмы при существенно большей плотности вещества и температуры. С этой проблемой тесно связана проблема изучения свойств адронов в ядерной среде в зависимости от её температуры и плотности, исследование отличий этих свойств от характеристик адронов в вакууме. Обе эти проблемы является сложнейшими проблемами современной физики атомного ядра и релятивистской ядерной физики. Они требует комплексного подхода, демонстрируемого в работе коллектива ИЯИ над настоящей темой и состоящего в проведении экспериментов на разнообразных ускорительных установках, при низких и высоких энергиях взаимодействий протонов, адронов и фотонов с ядрами, ядер с ядрами, с помощью детекторов, основанных на различных физических принципах и установок взаимно дополняющих возможности друг друга.

Решение этих проблем невозможно также без разработки целого комплекса новых современных моделей, описывающих взаимодействия релятивистских ядер, частиц с ядрами как при низких, так и при высоких энергиях.

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 2020 году сотрудники ИЯИ РАН продолжили продуктивно работать в эксперименте ALICE на Большом адронном коллайдере (БАК), (Задача №1), эксперименте NA61/SHINE (Задача №2), эксперименте HADES (Задача №3), проводя исследования протон-протонных, протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий. На этих установках ранее были собраны огромные массивы уникальных данных, обработка которых продолжалась в том числе и в 2020 году. В частности, получены данные о сечениях образования определённого числа нейтронов в ультрапериферических электромагнитных взаимодействиях ядер 208 Pb. Эти данные позволяют оценить выходы вторичных ядер 203,204,205,206,207 Pb, которые могут оказывать воздействие на компоненты БАК. Одновременно с этим выполнялась работа по модернизации указанных трёх установок, подготовка к будущим сеансам работы на них. В частности, была выполнена интеграция, установка и тестирование северного плеча (FT0-C) нового детектора ФИТ на установке ALICE и адаптированы пакеты программ для

моделирование и анализа данных. Полностью разработан и опубликован проект модернизации переднего адронного калориметра в эксперименте NA61/SHINE, все его индивидуальные модули установлены на рабочее место, предложены несколько методов определения центральности с помощью новой конструкции калориметра. 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). В эксперименте BM@N на NICA (Задача №6) выполнялся как анализ данных предыдущих двух 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 и BGO-OD (Бонн, Германия).

Успешно выполнялись работы и на российских установках, собственных уникальных установках ИЯИ РАН. Выполнены исследования механизмов фотоядерных реакций вблизи порога на ускорителе ЛУЭ-8-5 в ИЯИ РАН (Задача №8) и с помощью фемтосекундных лазеров (Задача №9) на лазерно-плазменном источнике МЛЦ МГУ (Задача №9). Исследованы взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и легкими ядрами на пучках Московской мезонной фабрики, определены низкоэнергетические параметров nn-взаимодействия в реакции взаимодействия нейтронов с дейтронами (Задача №10).

Было предложено исследовать кластерную структуру ядра 6 Li посредством облучения 4 He (Задача №11). Также на фотонейтронном источнике ИЯИ РАН были изучены возможности формирования пучка нейтронов, созданы установки для нейтронных измерений (Задача №12). В той же задаче теоретически исследовались взаимодействия нейтронов малых энергий с ядрами с возбуждением коллективных степеней свободы. В Задаче №13 разработаны методы и аппаратура низкофоновых измерений гамма-излучений с использованием германиевых гамма-спектрометров и разработана уникальная методика определения рения. Сотрудниками ИЯИ РАН была разработана новая концепция эксперимента, позволяющего вести поиск трех редких распадов $\mu \to e$ конверсии, $\mu \to e\gamma$ и $\mu \to eee$ на одной установке (Задача №14). Для этого эксперимента продолжалась разработка и изготовление электроники, работающей в условиях высокого уровня электрических помех.

Большое значение имели работы теоретиков по созданию оптико-каскадной модели, описывающей поглощение ядром медленного антинейтрона для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций (Задача №15). В задаче №16 теоретиками

моделировались нейтрон-антинейтронные переходы в ядре ^{40}Ar. Одними из самых ярких теоретических результатов в этой задаче стали два следующих. Во-первых, это определение возможности изучения модификации свойств J/ψ мезонов в реакциях их фоторождения на ядрах около порога в случае присутствия в этом фоторождении пентакварковых резонансов Pc(4312, 4440, 4457) совсем недавно открытых коллабрацией LHCb. Во-вторых, была изучена возможность наблюдения пентакварковых резонансов со скрытой “прелестью” в реакциях фоторождения боттомония на протонах и ядрах около порога.

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

Целью эксперимента ALICE на Большом адронном коллайдере (БАК) является исследование свойств кварк-глюонной материи, состоящей из свободных кварков и глюонов, в которую переходит ядерная материя, в условиях высокой температуры и плотности.

С 2016 года проводится масштабная модернизация эксперимента ALICE, которая должна быть завершена к концу 2022 года.

Модернизированный эксперимент ALICE требует наличия усовершенствованного триггерного детектора с комбинацией наилучших параметров прежних детекторных подсистем T0 и V0 и AD. Модернизация эксперимента ALICE в 2019-2021 гг. предусматривает замену детекторов T0, V0, FMD и AD на многофункциональный детектор ФИТ (FIT-Fast Interaction Trigger). Детекторная система FIT будет состоять из черенковского FT0, сцинтилляционного FV0 и сцинтилляционного FDD детекторов. Детекторное устройство FDD было включено в состав детекторного устройства FIT только в середине 2019 года. Использование детектора FDD позволит исследовать дифракционные процессы при малых поперечных импульсах. До сих пор методы описания дифракционных процессов являются в основном феноменологическими, поэтому важнейшим источником информации об этих процессах являются экспериментальные данные.

Функциональные предназначения детекторов частично перекрывается: FT0 используется в качестве основного триггерного детектора, стартового детектора для время пролетной системы TOF, люминометра и он-лайн триггера по множественности в Pb-Pb столкновениях (покрываемые им интервалы псевдобыстроты: $4{,}6 < \eta < 4{,}9$, $-3{,}3 < \eta < -3{,}0$); FV0 используется для выработки он-лайн триггера по центральности и подавления фона для Мюонного спектрометра ($2{,}8 < \eta < 5{,}1$, $-3{,}7 < \eta < -1{,}7$); FDD – для исследования дифракционных процессов. Для всех перечисленных детекторов системы FIT предполагается использование необходимого количества модулей считывающей

электроники PM (Processing Module), включающего в себя усилители, формирователи, ВЦП, АЦП, схему отбора событий на FPGA, которые разработаны в ИЯИ.

При изучении столкновений ультрарелятивистских ядер на коллайдерах RHIC и LHC основное внимание уделяется области перекрытия ядер, в которой ожидается образование малоизученного состояния вещества – кварк-глюонной плазмы, возникающей в результате достижения рекордных температур и плотностей вещества. Результат адронного взаимодействия ядер в каждом событии существенно зависит от его начальных условий — степени перекрытия ядер и количества нуклонов–участников. Например, ожидается, что в периферических столкновениях область невзаимодействующей ядерной материи, представленная нуклонами-спектаторами, остается относительно холодной, в противоположность горячей зоне, представленной нуклонами-участниками. Интересно, что даже в случае ультрапериферических взаимодействий с прицельными параметрами, превышающими сумму радиусов ядер, происходит их разрушение – электромагнитная диссоциация (ЭМД). ЭМД возникает в результате действия дальнодействующих электромагнитных сил. Ультрарелятивистские ядра-партнёры по столкновению действуют друг на друга лоренц-сжатыми кулоновскими полями. Ранее в эксперименте ALICE на LHC в ходе Run I в 2010 году были измерены полные сечения ЭМД ядер ^{208}Pb в их ультрапериферических взаимодействиях при $\sqrt{s_{NN}}$=2,76 ТэВ, которые оказались примерно в 25 раз больше сечений адронных взаимодействий ядер. С помощью передних Zero Degree Calorimeters (ZDC) были измерены сечения эмиссии вперёд одного, двух и трёх нейтронов, которые движутся вперед подобно нуклонам-спектаторам, образующимся в адронных ядро-ядерных столкновениях с существенно меньшими прицельными параметрами. ЭМД ускоряемых на коллайдере тяжелых ядер, таких как ^{208}Pb, вносит значительный вклад в потери ядер в сталкивающихся встречных пучках. Кроме этого, во всех четырех точках пересечения пучков на LHC, где выполняются эксперименты ALICE, ATLAS, CMS и LHCb, в результате ЭМД образуются различные вторичные ядра. Отдельные вторичные ядра с их отношением заряда к массе Z/A, близким к ^{208}Pb, могут воздействовать на сверхпроводящие магниты коллайдера, потому что их траектории в магнитном поле LHC близки к траектории пучка ^{208}Pb. В отличие от других ядер, у которых отношение заряда к массе заметно отличается от ^{208}Pb, в отношении ядер с близким к ^{208}Pb Z/A коллиматорная система LHC работает менее эффективно на удаление таких ядер из ускорителя. Это может приводить к попаданию таких ядер в чувствительные к нагреву элементы конструкции LHC, в частности, в сверхпроводящие магниты. Для правильной настройки коллиматорной системы LHC необходимо знать сечения образования определенных вторичных ядер. Такие сечения невозможно измерить непосредственно на LHC, но их можно оценить, измеряя

количество нейтронов и протонов, потерянных ядрами ^{208}Pb в результате ЭМД. Это позволяет косвенно измерить выходы ядер-остатков. Для решения этой задачи были выполнены вычисления с помощью разработанной в ИЯИ РАН модели RELDIS и обработаны данные ALICE 2018 года по ЭМД ядер ^{208}Pb при $\sqrt{s_{NN}}$=5,02 ТэВ, в результате их ультрапериферических взаимодействий.

Эксперименты с фиксированной мишенью на пучках БАК имеют определённые преимущества по сравнению с экспериментами на коллайдере. При использовании протонного и тяжелоионного пучков БАК может быть исследована область энергии между максимальной энергией SPS ($\sqrt{s}$ ~29 ГэВ) и стандартной энергией RHIC ($\sqrt{s}$ =200 ГэВ) в p-A и A-A столкновениях. Для протонного пучка с энергией 7 ТэВ энергия в нуклон-нуклонном центре масс составит $\sqrt{s_{NN}}$ =114,6 ГэВ, и для пучка свинца с энергией 2,75 ТэВ -$\sqrt{s_{NN}}$ = 71,8 ГэВ. Уменьшая энергию налетающих частиц можно получать данные в диапазоне энергий 30-115 ГэВ. Основной целью энергетического скана является определение критической точки фазового перехода в кварк-глюонную плазму. Высокая светимость значительно увеличит статистическую точность экспериментальных данных. Такой эксперимент расширит интервал кинематических параметров реакций. Появится возможность исследовать процессы в области больших значений Фейнмановской переменной x. Могут использоваться мишени из различных материалов и пучки разных налетающих частиц. В рамках проекта планируется исследование столкновений тяжелых ионов при больших быстротах, детальное изучение процессов Дрелл-Яна и рождения D-мезонов, рождения кваркониев и подавление их рождения в зависимости от состояния материи. Эксперимент AFTER позволит также исследовать нуклонные и ядерные функции распределения партонов, извлекаемые из адронных процессов. Планируется изучение спиновых процессов, в том числе спиновой асимметрии

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 удобным инструментом для изучения свойств новой формы сильно взаимодействующей 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 2020 г. на установке NA61/SHINE в ЦЕРНе 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 2020 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 внутри нейтронных звезд, ассоциируемое с цветной сверхпроводимостью. 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~200 МэВ) и барионному химическому потенциалу μ~0, эксперименты при низких энергиях порядка нескольких ГэВ/нуклон направлены на исследование области низких температур (T~20 МэВ) и величин μ, 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 малоизученной 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 пучков 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. 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 4π 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 FHCal, предназначенный для измерения геометрии событий столкновений тяжелых ионов: центральности и ориентации плоскости реакции.

ИЯИ РАН отвечает за создание переднего адронного калориметра FHCal в сотрудничестве с Лабораторией физики высоких энергий, ЛФВЭ ОИЯИ. В 2020 г. ИЯИ РАН продолжал работу по созданию переднего адронного калориметра и подготовке к будущим экспериментам на установке MPD.

6. Задача «Эксперимент BM@N»

Исследовательская программа эксперимента BM@N (Barionic Matter at Nuclotron) направлена на изучение образования (мульти) странных гиперонов и поиск гиперядер в ядро-ядерных столкновениях при энергиях ионов пучка до 4,5 АГэВ. На этой установке уже получены первые экспериментальные результаты в столкновениях легких ядер. В настоящее время ведется анализ полученных экспериментальных данных, в частности, группа ИЯИ РАН анализирует экспериментальные данные полученные с помощью переднего калориметра для определения центральности в реакции столкновения ядер углерода при энергии 4 АГэВ. Для этого в 2020 г. был разработан алгоритм с использованием методов машинного обучения. После завершения реконструкции бустера Нуклотрона эксперименты продолжатся уже и на пучках тяжелых ионов (вплоть до ионов золота). Для определения центральности в ядро-ядерных столкновениях в этих экспериментах будет использоваться новый передний адронный калориметр с продольной и поперечной сегментацией (FHCal), разработанный, изготовленный в ИЯИ РАН и установленный на установке BM@N. В 2020 г. завершена сборка и отладка электроники нового адронного калориметра, проведена первая калибровка всех модулей FHCAL на космике.

Наличие пучкового отверстия в новом переднем адронном калориметре эксперимента BM@N приводит к значительной утечке тяжелых фрагментов через это отверстие и, как следствие, приводит к немонотонной зависимости выделенной энергии в калориметре и проблеме определения центральности в ядро-ядерных столкновениях. Для

решения этой проблемы предлагается использовать специальный пучковый годоскоп, установленный в отверстии калориметра. В 2020 г. завершена разработка, изготовление, тестирование на космике и на ускорителе электронов в ФИАН пучкового годоскопа фрагментов.

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 участие в работе коллабораций A2 на ускорителе MAMI (Майнц, Германия) и BGO-OD на ускорителе ELSA (Бонн, Германия). Продолжается обработка данных совместного эксперимента GRAAL (Гренобль, Германия).

Исследование одно- и двухмезонного фоторождения имеет важное значение для понимания спектра и свойств 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-C при фоторождении π^0 и η - мезонов.

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

Объектом исследования являются механизмы возбуждения ядер реальными и виртуальными фотонами в области пигми резонанса, образование запаздывающих нейтронов от фотоделения ядер-актинидов вблизи порогов фотонейтронных реакций. Зависимость вероятности возбуждения ядер от мультипольности взаимодействия и углового орбитального момент фотона.

Цель работы – проведение экспериментов по указанной программе на линейном ускорителе ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН и теоретическое описание свойств различных гигантских резонансов в рамках частично-дырочной дисперсионной оптической модели.

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 ~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»

Одной из важных проблем ядерной физики является принцип зарядовой независимости ядерных сил, сформулированный В. Гейзенбергом в 1932 г. Особую роль в определении меры нарушения зарядовой симметрии ядерных сил играет исследование низкоэнергетических характеристик *NN*-взаимодействия в синглетном спиновом состоянии – длин рассеяния и энергий виртуального $^1S_0$ уровня. Благодаря существованию виртуального уровня с энергией (E_{NN}), близкой к нулю, соответствующие длины рассеяния нейтрон-нейтронного (a_{nn}) и протон-протонного (a_{pp}) взаимодействия велики по абсолютной величине и весьма чувствительны к небольшим различиям *nn*- и *pp*-потенциалов.

Точные экспериментальные данные о длинах рассеяния и их различии позволяют получить количественную оценку нарушения зарядовой симметрии (НЗС) ядерных сил $\Delta a_{H3C} = a_{pp} - a_{nn}$. Длина протон-протонного рассеяния была определена с высокой точностью из экспериментов по прямому рассеянию протона на протоне, и ее современное значение a_{pp} = –7,8149 ± 0,0029 Фм приведено в [1]. Это экспериментальное значение включает вклад кулоновского взаимодействия. Если удалить кулоновское *pp*-взаимодействие, то полученное значение a_{pp}^{NN} = −17,3 ± 0,4 Фм принимается в настоящее время как ядерная часть длины *pp*-рассеяния [2].

Нейтрон-нейтронная длина рассеяния определяется в основном в реакциях $n + d \rightarrow p + n + n$ и $\pi^- + d \rightarrow \gamma + n + n$ при исследовании взаимодействия в конечном состоянии двух нейтронов, имеющих малую относительную энергию. В [3, 4] высказано предположение, что разброс значений a_{nn} (от –16 до –22 Фм), полученный в реакциях с тремя частицами в конечном состоянии в различных работах, может быть связан со значительным влиянием 3*N*-сил.

По мнению авторов дибарионной модели [5, 6], в таких реакциях может возникнуть новый механизм − обмен скалярным мезоном между нуклоном и дибарионом (синглетом). Такое дополнительное взаимодействие может привести к изменению значений a_{nn} и E_{nn}, извлекаемых из реакции с двумя нейтронами в конечном состоянии. Степень этого

изменения может зависеть от относительной скорости фрагментов – *nn*-пары и протона, и для ее оценки в [3, 4] был введен некий кинематический фактор *R*, от которого может зависеть дополнительное 3*N* взаимодействие.

Рассмотрим реакцию $n + {}^2\mathrm{H} \rightarrow n + n + p$, в которой в промежуточном состоянии разлетаются *nn*-пара и заряженный фрагмент (*p*). Скорость разлета фрагментов можно рассчитать по кинематике двухчастичной реакции $n + {}^2\mathrm{H} \rightarrow (nn) + p$. Выберем интервал времени *t* и определим расстояние *R*, на которое разлетятся фрагменты за это время. Поскольку скорость разлета фрагментов в различных экспериментах, проведенных при различных энергиях налетающих частиц, различна, то и параметр *R* будет различаться. Можно предположить, что чем больше параметр *R*, тем быстрее *nn*-пара вылетает из области 3*N*-взаимодействия и тем меньше влияние 3*N* сил на величины извлекаемых параметров *nn*-взаимодействия – длины рассеяния и энергии виртуального состояния, и таким образом можно игнорировать вклад 3*N*-сил в интерпретацию результатов для a_{nn} (или E_{nn}) в данном эксперименте. Отметим, что наибольшее значение параметра $R = 10.5$ Фм соответствует эксперименту по извлечению длины рассеяния в реакции *nd*-развала при энергии первичных нейтронов 60 МэВ [3, 4].

Для проверки предлагаемой гипотезы о зависимости извлекаемых параметров *NN*-взаимодействия от относительной скорости разлета *NN*-пары (синглета) и третьей частицы (влияние 3*N*-сил) проводятся исследования реакций *nd*- *и dp*-развала для различных энергий.

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

Изучение кластерной структуры легких слабосвязанных ядер является актуальной задачей, привлекающей внимание экспериментаторов и теоретиков. Отдельный интерес представляет исследование кластерной структуры возбужденных состояний ядер и вероятностей их развала по определенным каналам. Ядро ${}^6\mathrm{Li}$ является одним из самых легких ядер, имеющим ярко выраженную кластерную структуру. Этому ядру посвящено много теоретических и экспериментальных работ [7–12]. Рассматриваемыми вариантами кластерной структуры возбужденных состояний ядра ${}^6\mathrm{Li}$ являются: $\alpha + p + n$; $\alpha + d$; $t + {}^3\mathrm{He}$; ${}^5\mathrm{Li} + n$; ${}^5\mathrm{He} + p$.

Исследования кластерной структуры ${}^6\mathrm{Li}$ ведутся в течение длительного времени, однако необходимость получения количественных данных о вероятности развала возбужденных состояний через различные кластерные каналы имеется до сих пор. В рамках темы будет исследована кластерная структура легких ядер (${}^{6,7}\mathrm{Li}$, ${}^9\mathrm{Be}$, ${}^{10,11}\mathrm{B}$ и др.). Актуальность исследования определяется потребностью в понимании кластерной

структуры легких ядер и сравнительного вклада различных кластерных конфигураций. Это расширит представления о структуре ядерной материи и механизмах ядерных реакций с участием легких ядер.

Для определения кластерной структуры возбужденных состояний ^{6}Li предлагается исследование неупругого рассеяния альфа-частиц с возбуждением различных состояний с регистрацией как рассеянной альфа-частицы, так и различных частиц от развала этих состояний (нейтроны, протоны или альфа-частицы). Выбор альфа-частиц в качестве ядер-снарядов обусловлен их простейшей структурой, что позволяет упростить изучение механизмов ядерных реакций и получать информацию о структуре ядра мишени, а из-за достаточно малых энергий порогов развала через каналы $\alpha + p + n$, $\alpha + d$, ^{5}Li + n и ^{5}He + p многие возбужденные состояния ^{6}Li могут разваливаться с испусканием нейтронов, протонов или альфа-частиц.

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

Интерес к получению нейтронных данных остается значительным, связанным в основном с потребностью данных при разработке ядерных реакторов нового поколения. Поэтому и получение нейтронных данных, их анализ и систематизация остаются актуальными.

Проведен анализ спиновой зависимости *p*-волнового рассеяния нейтронов сферическими ядрами в области $A \approx 60$–130. Спин-орбитальное расщепление 3*p*-максимума нейтронной силовой функции описано в рамках двух-фононного приближения метода связанных каналов. Сечение неупругого рассеяния нейтронов через составное ядро сравнимо с сечением прямого возбуждения коллективных состояний при энергии ~1 МэВ.

Были проведены расчеты и измерения с целью определения оптимальных условий для получения необходимых нейтронных данных для быстрых нейтронов на фотонейтронном источнике ускорителя ЛУЭ-8. Для решения подобных задач с использованием быстрых, медленных и тепловых нейтронов проведены исследования возможности вывода нейтронов из фотонейтронного источника, формирования пучка соответствующих нейтронов, разработаны методики и созданы установки для нейтронных измерений.

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

В рамках приоритетного направления развития науки, технологий и техники в Российской Федерации «Рациональное природопользование» и Критических технологий Российской Федерации – «Технологии поиска, разведки, разработки месторождений

полезных ископаемых и их добычи» и «Технологии мониторинга и прогнозирования состояния окружающей среды, предотвращения и ликвидации ее загрязнения» актуальным является использование новых ядерно-физических установок для нейтронно-активационного анализа (НАА), который получил широкое распространение в анализе высокочистых веществ и геологических проб. Актуальным является определение содержания редких элементов, например, рения, в радиоактивных горных 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. Проводилась отработка методики измерения содержаний рения в рудных породах. Пробы облучались нейтронами фотонейтронного источника. 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 (рисунок 1) на ускорителе FNAL, Batavia, USA был принят DOE (Department of Energy, US) 11 ноября 2009 г.

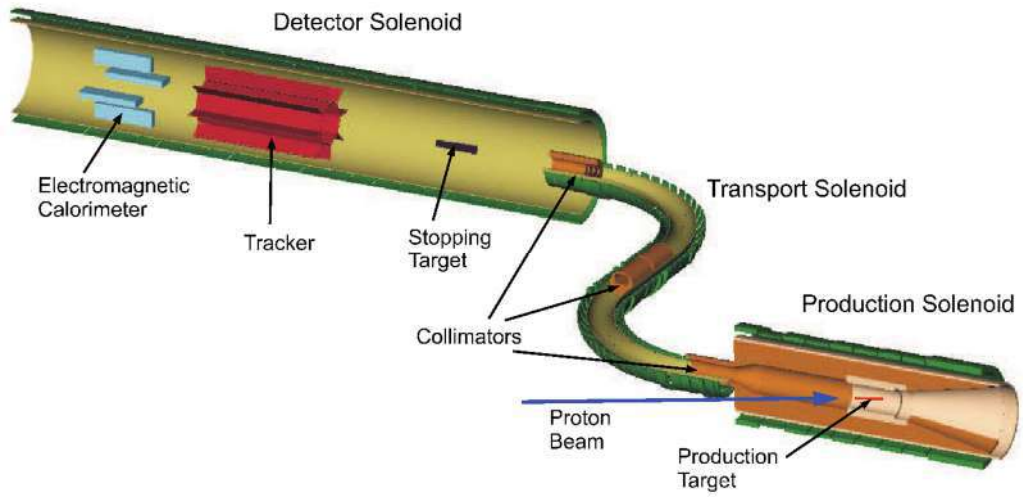


Рисунок 1– Эксперимент Mu2e по поиску процесса конверсии мюона на ядре на ускорителе FNAL, (Batavia, USA, web cite http://mu2e.fnal.gov)

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

Эксперименты по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций ведутся в двух направлениях. Это, во-первых, поиск n-nbar переходов на интенсивных пучках медленных нейтронов, когда нейтрон переходит в антинейтрон, а тот аннигилирует на ядре детектора. Регистрация продуктов аннигиляции является свидетельством нейтон-антинейтронных осцилляций. Лучший результат, полученный на пучке реакторных нейтронов в ILL (Гренобль, Франция) составляет $\tau_{n\to\underline{n}} \geq 0.86 * 10^8 s$. В настоящее время международной коллаборацией NNbar готовится эксперимент по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций на пучке холодный нейтронов на ESS (European Spallation Source, LUND, Швеция) и планируется улучшить этот результат на 2-3 порядка.

В настоящее время идет подготовка эксперимента по поиску $n \to \underline{n}$ осцилляций на реакторных ультра-холодных нейтронах (UCN) на реакторе WWR-M (ПИЯФ, Гатчина).

Другое направление экспериментов по поиску осцилляций – это поиск n-nbar 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. Это направление интенсивно развивается в последнее время (Super-Kamiokande, DUNE).

Ключевым моментом в создании экспериментальных установок по поиску осцилляций является численное моделирование с целью повышения эффективности регистрации основных событий и подавления фонов. Признаком перехода нейтрона в антинейтрон является аннигиляция образовавшегося антинейтрона на стенках ловушки (UCN, Гатчина) или детектора (ESS). Из оценки величины периода осцилляции $\tau_{\underline{n}n} \gtrsim 10^8 c$ следует очень малая величина ожидаемого эффекта:($\lesssim 10^{-18}$). Поэтому эксперимент должен обладать максимальной возможной эффективностью регистрации очень редких антинейтронов, а для этого необходима подробная эксклюзивная информация о процессе аннигиляции медленных антинейтронов на ядрах. В основе такого генератора событий аннигиляции должна лежать теоретическая модель, достоверно описывающая сложный процесс поглощения антинейтрона ядром-мишенью.

16. Задача «Исследование подпорогового рождения легких векторных мезонов и заряженных каонов в протон и фотоядерных реакциях. Осцилляции частиц в поглощающей среде»

16.1. Прогресс и моделирование нейтрон-антинейтронных переходов в ядре ^{40}Ar

Поиск редких переходов нейтрон-антинейтрон, идущих с нарушением закона сохранения барионного числа и “открывающих окно” в “новую физику” вне стандартной

модели, – центральная задача эксперимента DUNE (США). Для получения надежных предсказаний для этого эксперимента было необходимо усовершенствовать программу каскадных расчетов взаимодействия антинуклонов с ядрами, в частности, путем внедрения в нее реалистического антинуклон-ядерного потенциала и соответствующей кинематики взаимодействий, и затем с помощью этой усовершенствованной программы выполнить его моделирование.

16.2. Возможность изучения модификации свойств J/psi мезонов в реакциях их фоторождения на ядрах около порога в случае присутствия в этом фоторождении LHCb пентакварковых резонансов P_c(4312, 4440, 4457)

Изучение рождения псевдоскалярных мезонов (заряженных каонов, η и η' мезонов), легких (ρ, ω, ϕ) и тяжелых ($K^*(892)^+$, $K_1(1270)^+$) векторных мезонов, мезонов с "открытым" и "скрытым" чармом (D, J/ψ, η_c), а также гиперонов при взаимодействии ядер и элементарных проб (протонов, пионов, 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, короткодействующая часть нуклон-нуклонного потенциала.

Свидетельством актуальности проблемы являются проводимые и планируемые эксперименты в области "in-medium physics" во всех ведущих физических центрах мира. Учитывая вышесказанное, в данной задаче рассмотрена возможность обнаружения модификации свойств J/ψ мезонов в ядерной материи в фотоядерных реакциях вблизи порога в случае дополнительного рождения в этих реакциях недавно открытых коллаборацией LHCb экзотических пятикварковых резонансов P_c(4312, 4440, 4457). Цель работы – выяснить ограничения на вероятности их распадов (вне ядра) по каналу $P_c \to J/\psi p$, при которых еще можно наблюдать модификацию свойств рожденных в ядре в прямых процессах J/ψ мезонов.

16.3. Возможность наблюдения пентакварковых резонансов со скрытой “прелестью” в реакциях фоторождения боттомония на протонах и ядрах около порога

В последние годы в различных распадах были обнаружены четырех и пятикварковые экзотические адронные состояния (так называемые XYZ и P_c состояния). Структура этих состояний выходит за рамки двух и трехкварковой мезонной и барионной структур, предсказываемой стандартной кварковой моделью. Они содержат, помимо легких u и d кварков, также тяжелые c и b кварки (см. задачу 16.2). Понимание их свойств и строения (то ли это истинные кварковые необычные состояния, то ли связанные состояния двух мезонов или мезона и бариона) является в настоящее время предметом многочисленных теоретических и экспериментальных исследований. В их результате будет получено более полное понимание КХД как теории сильного взаимодействия.

Наряду с XYZ и P_c состояниями в ряде недавних работ было предсказано существование так называемых пентакварковых резонансов со скрытой “прелестью” (Pb состояния). Их обнаружение является одной из центральных задач сооружаемых в США и Китае электрон-ионных коллайдеров. В качестве предсказаний для будущих экспериментов на этих коллайдерах, в данной задаче рассмотрена возможность наблюдения пентакварковых резонансов со скрытой “прелестью” в реакциях фоторождения боттомония Y(1S) на протонах и ядрах около порога.

16.4. Околопороговое рождение $K^*(892)^+$ мезонов в π^-A реакциях и $K_1(1270)^+$ мезонов в K^-A реакциях

В литературе (см. ниже) 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 взимодействий – в ядерной материи (или о значениях скалярных киральных конденсатах в легком и странном кварковых секторах в ядерной среде). Поэтому для будущих экспериментов представляется крайне важным выяснить чувствительность измеряемых наблюдаемых (дифференциальных и полных сечений рождения на ядрах) к возможным изменениям их масс в ядерной материи.

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

1.1. Работы по детектору ФИТ

1.1.1. Интеграция и установка северного плеча детектора ФИТ на установке ALICE

Детектор ФИТ (FIT) основан на комбинации черенковских и сцинтилляционных детекторов (массив черенковских счётчиков с прямым светособиранием на радиационно- и магнитостойкие фотоумножители) позволит достичь высокого временного разрешения при определении времени столкновения (что схоже с функционалом детектора T0), а сцинтилляционная подсистема позволит обеспечить герметичное покрытие более широкого диапазона псевдобыстрот при разумной стоимости всего детектора (что схоже с функционалом детектора V0). Эти подсистемы детектора ФИТ получили название детекторы FT0-C, FT0-A и FV0.

В 2019 году коллаборация ALICE приняла решение о расширении функций детектора FIT и включила в его состав детектор FDD для исследования дифракционных процессов при малых поперечных импульсах. FDD детектор состоит из двух частей (A и C) расположенных по обе стороны от точки взаимодействия (IP) эксперимента ALICE. Каждая часть представляет из себя двухслойный сцинтилляционный годоскоп.

Схематичное изображение детектора FIT представлено на рисунке 2.

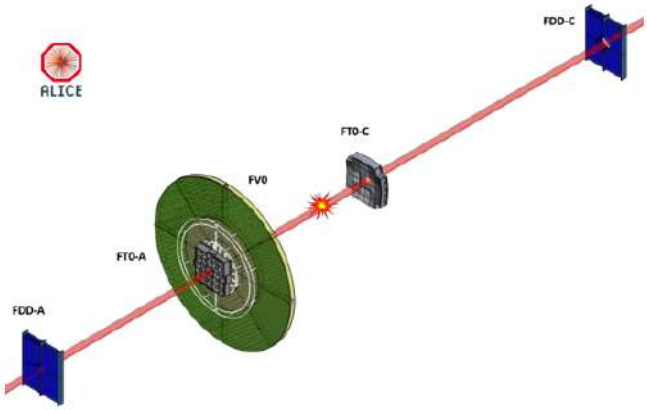


Рисунок 2 – Схематичное изображение детектора FIT

В декабре 2019 года была проведена интеграция верхней половины северного плеча FT0-C детектора FIT с верхней половиной детектора MFT (рисунок 3).

Рисунок 3 – Сборки верхней половины детекторов FT0-C и MFT с механическими компонентами детектора ITS

В ноябре 2020 года была проведена тестовая интеграция сборки детекторов FT0-C и MFT с механическими компонентами детектора ITS (рисунок 4).

В данном разделе последовательно представлены этапы интеграции и установки детектора северного плеча детектора FIT, которые иллюстрируются фотографиями каждого этапа работы (рисунки 4, 5 и 6).

В декабре 2019 года была проведена интеграция верхней половины северного плеча детектора FIT (FT0-c) с верхней половиной детектора MFT. В ноябре 2020 года была проведена тестовая интеграция сборки детекторов FIT-C и MFT с механическими компонентами детектора ITS.

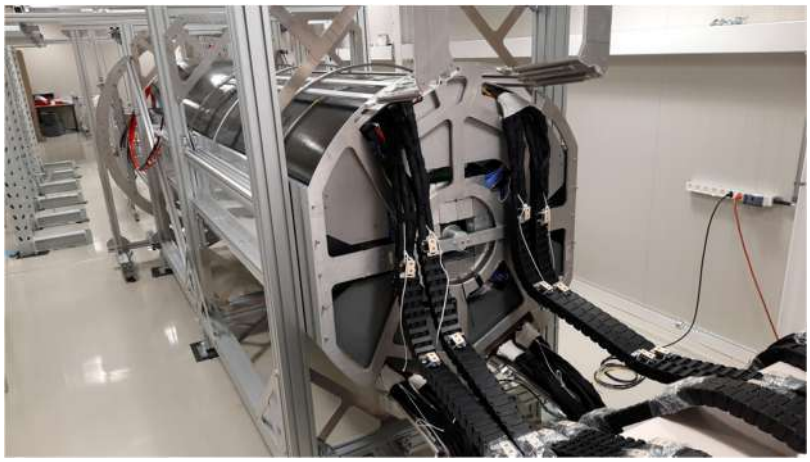


Рисунок 4 – Интеграция сборки детекторов FT0-C и MFT с механическими компонентами детектора ITS

Рисунок 5 – Транспортировка верхней половины детекторной сборки FIT-C и MFT в ALICE на верхнюю платформу (слева). Транспортировка верхней половины детекторной сборки FIT-C и MFT в ALICE на мини платформу (в центре). Процесс установки нижней половины детекторной сборки FIT-C и MFT (справа)

Рисунок 6 – Детекторы FIT-C и MFT после установки внутри время-проекционной камеры обновлённого эксперимента ALICE в декабре 2020 г. (слева). Завершение установки детекторов FT0-C и MFT (справа)

1.1.2. Тестирование северного плеча детектора FIT в составе модернизированного эксперимента ALICE

После успешной установки детектора в штатной позиции было проведено подключение его сигнальных и высоковольтных кабелей к четырём патч-панелям вблизи мюонного абсорбера ALICE. Далее было проведено по канальное тестирование целостности и работоспособности детектора. Для этого последовательно производилось измерение сопротивления каждого канала считывания, а также их засветка путём поочерёдного подключения оптических волокон к выходу пикосекундного лазера. Была измерена амплитуда импульсов в каждом канале считывания, а также ток питания каждого модуля детектора. В результате в пяти каналах считывания было выявлено отклонение сопротивления от ожидаемой величины в 10 кОм:

1) В канале D5-3 наблюдался обрыв. Дальнейшая проверка выявила дефекты монтажа SMA разъёма коаксиального кабеля, соединяющего патч-панели вблизи абсорбера и в стойке со считывающей электроникой.

2) Сопротивление канала D5-4 составляло 8,0 кОм вместо 10 кОм. Других отклонений в характеристиках этого канала выявлено не было. В дальнейшем (через трое суток), сопротивление канала вернулось к штатной величине 10 кОм.

3) Сопротивление каналов D6-1, D6-2 и D6-3 составляло 42 Ом, 120 Ом и 350 Ом соответственно. В первом и втором каналах наблюдалось ослабление амплитуды сигналов. Во всех каналах наблюдались осцилляции с характерной частотой ~50 Гц и амплитудой от 1 до 5 мВ.

Была проведена рефлектометрия каналов D6-1…D6-4, которая подтвердила целостность сигнальных кабелей детектора (рисунок 7). Следовательно, причина проблемы расположена внутри корпуса детектора – в ММСХ разъёмах кабелей, либо на платах съёма сигналов МКП-ФЭУ (рисунок 8).

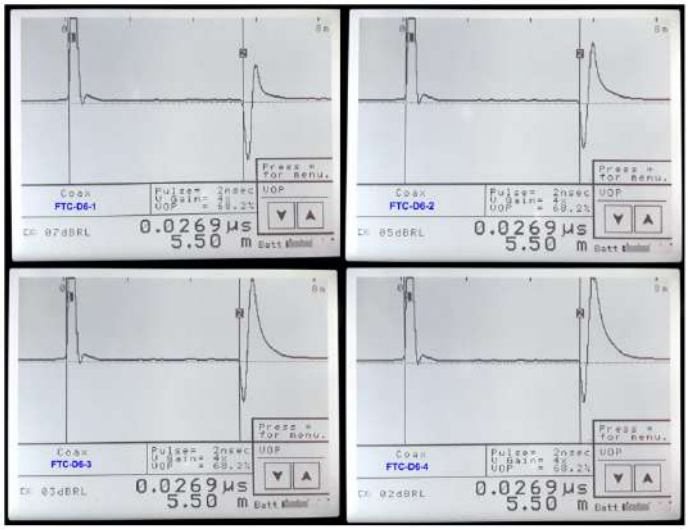


Рисунок 7 – Рефлектограммы каналов D6-1…D6-4 детектора

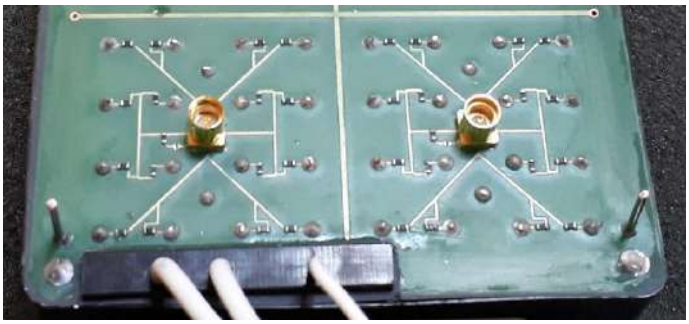


Рисунок 8 – Фотография двух каналов платы съёма сигналов МКП-ФЭУ

Пониженное сопротивление каналов может быть вызвано проводимостью влаги, сконденсировавшейся в герметичном объёме детектора в ходе его перевозки в кузове

грузового автомобиля при температуре 0°C, либо результатов химической реакции следовых количеств флюса внутри/вблизи MMCX разъёмов.

Из-за особенностей конструкции детекторов TPC и MFT эксперимента ALICE, физический доступ к детектору FIT-C после его установки чрезвычайно затруднён. Для решения возникшей проблемы, связанной с пониженным сопротивлением трёх каналов модуля D6, на каждый из них было подано низкое напряжение (от 3 до 20 В) с целью прогрева областей проводимости, возникших в ходе установки детектора. В результате кратковременного прогрева (до 15 минут), сопротивление каналов D6-1, D6-2 и D6-3 изменилось до 1,4 кОм, 1,3 кОм и 1,8 кОм соответственно.

Рефлектограммы рассматриваемых каналов, полученные после прогрева, подтверждают отсутствие значимых отклонений сопротивления (рисунок 9). Амплитуда осцилляций частотой 50 Гц уменьшилась до пренебрежимо малых величин (<0,2 мВ), а амплитуды сигналов при засветке каналов модуля D6 стали соответствовать ожидаемым величинам.

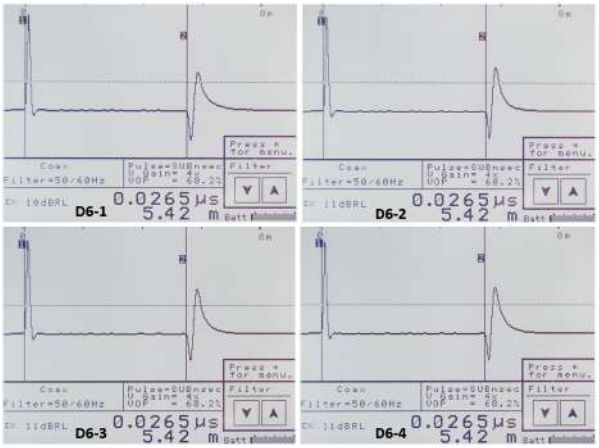


Рисунок 9 – Рефлектограммы каналов D6-1…D6-4 детектора после подачи низковольтного напряжения на первые три канала с целью их прогрева

Распределение амплитуд сигналов при засветке каждого канала детектора представлено на рисунке 10 слева. На рисунке 10 справа представлено аналогичное распределение с поправкой на неоднородность коэффициентов усиления четырёх каналов каждого МКП-ФЭУ. Распределение измеренных величин тока питания МКП-ФЭУ показано на рисунке 11.

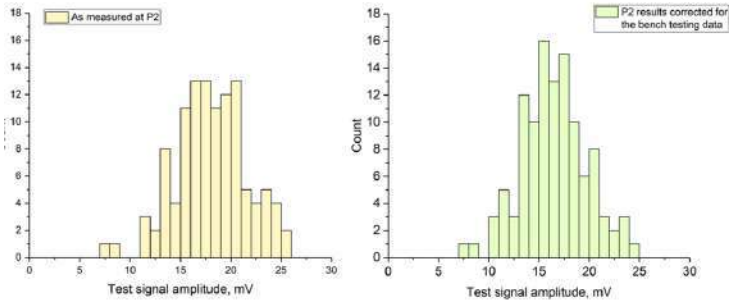


Рисунок 10 – Слева: амплитуды сигналов при поканальной засветке детектора FIT-C. Справа: аналогичное распределение с поправкой на неравномерность усиления каналов МКП-ФЭУ

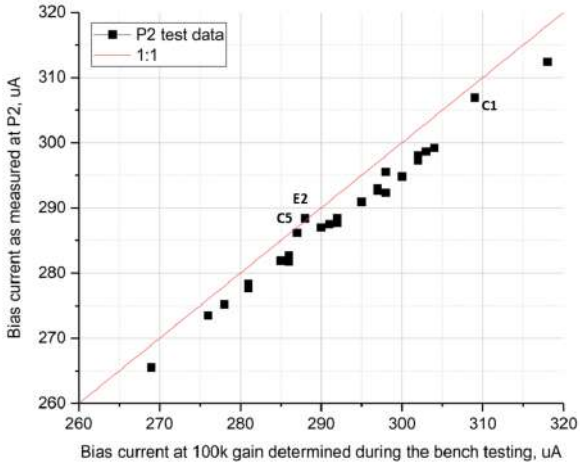


Рисунок 11 – Величины тока питания МКП-ФЭУ детектора FIT-C, измеренные после установки, в зависимости от аналогичных величин, измеренных при входном тестировании МКП-ФЭУ в 2019 г.

1.1.3. Исследование влияния модовой структуры лазерного света на параметры оптических разветвителей

Лазерная система калибровки (ЛСК) детектора FT0 требует разветвления оптических импульсов одного пикосекундного лазера для одновременной засветки 208 каналов детектора. Для этой цели создаются «деревья» оптических разветвителей, с одним входом и двумя выходами у каждого разветвителя. Для соответствия диапазону чувствительности фотосенсоров, ЛСК FT0 будет использовать лазерный свет с длиной волны 440 нм. Готовые коммерчески доступные решения для разветвления света этой длины волны на 208 выходов с минимальными потерями не существуют. Поэтому, «деревья» оптических разветвителей для ЛСК FT0 собираются в ИЯИ из отдельных оптических разветвителей, изготовленных на заказ.

Поставляемые оптические разветвители имеют большой разброс характеристик, включая непозволительно большие световые потери, либо слишком неравномерное

деление света. В связи с этим, в ИЯИ осуществляется входной контроль параметров каждого сплиттера. В качестве замены мощного импульсного лазера PicoQuant PDL800-D с головкой LDH-P-C-440M, который будет использован в детекторе FIT, для процедуры входного контроля используется менее мощный лазер с постоянной засветкой Komoloff B60 той же длины волны (440 нм).

В ходе входного тестирования поставляемых сплиттеров, наблюдалось нарушение повторяемости получаемых результатов в случае нарушения фокусировки лазера. Причиной этому может служить изменение модовой структуры света, попадающего в оптическое волокно, при несимметричности двух выходных веток оптических разветвителей. Аналогичное явление может привести к отсутствию повторяемости между характеристиками оптических разветвителей в ходе входного тестирования в ИЯИ и при использовании в составе «деревьев» разветвителей в ЛСК FIT в ЦЕРН. Для проверки соответствия между характеристиками сплиттеров, измеренными в ИЯИ и ожидаемыми в ЦЕРН, были отобраны и пересланы в ЦЕРН пять сплиттеров с различными характеристиками. Схема установки для измерения их параметров в ЦЕРН представлена на рисунке 12. Результаты измерения сведены в таблицу 1.

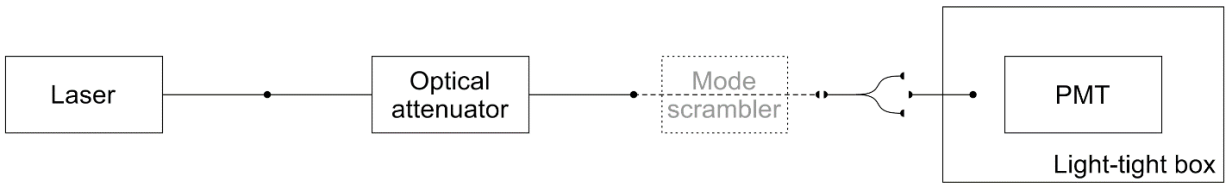


Рисунок 12 – Схема установки для измерения характеристик разветвителей

Таблица 1 – Сравнение характеристик разветвителей

Разветвитель №	Неравномерность, %		Потери света, дБ	
	ИЯИ	ЦЕРН	ИЯИ	ЦЕРН
185	1.7	8.7	0.4	1.4
587	1.2	13	0.4	0.6
599	2.9	16	0.3	0.8
608	1.2	14	0.3	0.4
614	4	22	0.3	0.3

Как можно видеть из таблицы 1, большинство протестированных разветвителей характеризуются схожим уровнем потерь света как при использовании лазера PicoQuant,

так и при использовании лазера Komoloff. Однако, показатели неравномерности деления света отличаются в несколько раз. Это указывает на существенные различия в модовой структуре света в установках в ИЯИ и ЦЕРН. Дополнительным подтверждением является также существенное различие профилей пучка (см. рисунок 13).

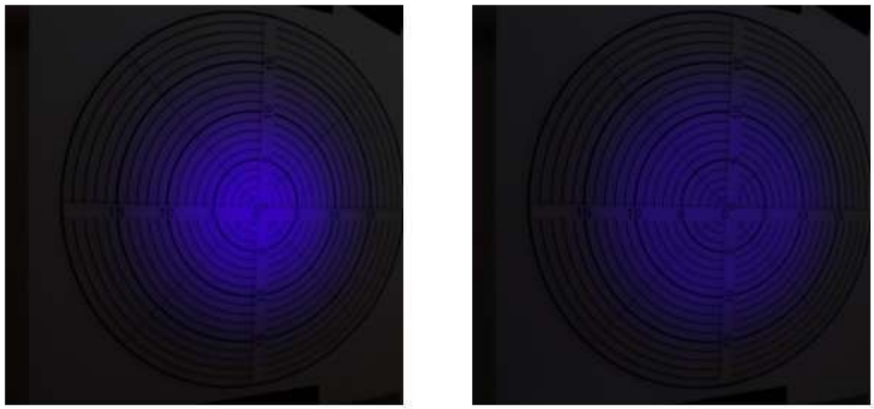


Рисунок 13 – Слева: профиль пучка на выходе №1 разветвителя №185; справа: профиль пучка на выходе №2 разветвителя №185

Был проведён скрининг профиля пучка непосредственно на выходе двух лазеров, без использования сплиттеров. Результаты представлены на рисунке 14. Очевидна разница в модовой структуре пучков – плоское распределение мод в пятне засветки лазера, используемого в ИЯИ, и колоколообразное – для лазера, используемого в ЦЕРНе. Первое распределение соответствует картине, ожидаемой для многомодового лазера, оптоволоконного порта и волокна. Вторая картина характерна для света, распространяющегося по одномодовому оптическому волокну, либо для использования одномодового оптоволоконного порта.

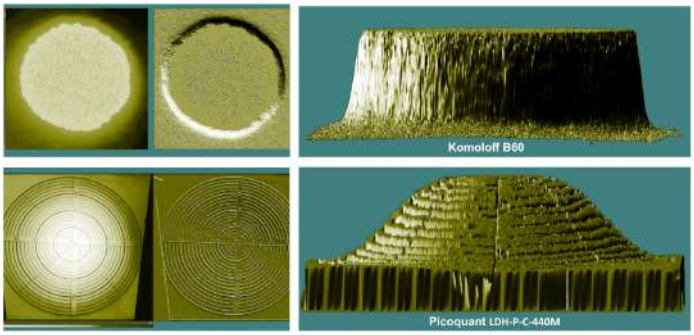


Рисунок 14 – Скрининг профилей пучка лазеров Komoloff B60 и PicoQuant PDL800-D с головкой LDH-P-C-440M

В ходе дальнейшей инспекции, действительно, было обнаружено использование в лазере Picoquant оптоволоконного порта, предназначенного для одномодовых волокон. Для коррекции профиля пучка лазера Picoquant и неравномерности распределения света в

сплиттерах, планируется замена оптического порта и/или применение модового «скрэмблера».

1.1.4. Компьютерное моделирование и реконструкция событий детектора FT0 как части системы обработки данных ALICE O2

Целью эксперимента ALICE на Большом адронном коллайдере (БАК) является исследование свойств кварк-глюонной материи, состоящей из свободных кварков и глюонов, в которую переходит ядерная материя, в условиях высокой температуры и плотности энергии.

В течение 2016-2021 годов выполняется модернизация эксперимента, связанная с усовершенствованием БАК [13]. После реконструкции светимость будет достигать $6 \cdot 10^{27} cm^{-2} s^{-1}$, что соответствует частоте столкновений ядер свинца 50 кГц. Целью ALICE является интегральная светимость 13 $нб^{-1}$ для столкновений ядер свинца с энергией $\sqrt{s_{NN}}$=5.5 ТэВ, а также набор контрольных данных протон-ядерных и протон-протонных столкновений. Частота протонных взаимодействий с энергией $\sqrt{s}$ =14 ТэВ будет достигать 1-5 МГц. Модернизированный эксперимент возобновит работу в 2022 году.

Новый триггерный детектор ФИТ является частью этой модернизации [14]. Он состоит из трех детекторов: FT0, FV0 и FDD. Детектора FT0 состоит из двух сборок (A и C) черенковских модулей расположенных по обе стороны от точки взаимодействия ускоряемых протонов или ионов. Каждый модуль основан на четырёх черенковских радиаторах из плавленого кварца толщиной 2 см, введённых в оптический контакт с адаптированной версией МКП-ФЭУ Planacon XP85002/FIT-Q. Боковые стенки радиаторов зеркальны изнутри (для лучшего светособирания) и непрозрачны (снаружи покрыты чёрной краской).

FT0 должен режиме он-лайн вырабатывать триггер начала взаимодействия (min bias), триггер нахождения Z-координаты вершины столкновения в заданном интервале (вертекс триггер), триггеры центральности, а также постоянно мониторировать светимость и передавать информацию системе управления БАК. FT0 детектор офф-лайн определяет время взаимодействия, Z-координату вершины и множественность столкновения.

Модернизация считывающей электроники позволит собирать и записывать данные как в триггерном, так и в непрерывном режиме. Для выполнения этих задач требуется разработка совершенно новой вычислительной системы, которая будет использоваться для быстрой реконструкции событий и сжатия потока данных – ALICE O2 [15].

Исследование характеристик детектора ФИТ

Монте-Карло (МС) - это моделирование эксперимента от начала взаимодействия пучков протонов или ядер заданной энергии до получения данных аналогичных тем, которые будут считаны с электроники детектора. Геометрия установки и функции отклика детектора заданы насколько возможно точно, как показано на рисунке 15.

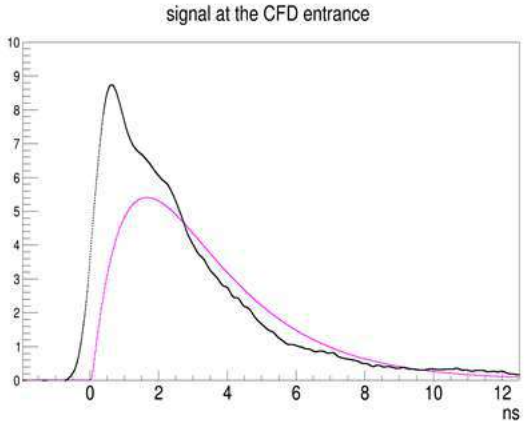


Рисунок 15– Сравнение формы импульса на выходе МКП (с учетом длинного кабеля) и симулированного сигнала на входе в CFD от прохождения одного пиона с энергией 2 ГэВ через кварцевый радиатор и входное окно МКП

Заряженные частицы, образующиеся при столкновении пучков, вызывают в кварцевом радиаторе детектора FT0 поток черенковских фотонов, которые проходят через стекло МКП и регистрируются фотокатодом. Эффективность регистрации зависит от энергии фотона. Для оцифровки моделировался сигнал модуля Constant Fraction Discriminator (CFD) в зависимости от времени прилета каждого фотона и от их количества. Также учитывался низкочастотный «белый» шум и мертвое время CFD.

Результаты оцифровки хранятся в структуре, называемой Digits — данные с детектора для одного пересечения пучков (банча). Внутри одного банча продолжительностью 25 нс могут сталкиваться несколько частиц (ядер или протонов), но детектор будет регистрировать их как одно взаимодействие. При этом время в канале соответствует времени первого сигнала, а амплитуда будет суммарной для всех взаимодействий. Последним шагом в подготовке симулированных raw- данных является преобразование Digits в формат, совпадающий с тем, что выдает считывающая электроника (FEE). FT0 получает данные с 18 модулей Processing Module (PM) и одного Trigger and Control Module (TCM). К данным добавляются заголовки, содержащие информацию о номере банча (BC), орбите и номере модуля. После этого первичные (raw) данные готовы к тестированию разработанного для реальных данных программного обеспечения. Их можно использовать для проверки характеристик детектора, таких как разрешение

определения момента взаимодействия, положения точки столкновения пучков, множественности и центральности взаимодействия, а также плоскости реакции.

Многие методики физического анализа основаны на способности детектора ALICE выполнять идентификацию частиц (PID) с использованием различных и взаимодополняющих методов. Для частиц со средним импульсом (от 0,5 до 3-4 ГэВ/с) основным является время-пролетный метод, то есть определение массы частицы по времени её пролёта от момента взаимодействия до детектора. Этот метод обеспечивает хорошее разделение пионов и каонов с импульсом до 2,2 ГэВ/с и каонов/протонов с импульсом до 4 ГэВ/с [16]. Точность измерения времени пролета зависит от точности определения момента взаимодействия, импульса и длины трека, момента регистрации частица время-пролетным детектором (Time-Of-Flight — TOF), как описано формулой 1.

$$\sigma_{PID(TOF)} = \sqrt{(\sigma^2_{TOF} + \sigma^2_{TimeZero} + \sigma^2_{tracking})} \quad (1)$$

Как до, так и после модернизации установки ALICE, основная роль в определении момента взаимодействия (TimeZero) пучков протонов принадлежит детекторам T0 (RUN1 и RUN2) и строящемуся детектору FT0 (RUN3).

Для оценки точности определения момента столкновения с помощью детектора FT0 было проведено моделирование 20000 протон-протонных взаимодействий с $\sqrt{s}$ = 14 ТэВ, с помощью генератора событий PYTHIA [17] и системы O2. В геометрию установки АЛИСЕ были включены вершинный и передний трекинговые детекторы (ITS, MFT), FV0 и FT0 детекторы и ионопровод. Полученные данные были оцифрованы с учетом отклика детектора FT0 и предполагаемой частоты взаимодействий 1 МГц, что позволило учесть попадание в один банч нескольких столкновений. На рисунке 16 показано распределение разницы среднего времени прилета частиц сторон A и C, поправленного на положение вершины взаимодействия. Зеленая линия – это Гауссовый фит распределения, его ширина определяет разрешение детектора. Видно, что эта величина не превышает 20 пс.

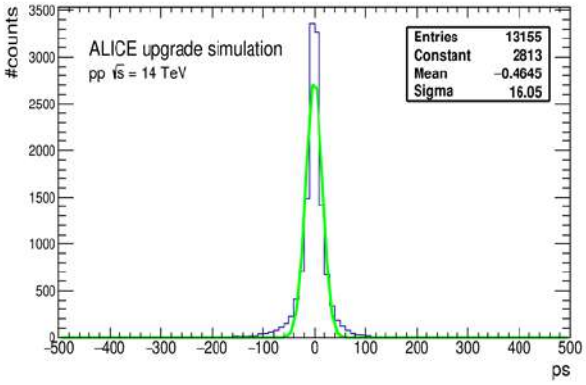


Рисунок 16 – Распределение разницы среднего времени прилета частиц сторон A и C, поправленного на положение вершины взаимодействия

Важными задачами модернизированного детектора ALICE является изучение редких процессов с участием содержащих тяжелые кварки адронов, состояний кваркония, с образованием джетов в зависимости от центральности взаимодействия. Для сферических ядер геометрия взаимодействия характеризуется прицельным параметром — вектором b, соединяющим центры сталкивающихся ядер в плоскости пучков. В эксперименте центральность события обычно определяется как процент от общего сечения адронного взаимодействия.

Точность определения центральности, базирующаяся на измерении амплитуды, является одной из основных характеристик детектора ФИТ. Основой для анализа были 3600 событий взаимодействия ионов свинца с $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,5 TeV с прицельным параметром от 0 до 20 фм от генератора событий PYTHIA8. Распределение прицельного параметра показано на рисунке 17.

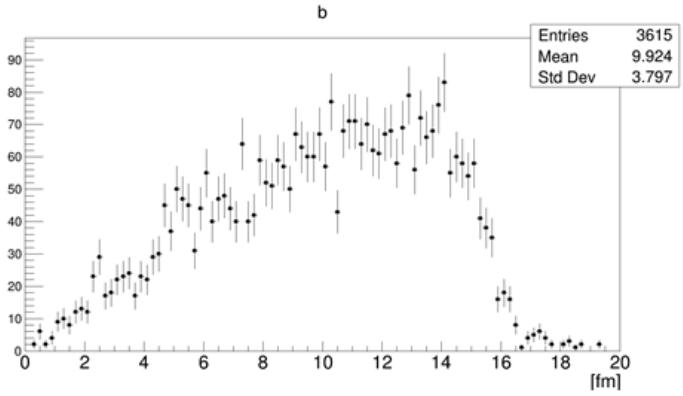


Рисунок 17 – Распределение событий по прицельному параметру при взаимодействии ионов свинца с $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,5 TeV

Обработка включала в себя транспорт через установку ALICE, оцифровку данных и их реконструкцию. Анализ результатов показал, что событиями с прицельным параметром b от 0 фм до 3,75 фм соответствует центральность 0 — 10%. Суммарная амплитуда должна быть: для детектора FT0A> 104 В; для FT0C > 35 В; для FV0 > 232,64 В. События с суммарной амплитудой в детекторе FT0A < 16,65 В, FT0C < 5,57 В и FV0 < 41,06 В являются периферическими, их прицельный параметр больше 10,288 фм и центральность соответствует 50 — 100%. На рисунке 18 показана точность определения центральности всеми подсистемами детектора ФИТ. Видно, что для центральных и полу-центральных событий разрешение детектора при использовании всех трех подсистем лучше 2%.

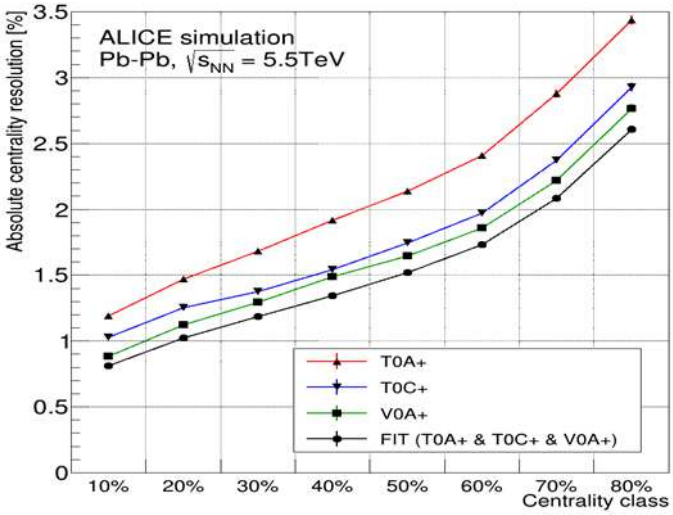


Рисунок 18 – Точность измерения центральности взаимодействия подсистемами детектора ФИТ. Красная линия – FT0A, синяя – FT0C, зеленая – FV0. Черная линяя относится к комбинации всех 3-х подсистем

Для ядро-ядерных столкновений характерна азимутальная анизотропия коллективных потоков частиц, вызванная анизотропией начальной геометрии сталкивающихся ядер при ненулевых прицельных параметрах. В нецентральных столкновениях ядер направления оси пучка и вектора прицельного параметра столкновения вектора, соединяющего центры ядер, определяют плоскость реакции, рисунок 19.

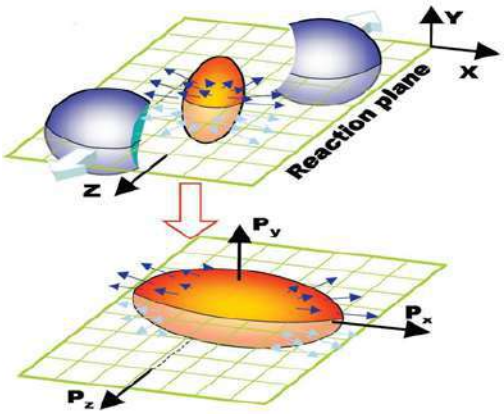


Рисунок 19 – Пример геометрии столкновения двух ионов

Для определения плоскости реакции детектором ФИТ применялись два независимых метода:

1. В генераторе событий HIJING [18] распределение плоскости реакции было задано в соответствии с измеренным в RUN1. Расчеты производились в системе AliRoot. Для оценки множественности использовалось количество фотоэлектронов на фотокатоде MCP для детектора FT0 и потери энергии для детектора FV0.

2. Метод, основанный на использовании генератора событий AMPT [19] и полной реконструкции данных в системе ALICE O^2. На основании числа фотоэлектронов, потерь энергии, функции отклика детектора и электроники определялась амплитуда в каждом канале.

На рисунке 20 изображено разрешение измерения плоскости реакции этими двумя методами. Сплошные маркеры показывают результаты первого метода, полые маркеры — второго. Разрешение детектора FV0 показано зелеными треугольниками, детекторов FT0C и FT0A – синими квадратами и красными точками соответственно.

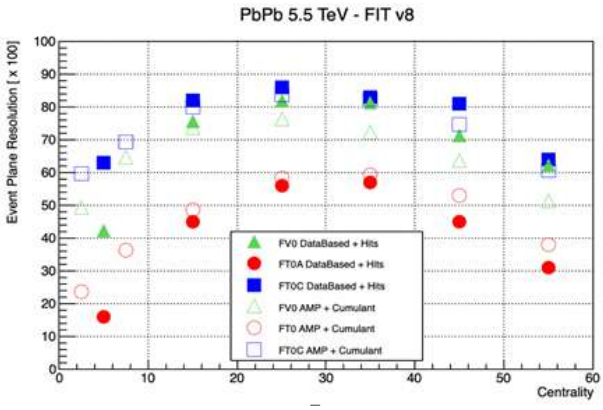


Рисунок 20 – Разрешение плоскости реакции определенной методом анализа хитов (сплошные маркеры) и полной реконструкции данных (полые маркеры) подсистемами детектора ФИТ: FV0 (зеленые треугольники), FT0A (красные точки) и FT0C (синие квадраты)

Определение времени взаимодействия при повторной реконструкции данных RUN2

Во время остановки коллайдера проводится повторная реконструкция данных 2015-2018 годов с уточненными параметрами калибровки. К каждому периоду выполняется Монте-Карло (MC) моделирование с условиями, точно повторяющими реальные: новая калибровка, поправки на изменения светимости.

В программы для моделирования детектора T0 как части системы AliRoot была добавлена возможность обрабатывать наложения событий вследствие высокой частоты взаимодействий.

Постоянно проводился контроль результатов реконструкции и MC, тренды времени взаимодействия и его разрешения показаны на рисунке 21.

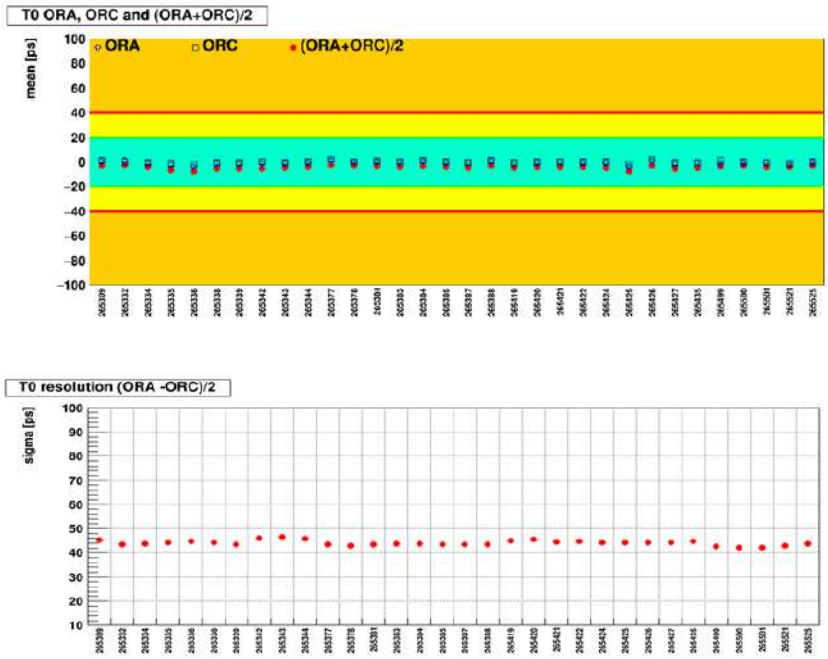


Рисунок 21 – Вверху – Тренд времени взаимодействия (TimeZero) T0A, T0C и (T0A+T0C)/2 для периода LHC18q. Видно, что TimeZero, измеренное всеми тремя методами, центрировано вокруг нуля и отклонение не превышает 5 пс. Внизу – Тренд разрешения времени взаимодействия для периода LHC18q

1.1.5. Оценка эффективности работы детектора ФИТ

Одной из задач детектора ФИТ является определение светимости в точке взаимодействия. Для этого необходимо знать эффективность регистрации событий как в *pp* так и в ядро-ядерных взаимодействиях. Эффективность работы детектора ФИТ была оценена в случае “штатной” работы детектора, но для более детального исследования различных возможных ситуации, необходимо оценить эффективность в случае выхода из строя одного блока MCP как со стороны A, так и со стороны C. Также необходимо оценить эффективность в случае выхода из строя по одному блоку MCP сразу со стороны A и со стороны C. С этой целью проводилась обработка намоделированных данных для ион-ионных взаимодействий при энергии 5,02 ТэВ. В обработке использовались данные периода LHC18i2, соответствующие Run3. При моделировании данных использовался генератор HIJING (minimum bias events) и система AliRoot 7971. В процессе обработки намоделированных данных использовалось около 50 000 событий. При выборе событий использовалось ограничение положения вершины взаимодействия ± 10 см. Также, в связи с отсутствием намоделированных данных по *pp* взаимодействиям при энергии 5,02 ТэВ, соответствующим не центральной области детектора ALICE для Run3, проводилось

моделирование 1000 *pp* взаимодействий с использованием ограничения положения вершины взаимодействия ± 30 см.

Схема нумерации блоков регистрации детектора ФИТ со стороны А представлена на рисунке 22.

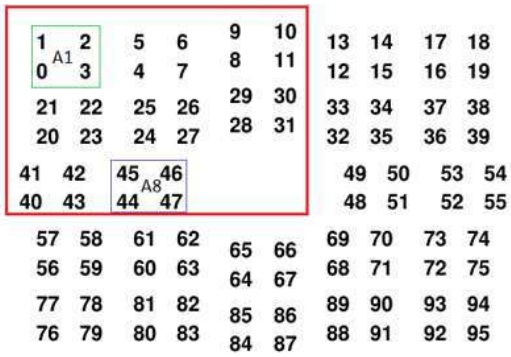


Рисунок 22 – Схема нумерации блоков регистрации детектора ФИТ со стороны А

Так как расположение блоков обладает некоторой симметрией, то для анализа выхода из строя отдельных блоков использовались только блоки, выделенные красным прямоугольником. Каждый из блоков МСР осуществляет прием сигналов с четырех квадрантов, поэтому выход из строя одного из блоков МСР, сопровождается выходом из строя четырех квадрантов. Так как каждый из МСР соответствует четырем квадрантам, то квадранты были сгруппированы по четыре для своего МСР. Например квадранты 1,2,3,4 это МСР А1 5,6,7,8 МСР А2 и так далее до МСР А8. Блоки А1 – А8 не симметричны относительно оси вакуумпровода, поэтому выход из строя одного из них будет по разному влиять на результирующую эффективность всего детектора ФИТ. При обработке результатов моделирования было установлено, что наибольший эффект получается при выходе из строя блока А8, наименьший эффект если из строя выходит блок А1. Аналогично схема блоков нумерации ФИТ С представлена на рисунке 23. Наибольший эффект получается при выходе из строя блока С3, наименьший эффект если из строя выходит блок С5. Результаты, полученные при оценке эффективности ФИТ в случае ион-ионных взаимодействий, представлены в таблице 2.

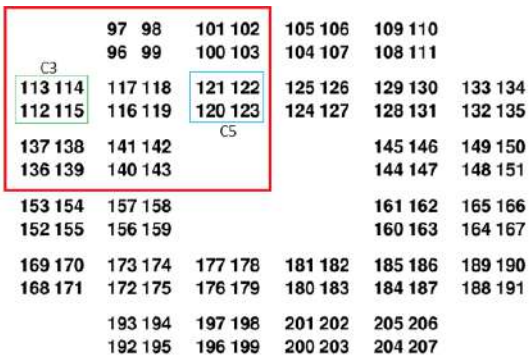


Рисунок 23 – Схема нумерации блоков регистрации детектора ФИТ со стороны С

Таблица 2 – Эффективность регистрации ион-ионных взаимодействий

	МСР С все работают	С3 не работает	С5 не работает
МСР А все работают	(99,4 – 100) %	99,8 %	99,8 %
А1 не работает	99,8 %	99,8 %	99,8 %
А8 не работает	99,8 %	99,8 %	99,8 %

В таблице 2 показана эффективность ФИТ в случае различных комбинаций выхода из строя элементов ФИТ со стороны А или со стороны С. Рассматриваются только предельные случаи, т.е. максимальный или минимальный эффект при выходе из строя одного МСР. В ситуации, когда работают все МСР, рассматривалась зависимость эффективности от множественности в событиях. Множественность оценивалась по числу отсчетов в ITS переменная Ncont. Если Ncont.< 25 то это события с малой множественностью. Для таких событий эффективность равна 99,4%, для событий с Ncont > 25 эффективность равна 100%.

При анализе эффективности ФИТ при pp взаимодействиях, использовались те же блоки, что и для ядро-ядерных взаимодействий, т.е. А1, А8, С3, С5. Была оценена эффективность работы ФИТ при регистрации событий только стороной А (orA), также была оценена эффективность работы ФИТ при регистрации событий только стороной С (orC). Получены следующие значения orA = 84,2%, orC = 76,3%. Данные результаты меньше, чем величины полученные с использованием системы ALICE O^2 (86% и 83%), что связано с внесением в систему ALICE O2 дополнительтных объектов - компонент установки ALICE. Результаты, полученные при оценке эффективности ФИТ в случае pp взаимодействий, представлены в таблице 3.

Таблица 3 – Эффективность регистрации pp взаимодействий

	MCP C все работают	C3 не работает	C5 не работает
MCP A все работают	70,4 %	70,0 %	70,0 %
A1 не работает	70,0 %	70,4 %	70,0 %
A8 не работает	69,9 %	70,0 %	69,5 %

Таким образом, на основе полученных результатов можно сделать вывод, что выход из строя одного из блоков не приводит к значительным изменениям в эффективности работы детектора ФИТ.

1.1.6. Адаптация электронных блоков FIT-FT0 для работы с детекторами FIT-FV0 и FIT-FDD

В 2019 году коллаборация ALICE приняла решение о расширении функций детектора FIT и включила в его состав детектор FDD для исследования дифракционных процессов при малых поперечных импульсах.

Для регистрации сигналов с МКП-ФЭУ Planacon XP85002/FIT-Q детектора FIT-FT0 была разработана специализированная электроника, входная часть которой изображена на рисунке 24.

Входная электроника была разработана с учетом характеристик сигнала МКП ФЭУ Photonis XP85012/FI-Q и кабельной системы детектора. Отличительной особенностью детектора является отсутствие активной электроники в непосредственной близости от фотоумножителей для обеспечения высокой радиационной стойкости детектора, а также низкой амплитуды импульсов (7,5 мВ на 1 mip) на входе электроники для обеспечения требуемого времени жизни МКР ФЭУ, имеющих ограничение по суммарному анодному заряду.

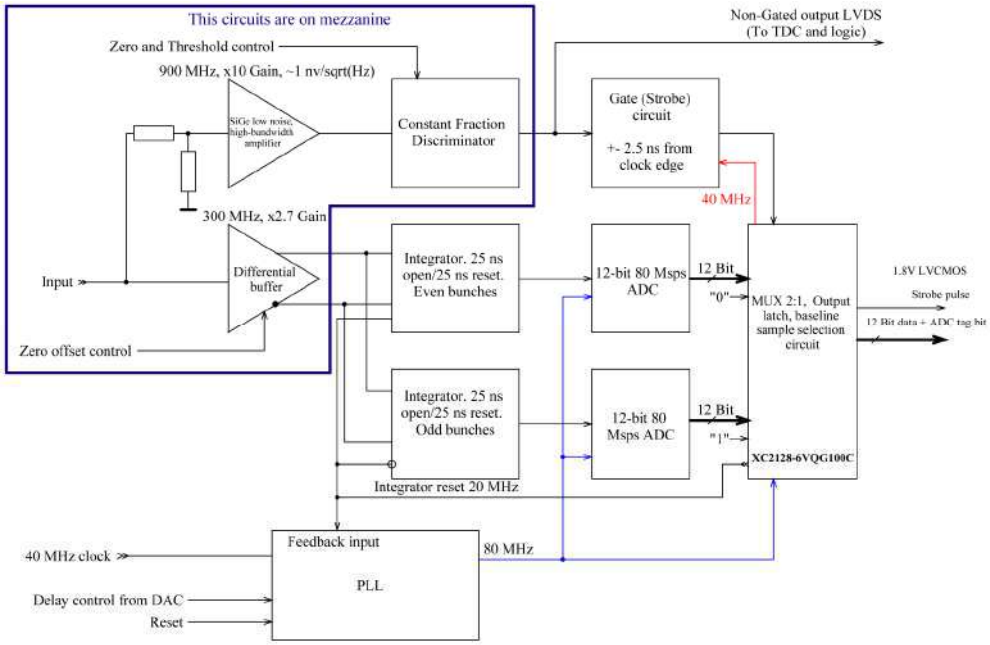


Рисунок 24– Схема входной электроники детектора FIT

Электроника FIT содержит формирователь со следящим порогом и интеграторы заряда. Эту узлы должны рассчитываться с учетом параметров ФЭУ и кабельной системы. Сигнал МКП ФЭУ детектора FIT-FT0 приведен на рисунке 25. Сигнал МКП ФЭУ отличается очень высокими скоростями нарастания и спада – передний фронт сигнала на входе электроники составляет всего 1,6 нс, время спада сигнала составляет около 4 нс. МКП ФЭУ, используемые в детекторе, имеют специально разработанные узлы снятия сигнала с анодов и схему питания, что обеспечивает отсутствие осцилляций на спаде сигнала. Это позволяет установить мертвое время дискриминатора со следящим порогом 14 – 15 нс, при этом исключаются случайные срабатывания дискриминатора при больших амплитудах импульса. Задержка сигнала дискриминатора выбирается, исходя из длительности переднего фронта сигнала, и составляет около 1,2 нс. С учетом задержки в электронных схемах оптимальная длина кабеля задержки дискриминатора составляет 105 мм.

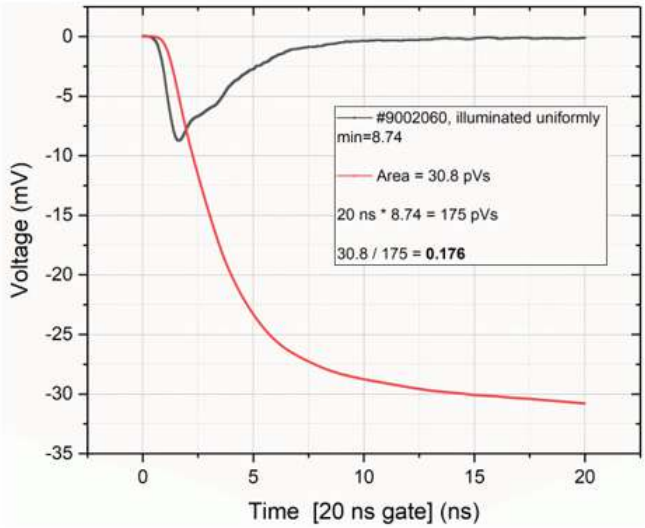


Рисунок 25 – Параметры сигнала МКП ФЭУ FIT-FT0. Заряд импульса, накопленный в интеграторе с окном 20 нс, составляет 31 пВ*сек на нагрузке 50 Ом.

Для оценки изменений, необходимых для работы входной электроники с сеточными ФЭУ R5924, была проведена серия измерений на собранном детекторе FIT-FV0 с использованием пикосекундного лазера с длиной волны 440 нм в качестве источника света. Отклик детектора на лазерные импульсы приведен на рисунке 26. Поскольку детектор использует ФЭУ в составе стандартной сборки H6614-70, не оптимизированной для работы с высокой частотой повторения событий, то на спаде сигнала наблюдаются осцилляции с собственной частотой около 112 МГц. Эти осцилляции могут вызвать ложные срабатывания дискриминатора даже при относительно небольших амплитудах входного сигнала, приведенного на графике (сигнал эквивалентен 10 mip). Время нарастания сигнала составляет 6,5 нс, время спада – примерно 10 нс. При таком времени нарастания оптимальной является длина кабеля задержки около 750 мм (задержка с учетом электроники 4,25 – 4,5 нс). Мертвое время дискриминатора можно установить в 40 нс, при этом при амплитудах сигнала более 100 мип возможны ложные срабатывания в момент четвертого периода паразитных колебаний (около временной отметки 285 нс на рисунке 26). Для изменения мертвого времени детектора необходимо увеличить емкость конденсаторов одновибратора формирователя со следящим порогом с 33 пф до 91 пф. Интеграл заряда в окне интегратора для детектора FIT-FV0 составляет 54 пВ*сек на нагрузке 50 Ом. Возможные положения окна интегратора в самый ранний и самый поздний момент времени показаны на графике синими и зелеными линиями. Изменение значения измеренного заряда в зависимости от положения импульса в окне незначительно и не превышает 3-5%.

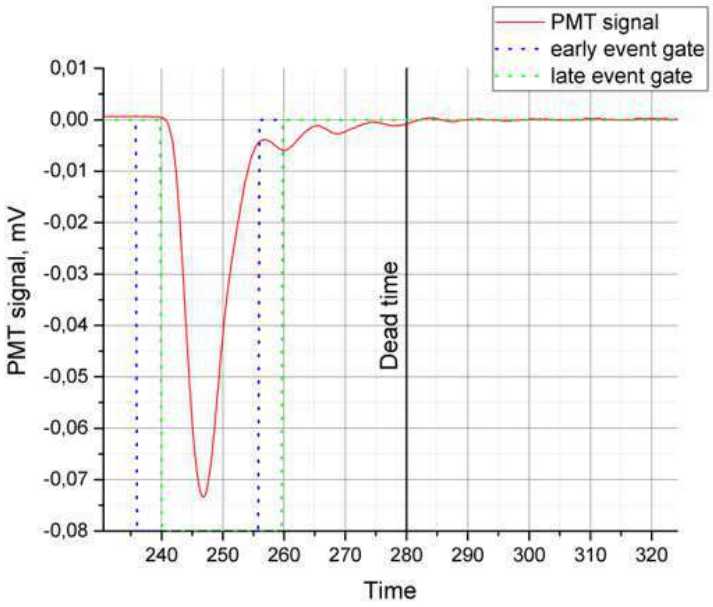


Рисунок 26 – Параметры сигналов ФЭУ FIT-FV0

Для выравнивания амплитуды сигналов детектора FV0, поступающих на АЦП после интегрирования (рисунок 27) необходимо уменьшить токи заряда конденсаторов пропорционально отношению зарядов от сигнала 1 mip для детекторов FT0 и FV0. Для этого необходимо увеличить токозадающие резисторы интегратора. При выборе номиналов из стандартного набора резисторов E24, оптимальным является увеличение сопротивления с 220 Ом до 430 Ом.

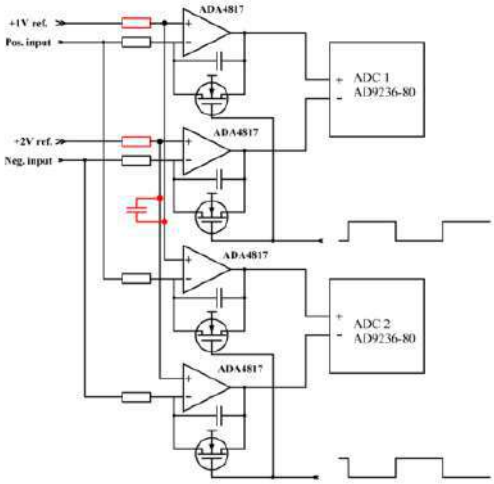


Рисунок 27 – Интеграторы заряда и АЦП

Кроме того, детектор FV0 предназначен для работы с большим динамическим диапазоном сигналов, при этом для этого детектора нет необходимости иметь разрешение в 1 mip. Для увеличения динамического диапазона детектора по амплитуде необходимо

уменьшить усиление буферного усилителя примерно в два раза. Для этого необходимо уменьшить номинал резисторов обратной связи буферного усилителя с 680 до 360 Ом. При этом количество отсчетов АЦП на 1 mip уменьшится с 16 до примерно 8, что является допустимым для работы детекторов FV0 и FDD.

1.2. Изучение электромагнитной диссоциации ультрарелятивистских ядер на коллайдерах

1.2.1. Цели и методы исследования электромагнитной диссоциации с эмиссией нейтронов

Настоящая работа ориентируется на решение следующих трех проблем. Во-первых, необходимо собрать данные об эмиссии нейтронов в ЭМД тяжелых ядер при максимальной энергии столкновений, доступной в ускорительных экспериментах. Различные модели, которые рассчитывают эмиссию нейтронов в ЭМД, могут быть проверены посредством сопоставления их результатов с этими новыми данными. Примером такой модели является модель RELDIS, предсказания которой для выходов наиболее часто образующихся вторичных ядер в результате ЭМД ^{208}Pb на LHC приведены на рисунке 28. Во-вторых, измеренные сечения эмиссии нейтронов можно использовать для повышения точности определения светимости в столкновениях ^{208}Pb–^{208}Pb путем регистрации одного или двух нейтронов в нейтронных ZDC. В-третьих, на основании предсказаний модели RELDIS, см. рисунок 29, сечения эмиссии 1, 2, ... 5 нейтронов без эмиссии протонов можно рассматривать в качестве приближений сечений образования ядер ^{207}Pb, ^{206}Pb, ^{205}Pb, ^{204}Pb, ^{203}Pb, которые нельзя измерить непосредственно на LHC.

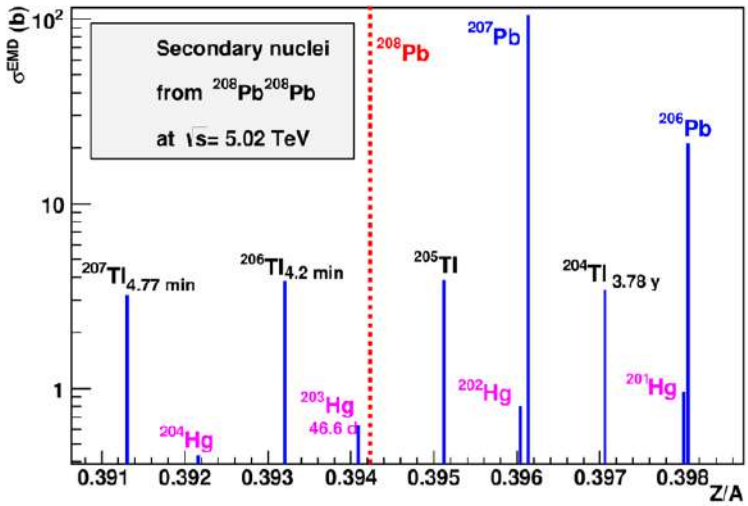


Рисунок 28 – Сечения образования вторичных ядер с заданным отношением заряда к массе Z/A, близким к Pb, рассчитанные с помощью модели RELDIS для ЭМД ядер ^{208}Pb

при $\sqrt{s_{NN}}$=5.02 ТэВ. Периоды полураспада нестабильных ядер в системе их покоя указаны рядом с соответствующими символами нуклидов

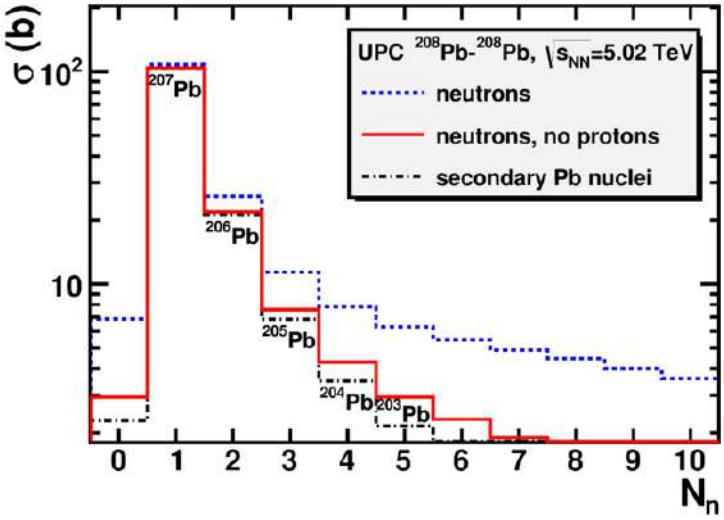


Рисунок 29 – Рассчитанные с помощью модели RELDIS сечения эмиссии определённого числа нейтронов N_n в результате ЭМД ядер ^{208}Pb при $\sqrt{s_{NN}}$=5.02 ТэВ (синяя пунктирная гистограмма), те же сечения, но без испускания протонов (красная сплошная гистограмма) и сечения для образования определённых вторичных ядер — изотопов свинца (черная штрих-пунктирная гистограмма, отмеченная символами нуклидов

Передние калориметры эксперимента ALICE

В эксперименте ALICE имеется уникальная для коллайдерных экспериментов возможность регистрировать как вылетающие вперёд нейтроны, так и протоны с помощью, соответственно, нейтронных и протонных калориметров (ZDC). Нейтронные ZDC эксперимента ALICE (NZDC: ZNA и ZNC) и протонные ZDC (PZDC: ZPA и ZPC) размещаются на расстоянии 113 м от точки взаимодействия (IP) с так называемых сторон A и C детектора ALICE. ZNA и ZNC расположены под нулевым углом по отношению к оси пучка LHC. Они используются для детектирования вылетающих вперёд нейтральных частиц при псевдобыстротах $|\eta|>$ 8,8. Каждый из протонных ZDC (ZPA и ZPC) охватывает тот же диапазон псевдобыстрот, но протоны отклоняются магнитным полем LHC, прежде чем они попадут в протонные ZDC.

Используемые наборы данных по ЭМД

Были проанализированы данные о столкновениях ^{208}Pb–^{208}Pb при $\sqrt{s_{NN}}$=5,02 ТэВ, полученные в эксперименте ALICE в 2018 г. (Run II, период LHC18r, обработка pass1_emd). Анализировались результаты специальных ЭМД сеансов (с номерами 297328, 297331), которые характеризовались низкой светимостью и, как следствие, низкой вероятностью

наложения событий. Для анализа данных использовалась программа AliPhysics версии v5-09-37-01-1.

Особенности анализа данных по ЭМД

На первом этапе анализа данных события отбирались по триггеру 1ZED. Для этого триггера требуется как минимум одно попадание нейтрона в ZNA или ZNC. Иначе говоря, триггер 1ZED основан на сигнале ИЛИ уровня 1 от нейтронных ZDC на стороне A или на стороне C. Он чувствителен к одиночным событиям ЭМД с нейтронами на сторонах A или C, а также к событиям взаимной электромагнитной диссоциации и адронным процессам, которые, в подавляющем большинстве, характеризуются нейтронами с обеих сторон. Общее количество отобранных для настоящего анализа событий составило $2{,}06\times10^6$. На момент проведения анализа данных окончательные результаты для видимого сечения C1ZED-триггера из соответствующих измерений сканирования по методу Ван дер Меера (vdM) в 2018 году еще не доступны. Поэтому, в качестве оценки предварительно выбрано значение σ(ZED) = 408,4 ± 20,5 барн, полученное из моделей Глаубера и RELDIS. Это значение временно используется в качестве видимого сечения для триггера C1ZED для получения абсолютных сечений. Оно будет заменено окончательным результатом сканирования VdM, как только он будет утверждён коллаборацией. Это значение было получено в виде

$$\sigma\,(\mathrm{ZED}) = (2\sigma\,(\mathrm{sEMD}) - \sigma\,(\mathrm{mEMD})) \times \varepsilon + \sigma\,(\mathrm{INEL}), \qquad (2)$$

где σ(sEMD) = 205,3 ± 10,3 барн и σ(mEMD) = 5,8 ± 0,6 барн обозначают расчетные сечения одиночной и взаимной ЭМД, соответственно, с эмиссией нейтронов, а σ (INEL) = 7,7 ± 0,1 барн обозначает полное адронное сечение ^{208}Pb–^{208}Pb взаимодействия, полученное из модели Глаубера. Согласно модели RELDIS, одиночные и взаимные сечения ЭМД без нейтронной эмиссии составляют 6,1 ± 0,6 барн и 0,36 барн, соответственно. Следовательно, согласно этой модели, есть небольшие различия (~3% и ~6%, соответственно) между полными сечениями ЭМД и сечениями ЭМД, приводящими к эмиссии нейтронов. Измерение сечений безнейтронной ЭМД посредством протонных ZDC может быть предметом будущих исследований на установке ALICE. Точность расчета σ(ZED) по формуле (1) также зависит от точности вычисления ε = 0,99 как эффективности NZDC по обнаружению нейтронной эмиссии (Xn) любой кратности. Моделирование методом Монте-Карло показывает, что на самом деле оно может быть меньше, до ε = 0,94. Однако надежность вычисления значения ε во многом зависит от точности определения пьедестала при моделировании спектров NZDC. Ожидаемые окончательные результаты сканирования

Ван дер Меера (vdM) могут быть использованы для проверки ε, а также величин σ (sEMD) и σ (mEMD).

Калибровка спектров ZDC и отбор по времени взаимодействия

Устройство считывания оптического сигнала для каждого адронного калориметра состоит из пяти фотоумножителей: четыре принимают сигналы от половины волокон каждого квадранта калориметра на отдельные фотоумножители: PMT1, PMT2, PMT3, PMT4), а пятый ФЭУ считывает выходной сигнал с половины волокон, равномерно распределенных во всех четырех квадрантах (общий фотоумножитель: cPMT). Таким образом, существует два способа измерения энергии, поглощённой в ZDC. В этих двух способах используются две разные переменные: поглощённая энергия получается после калибровки либо из переменной, которая представляет полную восстановленную энергию из сигналов от всех ФЭУ, включая cPMT, либо из переменной, которая представляет энергию, восстановленную из сигнала из общего ФЭУ. Оба варианта были использованы в настоящем анализе для получения спектров сигналов ZDC. В частности, два разных распределения энергии от вылетающих вперёд нейтронов в ZNA, были заполнены двумя разными переменными класса AliESDZDC, а именно fZDCN2Energy и fZN2TowerEnergy[0]. Первая переменная представляет восстановленную энергию в ZNA от всех пяти ФЭУ, в то время как последняя представляет энергию, восстановленную из сигнала, полученного от общего ФЭУ. Оказалось, что для ZNA, как и для других калориметров, качество спектров, собранных с помощью общего ФЭУ, в целом было лучше, чем с помощью индивидуальных для каждого квадранта ФЭУ. Поэтому ниже приведены результаты, полученные с использованием общего ФЭУ.

Некалиброванные спектры сигналов от прямых нейтронов в ZNC и ZNA показаны на рисунке 30. Эти распределения были получены путем отбора событий с условиями, при которых IsZNChit() для ZNC и IsZNAhit() для ZNA были равны TRUE. Эти спектры необходимо откалибровать, чтобы как можно точнее удовлетворить двум основным критериям, которые должны выполняться после калибровки:

- Пик пьедестала центрирован при нулевой энергии.
- Расстояние между последовательными пиками составляет величину, представляющую энергию пучка в ГэВ на нуклон.

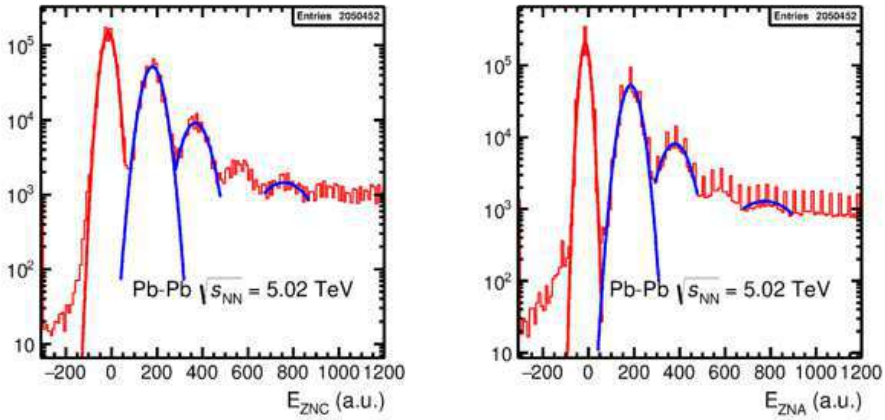


Рисунок 30 – Некалиброванные распределения сигналов в ZNC (слева) и ZNA (справа), полученные по критерию присутствия сигнала от нейтронов в ZNA или ZNC (гистограммы). Результаты аппроксимации для пиков пьедестала показаны красными сплошными гауссианами, для пиков 1n, 2n и 4n — синими. Дополнительно отбирались только те события, временные метки сигналов от которых в ZDC соответствуют определенному пересечению банчей, циркулирующих в LHC, в пределах ±2 нс.

Определение количества нейтронов, зарегистрированных в ZDC

Калиброванные распределения энергии в ZNC и ZNA от нейтронов, вылетающих вперёд, показаны на рисунке 31. Количество таких нейтронов в каждом событии получается путем фитирования распределений энергии в нейтронных ZDC, после вычитания вклада пьедестала, который возникает благодаря фоновым срабатываниям и шуму электроники. Пьедесталы были аппроксимированы гауссианами, которые вычитались из откалиброванных спектров. Процедура подгонки была скорректирована с учетом этого вычитания.

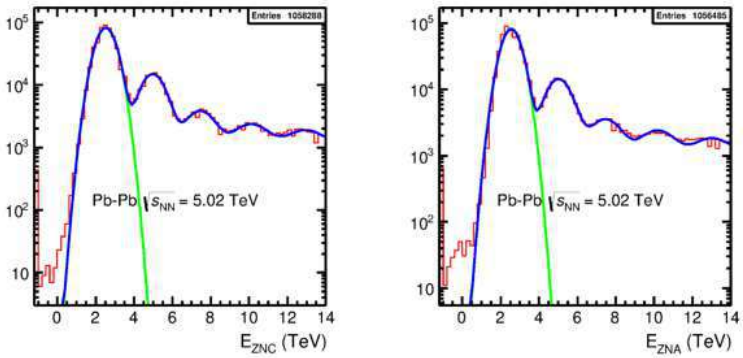


Рисунок 31 – Распределение энергии в ZNC (слева) и ZNA (справа) при условии наличия нейтронного сигнала в ZNA или ZNC (гистограммы). Подгоночные функции, соответствующие i = 1,2, ... 5 нейтронам, представлены синими сплошными кривыми. Гауссианы, представляющие однонейтронные пики, показаны отдельно зеленым цветом

Функции, используемые для фитирования отклика ZDC на события с различным числом передних нуклонов, показаны на рисунке 31 вместе с энергетическими спектрами в нейтронных ZDC после вычитания пьедесталов. Подгоночные функции были выбраны как суммы пяти или шести гауссианов, что позволило фитировать вклады событий с множественностью от одного до шести нейтронов. Каждый гауссиан с номером i характеризуется своим средним значением, дисперсией и нормировочной константой, которая связана с количеством зарегистрированных событий с i нуклонами. Несмотря на то, что последний шестой пик обычно определяется заметно хуже предыдущих, он все же используется для улучшения результатов фитирования. Соответствующие для характеристики для однонейтронного пика рассматривались как свободные параметры. Предполагалось, что средние значения для последующих пиков нужно умножать на i, а их ширины — на $\sqrt{i}$. В процессе фитирования допускались отклонения пределах ± 10% от этого правила, что позволило учесть ошибки калибровки ZDC, а также возможную нелинейность их откликов по энергии. Количества событий в каждом пике считались свободными параметрами фитирования. Эти количества как результат фитирования после поправок на эффективность регистрации нейтронов (см. ниже) дают истинное количество событий. Из-за большой ширины пиков, соответствующих шести попадающим в ZDC нейтронам, из измеренных спектров невозможно однозначно определить выходы событий с шестью нейтронами.

Поправки на эффективность регистрации нейтронов

Часть вылетающих вперёд нейтронов теряется на пути к ZDC по причине ограниченного геометрического аксептанса калориметров и рассеяния нейтронов на различных компонентах LHC, в частности, при пересечении ими стенок труб, в которых проходят пучки ядер ^{208}Pb. Кроме этого, поглощённая в ZDC энергия, в случае попадания нейтрона на периферию передней части калориметра может быть меньше по сравнению с попаданием нейтрона в центр, по причине увеличения утечки частиц вызванного нейтроном ливня. Все эти эффекты изменяют распределение энергии поглощаемой в ZDC, в особенности в событиях с высокой множественностью нейтронов. Например, в событии с тремя вылетевшими вперёд нейтронами могут быть потеряны один или даже два нейтрона. В результате таких потерь это трехнейтронное событие может быть ошибочно идентифицировано, соответственно, как двухнейтронное или как однонейтронное. Вероятность получения ошибочного однонейтронного события очевидно будет различной для двух- и трехнейтронных событий. Поэтому, чтобы получить истинное количество событий для каждой множественности следует умножить количество зарегистрированных ZDC на обратное значение эффективности регистрации событий данной множественности.

Благодаря этому будет учтен эффект перетекания событий между различными классами множественности по причине потери нейтронов на их пути к ZDC или благодаря искажению сигналов ZDC.

Поправочные коэффициенты рассчитывались тремя разными способами для ZNA, и ZNC. Два метода были основаны на методе Монте-Карло, и состояли в транспортировке с помощью AliRoot нейтронов, сгенерированных с помощью RELDIS до их попадания в нейтронные ZDC. Соответственно, в одном из этих методов фитировались полученные путем моделирования энергетические спектры в нейтронных ZDC, в другом подсчитывалось количество нейтронов, прошедших через входную плоскость этих калориметров. Результаты моделирования методом Монте-Карло проверялись путем сравнения с результатами третьего метода вычисления эффективности регистрации нейтронов на основе аналитической комбинаторной вероятностной модели. Выбранные на основе всех трех методов поправочные коэффициенты на эффективность регистрации для каналов с эмиссией 1, 2, ... 5 нейтронов даны в таблице 4 вместе с поправочным коэффициентом для событий ЭМД без вылета нейтронов (0n). Все эти коэффициенты были вычислены для событий ЭМД с определённым числом нейтронов и произвольным количеством протонов. Как видно из таблицы 4, наиболее заметная коррекция на эффективность регистрации необходима для событий с двумя и тремя нейтронами, поскольку часть из них детектируется, соответственно, как 1n и 2n события. При этом события с любой другой истинной множественностью по причине потери всех нейтронов будут зачислены в 0n класс, в котором число истинных 0n событий, следуя модели RELDIS, весьма невелико (~ 3%). Поэтому необходимо убрать примерно 2/3 ложных 0n событий, возникших в результате миграции из других множественностей, см. таблицу 4.

Поскольку дополнительно измерялись также события с определённым количеством нейтронов, но без вылета протонов, то были дополнительно вычислены поправки на регистрацию таких беспротонных событий. В этом случае поправки связаны с тем, что в части событий с вылетом протонов вперёд последние минуют протонные ZDC и ошибочно регистрируются в нейтронных ZDC как события исключительно с вылетом нейтронов. Учитывающие потери протонов поправочные коэффициенты для беспротонных событий составили 0,888 ± 0,03 для ZPA и 0,894 ± 0,03 для ZPC.

Таблица 4 – Поправочные коэффициенты на эффективность регистрации определённого количества нейтронов в ZNA и ZNC и систематические ошибки их вычисления

Множественность нейтронов	Поправочные коэффициенты	
	ZNA	ZNC

0n	0,342 ± 0,011	0,367 ± 0,003
1n	1,065 ± 0,013	1,008 ± 0,022
2n	1,093 ± 0,013	1,104 ± 0,023
3n	1,062 ± 0,015	1,073 ± 0,011
4n	0,99 ± 0,02	1,04 ± 0,025
5н	0,93 ± 0,04	1,025 ± 0,027

Сечения эмиссии определённого количества нейтронов в ЭМД

Для разделения адронных и электромагнитных взаимодействий ядер использовался критерий наличия или отсутствия сигнала от передних электромагнитных калориметров ZEM установки ALICE. В событиях ЭМД сигналы в ZEM отсутствуют, что позволило выполнить фитирование энергетических спектров в нейтронных ZDC, соответствующих именно нейтронам от ЭМД, без примеси нейтронов-спектаторов от адронных взаимодействий ядер. Абсолютные значений сечения каналов ЭМД $\sigma(i)$ с заданным числом нейтронов i были получены путем нормировки на вышеуказанное сечение σ (ZED) извлечённых в результате фитирования энергетических спектров количеств событий в каждом пике. Дополнительно вводились представленные выше в таблице 4 поправки на эффективность регистрации событий индивидуально для каждой множественности нейтронов.

Небольшую статистическую ошибку сечения, измеренного для каждой множественности $\sigma_{stat}(i)$ определяет число событий под каждым пиком в соответствующих спектрах и общее количество событий в анализируемом наборе событий ЭМД. Систематическая ошибка $\sigma_{sys}(i)$ рассчитывалась как квадратичная сумма следующих вкладов: (1) неопределенность измерения сечения с помощью C1ZED-триггера (около 5%); (2) неопределенности, связанные с корреляциями между параметрами фитирования (ошибки фитирования); (3) неопределенность, возникающая как результат разницы между сечениями, измеренными на сторонах A и C; (4) неопределенность поправочных коэффициентов, учитывающих эффективность регистрации нуклонов.

Кроме этого, эффект наложения событий (pile-up) может также вносить вклад в систематическую ошибку $\sigma_{sys}(i)$. Однако для анализируемого набора данных влияние pile-up незначительно, поскольку эти данные были получены в специальных ЭМД-сеансах с уменьшенной светимостью. Сечения, измеренные для 1n-, 2n-, 3n-, 4n- и 5n-эмиссии в результате ЭМД, сопровождаемой произвольным числом протонов, приведены в таблице

5. Видимые (без поправок на эффективность регистрации) сечения приведены отдельно для каждой стороны вместе с соответствующими статистическими ошибками. Можно отметить очень хорошее соответствие между видимыми сечениями, измеренными на сторонах C и A. Для этих сечений на каждой стороне были внесены соответвующие поправки на эффективность регистрации. После этого было вычислены средние значения σ(*i*) между сторонами C и A для каждой множественности нейтронов *i*. Окончательные значения для σ(*i*) приведены в таблице 5 вместе с соответствующими статистическими и систематическими ошибками, причем вторые преобладают над первыми. Следует отметить, что сечения 1n- и 2n-эмиссии отлично согласуются с RELDIS. Однако измеренные сечения 3n-, 4n- и 5n-эмиссии примерно на 30% ниже по сравнению с сечениями, рассчитанными с помощью RELDIS.

Таблица 5 – Видимые и скорректированные на эффективность ZDC сечения (в барнах) эмиссии одного, двух, трех, четырех и пяти нейтронов вместе с произвольным числом протонов в ЭМД ^{208}Pb при $\sqrt{s_{NN}}$= 5.02 ТэВ и их статистические и систематические погрешности. Для сравнения приведены сечения, рассчитанные с помощью модели RELDIS

NZDC	PZDC	$\sigma_{vis}(i) \pm \sigma_{stat}$ (б)		$\sigma(i) \pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{sys}$ (б)	σ(i) RELDIS (б)
		Сторона C	Сторона A		
1n	Yp	100,0 ± 0,2	97,7 ± 0,2	102,5 ± 0,4 ± 5,8	108,0 ± 5,4
2n	Yp	22,9 ± 0,1	23,1 ± 0,1	25,3 ± 0,2 ± 1,4	25,9 ± 1,3
3n	Yp	7,26 ± 0,04	7,20 ± 0,04	7,7 ± 0,1 ± 0,4	11,4 ± 0,6
4n	Yp	5,55 ± 0,04	5,59 ± 0,04	5,7 ± 0,1 ± 0,3	7,8 ± 0,4
5н	Yp	4,91 ± 0,03	4,69 ± 0,03	4,7 ± 0,07 ± 0,4	6,3 ± 0,3

Эмиссия нейтронов в ЭМД, приводящая к образованию изотопов свинца

Из рисунка 29 видно, что вычисленные с помощью RELDIS сечения эмиссии одного, двух, трех, четырех и пяти нейтронов в результате ЭМД ^{208}Pb несколько больше сечений образования, соответственно, ^{207}Pb, ^{206}Pb, ^{205}Pb, ^{204}Pb и ^{203}Pb. Это превышение связано с эмиссией других частиц, помимо нейтронов, например протонов и/или заряженных π-мезонов, в результате которой образуются остаточные ядра с зарядом, отличным от *Z*=82, и поэтому не являющимися изотопами свинца. При этом, из того же рисунка видно, что согласно RELDIS, сечения эмиссии того же числа нейтронов, но без протонов, хорошо аппроксимируют сечения образования ^{207}Pb, ^{206}Pb, ^{205}Pb, ^{204}Pb и ^{203}Pb. Для измерения

сечений каналов эмиссии 1n, 2n, ... 5n без сопровождения протонов энергетические спектры в ZNC и ZNA, показанные на рисунке 32, были получены при условии отсутствия сигналов протонов (0p) и срабатываний электромагнитных калориметров ZEM. Это позволило выбрать события ЭМД ^{208}Pb, в которых в подавляющем большинстве случаев образовались изотопы свинца.

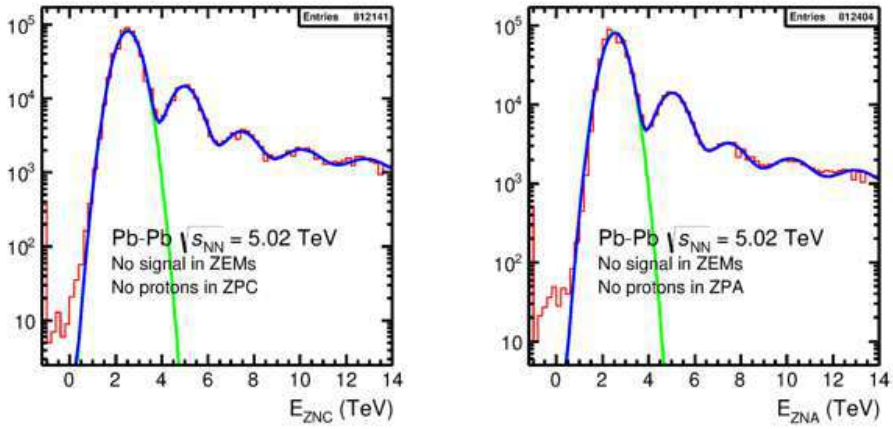


Рисунок 32 – Распределения энергии в нейтронных калориметрах ZNC и ZNA, полученные для электромагнитных событий при условии отсутствия сигнала в протонных ZDC с той же стороны (гистограммы) и аппроксимирующие спектры функции (синие кривые), представляющие сумму гауссианов. Гауссианы, представляющие 1n пики, показаны зелеными кривыми

Измеренные сечения 1n-, 2n-, 3n-, 4n- и 5n-эмиссии без сопутствующей эмиссии протонов приведены в таблице 6, в которой они сравниваются с результатами модели RELDIS. Сечения были получены из количества событий каждой нейтронной множественности *i*, полученных из аппроксимаций спектров, показанных на рисунке 32. Число истинных событий каждой множественности было получено в этом случае путем корректировки на эффективность регистрации нейтронов в ZNC и ZNA, и эффективность регистрации протонов в ZPC и ZPA, влияющую на отбор 0p событий, как описано выше. Статистические и систематические погрешности рассчитывались как для сечений приведённых в таблице 5.

Таблица 6 – Видимые и скорректированные на эффективность регистрации нейтронов и протонов сечения (в барнах) эмиссии одного, двух, трех, четырех и пяти нейтронов без сопровождения протонами на той же стороне в результате ЭМД ^{208}Pb при $\sqrt{s_{NN}}$= 5,02 ТэВ

и их соответствующие статистические и систематические погрешности. Для сравнения приведены сечения, вычисленные с помощью модели RELDIS

NZDC	PZDC	$\sigma_{vis}(i) \pm \sigma_{stat}$ (б)		$\sigma(i) \pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{sys}$ (б)	$\sigma(i)$, RELDIS (б)
		Сторона C	Сторона A		
1n	0p	99,60 ± 0,2	97,3 ± 0,2	90,9 ± 0,3 ± 6,4	104,1 ± 5,2
2n	0p	22,4 ± 0,1	22,5 ± 0,1	22,0 ± 0,2 ± 1,5	21,9 ± 1,1
3n	0p	6,60 ± 0,04	6,61 ± 0,04	6,3 ± 0,1 ± 0,4	7,59 ± 0,38
4n	0p	4,81 ± 0,03	4,81 ± 0,03	4,35 ± 0,07 ± 0,32	4,29 ± 0,22
5н	0p	3,98 ± 0,03	3,79 ± 0,03	3,39 ± 0,06 ± 0,32	2,95 ± 0,15

Как видно из таблицы 5, сечения эмиссии нейтронов, измеренные на сторонах C и A и связанные с образованием изотопов свинца в качестве вторичных ядер, хорошо согласуются друг с другом. Кроме этого, средние между сторонами C и A значения для 1n, 2n, 4n показывают очень хорошее согласие с RELDIS. Согласие с теорией для каналов 3n и 5n удовлетворительное, в пределах 15%.

1.2.2. Сравнение измеренных и вычисленных сечений ЭМД

Основные результаты анализа данных по ЭМД ^{208}Pb представлены на рисунке 33, на котором представленные выше в таблицах 4 и 5 сечения сопоставлены с сечениями, вычисленными с помощью модели RELDIS. Как видно из этого рисунка, измеренные сечения 1n и 2n с вылетом протонов и без них хорошо согласуются с теорией. Хорошее согласие с вычисленными сечениями показывают также сечения 3n, 4n и 5n эмиссии без сопровождения протонами. Однако вычисленные с помощью RELDIS сечения эмиссии нейтронов вместе с протонами выше измеренных для 3n канала на ~50%, а для 4n и 5n каналов на ~35%.

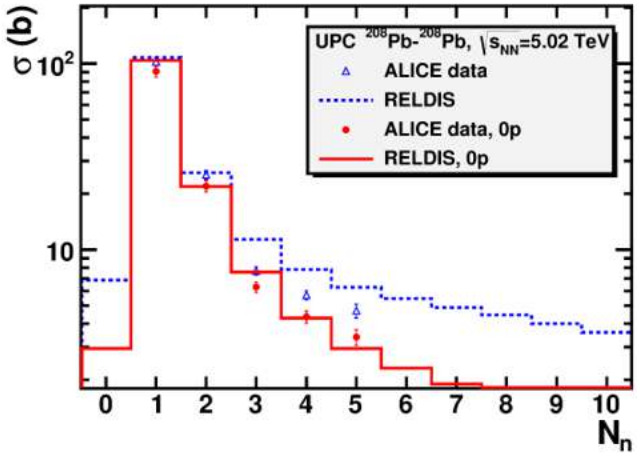


Рисунок 33 – Измеренные и рассчитанные с помощью модели RELDIS сечения эмиссии определённого числа нейтронов N_n в результате ЭМД ядер ^{208}Pb при $\sqrt{s_{NN}}$ = 5.02 ТэВ (пунктирная гистограмма и треугольники) и те же сечения, но без эмиссии протонов (сплошная гистограмма и сплошные кружки)

1.3. Предложение по модернизации детектора FIT ДЛЯ RUN4

Основные физические задачи, решаемые с помощью детектора FIT, состоят в измерении множественности вторичных частиц в событии и светимости. Данные детектора FIT также планируется использовать для оценки плоскости реакции в ядро-ядерных (Pb-Pb) взаимодействиях. Измерение множественности является ключевым для определения центральности столкновений. Светимость критически важна для исследований, ориентированных на получение абсолютной величины сечений взаимодействий. Получение более точных и надежных экспериментальных данных о коллективных свойствах кварк-глюонной материи, образуемой в столкновениях субатомных частиц на БАК, входит в перечень основных направлений физической программы супердетектора АЛИСА в предстоящих сеансах 3 и 4. Одним из перспективных методов для решения указанной задачи является изучение т.н. коллективных потоков. Улучшение точности оценки плоскости реакции будет способствовать повышению точности экспериментальных результатов для параметров коллективных потоков различных порядков. С точки зрения геометрии для указанных выше типов измерений оптимальной представляется форма детектора FIT, обеспечивающая достаточно равномерное покрытие по азимутальному углу.

1.3.1. Описание детектора

После Run3 предполагается модернизация эксперимента ALICE, в процессе которого будет установлен новый детектор FoCal. По результатам моделирования детектор FIT, который стоит перед ним, создает дополнительный фон, затрудняющий измерения.

Одним из возможных решений является перемещение детектора FIT ближе к FoCal, т.е. с ≈3 м до ≈6 м от точки взаимодействия частиц коллайдера. Для сохранения аксептанса необходимо пропорционально увеличить размеры детектора FIT, в первую очередь, сцинтилляционного детектора FV0. Современная конструкция FV0 в принципе позволяет провести такую модернизацию, но это будет очень трудоемкая и затратная работа.

Был рассмотрен альтернативный вариант с учетом того, что в новом положении детектора радиационная обстановка позволяет использовать более широкий спектр электронный устройств. В частности, вместо вакуумных фотоумножителей можно использовать кремниевые фотоумножители (SiPM).

Это предложение основано на результатах проведенных нами ранее работ по исследованию характеристик сцинтилляционных детекторов с кремниевыми фотоумножителями для временных измерений [20, 21].

Для временных детекторов большой площади много лет применяются сцинтилляционные детекторы из пластмассового быстрого сцинтиллятора в виде прямоугольной пластины со съемом сигналов с помощью ФЭУ. Для компенсации задержки сигналов от координаты сцинтилляции до ФЭУ применяется метод время-координатной компенсации с помощью электронного устройства ВКК (или Mean Timer). Мы провели исследование характеристик такого детектора при съеме сигнала не вакуумными ФЭУ, а кремниевыми фотоумножителями [20] для размеров сцинтилляционного модуля 100x10x1 см. Полученные данные (в частности, временное разрешение около 200 пс) показали возможность и перспективность использования SiPM в таких детекторах благодаря малым размерам и низкому напряжению питания.

Одной из сложностей применения таких детекторов (детекторов большого размера с ВКК) в ускорительных экспериментах является требование пролета через сцинтиллятор только одной частицы, при большем числе частиц будут нарушены условия для нормальной работы ВКК.

Для устранения этого недостатка нами была предложена конструкция пластмассового временного детектора с кремниевыми фотоумножителями, внедренными в тело сцинтиллятора и распределенными по площади таким образом, чтобы наилучшим образом обеспечить временные параметры детектора при сцинтилляторе любой формы. Такой детектор с размером сцинтиллятора 35x5x1 см был создан, проведено исследование характеристик, которое показало среднее временное разрешение по всей площади 200 пс [21]. Эти два типа детектора обладают свойствами, дополняющими друг друга, а именно:

- детектор прямоугольной формы может быть большого размера и, соответственно, с ним легче перекрывать большую чувствительную площадь, однако этот детектор показывает хорошие параметры только при регистрации одиночных частиц;

- детектор с внедренными SiPM может быть любой формы, временное разрешение не зависит от числа прошедших частиц (точнее, улучшается при их увеличении), но площадь ограничена суммарным уровнем шумовых импульсов от всех SiPM (все SiPM подключаются параллельно, шумы суммируются).

Исходя из проведенного анализа, предлагается конструкция детектора, представленная на рисунке 34. По традиции детектор разбит на 8 секторов.

Детектор собирается из модулей двух типов: прямоугольных со съемом сигналов с торцов сцинтиллятора и модулями треугольной, или более сложной формой с SiPM в теле сцинтиллятора. Комбинация из модулей двух типов позволяет создавать детектор большой площади практически без щелей (благодаря малому размеру SiPM), позволяющий получать временную отметку для широкого диапазона множественности проходящих частиц, начиная с одиночных.

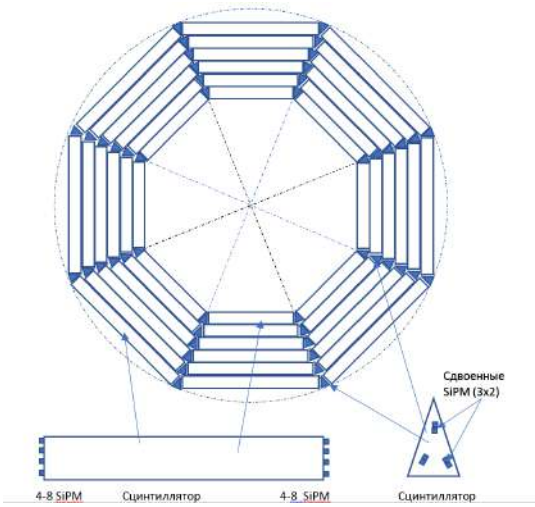


Рисунок 34 – Схема временного сцинтилляционного детектора большой площади

Разработан следующий алгоритм регистрации событий с разной множественностью:

- при малой множественности используется информация с больших модулей при использовании стандартной методики ВКК, результат усредняется;

- при средней множественности в расчет берутся большие модули, через которые прошла только одна частица (используется амплитудная информация), и малые модули не зависимо от числа прошедших частиц;

- при большой множественности временная информация берется с маленьких модулей, результат усредняется.

Размеры, качество сцинтилляторов, количество SiPM должны быть оптимизированы с учетом требований по временному и амплитудному разрешению, соотношение площадей двух типов модулей могут быть дополнительно оптимизированы с точки зрения наилучшего выполнения условий алгоритма регистрации событий.

При этом может быть использовано разработанное для детектора FIT (Run3), позволяющее получать временную и амплитудную информацию для каждого канала в широком диапазоне входных амплитуд, проводить анализ амплитуды импульсов в каждом канале и осуществлять объединение временной и амплитудной информации в соответствии с выбранным алгоритмом. Среди кремниевых фотоумножителей наиболее вероятным кандидатом является SiPM с быстрым выходом производства SensL, форма которого подходит для разработанных модулей при приеме сигналов с частотой до 40 МГц. Быстрые пластмассовые сцинтилляторы должны обеспечить малое затухание по длине, например, широко используемые сцинтилляторы типа BC-408.

Предлагаемая конструкция детектора позволяет проводить измерения в широком диапазоне входных амплитуд с временным разрешением 200 пс. Дальнейшие работы по моделированию и тестированию прототипов модулей позволят оптимизировать размеры сцинтилляторов, выбрать тип SiPM, определить требование к электронике.

1.4. Эксперимент с фиксированной мишенью AFTER на пучках LHC для физики адронов и столкновений тяжелых ионов

Проведена подготовка проекта экспериментов с фиксированной мишенью на пучках коллайдера БАК (LHC) большой светимости и разрабатывается соответствующая физическая программа измерений.

Показано, что постановка экспериментов на фиксированной мишени на пучках Большого Адронного Коллайдера (LHC) имеет ряд преимуществ по сравнению с экспериментами на коллайдерах, особенно в изучении редких процессов и спиновых эффектов при использовании поляризованных мишеней. Высокая светимость существенно повысит статистическую точность данных. Появится возможность исследовать процессы в области больших значений Фейнмановской переменной x_F. Могут использоваться мишени из различных материалов и пучки разных налетающих частиц. При использовании протонного и ионного пучков на БАК с фиксированной мишенью могут быть получены данные в интервале энергий между энергией SPS и номинальной энергией RHIC для p-A и A-A столкновений. Для протонного пучка с энергией 7 ТэВ энергия в нуклон-нуклонном центре масс составляет $\sqrt{s_{NN}}$ =115 ГэВ со сдвигом по быстроте в 4,8 единицы (y_{cm}= 0 → y_{lab}=4,8), а для ионов свинца с энергией 2,76 ТэВ на нуклон $\sqrt{s_{NN}}$ = 72 ГэВ со сдвигом по

быстроте в 4,3 единицы. Используя пучки БАК на фиксированной мишени, можно получить данные в диапазоне энергий 29-115 ГэВ для протонных пучков и 18-72 ГэВ для пучков свинца. В рамках проекта планируется исследование столкновений тяжелых ионов при больших быстротах, детальное изучение процессов рождения кваркониев и подавление их рождения в зависимости от фазового состояния материи. При использовании пучков свинца может быть проведено сканирование по энергии от энергии инжекции до максимальной энергии 72 ГэВ, что может быть более полезным для поиска критической точки фазового перехода в кварк-глюонную плазму (КГП), существование которой предсказывается квантовой хромодинамикой (QCD) при высоких температурах и большой плотности адронной материи. Прогресс в понимании свойств ядерной материи требует систематических и проведенных с высокой статистической точностью измерений не только при ультравысоких энергиях, но также и в области низких энергий. Исследование эффектов холодной ядерной материи (CNM) и оценка их вклада при взаимодействиях тяжелых ядер также требуют систематических и статистически достоверных измерений в этой области энергий. К сожалению, при энергетическом сканировании, проводимом в RHIC, светимость сильно падает с уменьшением энергии. В настоящее время многие ускорители имеют программу исследований с фиксированной мишенью (Tevatron, HERA, SPS, RHIC, NICA).

Существуют различные возможности использовать пучки LHC для взаимодействия с фиксированной мишенью.

Возможно использование отклоняющего гало пучка частиц изогнутого кристалла. Эта методика выведения пучка эффективна и позволяет получать чистые и хорошо сфокусированные пучки. Далее пучок направляется на твердую или газовую мишень с возможностью использования существующих установок ALICE или LHCb. Аналогичная этой техника постоянно и успешно исследуется для возможности улучшения существующей на БАК системы коллимации (лабораторией UA9).

Другая возможность связана с использованием помещенной в пучок внутренней газовой мишени, которая может быть поляризована. Такая внутренняя газовая мишень первоначально использовалась в эксперименте LHCb в качестве монитора светимости (SMOG). Для физики с фиксированной мишенью p-He, p-Ne, p-Ar столкновения, а также Pb-Ar столкновения. Было доказано отсутствие влияния на другие эксперименты БАК. Может быть использована газовая мишень, аналогичная мишени установки HERMES в HERA, а также газовая мишень типа используемой на RHICe в качестве поляриметра. Такой эксперимент будет проведен на LHCb (SMOG2).

Проведение экспериментов с фиксированной мишенью на пучках БАК даст возможность получать экспериментальные данные со значительно лучшими

статистическими точностями, чем на RHICe. Эксперименты с фиксированной мишенью на существующих установках, таких как ALICE или LHCb, благодаря сдвигу по быстроте, дадут возможность исследовать нуклонные и ядерные функции распределения кварков и глюонов, извлекаемые из адронных процессов, при больших значениях Фейнмановской переменной x_F. В настоящее время эти данные известны с очень большой степенью неопределенности. Исследование спиновых процессов в эксперименте AFTER@LHC на поляризованных мишенях, в частности измерение поперечной спиновой асимметрии даст информацию об орбитальном угловом моменте движения партонов в нуклоне. Эти измерения могут дать дополнительную информацию о вкладе орбитального углового момента кварков и глюонов в спин протона. Установка мишеней из различных материалов, включая дейтерий и гелий-3, дадут возможность получать уникальную информацию о функции распределения кварков и глюонов в нейтроне.

Проект AFTER совместно с Институтом CNRS в Орсэ, Франция, готовится для представления в программный комитет ЦЕРНа. Планируется проведение первых тестовых измерений на БАК после 2021 г. Технические возможности установки фиксированной мишени обсуждаются в ИЯИ РАН, в рабочей группе эксперимента AFTER, а также на LHC в группе фиксированной мишени в объединении Physics Beyond Collider.

В 2020 г. проводились видео - конференции объединения Physics Beyond Collider и рабочей группы фиксированной мишени, а также регулярные ежемесячные видеоконференции эксперимента AFTER по измерениям с фиксированной мишенью на установке ALICE. Продолжались работы по разработке устройства и размещения твердой фиксированной мишени на установке ALICE . Обсуждались различные варианты.

Проводилось исследование температурной стойкости, геометрии и системы перемещения мишени в вакууме. Обсуждались технические возможности установки фиксированной мишени и ее расположение, параметры гало пучка, необходимые для эксперимента. Гало пучка будет отклоняться изогнутым кристаллом на внутреннюю твердую мишень. Проведены расчеты pA- столкновений (пучок протонного гало 10^6 p/s и 1 см мишень A=C, Ti, W). Рассчитаны эффективности регистрации треков от фиксированной мишени в TPC (рисунок 35). Получены pdf при высоких значениях Фейнмановской переменной x, вклад чарма, рождение тяжелых ароматов в pA столкновениях. Изучалась возможность образования кварк-глюонной плазмы КГП в малых системах, корреляционные измерения в pA для целей астрофизики, рождение антипротонов в pC-столкновениях.

Проводилось обсуждение проекта фиксированной мишени совместно с проектом установки FOCAL и их совместимости для измерений в Run4.

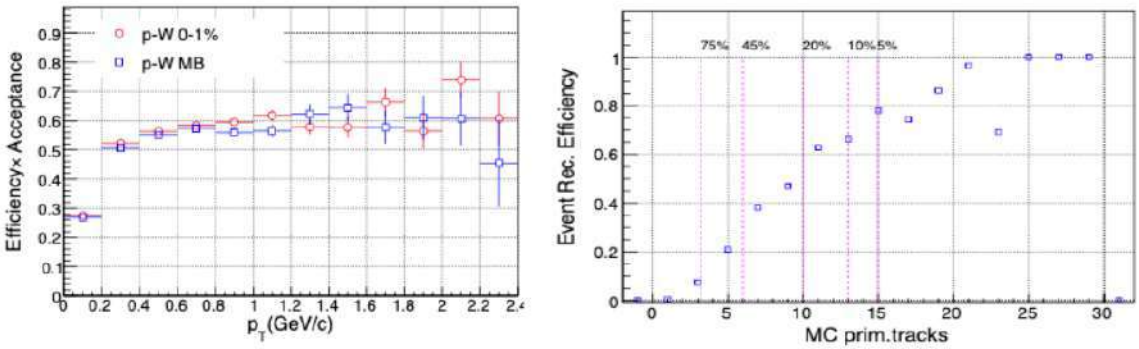


Рисунок 35 – Слева – эффективность регистрации треков от фиксированной мишени в TPC. Справа – эффективность регистрации вершины взаимодействия относительно первичных Монте-Карло треков

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

2.1. Этапы модернизации существующего PSD

Необходимость модернизации существующего переднего адронного калориметра установки NA61/SHINE обусловлена несколькими факторами.

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

Во-вторых, плотность потока нейтронов составляет порядка 10^{12} н/см^2 вблизи оси пучка в задней части калориметра, где расположены фотодетекторы. Это приведет к ухудшению параметров фотодиодов MPPC (увеличение темнового тока, падение коэффициента усиления и т. д.), а также коммерческих программных интегральных микросхем (FPGA), 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 после 2020 года, поскольку текущий PSD служит активным поглотителем пучка. Он должен быть защищен дополнительной бетонной защитой. Это практически невозможно 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 два калориметра – основной PSD (MPSD) и передний PSD FPSD, рисунок 36.

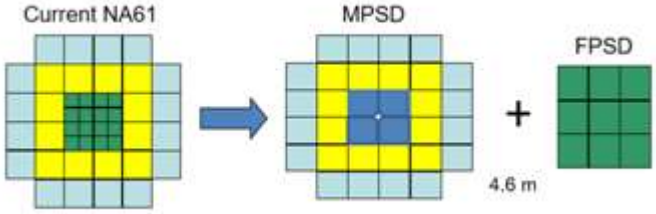


Рисунок 36 – Схематический вид спереди предлагаемой конфигурации MPSD и FPSD

В MPSD существующие 16 маленьких центральных модулей предлагается заменить на 4 новых центральных модуля с поперечным размером 20 × 20 см^2 и с одним усеченным боковым торцом. Эта геометрия позволяет создать 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. Всего, для создания MPSD используются 13 модулей калориметра CBM.

FPSD – это небольшой передний калориметр, состоящий из 9 модулей с поперечными размерами 20 × 20 см^2, которые ранее использовались в NA61 PSD. FPSD расположен на расстоянии 4,6 м позади MPSD, рисунок 37.

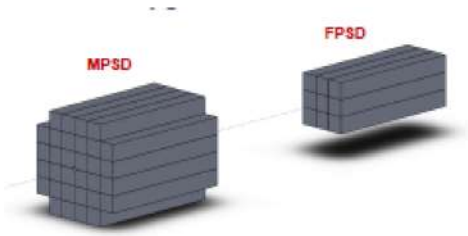


Рисунок 37 – Положение модифицированной конфигурации MPSD и FPSD в пучке

В 2019 г. силами группы ИЯИ РАН была проведена сборка и установка калориметров MPSD и FPSD в экспериментальной зоне установки NA61.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. 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 38.

Рисунок 38 – 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)

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 и новая аналоговая и считывающая электроника.

2.2. Работы по модернизации PSD, выполненные в 2020 г.

В 2020 г. была продолжена работа по модернизации и интеграции калориметра в систему сбора данных NA61/SHINE. В схему считывания калориметров MPSD и FPS были включены амплитудно-цифровые преобразователи DRS4. Набраны первые данные с модулей калориметров с использованием космических лучей. Получены первые амплитудные спектры отклика калориметра к космическим мюонам.

В процессе модернизации аналоговой электроники была изменена структура медленного контроля за напряжением фотодиодов. В частности, температурная стабилизация усиления фотодиодов обеспечивается подстройкой напряжения питания в зависимости от температуры окружающей среды. Этот вариант позволил избежать использования довольно громоздкой системы температурной стабилизации фотодиодов на основе Пельтье элементов и связанных с этой системой наведенных шумов электроники.

2.3. Работы по моделированию определения центральности с помощью MPSD и FPSD

В 2020 г. проведены работы по моделированию определения центральности с помощью двух новых передних калориметров MPSD и FPSD. На рисунке 39 представлены зависимости выделенной энергии в калориметрах от центральности столкновений Pb-Pb при энергии 150 АГэВ для нескольких конфигураций: предыдущий PSD, только MPSD и только FPSD. Как видно, эти зависимости весьма различны и зависят от герметичности калориметра. Из-за отверстия в MPSD большая часть энергии тяжелых ионов не регистрируется и уходит в это отверстие, а затем попадает в FPSD. Несмотря на довольно небольшой диаметр отверстия (4 см) в сцинтилляторах центрального модуля FPSD его эффект достаточно значителен. Для периферических событий около половины энергии не детектируется в FPSD. Немонотонная зависимость энерговыделения от прицельного параметра создает определенные сложности в измерениях центральности ядерных столкновений.

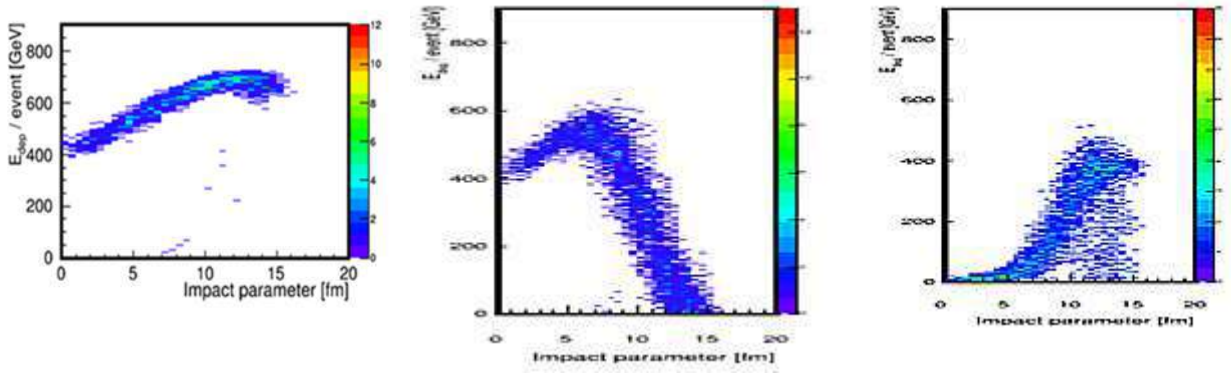


Рисунок 39 – Зависимость выделенной энергии от центральности столкновения для старой конфигурации PSD (слева), MPSD с отверстием для пучка (в центре) и FPSD

Поэтому были предложены несколько новых алгоритмов определения центральности, основанных на использовании новых физических наблюдаемых и/или методов машинного обучения. Данные алгоритмы предполагают использовать не только энерговыделение в калориметре, но и пространственные распределения энерговыделений в каждом индивидуальном модуле передних калориметров.

В первом методе предполагается ввести новую наблюдаемую – асимметрию выделенной энергии в калориметре. Асимметрия определяется как отношение разности энергий, выделенных в модулях FPSD и центральных модулях MPSD (эти модули показаны синим цветом на рисунке 40), и энергии, выделенной в периферийных модулях MPSD, (показаны красным цветом на рисунке 40) к суммарной энергии, выделенной в обоих калориметрах: асимметрия = $(E_{blue}-E_{red}) / (E_{blue} + E_{red})$.

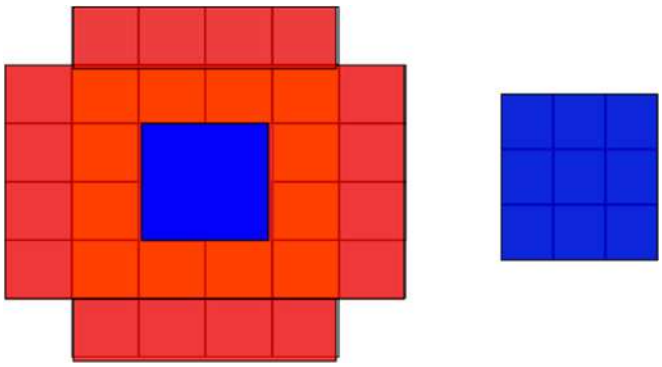


Рисунок 40 – Схема модулей, используемых для определения асимметрии выделенной энергии в калориметрах MPSD и FPSD

Введение новой наблюдаемой позволяет построить двумерные распределения двух физических величин, измеряемых в калориметре – энерговыделения и ее асимметрии. На рисунке 41 показаны такие зависимости для трех случаев: для старой конфигурации PSD, MPSD с отверстием для пучка и комбинации MPSD и FPSD. Видно, что использование таких двумерных распределений позволяет идентифицировать утечки энергии из калориметра даже в случае предыдущей конфигурации калориметра без отверстия в центре. Небольшое падение энерговыделения при максимальной асимметрии отражает утечку адронного ливня через заднюю поверхность калориметра вследствие его недостаточной длины для регистрации наиболее тяжелых фрагментов свинца в периферических столкновениях.

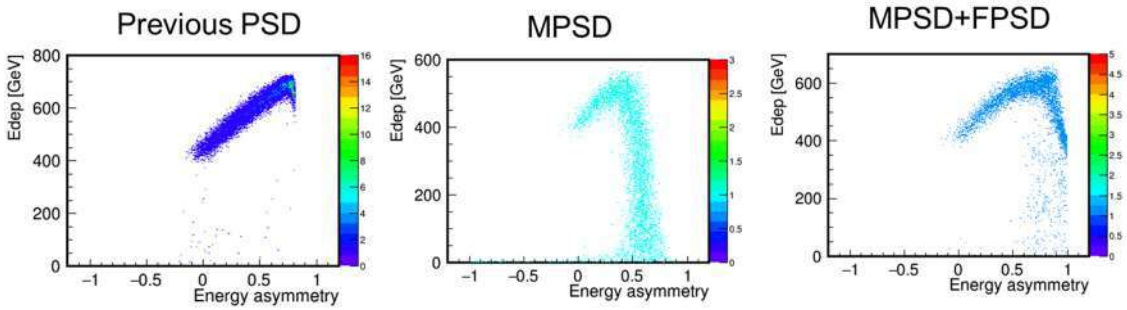


Рисунок 41 – Двумерные зависимости выделенной энергии от ее асимметрии для старой конфигурации PSD (слева), MPSD с отверстием для пучка (в центре) и комбинации MPSD и FPSD

Представленные зависимости позволяют выделить различные классы центральности. Так на рисунке 42, слева показано разделение событий на 10% классы центральности, обозначенные разными цветами. Каждому классу центральности соответствует свое распределение прицельного параметра. Аппроксимация таких распределений позволяет определить среднее значение и разброс прицельного параметра

для каждого класса центральности. Зависимость величины и разрешения прицельного параметра от класса центральности представлена справа на рисунке 42.

Аналогичные зависимости для комбинации двух калориметров MPSD+FPSD представлены на рисунке 43. Сравнение величин и ширин распределений прицельных параметров (рисунок 42 и рисунок 43) показывает только один калориметр MPSD и комбинация двух калориметров MPSD+FPSD дают сравнимую точность определения прицельного параметра.

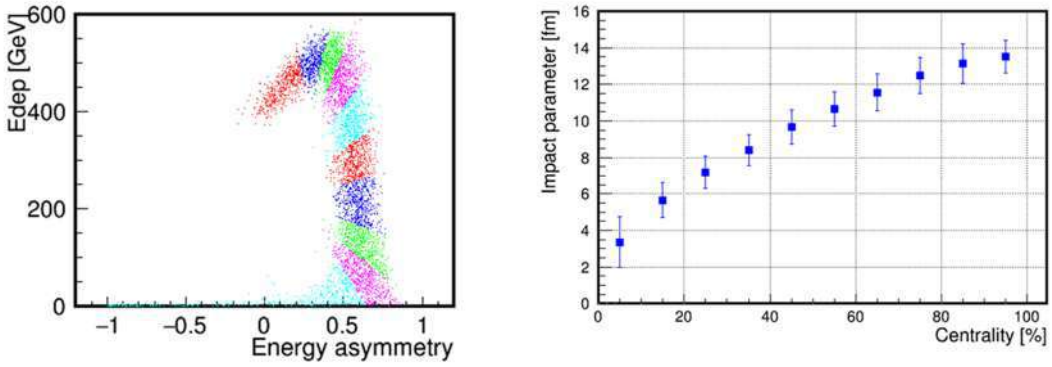


Рисунок 42 – Слева – двумерная зависимость выделенной энергии от ее асимметрии для MPSD с отверстием для пучка (в центре). Различные цвета соответствуют группам событий, отобранных с шагом центральности 10%. Справа – зависимость величины и разрешения прицельного параметра от класса центральности

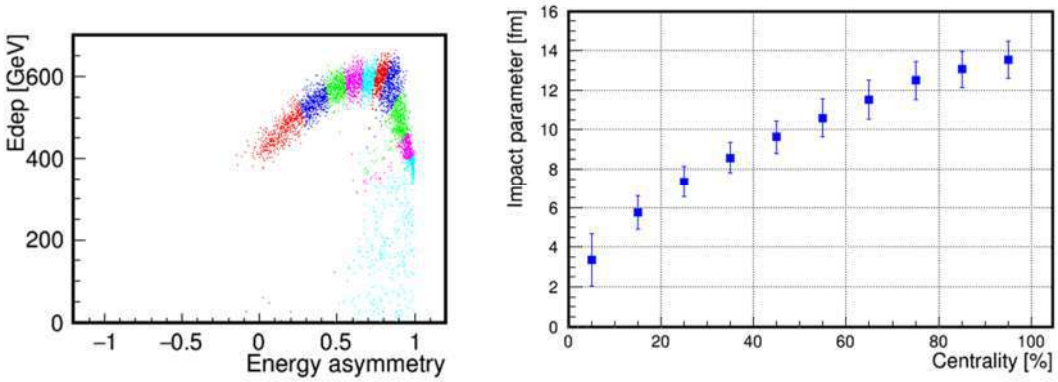


Рисунок 43 – Слева - двумерная зависимость выделенной энергии от ее асимметрии для MPSD+FPSD. Различные цвета соответствуют группам событий с различной центральностью. Справа – зависимость величины и разрешения прицельного параметра от класса центральности

Вышеприведенный анализ указывает на возможность использования для определения центральности только одного калориметра MPSD, что чрезвычайно важно при

очень большой интенсивности пучка свинца, не позволяющей использовать передний калориметр FPSD из-за высокой радиационной нагрузки.

Отметим, что в этом методе определения центральности используется не просто энергия в переднем калориметре, а так называемая, передняя энергия, учитывающая энергию всех частиц, летящих в переднюю полусферу. Эта энергия получается из суммы энергий, регистрируемых передним калориметром, и энергий частиц, не попадающих в аксептанс калориметра. Поэтому важно понять соответствие классов центральности, отобранных в калориметре MPSD с соответствующими распределениями передних энергий. На рисунке 44 представлены такие распределения передних энергий для групп событий с различной центральностью, отобранных в MPSD.

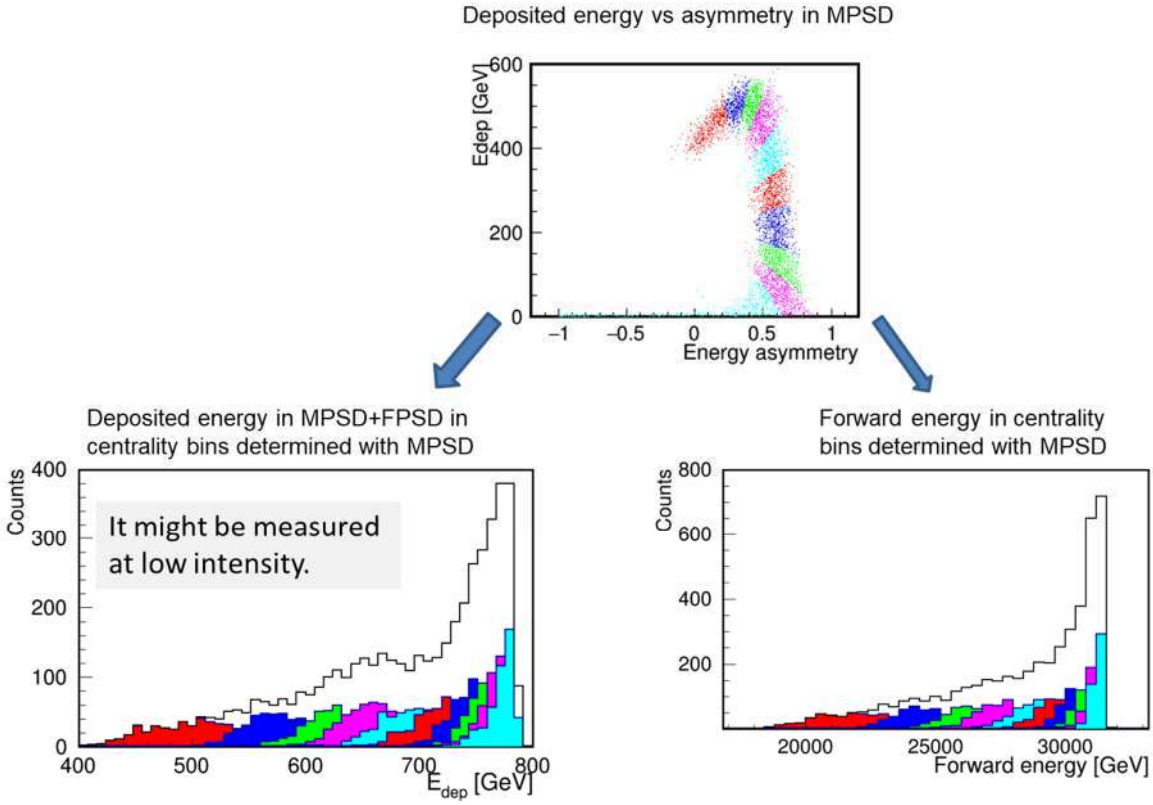


Рисунок 44 – Вверху – двумерная зависимость выделенной энергии от ее асимметрии для MPSD с отверстием для пучка (в центре). Различные цвета соответствуют группам событий с 10% центральностью. Слева внизу – энерговыделения в калориметрах MPSD+FPSD для групп событий с шагом центральности 10%, отобранных в MPSD. Справа внизу – распределения передних энергий для групп событий с различной центральностью, отобранных в MPSD

Как видно, классы центральностей, отобранные по двумерным зависимостям энерговыделения и ее асимметрии в MPSD, хорошо согласуются с классами событий, отобранными по передней энергии. Это позволяет использовать текущий подход

определения центральности, используемый в уже реализуемой физической программе эксперимента NA61.

2.4. Определение центральности с помощью машинного обучения

В эксперименте NA61/SHINE после модернизации для определения геометрии столкновений будет использоваться система из двух адронных калориметров: MPSD – калориметр из 32 модулей с пучковым отверстием в центре, и FPSD – калориметр из 9 модулей, расположенный позади MPSD ниже по пучку. Поскольку при такой компоновке калориметр FPSD служит активным поглотителем пучка, применение его в условиях большой интенсивности пучка может быть осложнено. Одним из возможных путей является использование только адронного калориметра MPSD для определения центральности. Конструктивной особенностью адронного калориметра MPSD эксперимента NA61/SHINE является наличие пучкового отверстия в центре, что вызвано высокими дозами радиации. Наличие пучкового отверстия в центре калориметра приводит к тому, что определенная часть энергии теряется из-за утечки тяжелых осколков через отверстие. В этом случае зависимость суммарного энерговыделения в калориметре MPSD от прицельного параметра соударения становится немонотонной (рисунок 45, слева), что затрудняет задачу определения центральности. Однако, полное энерговыделение не есть единственная наблюдаемая в каждом событии. Модульная структура калориметров позволяет использовать пространственное распределение энергии в отдельных модулях калориметра. Энерговыделения во всех модулях, образующие вместе так называемую "энергетическую поверхность", позволяют, в определенных пределах, решить проблему централизации. Примеры энергетических поверхностей калориметра для центрального и периферического столкновений приведены на рисунке 45 справа.

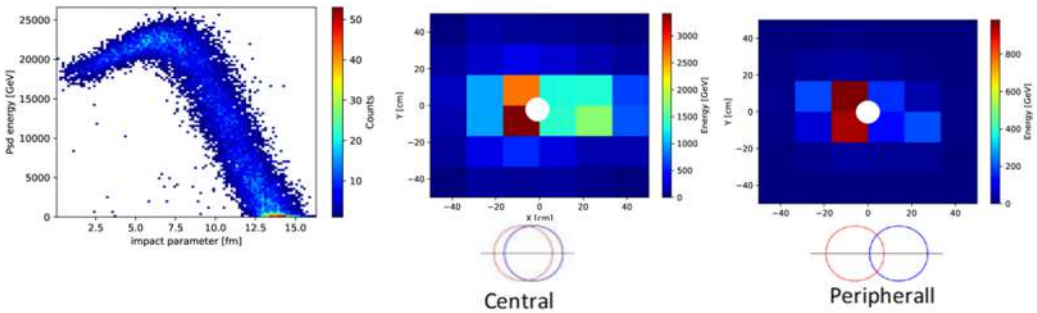


Рисунок 45 – Слева – зависимость полного энерговыделения в калориметре MPSD@NA61 от прицельного параметра для столкновения PbPb 150AGeV/c DCM-QGSM

Отклики модулей адронного калориметра могут быть сформированы в массив значений, что позволяет применять методы машинного обучения (ML) к проблеме

центральности с использованием алгоритмов, схожих с анализом изображений. Методы машинного обучения хорошо зарекомендовали себя в распознавании образов и классификации изображений. Применение методов машинного обучения для определения классов центральности позволяет использовать большее количество доступной информации от адронных калориметров по сравнению с существующими подходами, что дает возможность определять центральность во всем всему диапазоне. Для определения центральности столкновений были разработаны два метода машинного обучения: машинное обучение с учителем и без учителя.

2.4.1. Машинное обучение с учителем

Машинное обучение с учителем – это прямое применение методов машинного обучения на размеченных данных. Весь имеющийся набор данных разделяется на обучающий и тестовый наборы. Обучающий набор данных используется для настройки параметров модели, состоящей из плотных слоев, образующих нейронную сеть. Параметры настраиваются таким образом, чтобы наилучшим образом определять целевую переменную, которая является прицельным параметром столкновения. После обучающего этапа параметры модели фиксируются, и модель может быть протестирована на неиспользованном тестовом наборе данных. Методы машинного обучения с учителем зависит от выбранной физической модели. Поскольку разметка данных является существенной в этом подходе, и такая разметка может быть достигнута только при использовании конкретной физической модели, этот подход вряд ли будет применяться к реальным физическим данным. Тем не менее, он может служить подтверждением того, что при использовании энергетических поверхностей калориметра можно разделить события на классы центральности, а также служить для сравнения результатов с результатами машинного обучения без учителя.

2.4.2. Машинное обучение без учителя

Подход к определению центральности с помощью передовых адронных калориметров по методу машинного обучения без учителя основан на недавней работе по кластерному анализу [22]. Этот подход использует автокодирование данных и метод глубокого встраивания, который позволяет разделить имеющиеся данные на кластеры по сходству энергетических поверхностей калориметра.

Алгоритм кластеризации начинается с обучения автокодировщика. Основной целью автокодировщика является уменьшение размерности задачи, поскольку это улучшает кластеризацию. Первоначально задача имеет размерность, равную количеству калориметрических модулей. Входной и выходной слои автокодировщика имеют

одинаковые размеры. Подавая на вход автокодировщика энергетические поверхности калориметра, мы ожидаем, что на выходе автокодировщика будем иметь идентичные энергетические поверхности. Хитрость здесь в том, что в середине автокодера есть узкое место. Автокодировщик обучается таким образом, чтобы потеря средней квадратичной ошибки между входом и выходом была минимальна, и когда это достигается, можно сказать, что кодирующая часть хороша для уменьшения размерности задачи до размерности узкого места.

Второй шаг – оценка центроид будущих кластеров. Центроиды – это центры кластеров в уменьшенном пространстве, а именно после кодировщика. Это делается с помощью алгоритмов tSNE [23] и KMeans [24]. Алгоритм tSNE хорошо справляется с так называемой "проблемой скученности", которая актуальна при применении к проблеме определения центральности, так как периферийные события обычно наблюдаются в гораздо большей пропорции по сравнению с центральными. Алгоритм tSNE позволяет отобразить кодированные энергетические поверхности калориметра в 2D пространство, равномерно распределяя скопившиеся события из периферийной области и события из центральной области. Полученная визуальная интерпретация событий в виде двумерной зависимости затем делится алгоритмом KMeans на кластеры, а центроиды результирующих кластеров оцениваются в пространстве после кодировщика.

Заключительный третий этап – процесс глубокой кластеризации с реализацией, который подробно обсуждается в работе [22]. Преимуществом подхода является его независимость от физической модели, так как кластеризация осуществляется по всему доступному набору данных без привлечения целевой переменной. В этом подходе все доступные данные делятся на группы одинакового размера. Предварительная подготовка модели не требуется, кластеризация может выполняться непосредственно на экспериментальных данных. Эта особенность может быть интерпретирована как независимость от модели, так как разделение экспериментальных данных на кластеры может осуществляться непосредственно. Нет необходимости использовать моделирование для предварительной настройкой параметров модели машинного обучения. Кластеризация осуществляется по неразмеченым данным. Остается открытым только вопрос упорядочения полученных кластеров. Этот этап может быть выполнен с использованием множественности заряженных частиц, измеренной независимым трековым детектором. Единственная требуемая информация – это значение средней множественности в каждом классе центральности, определенном моделью машинного обучения, поскольку множественность зависит линейно от центральности столкновения. Альтернативным

способом упорядочения кластеров является использование асимметрии энергии в адронном калориметре [24].

2.4.3. Применение к модельным данным PbPb 150A GeV/c DCM-QGSM

Оба подхода – машинное обучение с учителем и без учителя – были применены к симуляционным данным эксперимента NA61/SHINE для столкновений ядер золота с импульсом 150A ГэВ/с в DCM-QGSM модели.

Распределения прицельного параметра были проанализированы в классах центральности, предсказанных ML-моделью. На рисунке 46 сверху представлены две матрицы ошибок, полученные с использованием ML методов с учителем и без учителя. В матрице ошибок предсказанные классы центральности отложены вдоль горизонтальной оси, а реальные классы, полученные из моделирования, строятся вдоль вертикальной оси. В каждом двумерном бине этой матрицы содержится цифра, указывающая на вероятность попадания в бин. Сумма значений в каждой строке составляет 100%. Диагональные элементы матрицы ошибок отражают чистоту определения классов центральности. Например, для ML-подхода с учителем вероятность правильного определения самого центрального класса события составляет 90%. При этом остальные 10% заключены в соседнем бине и отражают примесь. Разрешение как функция центральности приведена на рисунке 46.

Согласие в результатах между подходами наблюдается во всех классах центральности с небольшим ухудшением результатов ML-подхода без учителя в полуцентральной области.

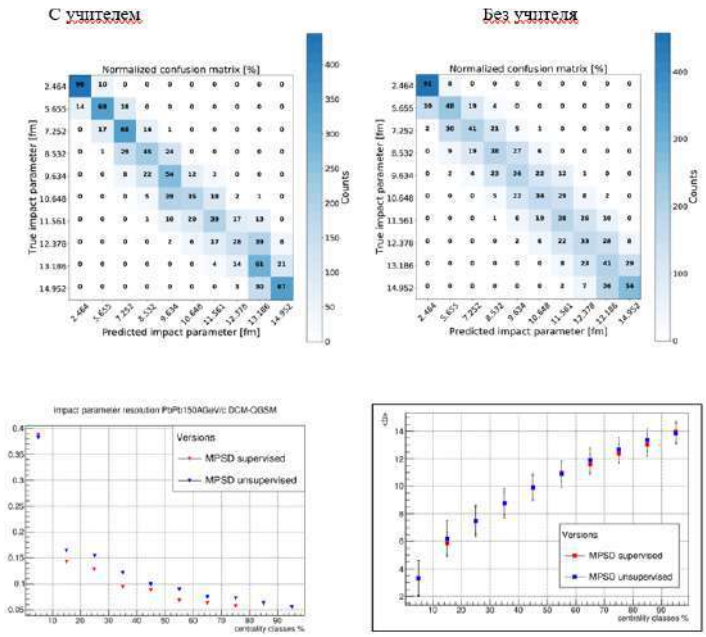


Рисунок 46 – Сверху – матрицы ошибок для ML-подходов определения центральности с учителем и без учителя. Снизу – разрешение и средние значения прицельного параметра в классах центральности для двух ML-подходов

Список выступлений группы ИЯИ РАН на международных совещаниях и конференциях по тематике NA61/SHINE в 2020г.

1. N.Karpushkin, Machine Learning method for centrality determination in heavy ion reactions with forward hadron calorimeters

Workshop on analysis techniques for centrality determination and flow measurements at FAIR and NICA, 24-28 August 2020, MEPhI, Moscow, Russia

http://indico.oris.mephi.ru/event/181/session/0/contribution/5/material/slides/0.pdf

2. N.Karpushkin, New approach for centrality determination with forward hadron calorimeters in heavy ion reactions

LXX International conference "NUCLEUS – 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies", 11-17 October 2020, Saint Petersburg State University, Russia

https://indico.cern.ch/event/839985/contributions/3983692/attachments/2123322/3574246/karpushkin_nucleus_1510.pdf

3. S. Morozov, "Forward hadron calorimeter (PSD) upgrade for the NA61/SHINE experiment"

ICPPA-2020, 5-9 October 2020, National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, Russia

https://indico.particle.mephi.ru/event/35/contributions/2418/

4. A. Makhnev, Development of Si Beam Position Detectors for NA61/SHINE experiment ICPPA-2020, 5-9 October 2020, MEPhI, Moscow, Russia

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

3.1. Экспериментальная установка ХАДЕС в физическом сеансе по исследованию реакции Ag + Ag при энергиях 1.23 и 1.58 ГэВ/нуклон

Установка ХАДЕС (HADES – High Acceptance DiElectron Spectrometer) [26] 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° до 88° и практически полный азимутальный угол. Поперечное сечение двух противоположных секторов показано на рисунке 47, слева. При такой геометрии аксептанс установки в области промежуточных быстрот для дилептонных пар достаточно большой и составляет ~ 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, расположенным перед мишенью и двумя системами RPC и TOF, расположенными после магнита. RPC – резистивные плоскостные камеры имеют временное разрешение порядка 80 пс [27], а сцинтилляционный годоскоп TOF [28] – 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 47, справа,

[29], 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^2 для пропускания пучка и наиболее тяжелых фрагментов пучка. Полный поперечный размер переднего сцинтилляционного годоскопа установки ХАДЕС составляет 180 × 180 см^2.

Впервые, в физическом сеансе по исследованию реакции Ag + Ag при энергиях 1.23 и 1.58 ГэВ/нуклон использовался электромагнитный калориметр – ECAL, рисунок 47 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 47 (в центре), с радиатором из свинцового стекла [30]. ECAL перекрывает область азимутальных углов $160^0 < \theta < 450^0$. 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 π^0 -, η-мезонов в столкновениях ионов серебра при энергии пучка 1,58 и 1,23 АГэВ по распадам π^0 -, η-мезонов на 2 гамма кванта. Энергетическое разрешение ECAL составляет (5-6)%/√(E(ГэВ)). Работа по сборке и тестированию 5-го сектора ЕКАЛ проводилась в начале 2020 г. с участием группы ИЯИ. Сборка 6-го сектора планируется на 2021 -2022 гг. из-за задержки с поставкой ФЭУ для модулей этого сектора.

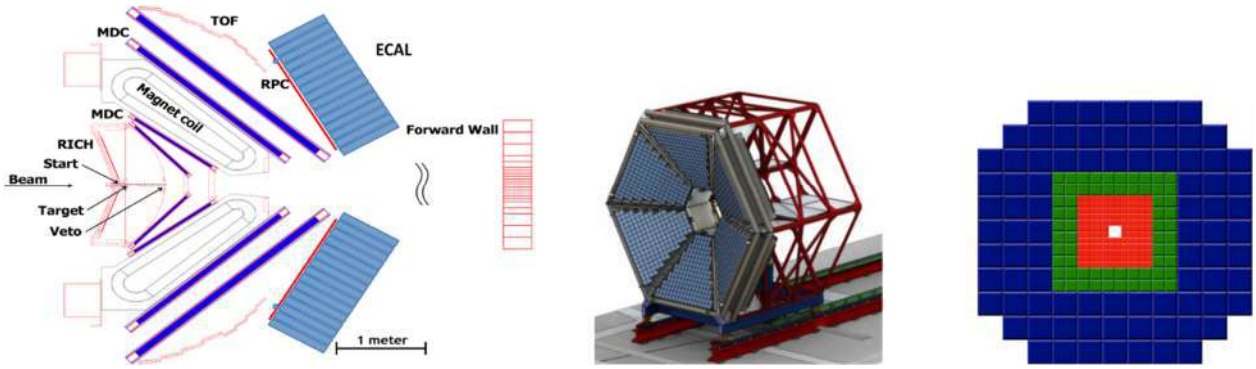


Рисунок 47 – Схема установки ХАДЕС, слева. В центре, схема конструкции ЕКАЛ. Справа, схема FWall

3.2. Калибровка переднего сцинтилляционного годоскопа и электромагнитного калориметра в сеансе по исследованию реакции Ag + Ag при энергиях 1.23 и 1.58 ГэВ/нуклон

Одна из первоочередных задач группы ИЯИ РАН в 2020 г. заключалась в проведении качественной амплитудной и временной калибровки сцинтилляционных детекторов переднего годоскопа FWall, который использовался в сеансах 2019 г. в эксперименте HADES по исследованию реакции Ag + Ag при энергиях 1,23 и 1,58 ГэВ/нуклон.

3.2.1. Калибровка FWall

Калибровка FWall включает в себя калибровку как по времени, так и по амплитуде. Целью амплитудной калибровки является выравнивание откликов всех 288 детекторных ячеек FWall для определенного заряда частиц (Z = 1, 2 и т. д.). С помощью параметров временной калибровки восстанавливается ожидаемое время пролета частиц от мишени до FWall. В 2019 году была проведена предварительная калибровка переднего годоскопа, для которой использовались только данные, полученные для одного дня сбора данных. Подробные детали этой калибровки описаны в отчете за 2019 г. Однако, применение данных калибровок ко всем данным, полученным в течение месячного сеанса, показало, что положение пиков в амплитудных и временных спектрах в детекторных ячейках годоскопа заметно отличаются, если использовать калибровочные параметры, полученные только из данных по одному дню (рисунки 48 и 49).

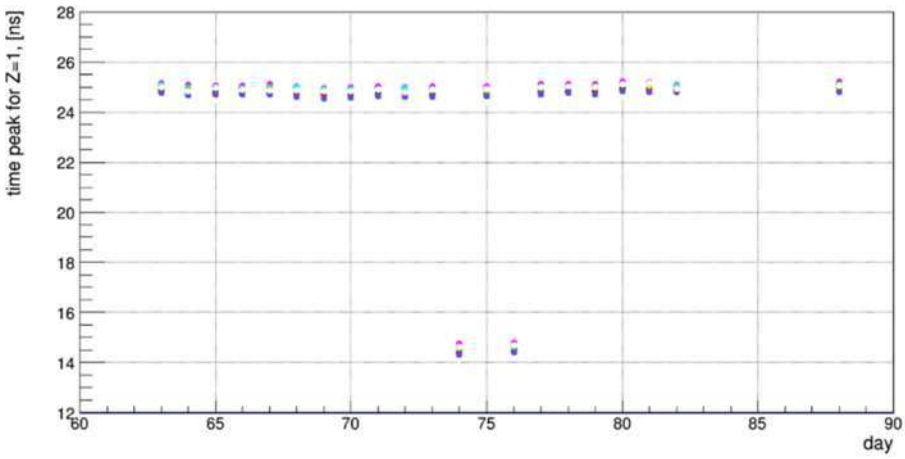


Рисунок 48 – Распределение среднего значения по времени пролета для частиц с Z=1 для всех дней сбора данных. Цветными точками показаны значения для ячеек годоскопа с 1 по 50

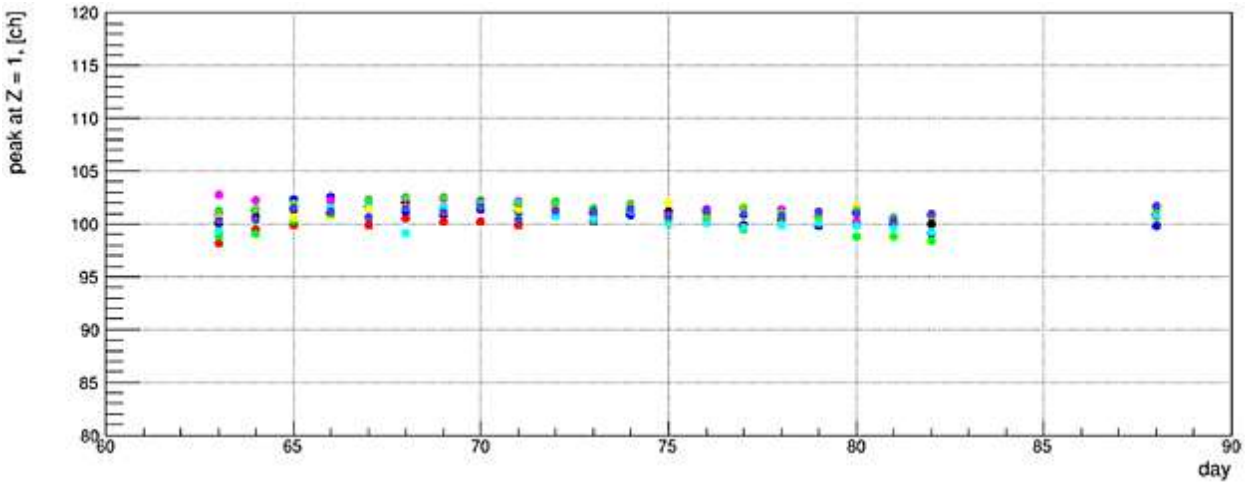


Рисунок 49 – Распределение среднего значения амплитуды сигнала с некоторых детекторов FWall для частиц с Z=1 для всех дней сбора данных. Цветными точками показаны значения для ячеек годоскопа с 1 по 50

Также было выявлено, что большие ячейки годоскопа были неверно откалиброваны, так как положение пика в амплитудном распределении для частиц с Z=2 не соответствует 200 каналу (рисунок 50). Поэтому необходимо было провести новую калибровку для всех ячеек отдельно для каждого дня периода сбора данных.

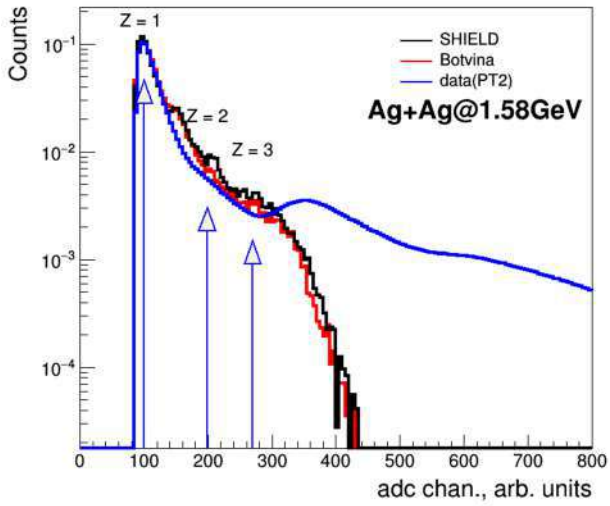


Рисунок 50 – Амплитуда сигнала для больших ячеек после предварительной калибровки 2019 года

Новая калибровка по времени и амплитуде проводилась для каждой ячейки сцинтиляционного детектора. Из-за временной нестабильности работы фотоумножителей калибровка проводилась отдельно для каждого из 28 дней набора данных. В конечном итоге, были получены соответствующие отдельные наборы калибровочных параметров для всех дней сеанса.

Первый шаг калибровки заключался в коррекции времени пролета. Оцифровывающая электроника дает нелинейную зависимость времени сигнала от его ширины. Калибровка по времени заключается в том, чтобы определить скорректированное время путем корректировки измеренного времени на его зависимость от измеренной амплитуды (Time Walk Correction). Примеры распределений сигналов time - width до и после корректировки для одной из ячеек приведены на рисунке 51.

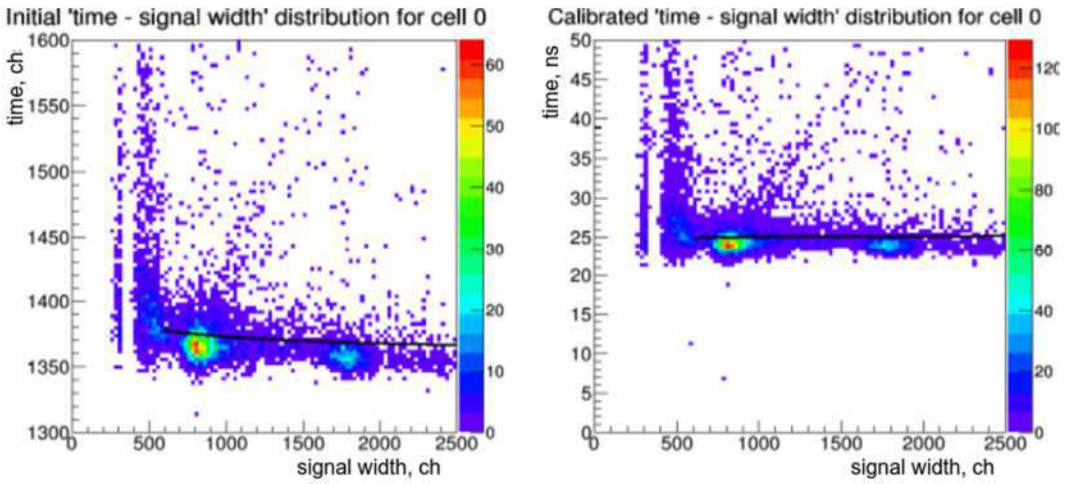


Рисунок 51 – Временная зависимость от амплитуды для одной из ячеек Fwall до калибровки (слева), после калибровки (справа)

Используя Time Walk Correction было определено скорректированное время для всех детекторных ячеек FWall. С использованием параметров данной коррекции была устранена зависимость измеренного времени от измеренной амплитуды (рисунок 51 (справа)).

Ожидаемое время пролета частиц от мишени до FWall составляет около 25 нс. Разницу между ожидаемым временем и средними значениями этих распределений определяют смещения, которые использовались для вычисления калиброванного времени. Результатом временной калибровки является выравнивание временной зависимости от номера детекторной ячейки FWall. Такая процедура была проведена для каждого дня сеанса, рисунок 52.

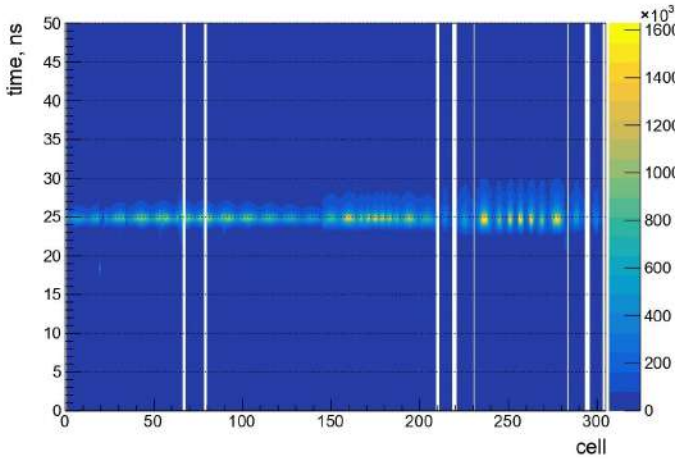


Рисунок 52– Временная зависимость от номера ячейки FWall для одного дня

Следующим этапом была проведена калибровка амплитуды детекторных ячеек годоскопа, которая заключалась в выставлении положения пиков для частиц с Z=1 и Z=2 в соответствующих местах амплитудной шкалы. Калибровка производилась с

использованием линейного преобразования $\Delta E = k_{ADC_SLOPE} \cdot width + a_{ADC_OFFSET}$. Положение пика для протонов приводилось к значению 100 на шкале, а пика для альфа-частиц — к 200. Для нахождения обоих калибровочных коэффициентов необходимо соответствующим двум точкам на исходном распределении поставить два значения этих коэффициентов. Все пики в зарядовом распределении для каждой ячейки годоскопа были профитированы функцией Гаусса и положение пиков амплитуды частиц с зарядом Z=1 и Z=2 извлекались как среднее значение функции Гаусса. По результатам аппроксимации пиков были определены калибровочные коэффициенты k_{ADC_SLOPE} a_{ADC_OFFSET}, которые заносились в файл параметров.

Использование параметров калибровки амплитуды обеспечивает положение частиц с Z = 1 и Z = 2 в канале 100 и 200 усл. единиц, соответственно, как показано на рисунке 53 слева. На рисунке 53 справа представлены амплитудные спектры для различных ячеек после применения калибровки. Небольшие отклонения от ячейки к ячейке для частиц с Z > 2 связаны с нелинейностью отклика ФЭУ. Таким образом, после проведения процедуры калибровки амплитудные сигналы были соотнесены с определенными зарядами частиц.

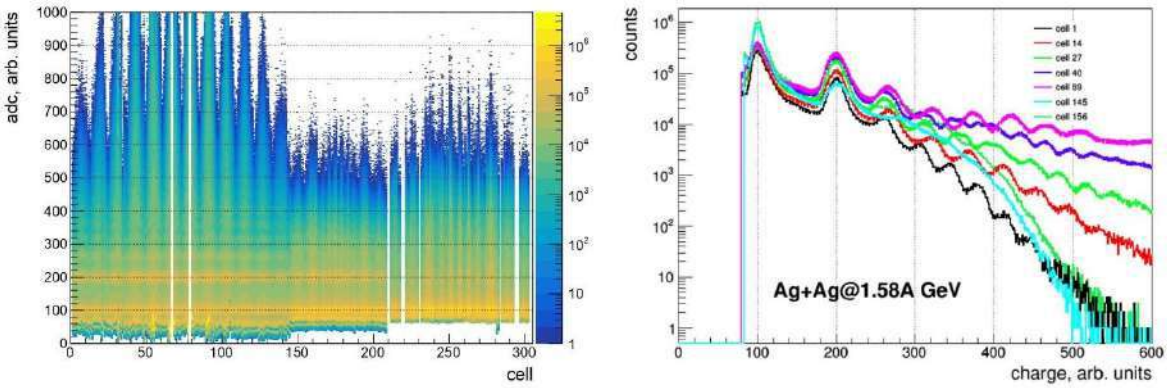


Рисунок 53 – Амплитудная зависимость от номера ячейки годоскопа для одного дня, слева. Примеры амплитудных спектров для различных ячеек после проведения калибровки, справа

Кроме того, после точной калибровки по времени и амплитуде, были построены распределения для положений пучка по осям X и Y отдельно для каждого дня. Вершина каждого из распределений была профитирована функцией Гаусса, поправочные коэффициенты для смещения пучка по осям X и Y определялись, как среднее значение функции Гаусса для каждого набора параметров калибровки.

3.2.2. Калибровка ECAL

В 2020 году продолжилась работа по обработке данных нового электромагнитного калориметра ECal эксперимента HADES. Первоочередной задачей группы ИЯИ РАН было

проведение энергетической калибровки модулей калориметра. Для этого использовались идентифицированные в детекторах HADES электроны и позитроны с измеренными импульсами. Для удобства проведения процедуры калибровки было разработано оконное приложение ECal GUI calibrator (рисунок 54). Его особенностью является то, что параметры калибровки для каждого модуля подбираются согласованно по двум наборам данных: для сильного магнитного поля (ток в соленоиде 2500 А) и для слабого поля (ток в соленоиде 200 А). При сильном магнитном поле низкоэнергетические электроны не могут вызвать срабатывание детектора (рисунок 54, верхний левый график), в то время как при слабом магнитном поле траектория электрона представляет собой почти прямую линию, и поэтому его импульс определяется трековыми детекторами с большой погрешностью, что не позволяет точно прокалибровать по ним калориметр (рисунок 54, нижний левый график). Однако, ECal GUI calibrator позволяет построить зависимость отклика детектора от энергии электрона при обоих значениях магнитного поля на одном графике (см. рисунок 54, правый график) и определить параметры калибровки, описывающие отклик детектора во всем диапазоне доступных энергий. С его помощью была произведена более точная амплитудная калибровка детектора по данным 2019 года.

Спектр инвариантной массы пар гамма квантов с новой энергетической калибровкой калориметра показан на рисунке 55.

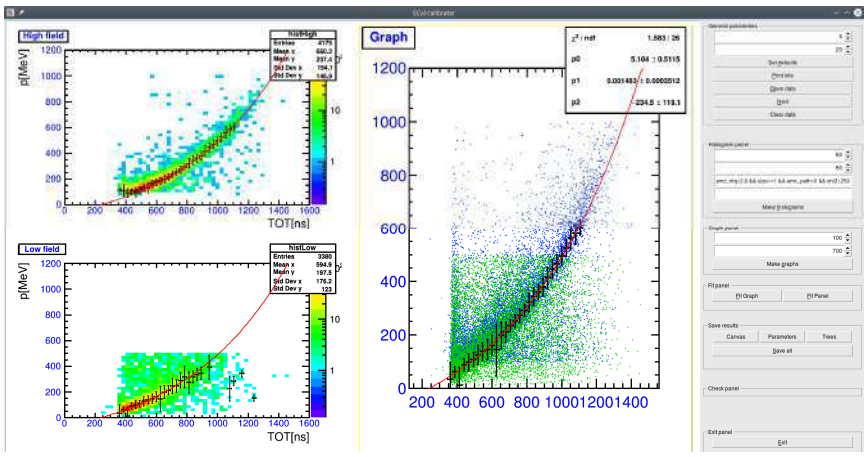


Рисунок 54 – Оконное приложение для калибровки детектора ECal GUI calibrator

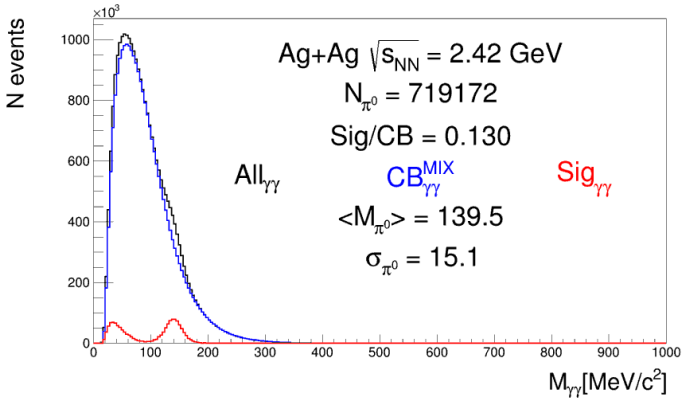


Рисунок 55 – Спектр инвариантной массы пары фотонов. Черная линия соответствует всем событиям, синяя — комбинаторному фону, красная — результат вычитания комбинаторного фона из спектра

После вычитания комбинаторного фона в спектре помимо пика, соответствующего массе π^0, наблюдается повышенное количество пар фотонов в области инвариантных масс менее 100 МэВ. Проведенное Монте-Карло моделирование показало, что форма фонового распределения не может быть объяснена ни шумовыми срабатываниями ФЭУ, ни влиянием аксептанса детектора, ни возможными недостатками калибровки при малых энергиях. В качестве возможного объяснения формы спектра рассматривался эффект Хэнбери-Брауна-Твисса (HBT), однако более детальное исследование показало, что форма спектра не фитируется даже с учетом вклада от HBT-сигнала. В 2021 г. будет проводиться работа по дальнейшему анализу причин этого эффекта.

3.3. Новый подход к измерению центральности в экспериментах с тяжелыми ионами HADES

В эксперименте HADES для определения центральности ядро-ядерных столкновений в настоящее время используются данные по множественности рожденных

частиц [31]. Для исключения автокорреляций при дальнейшем анализе данных, необходимо применять независимый метод оценки классов событий. В 2020 г. группой ИЯИ РАН был предложен и разработан независимый метод оценки центральности в эксперименте HADES, основанный на распределении зарядов фрагментов в ячейках переднего годоскопа (FWall).

Так как наиболее тяжелые осколки пролетают, в основном, в пучковое отверстие в центре годоскопа, существует неоднозначность в зависимости полного заряда, измеренного с помощью FWall, от прицельного параметра (рисунок 56).

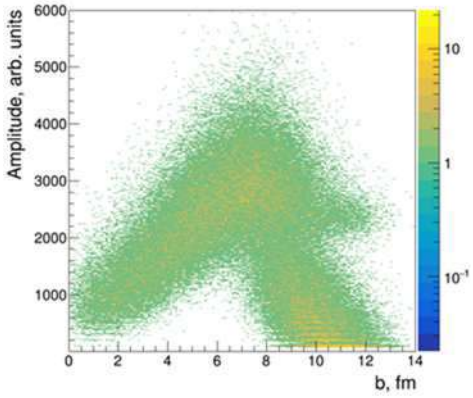


Рисунок 56 – Корреляция между амплитудой FWall и прицельным параметром, полученная для событий MB, сгенерированных с помощью модели DCM-QGSM-SMM [32] для Ag + Ag при 1.58 ГэВ/нуклон

Эта зависимость показана для событий MB (Minimum Bias), полученных в модели DCM-QGSM-SMM для Ag + Ag при 1.58 ГэВ/нуклон. Поперечная гранулярность FWall позволяет измерять пространственное распределение заряженных частиц и фрагментов ядер в ядро-ядерных реакциях. Для этой реакции на рисунке 57, слева, показан пример пространственного распределения амплитуд FWall для смоделированных в этой же модели событий для 5% самых центральных событий и для полупериферийных событий с центральностью в 35-40%, справа. Диапазон по центральности определяется по прицельному параметру.

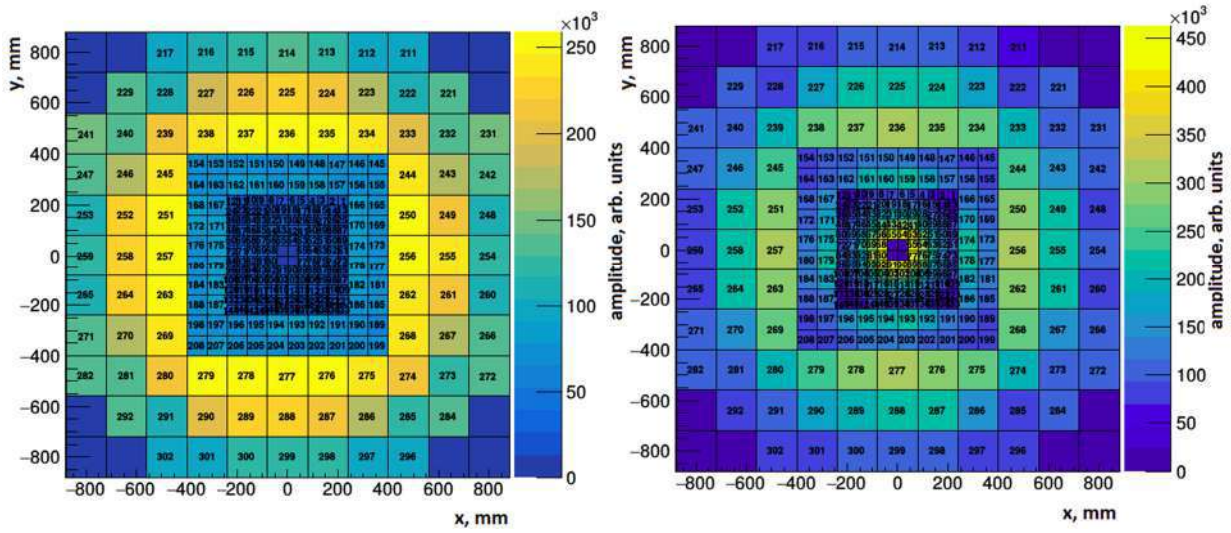


Рисунок 57 – Пространственное распределение событий в столкновениях Ag+Ag и энергии 1.58 ГэВ/нуклон при моделировании для 0-5% наиболее центральных (слева) и полупериферических событий (35-40%) (справа), определенных в соответствии со значениями прицельного параметра

Видна заметная разница в этих распределениях, что позволяет применить технику машинного обучения (ML) для оценки центральности событий. Обучение алгоритмов машинного обучения различно для экспериментальных и смоделированных данных.

Экспериментальное распределение по множественности частиц в TOF+RPC, полученное при триггере, соответствующем 40% наиболее центральных событий было разделено на 8 групп с одинаковым количеством событий в каждой группе. Из-за известной монотонной зависимости множественности рожденных частиц от центральности этим группам соответствует восемь 5% классов центральности. Эта информация используется как индекс класса центральности в ML.

В случае моделирования данных индекс класса центральности соответствует значению класса по прицельному параметру. Случайно выбранная часть моделированных данных используется для обучения модели по положению ячеек FWall и соответствующих в них зарядов фрагментов. Затем обученная модель применяется к оставшейся части данных.

Результаты применения подхода машинного обучения к моделированным данным Ag+Ag при 1.58 ГэВ/нуклон показаны на рисунке 58 для двух моделей, DCM-QGSM-SMM и DCM-QGSM (SHIELD) [33]. На рисунке 58 (слева) показаны зависимости средних значений прицельного параметра от центральности. Результаты аналогичны для обеих моделей. Полученное в методе ML разрешение прицельного параметра от центральности

представлено на рисунке 58 (справа) и показывает, что в модели DCM-QGSM получается лучшее разрешение, чем в модели DCM-QGSM (SHIELD).

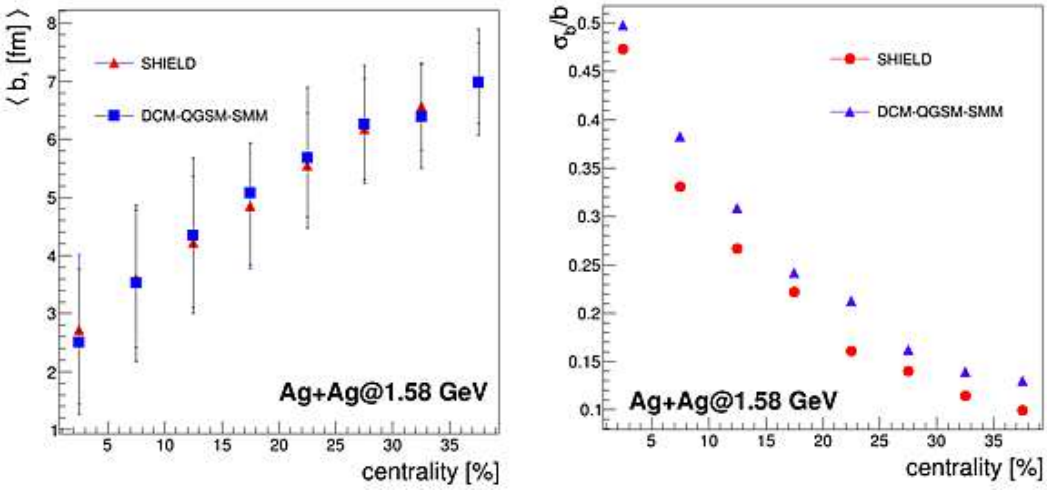


Рисунок 58 – Подход ML к моделированию Ag+Ag при энергии 1.58 ГэВ/нуклон: Слева, зависимость среднего значения прицельного параметра от класса центральности для двух моделей. Справа, разрешение прицельного параметра от класса центральности для обеих моделей

Матрицы вероятностей, полученные для событий в моделях DCM-QGSM-SMM и DCM-QGSM (SHIELD) представлены на рисунке 59 (слева) и (справа), соответственно. Их диагональные компоненты показывают вероятность того, что соответствующий диапазон центральности оценен правильно.

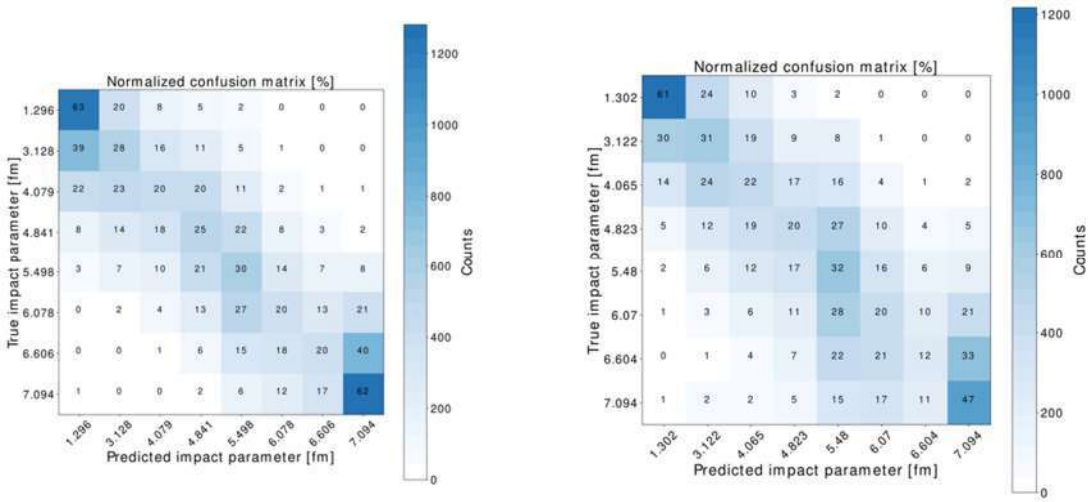


Рисунок 59 – Матрица «запутанности» для модели DCM-QGSM-SMM, слева и для модели DCM-QGSM, справа

Подход ML был также применен к экспериментальным данным Au + Au при энергии 1,23 ГэВ/нуклон. На рисунке 60 показаны распределения по множественности в TOF + RPC в различных классах центральности, полученные с помощью ML.

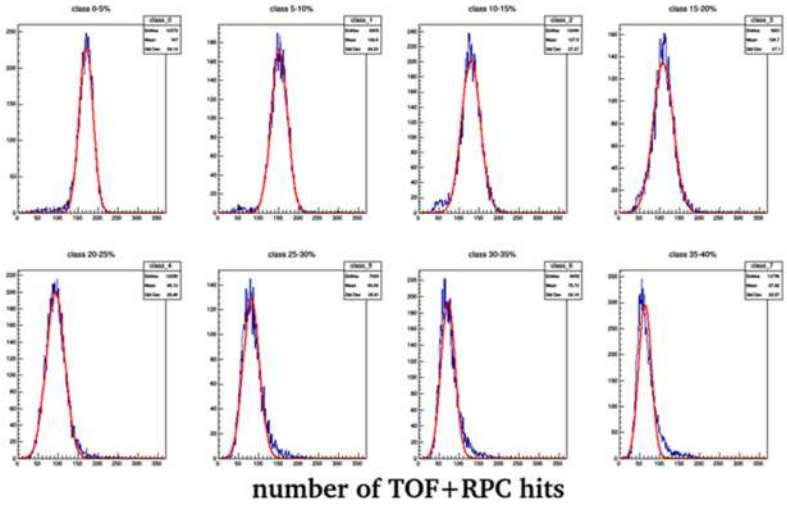


Рисунок 60 – Множественность хитов в TOF + RPC в классах центральности 5%, определенных с помощью метода ML для экспериментальных данных Au + Au при энергии 1.23 ГэВ/нуклон

На рисунке 61 (слева) показано сравнение средних значений множественности в TOF + RPC в различных классах центральности, полученных коллаборацией и определенных с помощью подхода ML. Результаты находятся в хорошем согласии в пределах ошибок.

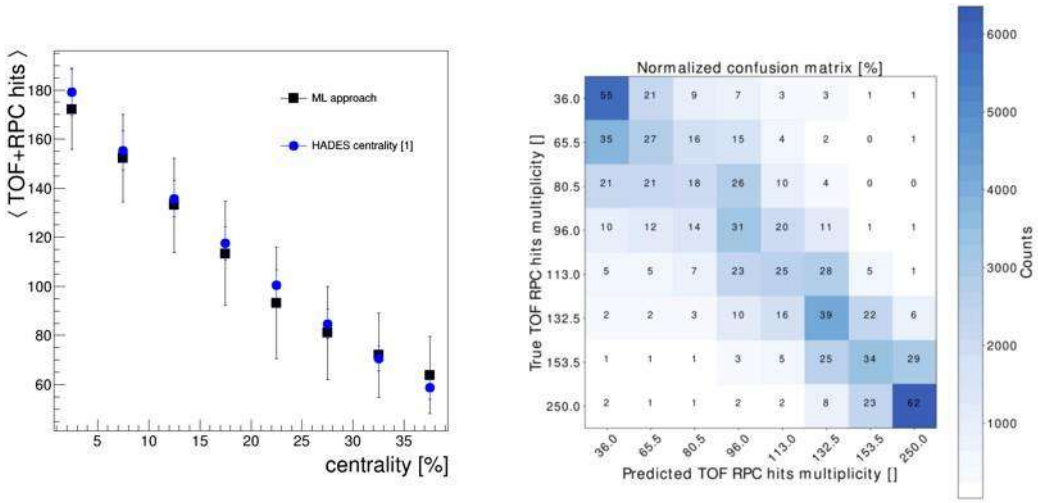


Рисунок 61 – Подход ML к экспериментальным данным Au+Au при энергии 1.23ГэВ/нуклон: (слева). Средние значения числа хитов в TOF+RPC в классах центральности. Справа, матрица вероятностей

Таким образом, в 2020 г. группой ИЯИ РАН был разработан новый подход к оценке центральности в эксперименте HADES, основанный на применении метода ML к пространственным распределениям зарядов в детекторных ячейках FWall. Сравнение результатов применения подхода ML к моделированию Ag+Ag при 1,58 ГэВ/нуклон с двумя моделями DCM-QGSM-SMM и DCM-QGSM показывает лучшее разрешение прицельного параметра для модели DCM-QGSM. Показано сравнение применения метода ML для определения классов центральности к экспериментальным данным (Au+Au при 1,23 ГэВ/нуклон) и классов центральности, полученными коллаборацией с использованием модели Глаубера. Показано, что оба подхода хорошо согласуются между собой в пределах погрешностей.

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

4.1. Установка CBM и передний адронный калориметр PSD

Установка CBM [34] 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 62. Передний адронный калориметр PSD [35] 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 Конструкция калориметра и его характеристики подробно описаны в Техническом проекте переднего адронного калориметра установки CBM [35]. Все модули калориметра изготовлены и протестированы в ИЯИ РАН в соответствие с контрактом ФАИР-ИЯИ.

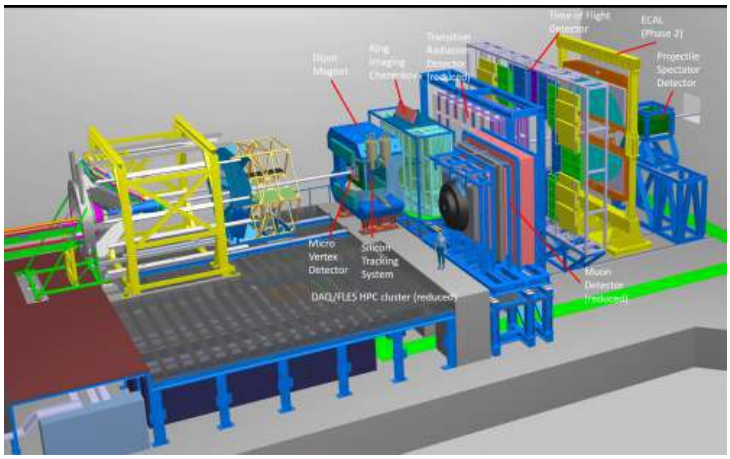


Рисунок 62 – Общий вид установки CBM

В первоначальном Техническом проекте адронного калориметра [35] рассматривался калориметр с ромбовидным отверстием в центре с размерами 60 × 60 мм^2. Однако, более точный расчет радиационных условий эксперимента показал, что размер пучкового отверстия должен быть увеличен для того, чтобы избежать радиационные повреждения сцинтилляционных пластин модулей калориметра. Благодаря модульной структуре калориметра, имеется возможность менять конфигурации сборки. В настоящее время рассматривается 2 возможных варианта сборки калориметра – с квадратным пучковым отверстием (рисунок 63, слева) и ромбовидным отверстием (рисунок 63, справа)

размером 200x200 мм^2. В 2021 г. планируется проведение моделирования с учетом положения калориметра на пучке, размера и формы пучкового отверстия в калориметре, радиационных условий.

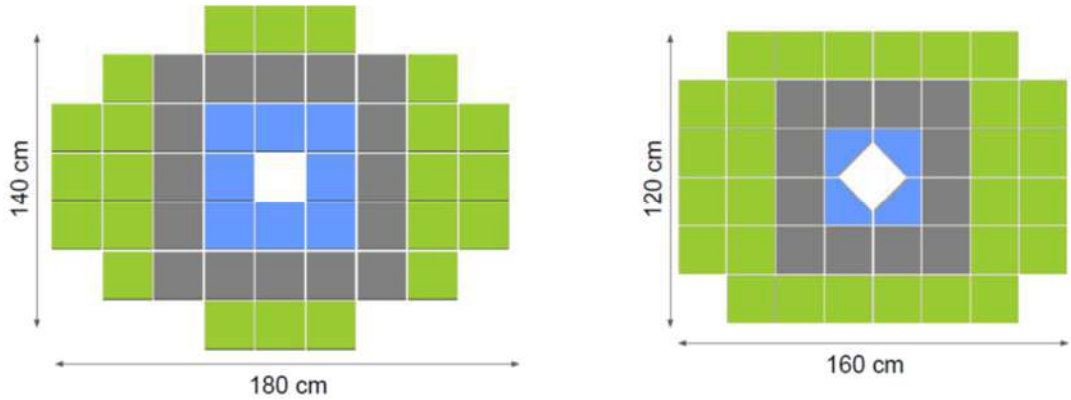


Рисунок 63 – Варианты сборки переднего адронного калориметра CBM

Одна из основных задач в 2020 г. группы ИЯИ в эксперименте CBM заключалась в разработке системы сбора данных с переднего адронного калориметра PSD в общую систему сбора данных эксперимента CBM, а также тестировании прототипов отдельных модулей считывающей электроники.

Для сбора данных с модулей калориметра необходима считывающая электроника, способная обрабатывать сигналы амплитудой от нескольких мВ до 1 В и длительностью порядка 40-60 нс. Частота дискретизации АЦП должна составлять 120 МГц. Скорость передачи сигналов должна составлять не менее 1 MHz на канал. Требование к скорости считывания с частотой до 1 МГц накладывает ограничение на период времени, в течение которого канал электроники должен отработать на текущем событии и быть готовым к принятию следующего сигнала с секции калориметра. Все переходные процессы, которые могут влиять на восстановление следующего сигнала, должны завершиться в течение 1 мкс, чтобы система оцифровки и сбора данных была готова к приему следующего события. Это время определяет требования к каналу передачи данных и протоколам обмена данных, заложенным в цифровые схемы и элементы на основе ПЛИС (FPGA), используемых в данном виде считывающей электроники.

В качестве такой электроники выбрана плата ECAL@ADC64, разработанная для электромагнитного калориметра эксперимента PANDA, рисунок 64, которая 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.

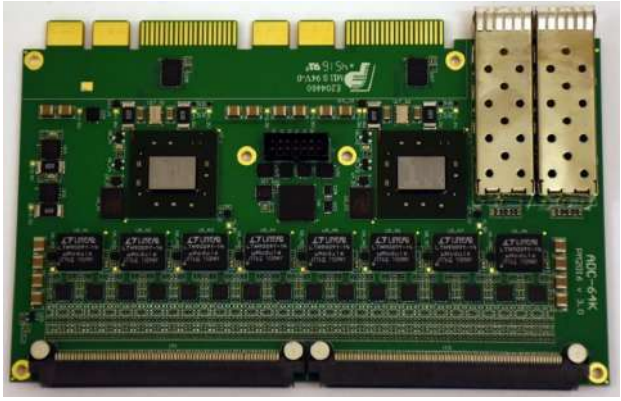


Рисунок 64 – Фотография платы ECAL@ADC64

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: выбор канала из пары усиления, обработка формы сигнала, формирование пакета и отправка в систему сбора данных.

4.2. Разработка системы сбора данных с переднего адронного калориметра PSD

Схема системы сбора данных PSD представлена на рисунке 65 и включает в себя:

- 44 платы 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 соединенных с интерфейсным блоком;
- одна сервисная плата, предназначенная для регулировки напряжения на MPPC, управления калибровочным светодиодом и мониторинга температуры.

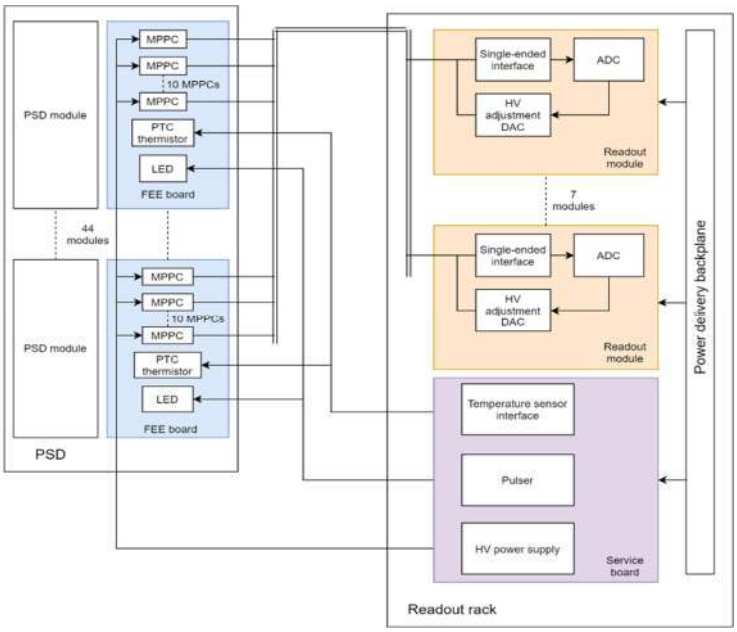


Рисунок 65 – Схема системы сбора данных с переднего адронного калориметра PSD

Для регулировки усиления MPCC была разработана вторая версия интерфейсного блока (ADC addon), предусматривающая блокировочные конденсаторы в сигнальной цепи, которые позволяют свободно регулировать постоянную составляющую напряжения на сигнальной линии. Через регулирование напряжения на линии выполняется компенсация напряжения смещения на выводах MPPC, что позволяет изменять его усиление. Для установки постоянной составляющей на второй версии блока предусмотрены 16 4-канальных цифро-аналоговых преобразователей с буферными усилителями и удаленным управлением.

В 2020 г. группой ИЯИ РАН была разработана, изготовлена и протестирована новая плата, которая устанавливается непосредственно в каждом модуле калоориметра. На этой плате установлено 10 MPPC, фильтры напряжения смещения, радиационно-стойким 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 66 представлен эскиз разработанной платы.

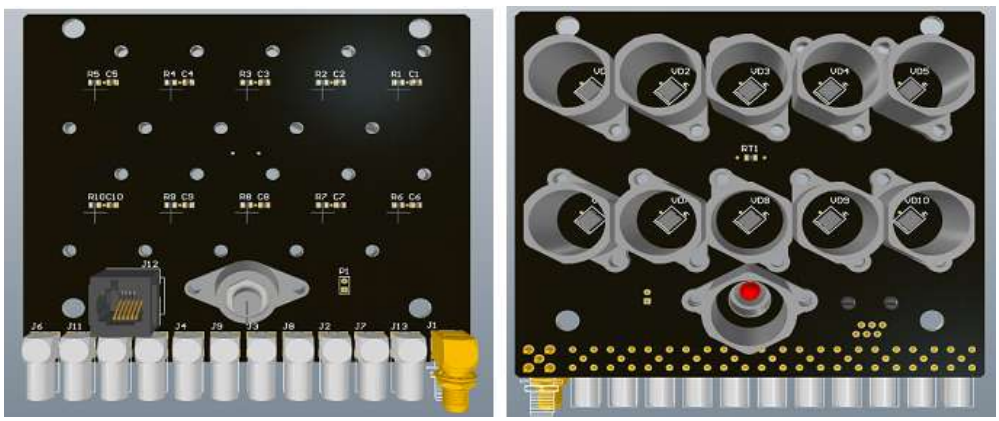


Рисунок 66 – Эскиз платы для установки MPPC в модулях калориметра

В 2020 г. группой ИЯИ РАН был также разработан сервисный блок, несущий на себе генератор высокого напряжения смещения MPPC, систему мониторинга тока MPPC с автоматическим отключением при аварии, прецизионный генератор импульсов для светодиодов оптической калибровки, а также цифровой интерфейс термодатчиков. Блок имеет возможность локального и удаленного управления. Изготовлена уменьшенная версия блока, с целью проверки схемотехнических решений и разработки программного обеспечения. Схема блока представлена на рисунке 67.

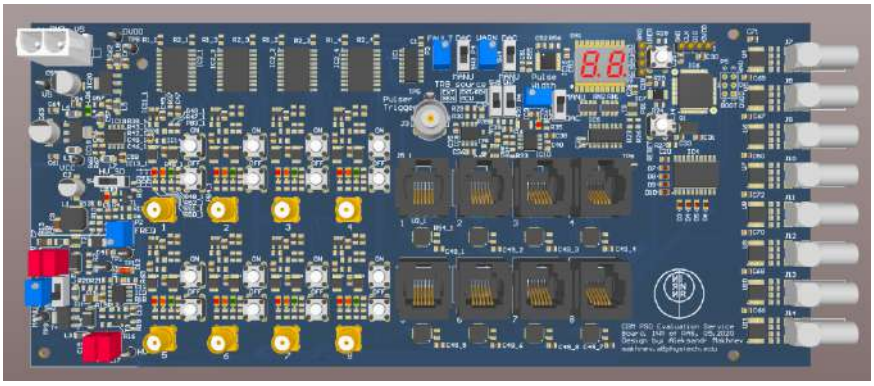


Рисунок 67 – Сервисный блок системы сбора данных детектора PSD

Для передачи сигналов непосредственно с фотодиодов, установленных на платах в модулях калориметра CBM, до считывающей электроники, расположенной в удаленном, радиационно безопасном помещении, потребуется сигнальный кабель длиной порядка 40 м. В ноябре 2020 года такой образец российского кабеля РК50-3-310нг(С)-HF был протестирован, и была показана его пригодность для передачи слабых аналоговых сигналов на достаточно большие расстояния. На рисунке 68 показаны результаты измерения формы сигнала с секции калориметра от космического мюона с длинным кабелем 50 м (слева) и без него (справа). Для считывания использовался CAEN digitizer. Предварительные тесты показали отношение сигнал/шум 9,3 и возможность применения данного типа кабеля.

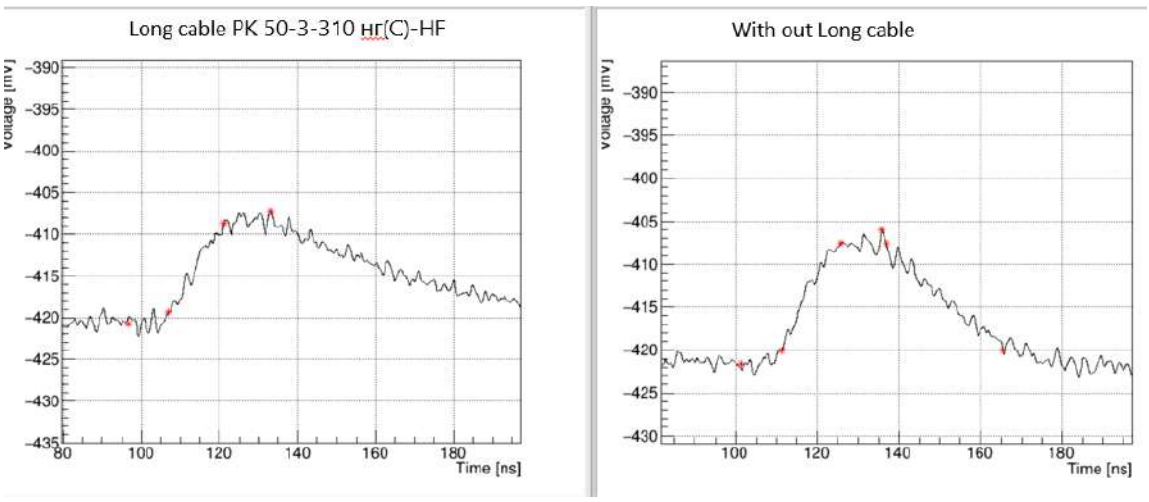


Рисунок 68 – Форма сигнала с одной из секций модуля калориметра от космической частицы измеренная с длинным кабелем 50 м (слева) и без него (справа)

4.3. Тестирование прототипа считывающей электроники на тестовом пучке mCBM

Испытания прототипа считывающей электроники для одного модуля калориметра (mPSD) были проведены в марте 2020 г. группой ИЯИ РАН на тестовом пучке mCBM@SIS18 [36] в GSI (г. Дармштадт, Германия) на ионах золота и свенца в диапазоне энергий 1.01 – 1.22 AGeV в условиях высоких нагрузок.

Основная цель данного теста заключается в подтверждении работоспособности системы считывания на основе платы ADC64 для PSD в эксперименте CBM. Данный тест включает в себя все основные компоненты сбора данных детектора PSD: плата ADC64, интерфейсный блок, плата с MPPC. Сигналы считывались с частотой дискретизации 80 МГц и обрабатывались в ПЛИС на плате ADC64. Каждый канал считывался независимо, без общего триггера, по амлитудному порогу и форма сигнала в фиксированном окне передавалась в систему сбора данных. От платы ADC64 данные передавались по оптоволокну по протоколу GBT, который так же использовался для временной синхронизации и конфигурации платы ADC64. Так же были протестированы все необходимые программные пакеты включающие в себя пакет распаковки данных, обработка физических событий, мониторинг данных.

Для сопряжения платы с MPPC с платой ADC64 был разработан интерфейсный блок (ADC addon), который состоит из 64 преобразователей из однополярного сигнала в дифференциальный. Предусмотрено 50-Ом терминирование входной линии, настраиваемый уровень нуля на входе и выходе. Блок соединяется с ADC64 межплатными разъемами и устанавливается единым модулем. Данный прототип был подключен к модулю

mPSD установленному на тестовом пучке mCBM для тестирования. На рисунке 69 показана фотография подключенния сборки к модулю mPSD платы ADC64 с подключенной интерфейсной платой.

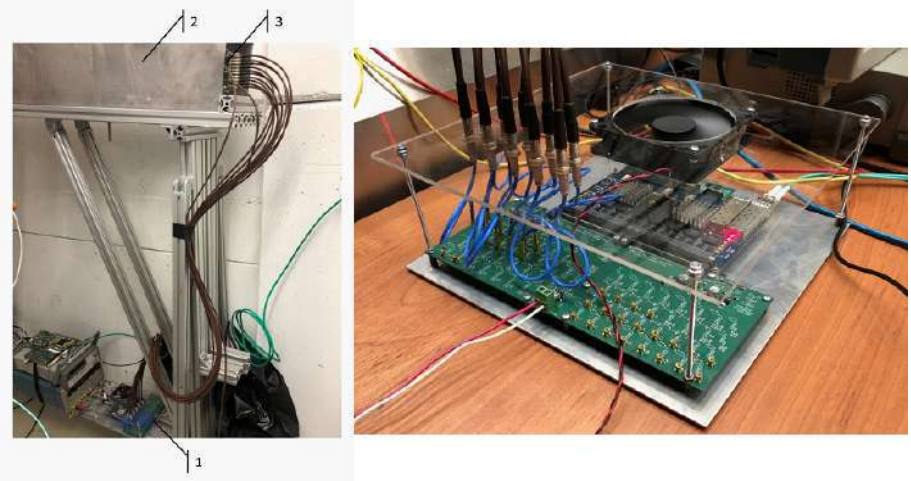


Рисунок 69 – Прототип считывающей электроники, подключённый к модулю mPSD на тестовом пучке mCBM (слева). Плата ADC64 подключенная к интерфейсному блоку (справа)

4.4. Мониторинг данных mPSD

Данные детектора mPSD передавались в общую систему сбора данных mCBM с помощью платы DPB с модифицированной прошивкой. В настоящее время данные mPSD состоят из 64-битных записей, содержащих информацию о временной отметке сигнала, количестве и индексах сработавших каналов, интеграле сигнала, нулевых уровнях и времени прихода сигнала, а также информацию о формах сигналов. Полнота и целостность полученных пакетов данных контролируется по количеству прочитанных слов GBT. Кроме того, контроль всей передаваемой информации также осуществляется в режиме онлайн с помощью программного модуля, разработанного для мониторинга данных, рисунок 70. Два верхних графика служат здесь для отслеживания индексов сработавших каналов. Индексы соответствуют секциям mPSD от 0 до 8. К каналу 9 был подключен внешний источник, служивший для проверки синхронизации между детекторами mCBM. На нижнем левом графике показано распределение энергии в секциях PSD. Основная часть энергии выделяется в двух первых секциях калориметра. На нижнем правом графике показано изменение длины микрослайса данных. Эта информация используется для проверки целостности данных.

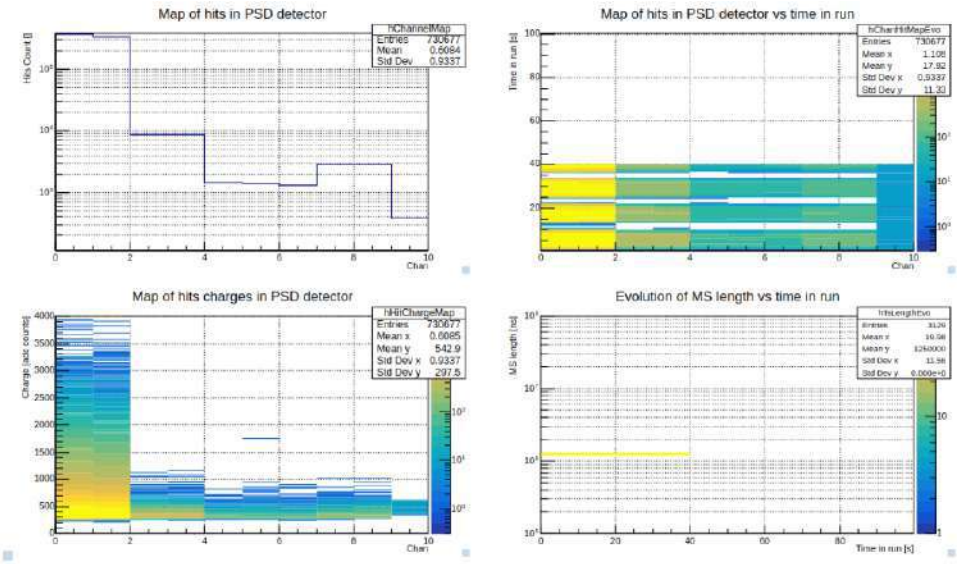
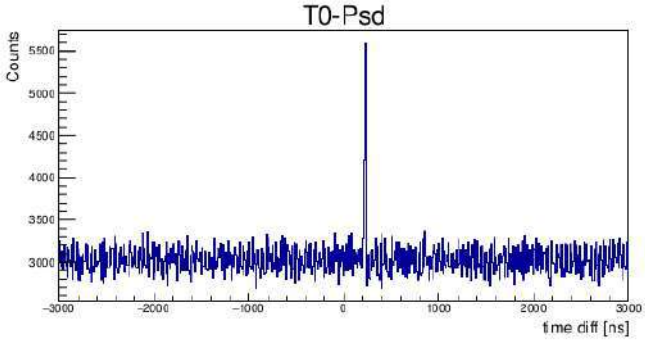


Рисунок 70 – Программный модуль мониторинга данных. Пояснения в тексте

4.5. Предварительные результаты испытаний mPSD

Одной из основных целей mCBM является тестирование и проверка концепции обработки данных и программного обеспечения реконструкции, которые разрабатываются для полного эксперимента CBM. Таким образом, mCBM является демонстратором вычислительной концепции CBM, включая реконструкцию событий и отбор данных в реальном времени. Сложность использования считывания данных без триггера заключается в необходимости временной синхронизации и процедуры построения событий. При обработке данных необходимо построить события из сигналов на основе их временных отметок. Во время сбора данных информация со всех детекторов эксперимента mCBM записывается в общий бинарный файл. Для проверки синхронизации данных с детекторов строятся графики временной корреляции, рисунок 71 слева. Явный пик в распределении разности времени отклика детекторов T0 и mPSD (временной сдвиг), расположенный примерно на 200 нс, указывает на корреляцию данных и служит для выбора пучковых событий. Таким же образом временные метки сигналов от всех подсистем используются для приписывания этих сигналов определенному событию. Чтобы гарантировать возможность такого подхода, используется временная синхронизация между подсистемами с учетом временных сдвигов, которые неизбежно вносятся в процессе сбора сигнала. Предполагается, что сигналы формируют одно событие, если их временные отметки расположены в одном временном окне в 200 нс. Помимо введения фиксированного временного окна для выбора события, могут применяться условия минимального количества сигналов от подсистем, находящихся в рассматриваемом временном окне. Такой прямой подход оправдан на этапе отладки и будет улучшен в будущем.

Распределение энерговыделения в первой секции mPSD показано на рисунке 71 (справа).



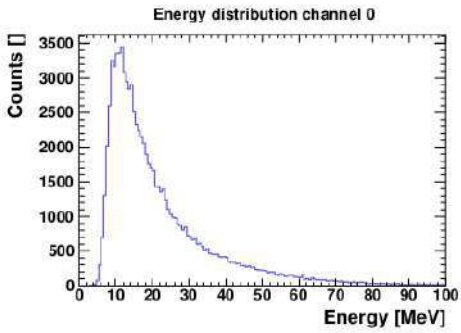


Рисунок 71 – Временная корреляция T0-Psd (слева); Энерговыделение в первой секции mPSD (справа)

Список выступлений на международных конференциях по тематике CBM

1. F.Guber.

Development and construction of ZDCs for NICA and CBM

CREMLINplus WP2 kick-off meeting, 01.06.2020, GSI, FAIR, Darmstadt, Germany

https://indico.gsi.de/event/10807/contributions/45438/attachments/31951/42010/Guber_Cremlin_kick_off_meeting_4.pdf

2. N.Karpushkin

Calibration of forward hadron calorimeters with cosmic muons and determination of centrality using ML methods

CREMLINplus WP2 kick-off meeting, 01.06.2020, GSI, FAIR, Darmstadt, Germany

https://indico.gsi.de/event/10807/contributions/45443/attachments/31937/40558/karpushkin_cremlinplus.pdf

3. N.Karpushkin

Machine Learning method for centrality determination in heavy ion reactions with forward hadron calorimeters

Workshop on analysis techniques for centrality determination and flow measurements at FAIR and NICA, 24-28 August 2020, MEPhI, Moscow, Russia

http://indico.oris.mephi.ru/event/181/session/0/contribution/5/material/slides/0.pdf

4. Finogeev D., Guber F., Karpushkin N., Makhnev A., Morozov S., Serebryakov D. (poster), mPSD readout system at mCBM experiment (poster)

The 5th International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA-2020)

05-09 October 2020, MEPhI, Moscow, Russia

https://indico.particle.mephi.ru/event/35/contributions/2219/attachments/990/1415/CBM_poster_ICCPA2020_v3.pdf

5. N.Karpushkin (oral)

New approach for centrality determination with forward hadron calorimeters in heavy ion reactions

LXX International conference "NUCLEUS – 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies", 11-17 October 2020, Saint Petersburg State University, Russia

https://indico.cern.ch/event/839985/contributions/3983692/attachments/2123322/3574246/karpushkin_nucleus_1510.pdf

6. D. Finogeev (poster) F Guber, N Karpushkin

The Readout system of the CBM Projectile Spectator Detector at FAIR

The International Conference "Instrumentation for Colliding Beam Physics" (INSTR-20), 24 - 28 February, 2020, Novosibirsk, Russia,

https://indico.inp.nsk.su/event/20/contributions/819/

5. Эксперимент MPD/NICA

5.1. Передний адронный калориметр установки MPD/NICA

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

FHCal состоит из двух одинаковых плеч (44 модулей в каждом), расположенных симметрично с обеих сторон от области столкновений. Модульная структура одного плеча FHCal представлена на рисунке 72, слева.

Рисунок 72 – Слева – модульная структура одного плеча FHCal. Справа – схема одного модуля калориметра

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, см. рисунок 72 справа. 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 15×15×0.4 см^3 с оптоволокном, вклеенным в спиральную канавку. Для увеличения световыхода, один конец оптоволокна покрыт слоем специальной светоотражающей краски на основе серебра.

В настоящее время все 90 FHCal модулей изготовлены и готовы для установки в MPD магнит.

5.2. Электронная схема съема сигнала

В 2019 -2020 гг. были изготовлены и протестированы все платы с аналоговой электроникой FEE (front-end electronics). Эти платы (рисунок 73) размещаются в торце модуля на панели с оптическими разъемами. На первой плате (рисунок 73, слева) установлены фотодетекторы – фотодиоды MPPC S14160-010C/P производства компании Hamamatsu (Япония). Размер пикселей этих фотодиодов составляет 10×10 мкм^2 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 оптоволокна длиной порядка 50-60 нс.

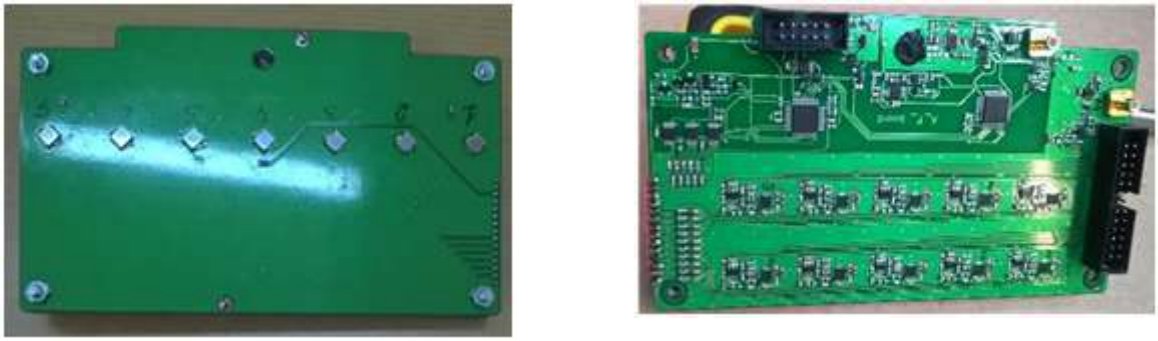


Рисунок 73 – Слева – плата с фотодиодами, справа – плата с аналоговой электроникой для считывания сигналов с фотодиодов

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 FHCal калориметра. Оцифровка аналоговых сигналов с калориметра осуществляется 64-канальными 62,5 MS/s амплитудно-цифровыми преобразователями ADC64s2, изготовленными компанией AFI Electronics, Дубна. Представленная схема съема сигнала с калориметра была успешно протестирована на адронных пучках низких энергий.

5.3. Методы энергетической калибровки FHCal

В 2020 году были разработаны новые методы энергетической калибровки FHCal.

Свободные спектаторы (протоны и нейтроны) в эксперименте MPD будут иметь энергию от 1 ГэВ до 5 ГэВ. Как следствие, сцинтилляторы в продольных секциях модулей FHCal будут регистрировать низкие видимые энергии с минимальным порогом

обнаружения на уровне нескольких МэВ. Столь низкий порог сравним с амплитудами электронных шумов от фотоприемников и аналоговой электроники. Поэтому тщательный отбор сигналов и подавление электронных шумов являются обязательными для надежной регистрации спектаторов. Кроме того, требуется энергетическая калибровка модулей FHCal при низких амплитудах. Для решения этих задач были разработаны процедуры анализа формы сигнала и калибровки космических мюонов.

Используемые в калориметре АЦП оцифровывают амплитудные сигналы с временным шагом 16 нс. Длина сигнала около 200 нс определяется временем формирования аналоговой электроники. Временная форма сигнала характеризуется нарастающей и спадающей экспоненциальными составляющими с длительностями τ_r и τ_d, соответственно.

Соответственно, сигналы, измеренные при испытаниях модулей FHCal космическими мюонами, аппроксимировались композицией двух экспонент. Для значительного ускорения обработки сигнала была разработана процедура фитировки на основе метода наименьших квадратов Прони. Эта процедура сводится к решению системы линейных уравнений размерности 3×3 для нахождения аргументов соответствующих экспонент для каждой полученной формы сигнала. Данная процедура требует на порядок меньшей вычислительной мощности процессора, чем обычные итерационные методы.

Пример аппроксимации формы сигнала с помощью двух-экспоненциальной функции представлен на рисунке 74, слева. Здесь показаны две формы сигнала от истинного космического мюонного события в модуле калориметра и от электронного шума FEE.

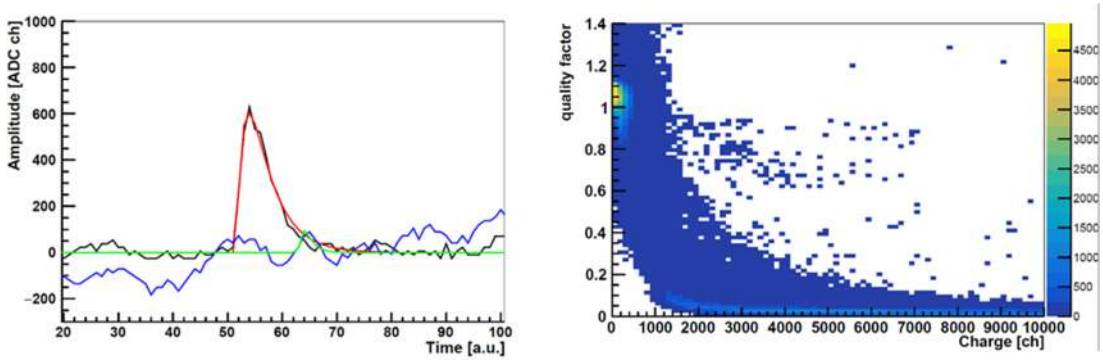


Рисунок 74 – На левой панели показаны формы сигналов от космического мюонного события в модуле калориметра и от электронного шума FEE. Осциллограммы аппроксимируются двух-экспоненциальными функциями. На правой панели представлена зависимость параметра качества подгонки формы сигнала от заряда сигналов

Качество процедуры фитирования определяется отклонением значений амплитуды сигнала (разница между фактическими и расчетными значениями). Зависимость полученного фактора качества от интегральной амплитуды (заряда) сигнала представлена

на рисунке 75, справа. Можно увидеть несколько групп событий. Первая группа с фактором качества ниже 0,2 представляет события, которые являются космическими мюонами, зарегистрированными в модулях FHCal. Вторая группа с небольшими зарядами и фактором качества около 1,0 связана с шумом FEE, который превышает порог обнаружения сигнала. А у третьей группы большие и фактор качества, и заряд. Это цифровые шумы, генерируемые системой управления детектором (DCS). Последние две группы событий имеют форму сигнала, существенно отличающуюся от двух-экспоненциального поведения, и их можно исключить из дальнейшего анализа, применив ограничения на фактор качества. Видно, что методы анализа формы сигнала предоставляют эффективный инструмент для отбора хороших событий и подавления электронного шума.

Адронные ливни от свободных спектаторов выделяют видимую энергию в диапазоне от нескольких МэВ до сотен МэВ в сцинтилляторах продольных сечений FHCal. В этом диапазоне амплитуд необходимо выполнить энергетическую калибровку калориметра. Положение FHCal в установке MPD фиксировано и не позволяет выполнить сканирование модулей калориметра пучком адронов. Поэтому единственным вариантом калибровки энергии является использование космических мюонов. Как измерено в тестах с мюонными пучками, спектр горизонтальных мюонов имеет четкий пик MPV (максимальное значение вероятности), соответствующий выделению энергии около 5 МэВ в сцинтилляторах одной продольной секции. В отличие от пучка, космические мюоны имеют широкий диапазон углов входа в калориметр, и длина пробега мюонов в сцинтилляторах сильно зависит от геометрии треков мюонов. Как следствие, вклад энергии мюонов в продольных секциях модулей FHCal имеет широкий спектр, см. рисунок 75 справа.

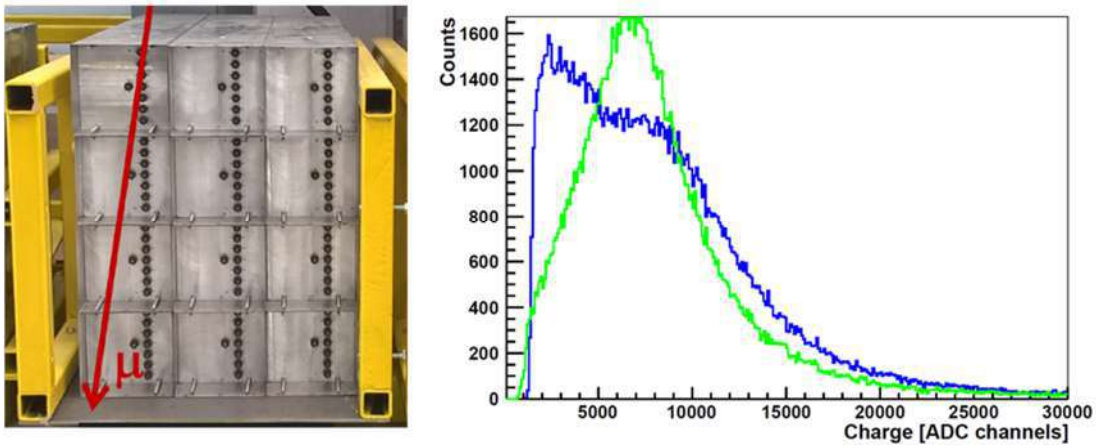


Рисунок 75 – Левая панель показывает сборку модулей FHCal, используемых для исследования энергетической калибровки с помощью космических мюонов. На правой панели представлены амплитудные спектры мюонов в сцинтилляторах одиночной продольной секции до и после поправки на длины пробегов мюонов в сцинтилляторах

Амплитудная коррекция на длину пробега в сцинтилляторах основана на восстановлении геометрии мюонных треков следующим методом. Каждую секцию модуля FHCal можно рассматривать как отдельную ячейку трекового детектора с размерами 15×15×12 см^3, где учитываются поперечные размеры модуля и длина продольной секции. Несмотря на большой размер ячейки, он позволяет реконструировать геометрию трека в случае детектирования мюонов несколькими модулями FHCal. Для этого была собрана область модулей 3×3 см^2 , рисунок 75 слева. Трек может быть реконструирован, если мюон пройдет несколько продольных секций в разных модулях собранной области. При этом длины пробега мюонов в секциях идентифицируются с определенной точностью. Последующая коррекция амплитуд на длину пробега позволяет получить заметные пики в спектре, как показано на рисунке 75, справа. Положение пика в амплитудном спектре соответствует 5 МэВ выделенной энергии и используется для энергетической калибровки. Отметим, что возможные электронные шумы в разных секциях сборки FHCal модулей могут искажать геометрию мюонных треков. Поэтому для исключения шумов из анализа был применен описанный выше метод обработки формы сигнала.

5.4. Методы определения центральности столкновений с помощью FHCal

В 2020 году были разработаны несколько методов определения центральности ион-ионных столкновений с помощью переднего адронного калориметра.

Первый метод использует корреляцию поперечных и продольных компонентов энергии:

$$E_T = \sum \quad E_i sin\theta_i, \qquad E_L = \sum \quad E_i cos\theta_i$$

Здесь E_i и θ_i — энергия и полярный угол i-го модуля соответственно. Полученные корреляции фитируются кривой второго порядка, после чего разделяются на 10 частей, каждая из которых содержит 10% от общего числа событий. Разделение между частями проходит по перпендикуляру к фитирующей кривой. Результат представлен на рисунке 76 слева.

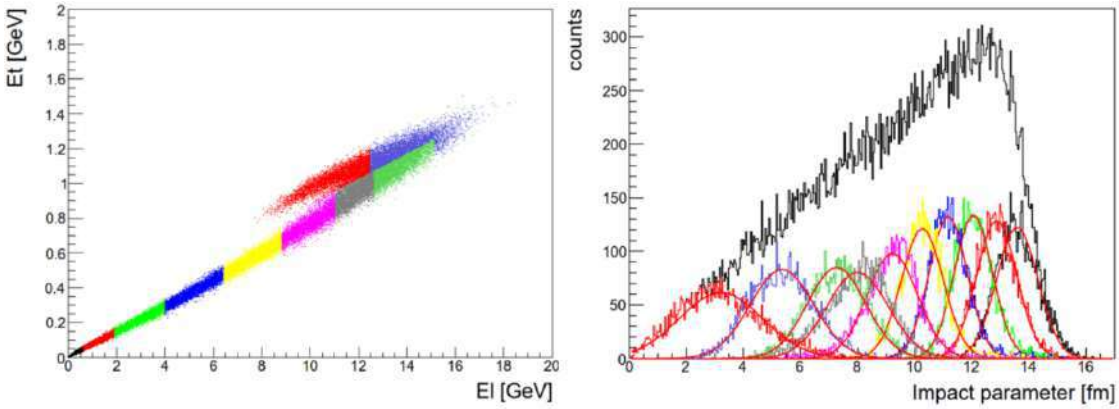


Рисунок 76 – Корреляция продольных и поперечных компонентов энергии для модели DCM-SMM (слева). Распределение прицельного параметров для разбиения событий на 10% классы центральности на примере модели DCM-SMM, аппроксимирующая функция – распределение Гаусса

Цветовое деление соответствует различным частям. Распределения прицельного параметра для каждой группы представлены на рисунке 76 справа. Каждое распределение фитируется с помощью распределения Гаусса. В результате этой процедуры становится возможным построение корреляции величины центральности и среднего значения прицельного параметра (рисунок 77). Зависимость монотонно растет, а разрешение прицельного параметра для самых центральных событий составляет порядка 40%, что говорит о флуктуации числа спектаторов в центральных столкновениях даже для событий с одинаковым прицельным параметром. Для периферических событий разрешение прицельного параметра ниже 10% для модели LAQGSM. Сравнение результатов двух моделей (LAQGSM и DCM-SMM) говорит о том, что качество определения центральности модельно-зависимо, например, модель DCM-SMM показывает точность ниже в силу большего числа тяжелых фрагментов, улетающих в центральное отверстие калориметра, а следовательно, и худшего разделения центральных и периферических событий.

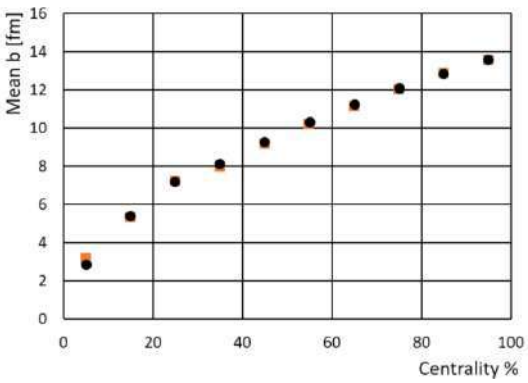


Рисунок 77 – Зависимость среднего значения прицельного параметра (mean), полученного из апроксимации распределением Гаусса, от центральности по 10% классам для моделей LAQGSM (черные точки) и DCM-SMM (оранжевые точки)

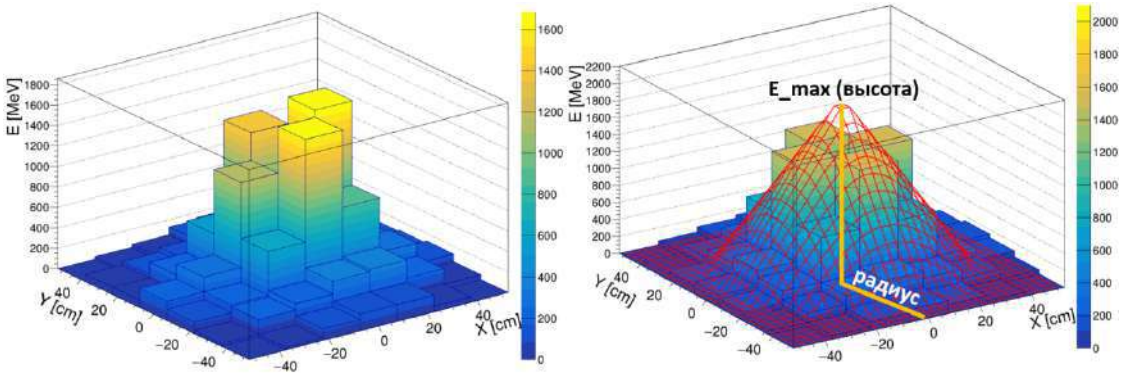


Рисунок 78 – а, б. Распределение энергии в модулях FHCal для одного симуляционного события (слева), гистограмма с распределением энергии, аппроксимированная конусом, для того же события

Второй метод использует распределение энергии по модулям калориметра, что возможно осуществить в силу структуры FHCal. На рисунке 78а представлено распределение энергии для одного события. Энергия каждого события равномерно распределяется по поверхности в зависимости от полярного угла для повышения качества фитирования. После данного этапа каждое событие фитируется симметричным конусом с весом пропорциональным энергии в соответствующем модуле (рисунок 78б). Таким образом становятся доступны новые наблюдаемые, являющиеся по существу параметрами конуса: высота, отражающая восстановленную максимальную энергию в отверстии, радиус, соответствующий углу рассеяния спектаторов, и объем, являющийся полной энергией события. Для определения центральности может использоваться корреляция максимальной энергии (высота конуса) с выделенной энергией в событии. Такая корреляция представлена на рисунке 79а. Две ветви, как и в случае первого метода, отражают разделение на центральные и периферические события. Данное распределение

обрабатывается аналогично первому методу. Сначала делается фитирование корреляции кривой второго порядка, затем происходит разделение перпендикулярами на части по 2% от общего числа событий, каждому классу на рисунке 79а соответствует определенный цвет. Распределения импакт-параметров аппроксимируются распределениями Гаусса.

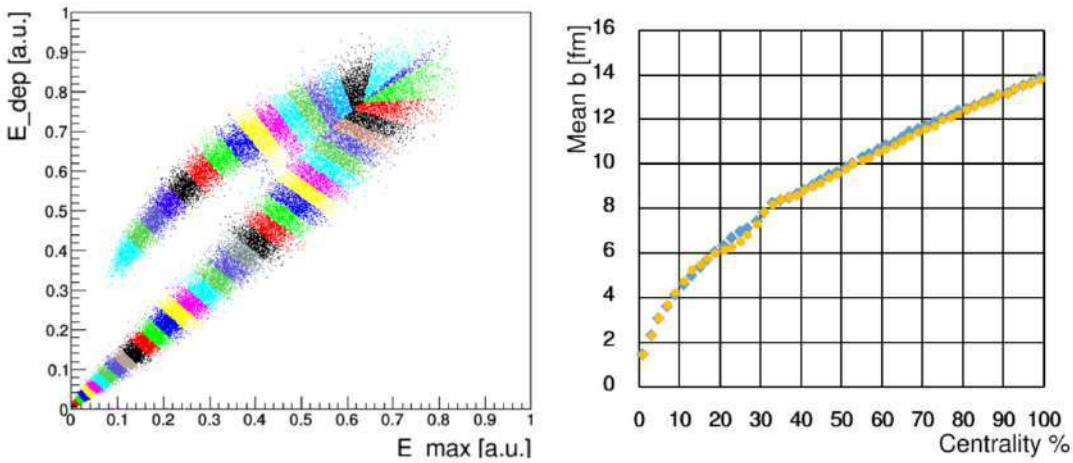


Рисунок 79 – а, б. Корреляция максимальной энергии с выделенной энергией в событии для модели LAQGSM (слева). Зависимость среднего значения импакт-параметра (mean b), полученного путем апроксимации распределением Гаусса, от центральности по 2% классам для моделей LAQGSM (голубые точки) и DCM-SMM (оранжевые точки)

Как видно из рисунка 79б, даже в случае разбиения на классы центральности с более мелким шагом (2%) зависимость среднего значения прицельного параметра от центральности монотонно растет, что подтверждает чувствительность метода. Как и в случае с первым методом, модель DCM-SMM дает не такие хорошие результаты, как LAQGSM. Разрешение прицельного параметра для самых центральных событий остается на уровне первого метода (40%), отражая физические флуктуации числа спектаторов в центральных столкновениях. Для периферических событий разрешение прицельного параметра составляет порядка 5%.

Список выступлений на международных конференциях за 2020 г.

1. A.Ivashkin, V.Volkov, M.Golubeva, Physics with spectators in MPD/NICA experiment.

LXX International conference "NUCLEUS – 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies", 11-17 October 2020, Saint Petersburg State University, Russia

2. A.Ivashkin, Measurements of spectators in MPD/NICA experiment

The Conference "RFBR Grants for NICA", 20-23 October 2020, VBLHEP, JINR, Dubna, RUSSIA

3. A.Ivashkin, V.Volkov, Approaches in centrality measurements of heavy ion collisions with forward calorimeters at MPD/NICA facility, 5th International Conference on Particle Physics and Astrophysics, 5-9 October 2020, Moscow, Russia.

4. V.Volkov, Centrality and spectators properties measurements with hadron calorimeter in MPD/NICA experiment, The XXIV International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists (AYSS-2020) 9 to 13 November 2020, JINR, Dubna

5. V.Volkov, Centrality determination in MPD at NICA: Application of hadron calorimeters, Workshop on analysis techniques for centrality determination and flow measurements at FAIR and NICA, 24-28 August 2020

6. 6. A.Ivashkin et al., Amplitude and time parameters of modules for hadron calorimeter at MPD/NICA , "Instrumentation for Colliding Beam Physics" (INSTR-20), Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, Russia

6. Эксперимент BM@N

6.1. Сборка и тестирование нового калориметра FHCal

В будущих экспериментах на установке BM@N на пучках ионов висмута и золота для измерения центральности и угла плоскости реакции будет будет использоваться новый передний адронный калориметр FHCal. В 2020 г. 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 80.

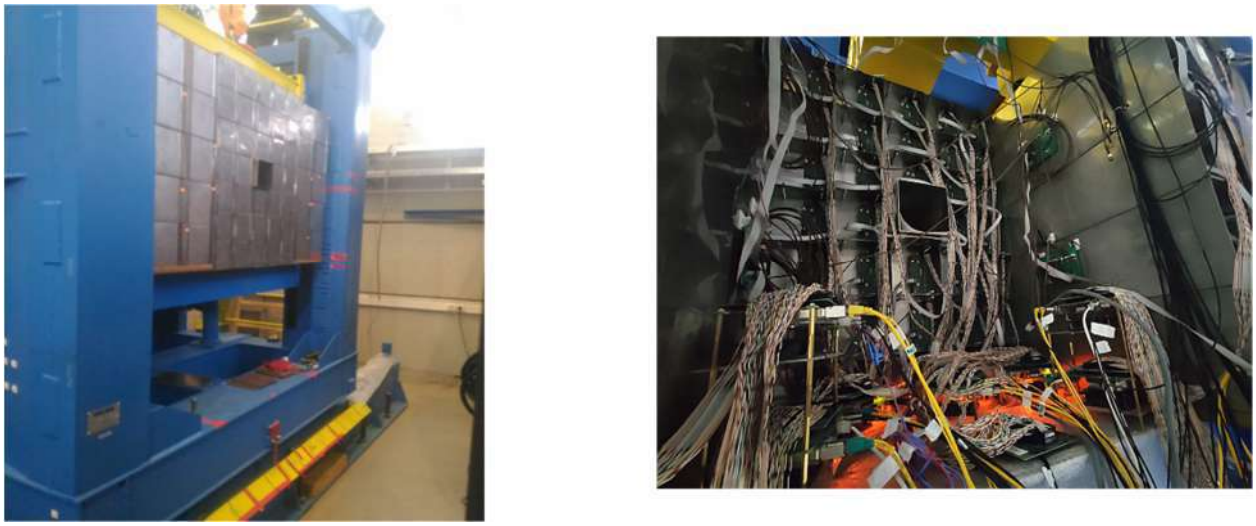


Рисунок 80 – Фото нового калориметра FHCal. Слева, фронтальный вид. Справа, вид калориметра сзади с расположенной здесь электроникой

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 × 20 см^2 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 × 15 см^2 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 2020 г. были выполнены работы по монтажу и настройке плат считывающей электроники FEE в количестве 54 шт. Для сбора данных была собрана система из 8 плат АЦП ADC64s2. Каждая плата позволяет считывать до 64 каналов дифференциального сигнала, все платы были интегрированы в общую систему сбора данных DAQ эксперимента BM@N. Были обновлены коммуникационные кабельные каналы, проложенные от стойки с оборудованием DAQ до непосредственно калориметра и его систем. Проложены Ethernet кабели до всех 8-ми плат АЦП, оптические кабели для передачи сигналов системы White Rabbit (WR), и также коаксиальные кабели для обеспечения плат АЦП сигналами триггерной логики. В качестве системы управления параметрами детектора (slow control) на данный момент используется программа, написанная на языке Java с использованием пакета модулей для работы с последовательным интерфейсом. В будущем планируется усовершенствование программной части системы DCS калориметра и интеграции ее в общую систему DCS эксперимента BM@N.

6.2. Калибровка модулей калориметра на космических мюонах

Продольная и поперечная сегментация нового адронного калориметра позволяет проводить его калибровку с использованием космических мюонов, поскольку отсутствие пучка мюонов на ускорителе Нуклотрон не позволяет осуществить калибровку на пучке. Электроника системы сбора данных (АЦП) позволяет набирать данные космических частиц как по самотриггированию (self-trigger), так и с использованием триггера от аналогового сумматора. Суммарные сигналы с секций всех модулей собираются, суммируются и поступают на дискриминатор. Регулируя порог срабатывания дискриминатора, можно задавать необходимое минимальное количество сработавших секций для точного определения трека мюона, прошедшего через калориметр. Для восстановления треков мюонов была разработана специальная программа с алгоритмом поиска треков в 3D пространстве секций калориметра. Пример восстановленного трека мюона представлен на рисунке 81 слева.

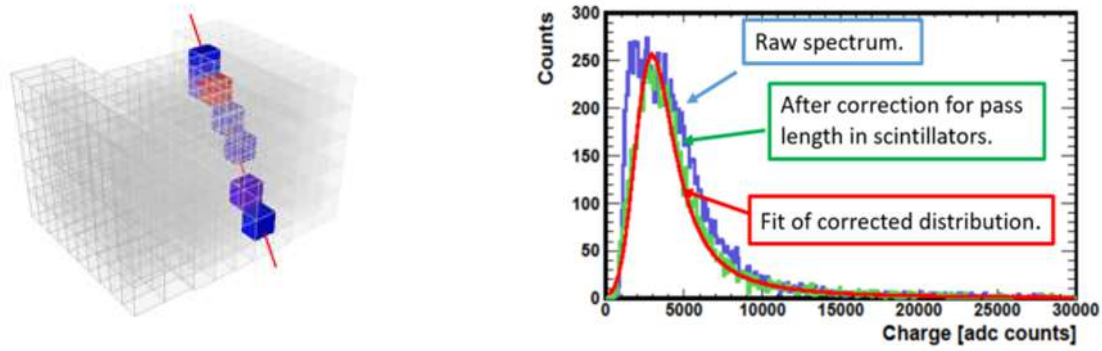


Рисунок 81 – Слева, пример трехмерного вида трека мюона в FHCal. Результат коррекции длины трека в одной из секций модуля FHCal, справа. Синей кривой показан спектр мюонов до корректировки, зеленой кривой – спектр мюонов после корректировки длины трека. Скорректированный спектр профитирован функцией Ландау и Гаусса (langaus, красная кривая)

Как можно видеть, скорректированный спектр гораздо лучше фитируется стандартной функцией свертки распределений Ландау и Гаусса (показана красным цветом). Определяя максимум распределения, можно найти калибровочные константы для всех секций всех модулей калориметра. В данный момент проведена калибровка центральной части калориметра с использованием как self-триггера, так и с триггером по аналоговому сумматору. Результаты применения разработанной методики энергетической калибровки модулей FHCal космическими мюонами демонстрируют улучшение точности калибровки и эффективность такого способа калибровки FHCal.

6.3. Разработка и тестирование кварцевого пучкового годоскопа (FQH) для FHCal

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 предлагается использовать годоскоп ядерных фрагментов, установленный в отверстии калориметра, который будет измерять заряды тяжелых фрагментов-спектаторов. Эта информация с переднего годоскопа позволит, как показывают результаты моделирования, восстановить энергию фрагментов и учесть ее при реконструкции полной энергии спектаторов вместе с энергией измеренной калориметром. При этом зависимость суммарной энергии от центральности становится монотонной, что позволит определить центральность взаимодействия. Для определения центральности можно использовать также двумерные корреляции между выделенной энергией в

калориметре и суммой зарядов фрагментов, измеренной в годоскопе. Годоскоп для измерения зарядов фрагментов ядер будет установлен на оси пуска позади калориметра и полностью перекрывать 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 160×160 мм^2. 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 3×3 мм^2 и квантовой эффективностью около 20%. Отклик отдельного детектора годоскопа и однородность его светосбора были исследованы в 2020 г. на тестовом пучке электронов с энергией 300 МэВ синхротрона ФИАН «Пахра». На рисунке 82 справа, показан результат измерения однородности светосбора с двух концов пластины.

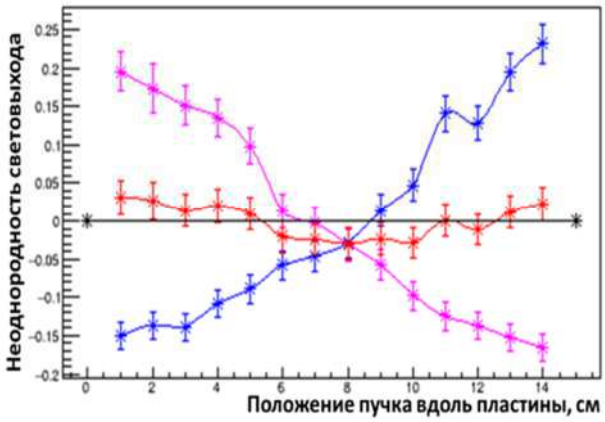


Рисунок 82 – Слева, фото пучкового годоскопа в сборе. Справа, неоднородность световыхода по длине кварцевой пластины. Линии с синими и малиновыми цветами соответствуют двум парам фотодиодов, размещенным на противоположных торцах пластины. Красная линия соответствует неоднородности световыхода, усредненного по сигналам с противоположных торцов

Средний световой выход с двух торцов пластины соответствует примерно пяти фотоэлектронам, что позволяет надежно регистрировать даже частицы с зарядом Z=1. Поскольку интенсивность черенковского излучения пропорциональна квадрату заряда, для фрагментов с Z=2 величина сигнала должна составлять уже около 20 фотоэлектронов. Отметим, что сильная зависимость амплитуды сигнала от расстояния до фотодиода может быть использована для определения точки прохождения частицы через годоскоп, что позволит определить координаты частицы. Видно, что при измерении света парами фотодиодов с двух противоположных торцов кварцевой пластины, неоднородность отклика

не превышает 5%. С целью дальнейшего увеличения светового выхода кварцевого детектора предполагается использовать в окончательной сборке годоскопа новейшие кремниевые фотоумножители фирмы Хамаматсу (Япония), тип S14160-3015PS с квантовой эффективностью регистрации света в 1.5 раз выше, чем у фотодиодов, использованных в данных тестах. На начальном этапе работы Нуклотрона будут использованы пучки легких ядер (углерод), поэтому наряду с кварцевым годоскопом был сконструирован дополнительно аналогичный годоскоп с пластинами из сцинтиллятора. Планируется протестировать оба годоскопа на пучке электронов ускорителя «Пахра».

Список выступлений на международных конференциях по тематике BM@N

1. S. Morozov (poster)

Methods for centrality determination in nucleus-nucleus collisions with forward hadron calorimeters at the BM@N experiment

Instrumentation for Colliding Beam Physics" (INSTR-20), 24-28 February 2020, Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, Russia

https://indico.inp.nsk.su/event/20/contributions/864/

2. N.Karpushkin (oral)

Machine Learning method for centrality determination in heavy ion reactions with forward hadron calorimeters

Workshop on analysis techniques for centrality determination and flow measurements at FAIR and NICA, 24-28 August 2020, MEPhI, Moscow, Russia

http://indico.oris.mephi.ru/event/181/session/0/contribution/5/material/slides/0.pdf

3. A.Izvestnyy, N.Karpushkin, F.Guber, S.Morozov, O.Petukhov (poster)

Energy calibration of FHCal with cosmic muons at BM@N experiment

The 5th International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA-2020), 5-9 October 2020, MEPhI, Moscow, Russia

https://indico.particle.mephi.ru/event/35/contributions/2218/attachments/1066/1847/Izvestnyy_ICPPA_2020_poster.pdf

4. N.Karpushkin (oral)

Application of Machine Learning methods for centrality determination in heavy ion reactions at the BM@N and MPD@NICA

The 5th International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA-2020), 05-09 October 2020, MEPhI, Moscow, Russia

https://indico.particle.mephi.ru/event/35/contributions/2342/attachments/1267/1830/karpushkin_ml_icppa_fin.pdf

5. A.G. Baranov (poster)

Forward scintillator and quartz hodoscopes for BM@N experiment

The 5th International Conference on Particle Physics and Astrophysics(ICPPA-2020), 05-09 October 2020, MEPhI, Moscow, Russia

https://indico.particle.mephi.ru/event/35/contributions/2228/

6. O. Petukhov, S. Morozov (poster)

Development of Detector Control Systems for Forward Hadron Calorimeters at the BM@N and MPD experiments

ICPPA2020 - The 5th International Conference on Particle Physics and Astrophysics, 5-9 October 2020, MEPhI, Moscow, Russia

https://indico.particle.mephi.ru/event/35/contributions/2220/

7. N.Karpushkin (oral)

New approach for centrality determination with forward hadron calorimeters in heavy ion reactions

LXX International conference "NUCLEUS – 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies", 11-17 October 2020, Saint Petersburg State University, Russia

https://indico.cern.ch/event/839985/contributions/3983692/attachments/2123322/3574246/karpushkin_nucleus_1510.pdf

8. S. Morozov (oral)

Centrality determination in carbon beam data for BM@N experiment with Zero Degree Calorimeter (ZDC)

LXX International conference "NUCLEUS – 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies", 11-17 October 2020, Saint Petersburg State University, Russia

https://indico.cern.ch/event/839985/contributions/3983633/

9. F.Guber (oral)

Study of the spectator matter in heavy ion collisions at the BM@N experiment

LXX International conference "NUCLEUS – 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies", 11-17 October 2020, Saint Petersburg State University, Russia

https://indico.cern.ch/event/839985/contributions/3983632/attachments/2123564/3574864/Guber_Nucleus_2020_15_10_2020.pdf

10. F.Guber (oral)

Measurements of centrality in nucleus-nucleus collisions at the BM@N experiment

The Conference "RFBR Grants for NICA", 20-23 October 2020, VBLHEP, JINR, Dubna, RUSSIA

https://indico.jinr.ru/event/1469/contributions/9907/attachments/8163/12176/Guber_Conf_grant_RFFI_21_10_2020.pptx

11. N.Karpushkin (oral)

New approach for centrality determination with FHCal in BM@N experiment

The Conference "RFBR Grants for NICA", 20-23 October 2020, VBLHEP, JINR, Dubna, RUSSIA

https://indico.jinr.ru/event/1469/contributions/9954/attachments/8178/12207/karpushkin_rfbr_bmn_compressed.pdf

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

7.1. Измерения сечений фоторождения нейтральных мезонов на нуклонах и ядрах

В дополнение к изучению процессов на свободном протоне исследование фоторождения мезонов на более тяжелых мишенях позволяет понять возможные модификации адронов, и в том числе барионных резонансов, в ядерной среде. Коллаборацией A2 на ускорителе МАМИ (Германия) с участием ученых из ИЯИ РАН впервые в мире выполнены измерения спиновой асимметрии фоторождения $\pi^0\eta$ пар на ядрах углерода, алюминия и свинца (см. рисунок 83). Существенно, что на спиновую асимметрию в гораздо меньшей степени влияет взаимодействие в конечном состоянии, чем на полное сечение. Полученные результаты показывают, что механизм фоторождения $\pi^0\eta$ пар на ядрах подобен фоторождению на свободном нуклоне. Доминирующей в этом процессе является парциальная волна D_{33} с промежуточным состоянием $\eta\Delta$ (1232).

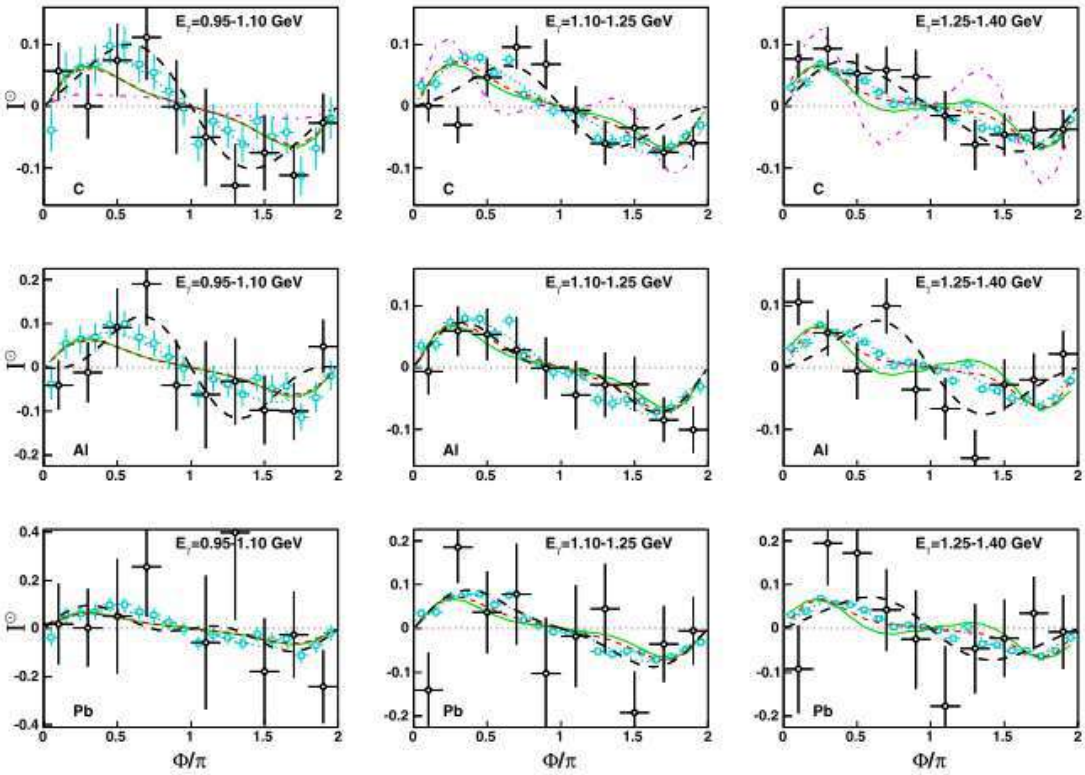


Рисунок 83 – Измеренные спиновые асимметрии (черные кружки) для ядер C, Al, Pb (верхняя, средняя и нижняя панели, соответственно). Голубые кружки – данные для свободного протона. Кривые – модельные расчеты по модели Майнца

7.2. Наблюдение экзотического шестикваркового состояния в фоторасщеплении дейтрона

Международной коллаборацией A2 на ускорителе MAMI (Германия) с участием ученых из ИЯИ РАН выполнены первые в мире измерения спиновой поляризации нейтронов отдачи в фоторасщеплении дейтрона. Измерения проведены для энергий фотонов 300-700 МэВ, при которых становится важной роль кварковой субструктуры дейтрона. Очень высокая нейтронная поляризация, наблюдаемая вблизи 550 МэВ (см. рисунок 84), не согласуется с существующими теоретическими предсказаниями. Проведенный анализ указывает на связь такого поведения поляризации с возбуждением шестикваркового состояния дейтрона d*(2380).

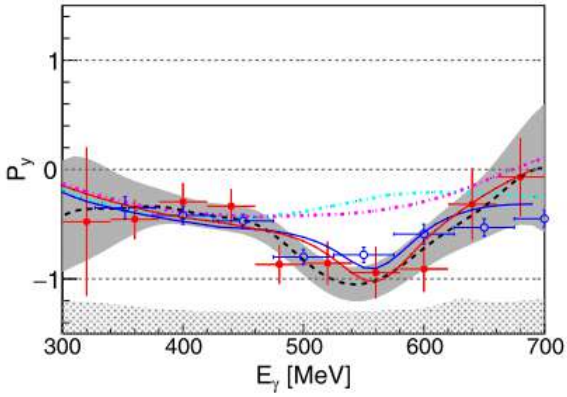


Рисунок 84 – Поляризация нейтронов (красные точки) и протонов (синие точки) как функция энергии фотона. Сплошные линии – результат аппроксимации экспериментальных данных с учетом вклада d*(2380)

7.3. Измерение спин-зависимых сечений фоторождения π^0 –мезонных пар на нуклонах

Фоторождение мезонов является универсальным инструментом для исследования спектра возбуждения нуклонов, который служит отражением свойств сильного взаимодействия в непертурбативном режиме. Фоторождение мезонных пар позволяет получить большой объем новой информации, недоступной в случае одномезонного фоторождения. Коллаборацией A2 с участием ученых из ИЯИ РАН выполнены измерения поляризационной наблюдаемой E и спин-зависимых сечений $\sigma_{1/2}$ и $\sigma_{3/2}$ для фоторождения π^0 пар на квазисвободных протонах и нейтронах, связанных в дейтроне. В эксперименте использовался пучок циркулярно поляризованных гама-квантов от ускорителя MAMI, падающий на продольно поляризованную дейтронную мишень. Полученные результаты позволили впервые выявить спин- и изоспин-зависимую структуру реакции $\gamma N \rightarrow N\pi^0 \pi^0$.

7.4. Измерение спиновых асимметрий комптоновского рассеяния на протоне и получение новых данных о спиновых поляризуемостях протона

Коллаборацией A2 с участием ученых ИЯИ РАН были получены первые в мире экспериментальные данные о спиновых поляризуемостях протона – фундаментальных структурных константах, характеризующих «устойчивость» спина нуклона по отношению к индуцируемым электромагнитным излучением деформациям относительно спиновой оси. В эксперименте определялись три спиновые асимметрии комптоновского рассеяния в области Δ(1232) резонанса. Измерения проводились на ускорителе MAMI с использованием пучков циркулярно и линейно поляризованных гамма-квантов и продольно и поперечно поляризованных протонов мишени. В 2020 году был завершен анализ накопленных экспериментальных данных и получены уточненные значения всех четырех спиновых поляризуемостей протона.

7.5. Исследование динамики ядерных каскадов при фоторождении легких мезонов

Изучены вероятности испускания каскадных нуклонов из ядра 12-C при фоторождении π^0 и η - мезонов (см. рисунок 85). Установлено, что в результате внутриядерного каскада с достаточно большой вероятностью возможен распад ядра на отдельные нуклоны, то есть фазовый переход из жидкого в газообразное состояние.

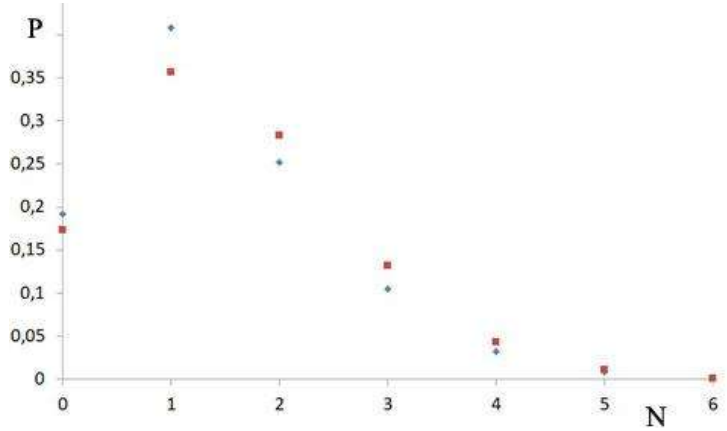


Рисунок 85 – Вероятности образования (P) фиксированного числа нуклонов (N) при фоторождении нейтрального π и η мезона (синие и красные точки, соответственно).

Изучение механизмов фотоядерных реакций в области энергий вблизи порога.

***Доклады на конференциях*:**

1. В.Г. Недорезов, А.А. Туринге. Динамика ядерных каскадов при фоторождении легких нейтральных мезонов. Конференция секции ядерной физики РАН, Новосибирск (2020) Пленарный доклад.

2. G.M. Gurevich e.a. (A2 collaboration). Meson transition form factor measurements with A2 at MAMI, // DPG Spring Meeting Bonn, 29.03 – 3.04.2020.

3. G.M. Gurevich e.a. (A2 collaboration) Measurement of the proton radius with hydrogen TPC at MAMI// DPG Spring Meeting Bonn, 29.03 – 3.04.2020.

4. G.M. Gurevich e.a. (A2 collaboration) Photoproduction of $\pi^0\eta$ pairs on nuclei // DPG Spring Meeting Bonn, 29.03 – 3.04.2020.

8. 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 реальных и виртуальных фотонов. Это позволило сформулировать новую программу фотоядерных исследований с учетом орбитального углового момента фотона («закрученные фотоны»). Для реализации этой программы в отчетном 2020 году потребовалось выполнить ряд методических работ по аппаратурному и программному обеспечению экспериментов на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-8-5. В частности, был модернизирован источник электронов и гамма-квантов с энергией 4–10 МэВ для калибровки детекторов, проведено моделирование эксперимента по исследованию полных ядерных сечений фотопоглощения в области пигми резонанса, разработаны дополнительные устройства системы УБС ускорителя и приняты дополнительные меры для обеспечения условий безопасной эксплуатации.

Проведены измерения выходов запаздывающих нейтронов при фотоделении ^{238}U при $E_{\gamma\ max} \approx 10$ МэВ в интервалах между импульсами облучения, а также были сделаны оценки конверсии ультрарелятивистских электронов в позитроны в толстых мишенях.

Продолжались исследования по определению параметров самосогласованного потенциала в ядрах ^{132}Sn и ^{48}Ca, необходимых для изучения основных свойств изоскалярных мультипольных резонансов в этих ядрах. В рамках полумикроскопической модели изучены характеристики изоскалярных мультипольных резонансов в ядре ^{208}Pb. Изучена структура силовых функций, переходных плотностей, парциальных и полных вероятностей прямого однонуклонного распада этих резонансов.

Разработан метод получения радиоизотопов Sc при облучении Ti-мишеней естественного изотопного состава тормозными фотонами с энергиями до 55 МэВ. Измеренный спектр γ-квантов с основными линиями E_γ от распадов образованных при различных фотоядерных реакциях в облученной мишени радиоизотопов Sc и Ti приведен на рисунке 86. Периоды полураспада и измеренные выходы указаны в таблице 7. Установлено, что примеси нуклидов ^{46}Sc и ^{48}Sc по отношению к активности ^{47}Sc. составляют соответственно ~1.5% и 9.1%. Процедура радиохимического выделения Sc занимала ~2 часа, проводилась методом экстракционной хроматографии с использованием сред HNO_3 и HCl при достигнутой эффективности >97%. Показано, что метод позволяет получать пригодные для радиотерапии количества ^{47}Sc.

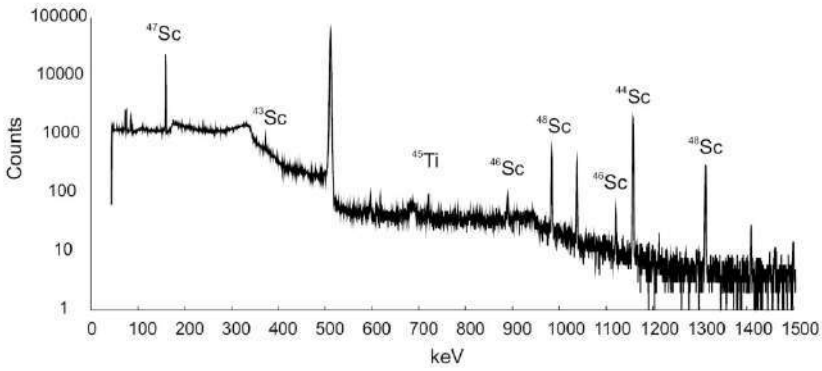


Рисунок 86 – Спектр ©- квантов от титановой мишени, облученной в течение 2-х часов тормозными фотонами с максимальной энергией 55 МэВ

Таблица 7 – Измеренные выходы, энергии и периоды полураспада изотопов, образующихся в результате фотоядерных реакций на Ti-мишени естественного изотопного состава

Нуклид	$T_{1/2}$	E_γ, keV	Основные Реакции	Выход, Bq/(μA□h□(g/cm^2))
^{43}Sc	2,89 h	372.8	^{46}Ti(γ,2np)	(2,10 ± 0,25)·10^4
^{44}Sc	3,93 h	1157	^{46}Ti(γ,np)	(1,88 ± 0,11)·10^5
^{44m}Sc	58,6 h	271	^{46}Ti(γ,np)	(0,89 ± 0,05)·10^3
^{46}Sc	83,8 days	889 1120	^{47}Ti(γ,p) ^{48}Ti(γ,np)	(3,59 ± 0,20)·10^3
^{47}Sc	3,35 days	159	^{48}Ti(γ,p)	(2,97 ± 0,17)·10^5
^{48}Sc	43,7 h	983 1037 1312	^{49}Ti(γ,p) ^{50}Ti(γ,np)	(2,79 ± 0,19)·10^4
^{45}Ti	3,08 h	720	^{46}Ti(γ,n) ^{47}Ti(γ,2n)	(2,12 ± 0,31)·10^6

Доклады на конференциях:

1. Л.З. Джилавян, А.И. Карев, Особенности динамики ускорения позитронов в ЛУЭ на бегущей волне // Черенковские чтениях (2020) ФИАН, Москва Пленарный доклад.

2. Л.З.Джилавян, А.М.Лапик, В.Г.Недорезов, В.Н.Пономарев, А.В.Русаков, Г.В. Солодухов, Запаздывающие нейтроны от фотоделения ^{238}U при $E_{g\ max}$ = 10 МэВ во

временных интервалах между импульсами облучения // Международная конференция ЯДРО-2020, стендовый доклад.

3. В.Г. Недорезов, В.Н. Пономарев, Г.В. Солодухов, А.А. Туринге. Моделирование эксперимента по исследованию полных ядерных сечений фотопоглощения в области пигми резонанса. // на Межд. конф. Ядро-2020, стендовый доклад.

4. В.Г. Недорезов, В.Н. Пономарев, Г.В. Солодухов. Источник электронов и гамма-квантов с энергией 4-10 МэВ для калибровки детекторов, // Межд. конф. Ядро-2020, стендовый доклад.

5. В. Недорезов, С. Рыкованов, А. Савельев. Ядерная фотоника// Конференция секции ядерной физики РАН, Новосибирск (2020) Пленарный доклад.

9. Исследование фотоядерных реакций на фемтосекундных лазерах

9.1. Изучение механизмов прямого ускорения электронов в докритической плазме с инжекцией электронов за счет гибридной параметрической неустойчивости

Для проведения экспериментов использовалась 1ТВт Ti:Sa лазерная система МЛЦ МГУ. Центральная длина волны составляла 800 нм, частота повторения импульсов – 10 Гц. Максимальная энергия импульса, достигающая поверхности мишени, измерялась оптоакустическим датчиком и составляла 50 мДж. Длительность спектрально ограниченного импульса была 50 фс на полувысоте согласно измерениям, сделанным с использованием коррелятора 2-го порядка.

P-поляризованное излучение падало под углами 45^0 - 60^0 на мишень из вольфрама. Излучение фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 10 см. Для измерения диаметра перетяжки использовался объектив, переносящий ее изображение на ПЗС камеру. Диаметр фокусировки в вакууме составлял 3 мкм, а максимальная вакуумная интенсивность была $5\cdot10^{18}$ Вт/см^2.

Схема эксперимента приведена на рисунках 87 и 88. Источником контролируемого предымпульса для создания над поверхностью мишени облака преплазмы был дополнительный Nd:YAG лазер (длина волны – 1064 нм, частота повторения импульсов – 10 Гц, энергия импульса на мишени – 200 мДж, длительность 10 нс по полувысоте). Меняя задержку между импульсами первого и второго лазеров в интервале от -50 нс до +10 нс с нестабильностью в 1 нс, можно было менять плотность преплазменного слоя в широком диапазоне значений. Размер фокального пятна был измерен при помощи того же объектива, что и для фемтосекундного пучка, и составлял ~15мкм. Положение фокуса наносекундного импульса тоже можно было регулировать, в результате чего интенсивность на поверхности мишени менялась от 5×10^{11} до 5×10^{12} Вт/см^2.

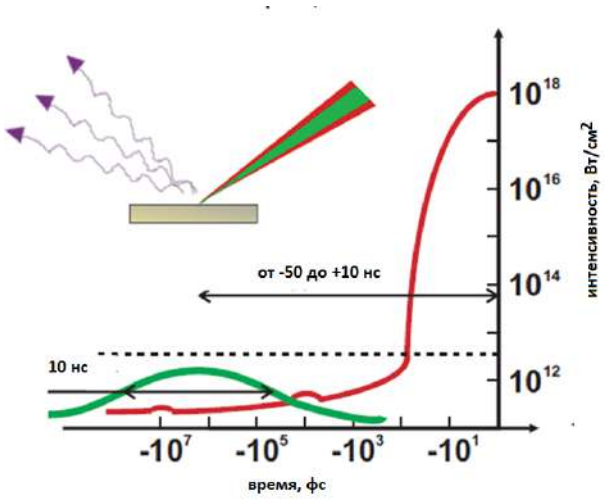


Рисунок 87 – Схема эксперимента с двухимпульсной методикой

Электроны, вылетающие из плазмы по направлению отражения, попадали на сцинтилляционный экран LANEX, находящийся на расстоянии 8 см от плазмы (рисунок 87). Короткофокусный объектив переносил изображение экрана на CCD камеру, это позволяло получить пространственное распределение пучка. Чтобы отсечь электроны низких (<1 МэВ) энергий, использовался вольфрамовый фильтр толщиной 130 мкм.

Для измерения энергий электронного пучка был разработан магнитный спектрометр. В пучок вставлялась щель шириной 2 мм, за ней стояла магнитная отклоняющая система с размерами 4×2×2 см и индукцией поля 0,15 Тл, измеренной датчиком Холла. После магнитной системы электроны попадали на сцинтиллятор LANEX, ПЗС камера снимала его свечение. Спектр восстанавливался исходя из численной модели, рассчитывающей траектории в магнитном поле отклоняющей системы, чувствительность сцинтиллятора для энергий > 1,5 МэВ считалась постоянной.

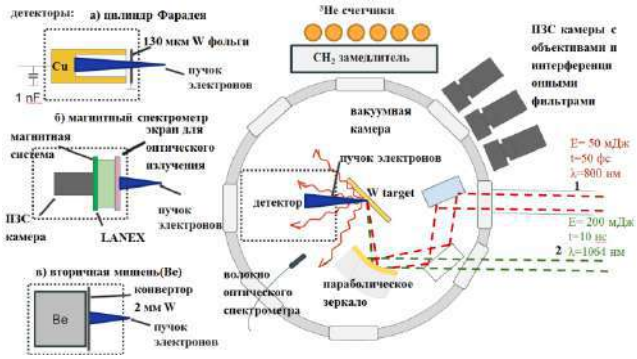


Рисунок 88 – Экспериментальная установка. Пунктиром указано место установки детектора в вакуумной камере, варианты используемых детекторов: цилиндр Фарадея (а), манитный спектрометр (б) и вторичная мишень (в)

Для оценки заряда пучка использовался цилиндр Фарадея с фильтром 130 мкм W на входе, отсекающим электроны с энергией <1 МэВ. Он представлял собой медный цилиндр с полостью с внутренним диаметром 3 см и глубиной 6 см, подключенный к конденсатору емкостью 1 нФ. Входной фильтр и корпус детектора были заземлены. Напряжение с конденсатора поступало на усилитель с большим входным сопротивлением, расположенный непосредственно в экранированном корпусе детектора для уменьшения уровня помех, а с него передавалось на схему оцифровки. Заряд пучка рассчитывался исходя из измеренного на конденсаторе напряжения. Чтобы убедиться, что измеряемый сигнал создается именно электронным пучком, а не является наводкой, входная апертура цилиндра закрывалась пластиной из вольфрама толщиной 2 мм, полностью поглощающей электроны, при этом сигнал на выходе усилителя ослабевал в ~20 раз.

Проведено изучение эффективности инжекции электронов в распространяющийся в тонком слое плазмы лазерный импульс релятивистской интенсивности ($I=5\times10^{18}$ Вт/см^2). В численном моделировании установлено, что инжекция происходит за счет разрушения плазменных волн и имеет эффективность ~50%. Захваченные электроны набирают энергию до 20 МэВ за счет прямого лазерного ускорения в плазменном канале. На рисунке 89 проведено сравнение расходимости электронного пучка и оптического излучения плазмы в моделировании и в эксперименте. Видно, что пучок имеет угловую расходимость около 0,1 рад, что для лазерно-плазменных источников является хорошим результатом и указывает на возможность проведения качественных фотоядерных экспериментов.

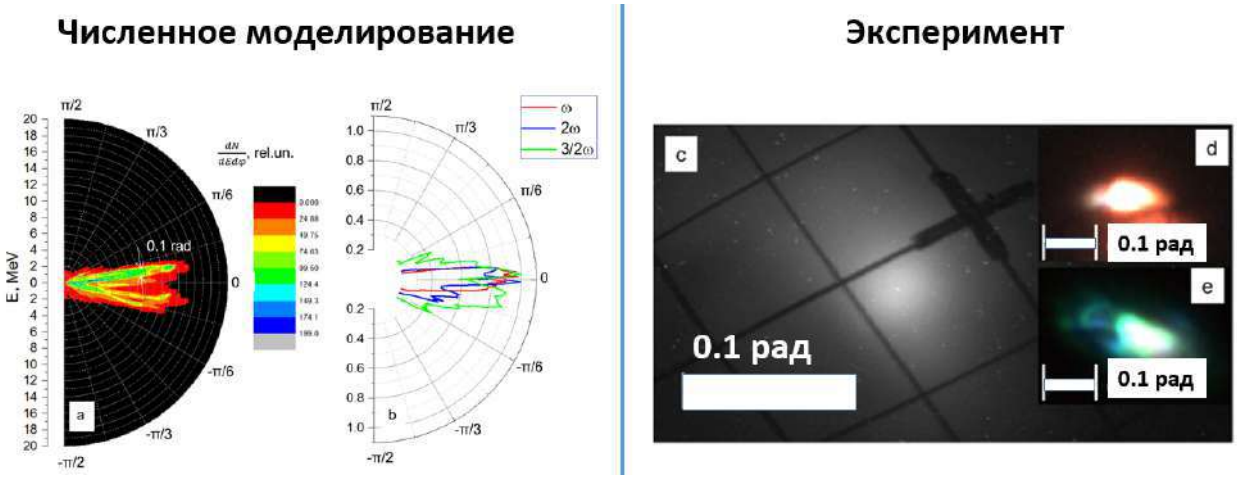


Рисунок 89 – Сравнение расходимости электронного пучка и оптического излучения плазмы в моделировании и в эксперименте

Эксперимент проводился при двух интенсивностях искусственного предымпульса 5×10^{11} и 5×10^{12} Вт/см^2. На рисунке 90 представлены результаты измерения параметров электронного пучка для этих двух режимов. В случае меньшей интенсивности

предымпульса наблюдается кольцеобразная структура пучка с расходимостью ~0,3 рад, а наклон высокоэнергетичной части спектра составляет 1 МэВ. При увеличении интенсивности предымпульса наблюдается коллимация электронного пучка до ~0,05 рад, а наклон этой части спектра вырастает до 2 МэВ. Кроме того, на рисунке 90 (в,г) показан отраженный лазерный пучок. Видно, что его расходимость также значительно уменьшается (с ~0,5 до ~0,2 рад) при переходе к предымпульсу с интенсивностью 5×10^{12} Вт/см^2 и становится сравнимой с расходимостью в вакууме. Измеренный цилиндром Фарадея заряд пучка во втором случае составлял 30±10 пКл (для энергий электронов >1 МэВ), а оценка на основе измерения выхода нейтронов показала, что заряд суммарный электронов с энергией >1,7 МэВ составляет 10±4 пКл. Различие связано с разными энергетическими диапазонами, при пересчете с учетом наклона экпоненциального спектра в 2 МэВ они совпадают в пределах погрешности. Измерения заряда пучка в форме кольца при более слабом предымпульсе были затруднены из-за его большой угловой расходимости, однако по сравнению яркости засветки сцинтилляционного экрана с яркостью для пучка с известным зарядом можно сказать, что он в несколько раз меньше и составляет единицы пКл.

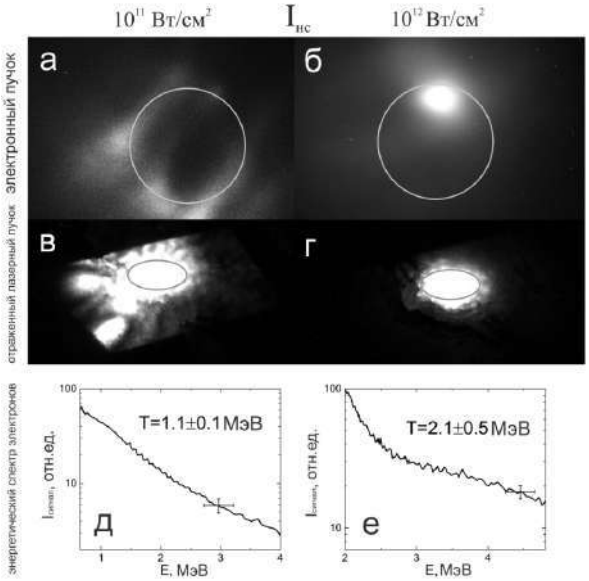


Рисунок 90 – Визуализация электронного пучка (а,б), отраженного лазерного излучения (в,г) и электронные спектры (д,е) для интенсивности предымпульса 10^{11} Вт/см^2 (а,в,д) и 10^{12} Вт/см^2 (б,г,е). Окружности изображены для сопоставления масштаба на разных снимках, их диаметр соответствует угловой расходимости 0,2 рад.

9.2. Измерение заряда электронного пучка с использованием реакции фоторасщепления

Для измерения полного потока полученных электронов использовался фотоядерный метод. Электронный пучок попадал в толстый (2 мм W) конвертор, а полученное тормозное излучение взаимодействовало со вторичной мишенью, представляющей собой куб из бериллия с ребром 12 см. В результате фотоядерной реакции Be(γ,n) с порогом 1,7 МэВ образовывались быстрые нейтроны, которые замедлялись до тепловых энергий с помощью пластикового замедлителя толщиной 7 см и регистрировались массивом из 10 ^{3}He – счетчиков СНМ-19. Замедление было связано с необходимостью временной задержки порядка 100 мкс при регистрации импульсов от нейтронов из-за влияния мощной импульсной дозы облучения на функцию отклика детектора, а также электромагнитных наводок в момент импульса. На рисунке 91 видно, что благодаря замедлителю нейтроны достигают счетчика через 50-400 мкс после лазерного выстрела. При таких временах электромагнитные наводки от лазерного импульса и сигналы счетчиков от тормозного излучения успевают практически полностью затухнуть.

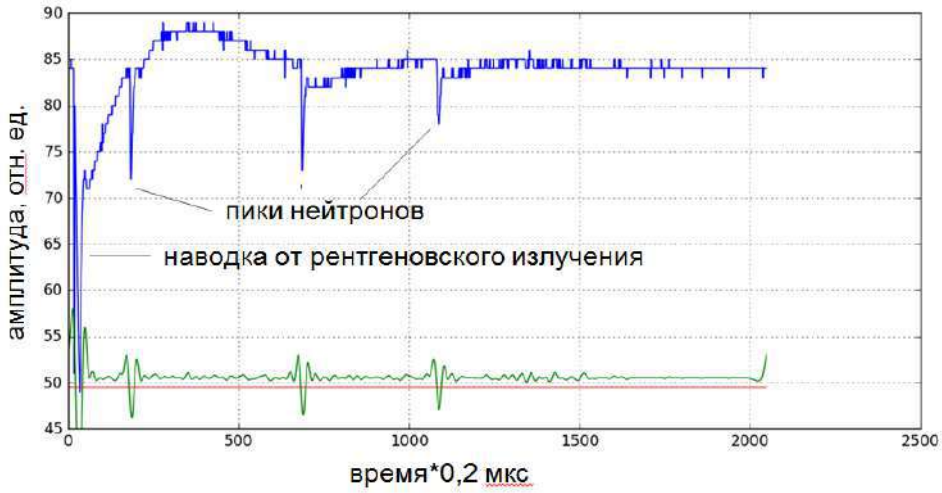


Рисунок 91 – Сигнал с нейтронных счетчиков в одном лазерном импульсе

Эффективность регистрации нейтронов измерялась с помощью калиброванного нейтронного источника ^{252}Cf, помещаемого на место мишени.

Для оценки коэффициента конверсии электронов в нейтроны в используемой геометрии А.Заворотным было проведено моделирование эксперимента по программе GEANT. При этом использовался электронный спектр, измеренный электроннным спектрометром. В результате при наклоне экспоненты электронного спектра 2 МэВ был определен выход нейтронов из Be мишени на уровне 60 нейтронов/пКл с систематической ошибкой около 10%.

9.3. Моделирование эксперимента по генерации позитронов на фемтосекундной лазерной системе

На основе экспериментально измеренных параметров электронного пучка было проведено моделирование эксперимента по генерации позитронов в программном пакете GEANT4. В качестве e-e+ конвертера использовались вольфрамовые пластины различной толщины в интервале от 0,2 до 2 мм. Выбор материала был обусловлен его высоким зарядовым числом, т.к. сечения всех процессов генерации позитронов сильно зависят от Z. Также рассматривались различные температуры электронного спектра (1, 1.5, 2 МэВ), так как в реальном эксперименте спектр электронов может сильно меняться от выстрела к выстрелу. Количество генерируемых позитронов во всех случаях составило $\sim 10^3$ частиц/выстрел, что говорит о принципиальной возможности их детектирования, коэффициент конверсии $\sim 10^{-5}$.

Доклады на конференциях:

1. Gorlova D.A., Tsymbalov I.N., Zavorotnyi A. Yu, Savelev A.B., Nedorezov V.G. Collimated MeV electron beam generation in the interaction of intense ultrashort laser pulse with a dense plasma and its applications. // 19th International Conference on Laser Optics "ICLO 2020", Санкт-Петербург, Россия, 2-6 ноября 2020 (устный доклад) https://laseroptics.ru/images/2020/docs/Program.pdf
2. Tsymbalov I.N., Gorlova D.A., Ivanov K., Savelev A.B., Bychenkov V.Yu, Direct electron acceleration in the plasma channel with injection through the breaking of the plasma waves of parametric instabilities // 19th International Conference on Laser Optics "ICLO 2020", Санкт-Петербург, Россия, 2-6 ноября 2020 (устный доклад) https://laseroptics.ru/images/2020/docs/Program.pdf
3. Gorlova D.A., Tsymbalov I.N., Ivanov K., Shulyapov S.A., Zavorotniy A.Yu, Nedorezov V.G., Savelev A.B. Relativistic laser solid interaction with tailored preplasma: electron acceleration & gamma emission // 19th International Conference on Laser Optics "ICLO 2020", Санкт-Петербург, Россия, 2-6 ноября 2020 (Приглашенный доклад) https://laseroptics.ru/images/2020/docs/Program.pdf
4. Gorlova D.A., Tsymbalov I.N., Ivanov K.A., Zavorotniy A.Yu, Savel'ev A.B., Nedorezov V.G. Efficient forward direct laser acceleration of electrons in subcritical plasma (Устный)// IV International Conference on Ultrafast Optical Science, Москва, Россия, 28 сентября - 2 октября 2020 (устный доклад) https://ultrafastlight.ru/assets/files/ultrafastlight2020_program.pdf

5. Gorlova D.A., Tsymbalov I.N., Zavorotnyi A.Yu, Savel'ev A.B., Nedorezov V.G. // Collimated MeV electron beam generation in the interaction of intense ultrashort laser pulse with a dense plasma and its applications (Стендовый) // IV International Conference on Ultrafast Optical Science, Москва, Россия, 28 сентября - 2 октября 2020 https://ultrafastlight.ru/assets/files/ultrafastlight2020_program.pdf

6. Gorlova D.A., Tsymbalov I.N., Zavorotniy A.Y., Savel'ev A.B., Nedorezov V.G. // Collimated MeV electron beam generation in the interaction of intense ultrashort laser pulse with a dense plasma and its applications. // 2020 International Conference Laser Optics (ICLO-2020, http://dx.doi.org/10.1109/ICLO48556.2020.9285584

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

10.1. Определение низкоэнергетических параметров *nn*-взаимодействия в реакции *nd→pnn*

В марте 2020 г. на канале РАДЭКС линейного ускорителя ИЯИ РАН исследована реакция $n + {}^2\mathrm{H} \to n + n + p$ при энергии нейтронов 8 МэВ и 11 МэВ. Для определения энергии виртуального *nn*-состояния E_{nn} и связанной с ней величины длины рассеяния a_{nn} проведен кинематически полный эксперимент, в котором регистрировались в совпадении два нейтрона, вылетающие в узком конусе углов относительно направления движения их центра масс, измерены энергии каждого нейтрона и угол между ними. В этой постановке эксперимента нейтрон-нейтронное взаимодействие в конечном состоянии (ВКС) проявляется в виде максимума в распределении выхода реакции от относительной энергии двух нейтронов

$$\varepsilon = \frac{1}{2}(E_1 + E_2 - 2\sqrt{E_1 E_2}\cos\Theta),$$

форма которого чувствительна к величине a_{nn}. Для описания этого распределения используется формула Мигдала–Ватсона (МВ):

$$F_{\mathrm{MB}} = A\frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + E_{nn}}.$$

Здесь E_{nn} – абсолютное значение энергии виртуального ${}^1S_0$ состояния *nn*-системы, которое связано с длиной нейтрон-нейтронного рассеяния a_{nn} соотношением:

$$\frac{1}{a_{nn}} = -\left(\frac{m_n E_{nn}}{\hbar^2}\right)^{1/2} - \frac{1}{2} r_{nn}\frac{m_n E_{nn}}{\hbar^2} + \ldots,$$

где r_{nn} – эффективный радиус *nn*-взаимодействия.

Для определения необходимых условий эксперимента и параметров экспериментальной установки проведено детальное моделирование реакции $n + {}^2\mathrm{H} \to n + n + p$. Для этой цели были использованы программы кинематического моделирования реакций с тремя частицами в конечном состоянии [37]. При этом трехчастичная кинематика реакции $n + {}^2\mathrm{H} \to n + n + p$ моделируется в два этапа. На первом этапе рассматривается образование пары нейтронов с эффективной инвариантной массой $M_{nn} = 2m_n + E_{nn}$ в двухчастичной реакции $n + {}^2\mathrm{H} \to (nn) + p$ и рассчитываются углы вылета и кинетические энергии протона Θ_p, E_p и центра масс *nn*-пары Θ_{2n}, E_{2n} в лабораторной

системе координат. При этом зависимость выхода реакции от ε учитывается количеством разыгрываемых событий с разными ε согласно кривым, рассчитанным по формуле МВ (2) с определенным значением параметра E_{nn} (или a_{nn}) (кривые на рисунке 92). В результате вводится зависимость формы распределения выхода реакции от длины *nn*-рассеяния.

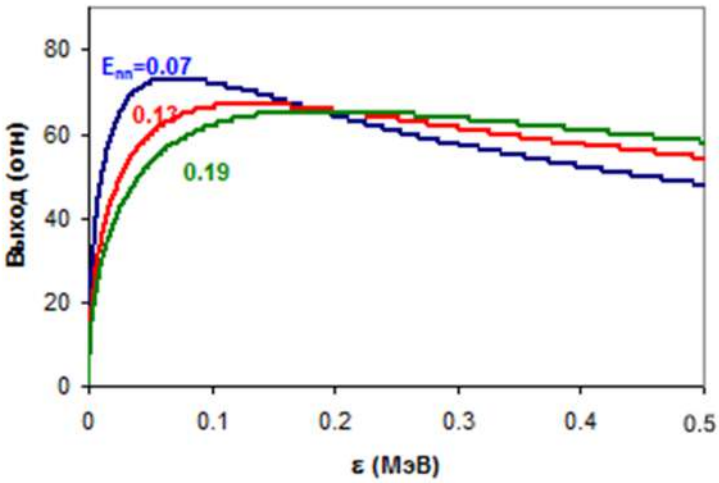


Рисунок 92 – Зависимости выхода реакции nd-развала от относительной энергии nn-пары по формуле Мигдала-Ватсона (2) для различных значений энергии виртуального состояния E_{nn}.; 0.07 МэВ, 0.13 МэВ и 0.19 МэВ

На втором этапе рассматривается развал (*nn*)-системы: (*nn*) → n_1 + n_2 и рассчитываются углы вылета и кинетические энергии двух нейтронов Θ_1, Θ_2, E_1, E_2 в лабораторной системе координат. Затем учитываются условия эксперимента: расположение и количество детекторов, их энергетическое и угловое разрешение. В результате такого моделирования получается соответствующая условиям эксперимента зависимость выхода реакции $n + {}^2H \rightarrow n + n + p$ от ε для заданных значений энергии первичного нейтрона, угла разлета нейтронов и длины *nn*-рассеяния (рисунок 93).

Видно, что форма выхода реакции для различных значений ε заметно различаются, особенно при малых значений относительной энергии ε, поэтому можно ввести фактор формы распределения (SF), определяемый как отношение суммы событий, захватывающих всю область пика при малых ε от 0 до ε_1, к сумме событий по широкой области от 0 до ε_2 (рисунок 93).

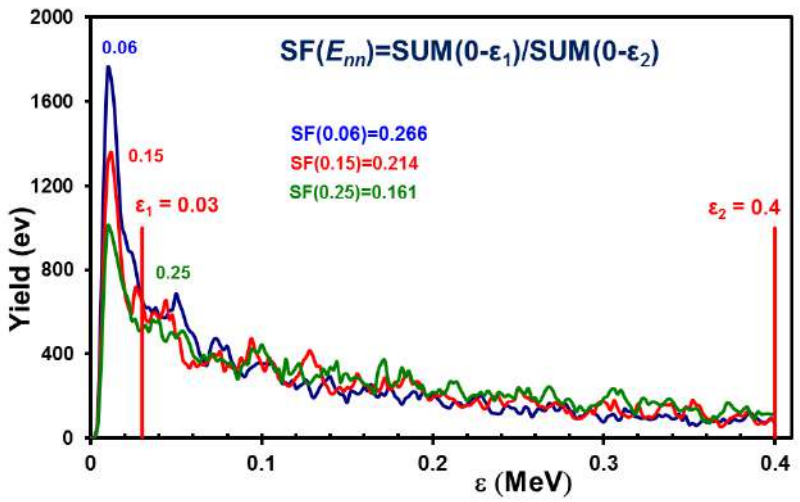


Рисунок 93 – Моделированные зависимости выхода реакции nd-развала от ε и значения SF с учетом экспериментальных условий: E_0 = 11 МэВ, Θ_{2n} = 40°, ΔΘ = 5° для различных значений энергии виртуального состояния E_{nn}: 0,06 МэВ, 0,15 МэВ и 0,25 МэВ

Значение такого фактора в интересующей нас области энергий виртуального *nn*-состояния (E_{nn} = 0,06 – 0,25 МэВ) достаточно сильно изменяется. Зависимость SF от энергии виртуального *nn*-состояния E_{nn} показана на рисунке 94.

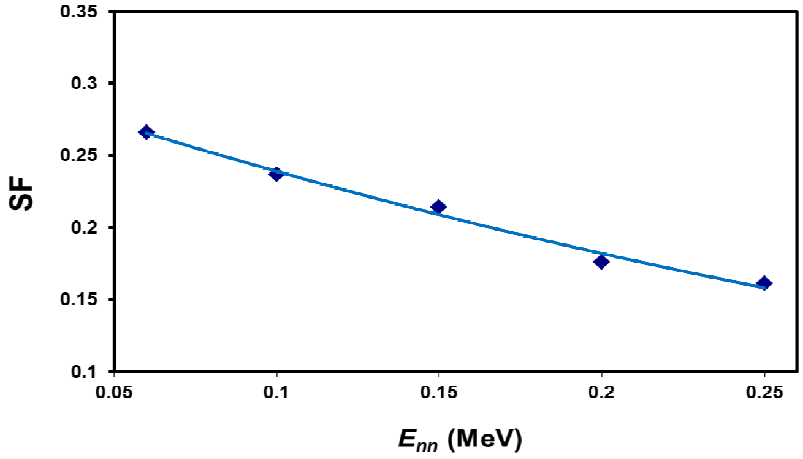


Рисунок 94 – Зависимость SF от энергии виртуального nn-состояния E_{nn}

Новые данные о значениях E_{nn} и a_{nn} в реакции $n + {}^2H \rightarrow n + n + p$ при энергии нейтронов 8 ± 1 МэВ и 11 ± 1 МэВ были получены на нейтронном пучке канала РАДЭКС Московской мезонной фабрики ИЯИ РАН. Схема установки показана на рисунке 95. В качестве источника нейтронов использовалась ловушка пучка протонов с энергией 209 МэВ линейного ускорителя ИЯИ. Образованные в вольфрамовой мишени толщиной 60 мм нейтроны коллимировались под углом 0° на длине 12 м, формируя пучок с диаметром ~50 мм на измерительной дейтериевой мишени. В эксперименте C_6D_6 сцинтиллятор (EJ315)

использовался, как в качестве дейтериевой мишени, так и детектора вторичных протонов. Вторичные нейтроны детектировались годоскопом, состоящим из семи детекторов, при этом углы разлета между ними составляли 5°. Энергия нейтронов определялась по времени пролета нейтронов до детектора, при этом стартовым сигналом времяпролетной системы служил временной сигнал от активной сцинтилляционной мишени.

В эксперименте сигналы с активной мишени (от вторичного протона реакции *nd*-развала) и всех детекторов нейтронного годоскопа подавались на входы дигитайзера (цифрового сигнального процессора) CAEN-DT5742. Обработка информации велась только в режиме "off-line". Она состояла из определения амплитуд и площадей импульсов, получения времен возникновения сигналов в детекторах, цифрового анализа формы импульсов для дискриминации нейтронных событий от событий, вызванных γ-квантами. Проводился отбор совпадающих событий – протона и двух нейтронов в соседних детекторах нейтронного годоскопа с углом разлета 5°. Для каждого отобранного события определялась энергия первичного нейтрона, и таким образом, события сортировались по этой энергии. В частности, в данной работе представлены данные для энергии первичных нейтронов $E_n = 8 \pm 1$ МэВ и $E_n = 11 \pm 1$ МэВ реакции $n + {}^2\mathrm{H} \rightarrow n + n + p$.

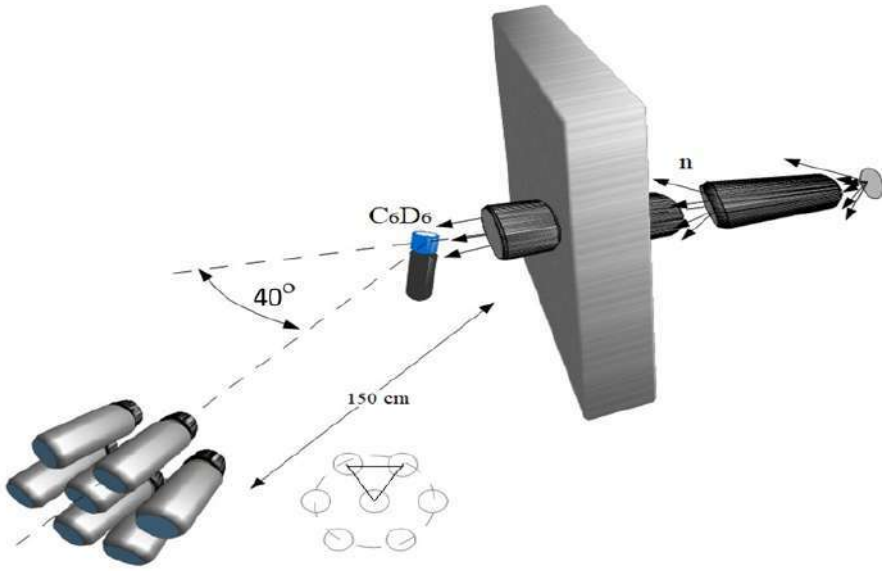


Рисунок 95 – Экспериментальная установка на канале РАДЭКС ИЯИ РАН

Для определения энергии виртуального *nn*-уровня E_{nn} (длины рассеяния a_{nn}) экспериментальная зависимость выхода реакции *nd*-развала сравнивается с результатами моделирования (рисунок 96). Для этого моделирование проводилось в широкой области значений E_{nn} от 0,07 МэВ до 0,25 МэВ.

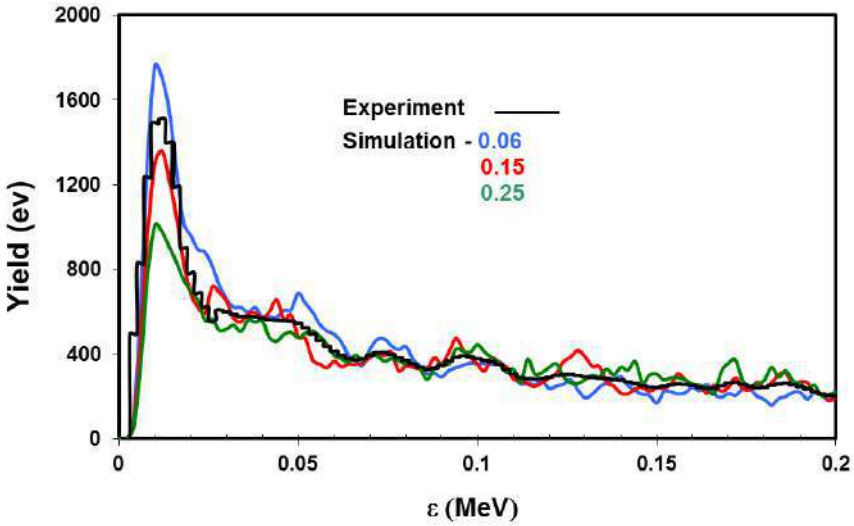


Рисунок 96 – Сравнение экспериментальной зависимости выхода реакции n + ^{2}H → n + n + p от ε и результатов моделирования для различных значений E_{nn}: 0,06 МэВ, 0,15 МэВ и 0,25 МэВ. Энергия первичных нейтронов 11 ± 1 МэВ, угол разлета вторичных нейтронов ΔΘ = 5°

Для определения величины E_{nn} моделированная зависимость SF сравнивалась с экспериментальным значением (рисунок 97).

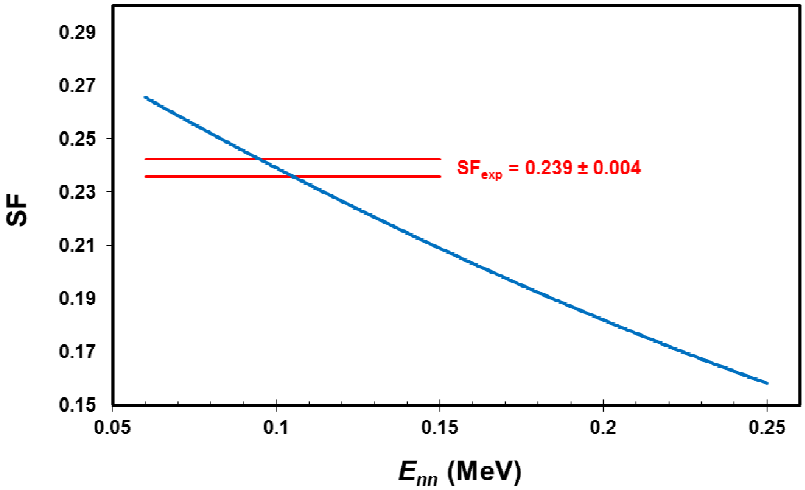


Рисунок 97 – Сравнение экспериментальной зависимости выхода SF с результатами моделирования реакции n + ^{2}H → n + n + p. Энергия первичных нейтронов 11 ± 1 МэВ, угол разлета вторичных нейтронов ΔΘ = 5°

Таким образом, для представленных данных (E_n = 8 ± 1 МэВ, ⊗∪ = 5° и E_n = 11 ± 1 МэВ, ⊗∪ = 5) получены значения энергии виртуального нейтрон-нейтронного состояния E_{nn} = 0,100 ± 0,005 МэВ и E_{nn} = 0,093 ± 0,004 МэВ, соответственно. Таким значениям E_{nn} при использовании формулы (3) при значении r_{nn} = 2,83 Фм были сопоставлены значения нейтрон-нейтронной длины рассеяния a_{nn} = –19,05 ± 0,5 Фм и a_{nn} = –19,8 ± ,.4 Фм.

В [3, 4] было показано, что представленные экспериментальные данные могут быть аппроксимированы трехпараметрической экспоненциальной функцией, зависящей от R: $a_{nn}(R) = a + b\exp(-R/r_0)$, параметры которой a, b и r_0 могут быть получены из χ^2-анализа данных. При этом параметр a определяет асимптотическое значение a_{nn}, полученное экстраполяцией этой кривой при $R \to \infty$, и должен быть свободным от вклада 3N-сил. Полученные значения a_{nn} = –19,05 ± 0,5 Фм и a_{nn} = –19,8 ± 0,4 Фм, так же, как и экспериментальные значения длины рассеяния из других работ (группы ИЯИ, TUNL и Bonn), хорошо аппроксимируются трехпараметрической функцией (рисунок 98). В результате χ^2-анализа экспериментальных данных определено значение параметра $a \equiv a_{nn}(V/c \to 1) = -15{,}9 \pm 0{,}15$ Фм.

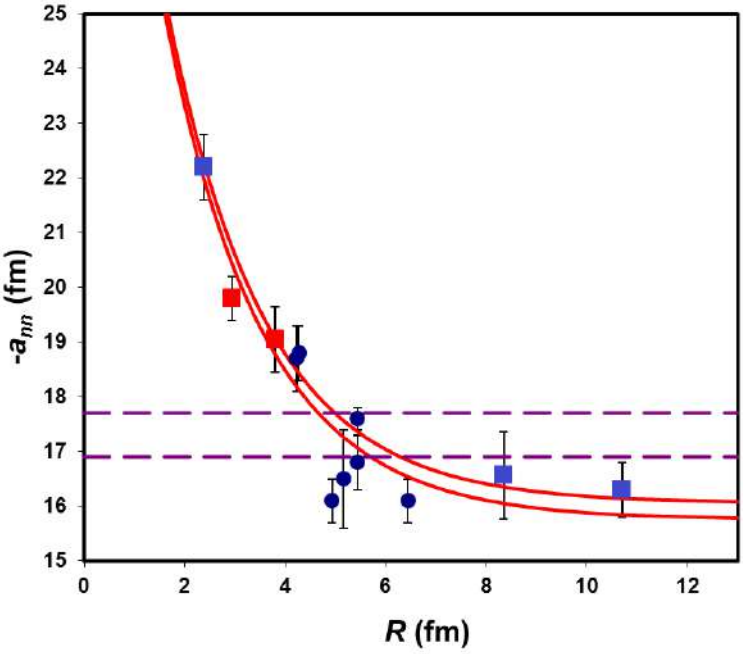


Рисунок 98 – Данные о величине nn-длины рассеяния в реакциях nd- и dd-развала в зависимости от параметра R. Красные точки – настоящая работа, голубые точки – предыдущие экспериментальные исследования группы ИЯИ, темно-синие точки – экспериментальные исследования групп TUNL и Bonn. Пунктирные линии соответствуют предельным значениям a_{pp} = –17,3 ± 0,4 Фм, сплошные – аппроксимация экспериментальных точек при значениях параметра a = – 15,9 ± 0,15 Фм

Можно предположить, что данные, извлеченные для больших значений параметра R не подвержены влиянию этого 3N-сил и более согласуются с чистым nn-взаимодействием, в то же время для экспериментов с малыми значениями параметров R возникает большое влияние 3N-сил на извлекаемые параметры nn-взаимодействием.

10.2. Определение энергии *pp*-синглетного виртуального уровня в реакции $d + {}^1\mathrm{H} \rightarrow p + p + n$

Как было отмечено выше, влияние 3*N*-сил в реакциях с тремя нуклонами в конечном состоянии (*nnp*) может приводить к изменению параметров *nn*-взаимодействия, извлекаемых в этих реакциях. Можно предположить, что и значения протон-протонной длины рассеяния a_{pp} и энергии виртуального ${}^1S_0$ уровня E_{pp}, извлеченные из экспериментов с тремя или четырьмя частицами в конечном состоянии будут отличаться от значений, полученных в свободном *pp*-рассеянии.

Для проверки этого предположения в ИЯИ РАН проводятся работы по исследованию реакции $d + {}^1\mathrm{H} \rightarrow p + p + n$, с регистрацией в совпадении нейтрона и одного из протонов. В этой реакции в промежуточном состоянии возможно взаимодействие *pp*-пары с нейтроном, что может отразиться на величинах извлекаемых низкоэнергетических параметров (a_{pp} и E_{pp}).

С использованием параметров, полученных в результате кинематического моделирования, был проведен тестовый эксперимент по исследованию реакции $d + {}^1\mathrm{H} \rightarrow p + p + n$ на пучке дейтронов НИИЯФ МГУ с энергией 15 МэВ. Схема эксперимента представлена в [38], но в данном эксперименте в схеме ΔE-E-система дополнена третьим детектором (кремниевый детектор с толщиной 250 мкм).

В проводимом эксперименте регистрировались в совпадении протон и нейтрон. Для протона измерялись потери в кремниевых детекторах, проводился отбор протонов от дейтронов и других заряженных частиц. Спектр протонов восстанавливался по потерям в детекторах, учитывая потери во всех слоях между мишенью и детекторами. Для нейтронного детектора проводился отбор событий по форме импульса (n-γ разделение). На данном этапе исследования отбор по времени пролета нейтрона не проводился. На рисунке 99 представлено сравнение экспериментального спектра протонов и моделированных спектров без отбора по E_{pp} и с отбором $E_{pp} = 300$ кэВ.

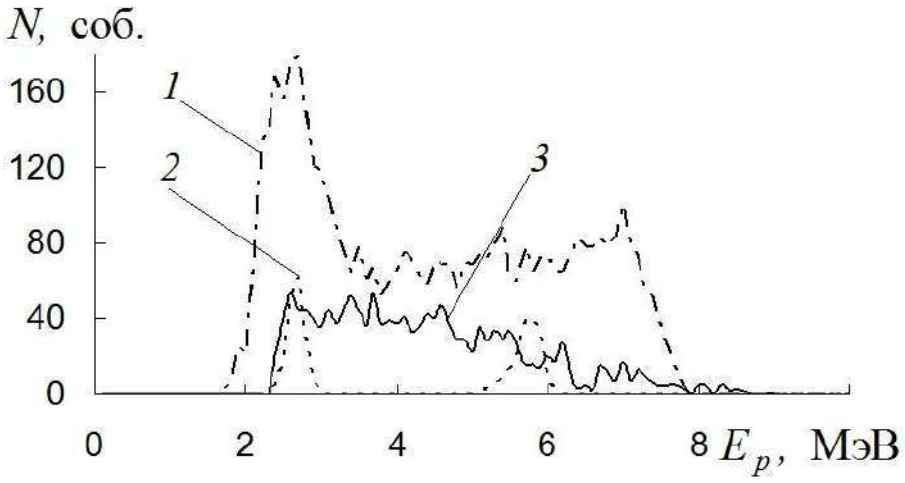


Рисунок 99 – Сравнение результатов моделирования с предварительными экспериментальными данными: 1 – моделированный спектр протонов без отбора по E_{pp}; 2 – моделированный спектр протонов для E_{pp}=300 кэВ; 3 – экспериментальный спектр протонов (без отбора по времени пролета)

Сравнение результатов моделирования с предварительными экспериментальными данными показало:

1) Энергетический интервал полученного спектра протонов достаточен для определения E_{pp} в интервале энергии 200–600 кэВ.

2) Для анализа формы спектра (наличия пиков для определенного значения E_{pp}) необходимы определение времени пролета нейтрона с хорошим разрешением (<2 нс) и отбор событий в узком временном окне нейтронов.

Доклады на конференциях

1. E. Konobeevski, A. Afonin, A. Kasparov, V. Mitcuk, M. Mordovskoy, S. Potashev, S. Zuyev / Extraction of nn-scattering length in nd-breakup reaction at neutron energy of 10-80 MeV // LXX International conference "NUCLEUS – 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies", Saint Petersburg, Russia, 11–17 October 2020, Book of Abstracts, P.81.

2. Мицук В.В., Мордовской М.В. / Investigation of the dependence of the time resolution of Si detectors on the bias voltage // LXX International conference "NUCLEUS – 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies", Saint Petersburg, Russia, 11–17 October 2020, Book of Abstracts, P.82.

3. Мицук В.В., Конобеевский Е.С., Афонин А.А., Каспаров А.А., Лебедев В.М., Мордовской М.В., Спасский А.В., Зуев С.В. / Extraction of singlet pp-virtual state energy in D

+ $^{1}H \rightarrow P + P + N$ reaction // LXX International conference "NUCLEUS – 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies", Saint Petersburg, Russia, 11–17 October 2020, Book of Abstracts, P.82.

4. Каспаров А.А., Конобеевский Е.С., Зуев С.В. / Моделирование эксперимента n+d→n+n+p для извлечения синглетной длины np-рассеяния // Молодежная конференция по теоретической и экспериментальной физике МКТЭФ-2020, 16–19 ноября 2020 г., Москва, Россия. Сборник аннотаций докладов. Том 2. С.16.

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

11.1. Моделирование реакции неупругого рассеяния альфа-частиц на ядрах ^{6}Li

Для исследования кластерной структуры возбужденных состояний ^{6}Li предлагается реакция неупругого рассеяния альфа-частиц на ядрах ^{6}Li. Из-за малых порогов развала через каналы $\alpha + p + n$ ($E_{пор}$ = 3,6989 МэВ), $\alpha + d$ ($E_{пор}$ = 1,4743 МэВ), ^{5}Li + n ($E_{пор}$ = 5,39 МэВ) и ^{5}He + p ($E_{пор}$ = 4,497 МэВ) многие низколежащие состояния ^{6}Li могут разваливаться с испусканием нейтронов, протонов и альфа-частиц. Основная идея исследования состоит в регистрации неупругого рассеянных альфа-частиц на ядрах ^{6}Li в совпадении с частицами от развала возбужденного состояния, в результате чего выделяются кинематические области вторичных (развальных) частиц, соответствующие развалу по определенному каналу.

Исследуемые реакции являются двухстадийными, с образованием и последующим развалом возбужденного состояния ^{6}Li по различным каналам

$$\alpha + {}^6\mathrm{Li} \to \alpha' + {}^6\mathrm{Li}^* \to \alpha' + \alpha + p + n \tag{1}$$

$$\alpha + {}^6\mathrm{Li} \to \alpha' + {}^6\mathrm{Li}^* \to \alpha' + {}^5\mathrm{Li} + n \to \alpha' + \alpha + p + n \tag{2}$$

$$\alpha + {}^6\mathrm{Li} \to \alpha' + {}^6\mathrm{Li}^* \to \alpha' + {}^5\mathrm{He} + p \to \alpha' + \alpha + n + p \tag{3}$$

$$\alpha + {}^6\mathrm{Li} \to \alpha' + {}^6\mathrm{Li}^* \to \alpha' + \alpha + d \tag{4}$$

Моделирование реакций (1) – (4) проводилось с помощью программ кинематического моделирования [39], 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.

Моделирование проводилось в два этапа. На первом этапе рассматривалась двухчастичная реакция α + ^{6}Li с возбуждением определенного уровня ^{6}Li. Энергия падающих альфа-частиц в расчетах бралась E_α = 30±0,1 МэВ. Рассмотрим подробнее моделирование для возбужденного состояния ^{6}Li*(5,65 МэВ). Выбор угла регистрации рассеянной альфа-частицы $\Theta_{\alpha'}$ = -60°±1° фиксирует ее энергию $E_{\alpha'}$ = 9,25±1,75 МэВ (положительные и отрицательные углы соответствует левой и правой полуплоскостям относительно оси пучка). В таблице 8 показаны энергии альфа-частицы, рассеянной под углом $\Theta_{\alpha'}$ = -60°±1°, для различных уровней ядра ^{6}Li.

Таблица 8 – Энергия альфа-частиц, рассеянных под углом $\Theta_{\alpha'}$ = -60°±1°, для различных возбужденных уровней ядра ^{6}Li.

E_x (МэВ)	Г (МэВ)	$E_{\alpha'}$ (МэВ)
g.s.		14,25±0,45
2,186	0,024	12,4±0,5
3,5629	~0	11,15±0,45
4,312	1,3	10,55±1,55
5,366	0,541	9,55±0,85
5,65	1,5	9,25±1,75

На втором этапе моделируются реакций с тремя или четырьмя частицами в конечном состоянии. При этом угол вылета и энергия рассеянной альфа-частицы выбираются в соответствии с кинематикой двухчастичной реакции, рассчитанной на первом этапе.

В результате моделирования были получены различные двумерные диаграммы для развальных частиц. На рисунке 100*а* представлено двумерное распределение E_α – Θ_α вторичных альфа-частиц. Для каналов развала ^{5}He + *p* и ^{5}Li + *n* вторичные альфа-частицы образуются после развала нестабильных ядер ^{5}He и ^{5}Li.

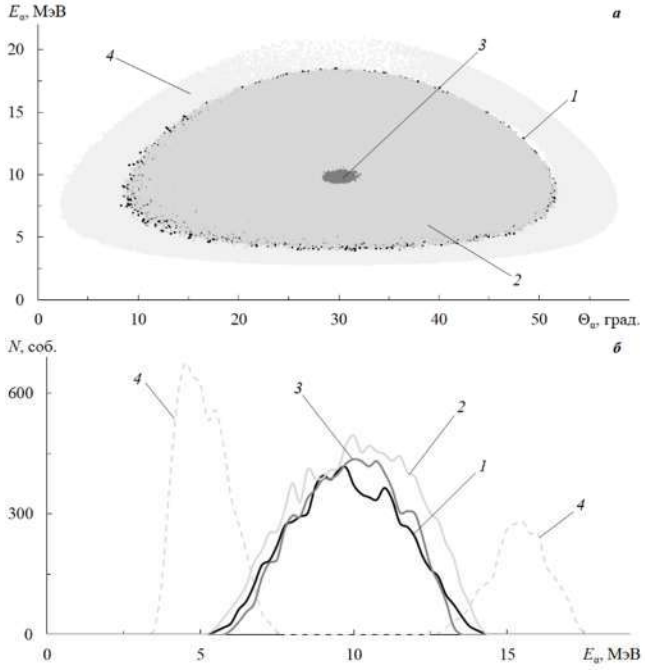


Рисунок 100 – а – двумерная диаграмма E_α – Θ_α развальных альфа-частиц для уровня ^{6}Li*(5,65 МэВ); б – энергетические спектры развальных альфа-частиц для уровня ^{6}Li*(5,65 МэВ). Параметры моделирования: E_α = 30±0.1 МэВ, $\Theta_{\alpha'}$ = -60°±1°. Нумерация энергетических спектров совпадает с номерами исследуемых реакций (1) – (4)

Из рисунка 100*а* видно, что кинематические области, соответствующие каналу реакции α + *d* отличаются от областей соответствующих каналам α + *p* + *n*, ^{5}Li + *n* и ^{5}He + *p*. Так, регистрация вторичных альфа-частиц, например, под углом Θ_α = 48°±2°, приводит к энергетическим спектрам вторичных альфа-частиц, показанным на рисунке 100*б*. Таким образом, при данных кинематических условиях можно однозначно наблюдать развал возбужденного состояния по каналу α + *d*. Однако кинематические области, соответствующие развалу возбужденного состояния ^{6}Li через каналы α + *p* + *n*, ^{5}Li + *n* и ^{5}He + *p*, практически полностью перекрываются, и их разделение не представляется возможным.

На рисунке 101*а* показана двумерная диаграмма развальных нейтронов E_n – Θ_n. Видно, что область, соответствующая трехкластерной конфигурации α + *p* + *n*, может наблюдаться в эксперименте при регистрации вторичных нейтронов под углами Θ_n > 90° или Θ_n <-25°. Однако при других углах нейтронов, области, соответствующие двухкластерным конфигурациям ^{5}Li + *n* и ^{5}He + *p* перекрываются и накладываются на область, соответствующую трехкластерной конфигурации α + *p* + *n*.

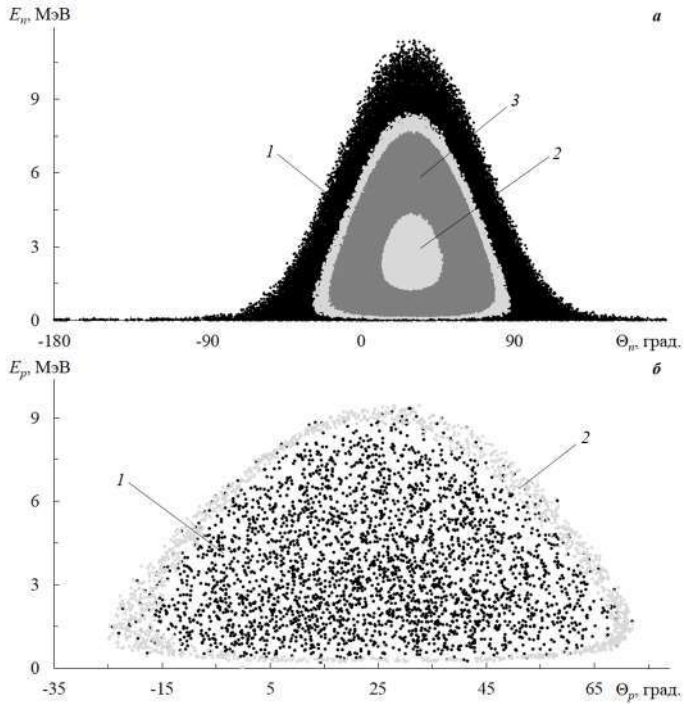


Рисунок 101 – а – двумерная диаграмма E_n – Θ_n развальных нейтронов для уровня ^{6}Li*(5.65 МэВ). Параметры моделирования: E_α = 30±0,1 МэВ, $\Theta_{\alpha'}$ = -60°±1°; б – двумерная диаграмма E_p – Θ_p развальных протонов для уровня ^{6}Li*(5,65 МэВ). Параметры моделирования: E_α = 30±0.1 МэВ, $\Theta_{\alpha'}$ = -60°±1°, Θ_n = 80°±2°. Нумерация кинематических областей совпадает с номерами исследуемых реакций (1) – (4).

Тем не менее, кинематическое моделирование показало возможность отделить процессы развала по каналам ^{5}Li + n и ^{5}He + p. Фиксируя угол вылета вторичного нейтрона, например Θ_n = 80°±2°, двумерное распределение E_p – Θ_p принимает вид, показанный на рисунке 101*б*. Процессы развала по каналам α + p + n и ^{5}Li + n разделяются, и на двумерной диаграмме события, отвечающие развалу возбужденного ядра ^{6}Li по каналу ^{5}Li + n группируются на границе локуса.

На рисунке 102*а* показана двумерная диаграмма развальных протонов E_p – Θ_p. Фиксация угла вылета вторичного протона, например Θ_p = 110°±2°, приводит к двумерному распределению развальных нейтронов E_n – Θ_n, показанному на рисунке 102*б*. Процессы развала по каналам α + p + n и ^{5}He + p также разделяются, и на двумерной диаграмме E_n – Θ_n события, отвечающие развалу возбужденного ядра ^{6}Li по каналу ^{5}He + p также группируются на границе соответствующего локуса.

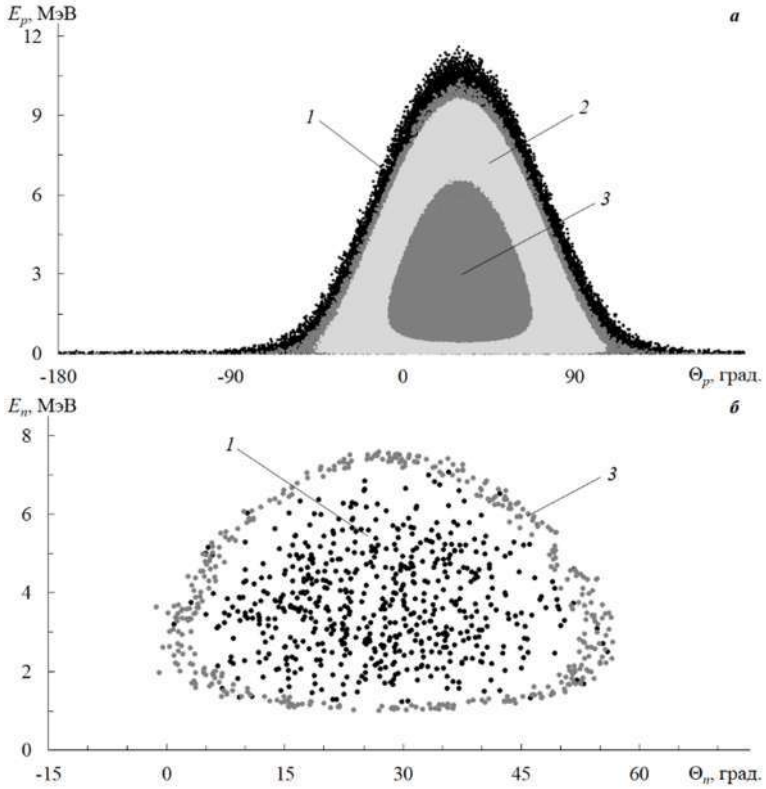


Рисунок 102 – а – двумерная диаграмма E_p – Θ_p развальных протонов для уровня ^{6}Li*(5,65 МэВ). Параметры моделирования: E_α = 30±0.1 МэВ, $\Theta_{\alpha'}$ = -60°±1°; б – двумерная диаграмма E_n – Θ_n развальных нейтронов для уровня ^{6}Li*(5,65 МэВ). Параметры моделирования: E_α = 30±0.1 МэВ, $\Theta_{\alpha'}$ = -60°±1°, Θ_p = 110°±2°. Нумерация кинематических областей совпадает с номерами исследуемых реакций (1) – (4)

Таким образом, для наблюдения двухкластерных конфигураций ^{5}Li + *n* и ^{5}He + *p*, в качестве выходных данных для сравнения с экспериментом могут быть рассмотрены двумерные диаграммы, показанные на рисунке 101*б* и рисунке 102*б*.

Кинематическое моделирование представленных реакций было проведено для различных возбужденных уровней ядра ^{6}Li и каналов развала. Развал через канал *t* + ^{3}He ($E_{пор}$=15,7947 МэВ) не представляется возможным наблюдать в эксперименте при энергии альфа-частиц $E_\alpha \leq 30$ МэВ из-за высокого порога развала.

11.2. Возможный эксперимент по неупругому рассеянию альфа-частиц на ядрах ^{6}Li

Эксперимент по неупругому рассеянию альфа-частиц ядрах ^{6}Li может быть проведен на циклотроне У-120 НИИЯФ МГУ при энергии падающих альфа-частиц 30 МэВ. В эксперименте нужно регистрировать в совпадении как рассеянную альфа-частицу, так и одну (α или *n*) или две (*p* и *n*) вторичные частицы от развала возбужденного состояния ^{6}Li. Для примера, в таблице 9 представлены возможные исследуемые кластерные конфигурации возбужденного состояния ^{6}Li*(5,65 МэВ) и параметры регистрируемых частиц.

Таблица 9 – Возможные исследуемые кластерные конфигурации возбужденного состояния ^{6}Li*(5,65 МэВ)

Регистрируемые частицы	Кластерные конфигурации
$\Theta_{\alpha'}$ = -60°±1°; Θ_α > 50°	α + *d*
$\Theta_{\alpha'}$ = -60°±1°; Θ_n > 90° или $\Theta_{\alpha'}$ = -60°±1°; Θ_n < -25°	α + *p* + *n*
$\Theta_{\alpha'}$ = -60°±1°; Θ_p = 110°±2°; Θ_n = 0°–55°	α + *p* + *n*; ^{5}He + *p*
$\Theta_{\alpha'}$ = -60°±1°; Θ_n = 80°±2°; Θ_p = -25°–75°	α + *p* + *n*; ^{5}Li + *n*

Доклады на конференциях

1. A.A. Kasparov, A.A. Afonin, E.S. Konobeevski, A.S. Kurlovich, V.V. Mitcuk, M.V. Mordovskoy, V.P. Zavarzina, S.V. Zuyev / A possibility of determining cluster structure of ^{6}Li excited states in inelastic scattering of alpha-particles // LXX International conference "NUCLEUS – 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies", Saint Petersburg, Russia, 11–17 October 2020, Book of Abstracts, P.75.

2. А.А. Каспаров, Е.С. Конобеевский, А.А. Афонин, С.В. Зуев, В.В. Мицук, М.В. Мордовской / Реакция неупругого рассеяния альфа-частиц как инструмент исследования кластерной структуры возбужденных состояний ^{6}Li // 63-я Научная конференция МФТИ, 23–29 ноября, 2020, Долгопрудный, Россия.

3. Каспаров А.А., Конобеевский Е.С., Зуев С.В. / Возможности определения кластерной структуры возбужденных состояний ^{6}Li // Некоторые актуальные проблемы

современной математики и математического образования // LXXIII Международная научная конференция Герценовские чтения – 2020, 7–10 апреля 2020 г., Санкт-Петербург, Россия.

12. Исследование взаимодействия нейтронов малых энергий с ядрами с возбуждением коллективных степеней свободы

12.1. Описание спиновой зависимости *p*-волнового рассеяния нейтронов на сферических ядрах в двух-фононном приближении метода связанных каналов

В данной работе проведено описание *p*-нейтронных силовых функций $S^{1/2}$ и $S^{3/2}$ для четно-четных ядер с A ≈ 60–130 в рамках двухфононного приближения метода связанных каналов (ДФМСК) [40] (рисунок 103). Экспериментальные значения $S^{1/2}$ и $S^{3/2}$ силовых функций сильно флуктуируют, поэтому они были аппроксимированы кривыми Лоренца [41].

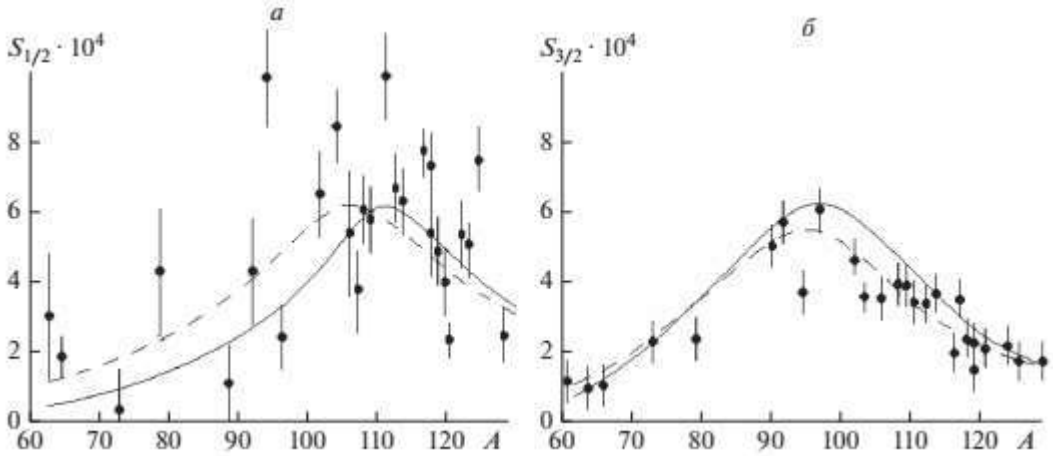


Рисунок 103 – Описание p-нейтронных силовых функций S1/2 (а) и S3/2 (б) четно-четных ядер с A ≈ 60–130 в рамках ДФМСК. Точки – экспериментальные значения; штриховые линии – аппроксимация экспериментальных данных кривыми Лоренца [2]; сплошные кривые – расчет по ДФМСК

Модель ДФМСК учитывает связь входных состояний с вибрационными коллективными состояниями 0^+ –2^+ –0^+ –2^+ –4^+. При модельных расчетах действительная часть ядерного потенциала бралась в форме Вудса–Саксона с параметрами V_0 = 53 МэВ и r_0 = 1,22 фм. Мнимая часть – потенциал поверхностного поглощения – имел амплитуду W = 2 МэВ [42], потенциал симметрии – V_0 = 22 МэВ, а спинорбитальный потенциал – V_{SO} = 8 МэВ Связь каналов определялась деформацией ядерного поля и соответствовала экспериментальным значениям параметров квадрупольной деформации β_2.

Рассчитанные по модели ДФМСК величины силовых функций $S^{1/2}$ и $S^{3/2}$ были близки к аппроксимированным экспериментальным значениям. Расстояние между максимами $S^{1/2}$ и $S^{3/2}$ при A = 111 и A = 97 также близко к экспериментальному значению (ΔA = 12 ± 4). Существенный сдвиг максимума расчетной силовой функции $S^{1/2}$ относительно

экспериментального положения (А ≅ 107) можно также объяснить влиянием локальной флуктуацией динамической деформации ядер в районе массового числа А ≅ 110.

В области ядер с А ≈ 60–130 *p*-волновое рассеяния нейтронов дает главный вклад в нейтрон- ядерное взаимодействие при энергии ~1 МэВ. Величина сечения прямой реакции близка к флуктуационному сечению при неупругом рассеянии нейтронов с энергией~1 МэВ (рисунок 104). Прямое возбуждение 2+-фононных состояний происходит в основном через каналы неупругого рассеяния с $J^{\pi} = 1/2^{-}$ и $J^{\pi} = 3/2^{-}$.

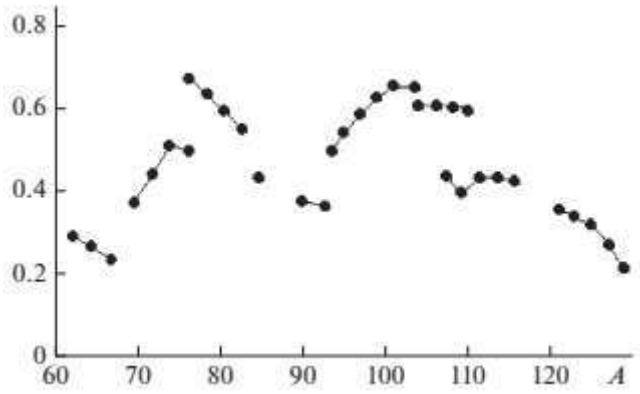


Рисунок 104 – Зависимость отношения сечения прямой реакции к флуктуационному сечению при неупругом рассеянии нейтронов с энергией ~1 МэВ на четно-четных ядрах с А ≈ 60–130

12.2. Исследование пространственного распределения быстрых нейтронов выведенного пучка фотонейтронного источника с помощью двухкоординатного ^{10}B-детектора

Ранее в работах [43–44] нами была показана принципиальная возможность получения пучка тепловых нейтронов из фотонейтронного источника и исследованы некоторые его характеристики. Целью настоящей работы является исследование пространственного распределения быстрых нейтронов вблизи выхода нейтронного канала фотонейтронного источника.

Для измерений использовался позиционно-чувствительный детектор (ПЧД) нейтронов на основе слоя ^{10}B и ионизационной камеры [45]. Описываемый прибор имеет свойство направленного детектирования также и для тепловых нейтронов. Пропорциональность амплитуды сигнала величине энергии ионизации позволяет судить об энергии вторичного ядра ^{4}He или ^{7}Li и, как следствие, энергии нейтрона E_n при энергиях свыше 1 МэВ. Наличие в конструкции детектора двух чувствительных зазоров, следующих один за другим и работающих в режиме совпадения, позволяет существенно подавить влияние фона. Было показано также, что, анализируя амплитуды сигналов этого детектора,

можно определить E_n^{max} в потоке [46]. Моделирование показало, что детектор имеет малую эффективность регистрации (~10^{-7}) вторичных ядер ^{4}He и ^{7}Li, энергетическое разрешение детектора по энергии нейтронов оценивается ~6% и слабо зависит от энергии нейтронов (в области энергий 1 – 9 МэВ). Существенным достоинством его является и чрезвычайно низкая чувствительность к γ-квантам и рентгеновскому излучению из-за отсутствия конкурирующих реакций фотонов с ядром ^{10}B.

Схема установки с источником нейтронов показана на рисунке 105. Падающий пучок *1* с фиксированными энергиями электронов E_e в трех экспериментах 5, 6 и 7 МэВ производил в вольфрамовой мишени *2* тормозной спектр фотонов с такими же граничными энергиями. Фотоны на бериллиевой мишени *3* за счет реакции ^{9}Be(γ,*n*)^{8}Be создавали поток нейтронов с интенсивностью до 10^7 нейтрон/см^2·с. Часть нейтронов замедлялась в 100-см кубе из чистого полиэтилена, окруженного защитой из борированного полиэтилена *4*, а часть нейтронов через коллиматор *5* диаметром 3 см и длиной 45 см и кадмиевый фильтр *6* толщиной 0,5 см, направлялась на ПЧД *7* на основе слоя ^{10}B и ионизационной камеры. Монитором, контролирующим поток медленных нейтронов, служил пропорциональный 3He-счетчик *8*. Пространственное распределение быстрых нейтронов регистрировалось ПЧД *7*.

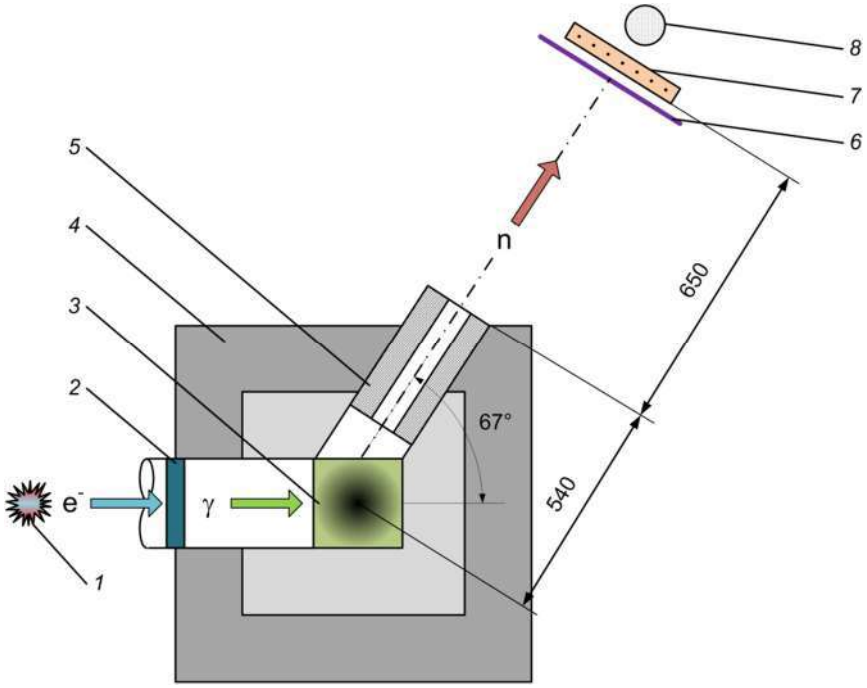


Рисунок 105 – Схема экспериментальной установки: 1 – пучок электронов; 2 – W-мишень; 3 – Be-мишень; 4 – полиэтиленовый замедлитель, окруженный защитой; 5 – коллиматор; 6 – Cd-фильтр; 7 – ПЧД; 8 – ^{3}He-счетчик

На рисунке 106 показаны полученные в экспериментах двумерные пространственные распределения потока нейтронов для трех величин E_n^{max}: 3,3, 4,2 и 5,1

МэВ. На графиках видно, что положение максимума с увеличением E_n^{max} на каждые 0,9 МэВ смещается назад по отношению к пучку электронов на 2 см вдоль горизонтальной оси X. Это можно объяснить более глубоким проникновением γ-квантов в Be-мишень с ростом энергии и, как следствие, смещения видимого через коллиматор святящегося излучателя нейтронов вперед по пучку электронов. Это и приводит к изменению геометрии потока нейтронов на месте размещения ПЧД. При этом полная ширина на половине высоты распределения меняется от 4,5 до 6 см при увеличении E_n^{max} от 3,3 до 5,1 МэВ. Последний факт может объясняться увеличением диапазона энергий регистрируемых нейтронов с ростом E_n^{max}. В то же время положение максимума распределения вдоль вертикальной оси Y и его ширина на половине высоты не изменяется.

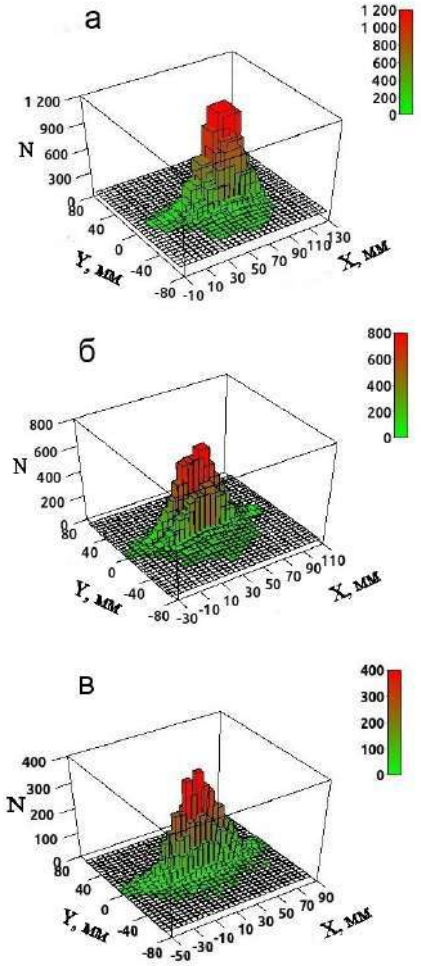


Рисунок 106 Распределение нейтронов в пучке для различных E_n^{max}: (а) 3.3 МэВ; (б) 4.2 МэВ и (в) 5.1 МэВ

Доклады на конференциях

1. I. V. Meshkov, S. I. Potashev, S. Kh. Karaevsky, Yu. M. Burmistrov, G. V. Soloduhov, V. N. Ponomarev, A. I. Drachev / The dependence of spatial location and size of neutron flux on the maximum neutron energy // LXX International conference "NUCLEUS – 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies", Saint Petersburg, Russia, 11–17 October 2020, Book of Abstracts, P.195. Устный доклад..

2. S.I. Potashev, A.A. Afonin, Yu.M. Burmistrov, A.I. Drachev, E.S. Konobeevsky, V.N. Marin, I.V. Meshkov, S.Kh. Karaevsky, A.A. Kasparov, V.N. Ponomarev, G.V. Solodukhov, S.V. Zuyev / On the possibility of control the maximum energy of fast neutrons by the pulse height spectra of the 10B-detector // LXX International conference "NUCLEUS – 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies", Saint Petersburg, Russia, 11–17 October 2020, Book of Abstracts, P.195. Устный доклад. https://indico.cern.ch/event/839985/

3. А.А. Афонин, И.В. Мешков, С.И. Поташев, С.Х. Караевский, Ю.М. Бурмистров, Г.В. Солодухов, В.Н. Пономарев, А.И. Драчев / Зависимость пространственного распределения и размера нейтронного потока от максимальной энергии нейтрона // 63-я Научная конференция МФТИ, 23–29 ноября, 2020, Долгопрудный, Россия. Устный доклад. https://conf.mipt.ru/#section-about

4. А.А. Афонин, С.И. Поташев, Ю.М. Бурмистров, А.И. Драчев, Е.С. Конобеевский, В.Н. Марин, И.В. Мешков, С.Х. Караевский, А.А. Каспаров, В.Н. Пономарев, Г.В. Солодухов, С.В. Зуев / О возможности контроля максимальной энергии быстрых нейтронов по амплитудным спектрам от ^{10}B-детектора // 63-я Научная конференция МФТИ, 23–29 ноября, 2020, Долгопрудный, Россия. Устный доклад. https://conf.mipt.ru/#section-about

13. Разработка методов и аппаратуры низкофоновых измерений гамма-излучений с использованием германиевых гамма-спектрометров

В настоящей работе изучался состав радиоактивных и нерадиоактивных элементов в пробах П9-50, Д5-6 и Г1-47 ренийсодержащих пород U-Mo-Re Брикетно-Желтухинского месторождения расположенного на территории Скопинского района Рязанской области (рисунок 107). Важность такой задачи объясняется неоднозначностью химических анализов на рений из-за конкурирующего влияния проявлений других элементов. Имеется необходимость в разработке независимых методов анализа ренийсодержащих пород.

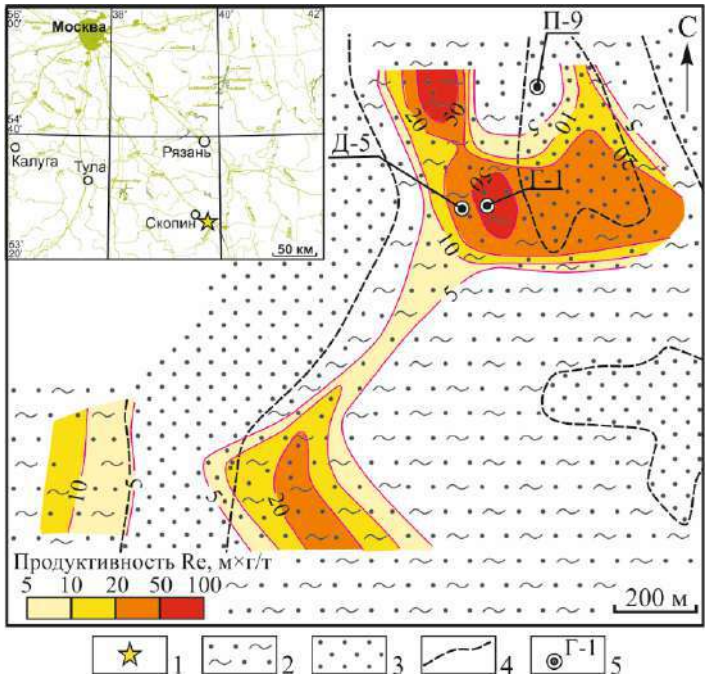


Рисунок 107 – Позиция месторождения и изолинии продуктивности рениевого оруденения в бобриковской свите Брикетно–Желтухинского месторождения на литолого-фациальной схеме (в плане) [47–48]. 1 – Брикетно-Желтухинское месторождение (на врезке); 2 – пески с прослоями и линзами углистых глин, углей, алевритов; 3 – пески разнозернистые с гравием, с редкими прослоями глин; 4 – границы преобладания фаций русловых (неугленосных) или пойменных, старичных, лагунных (угленосных); 5 – скважины и их номера, пробы керна которых использовались

Каменные материалы скважин П-9, Д-5 и Г-1 были получены в ходе оценочных работ на рений и попутные компоненты, когда была пробурена серия профилей колонковых скважин до глубины ~90–100 м со сплошным отбором керна (рисунок 108). Установлено два типа рудоносных пород, содержащих Re оруденение: первый тип – алевропесчанные разности, обогащенные сульфидами, второй тип – углистый детрит, также содержащий

сульфиды. Образцы руд П9-50 и Д5-6 характеризуются как пески (SiO_2 более 95 мас. %, без учета потерь при прокаливании) коричновато-серые до темно-серых от мелко- до крупнозернистых с углистым детритом и сульфидной минерализацией. Их отличительной особенностью являются повышенные содержания Fe, S, U, Mo, Re, связанные с зонами пиритизации и наличием углистого материала. Проба Г1-47 представлена серым среднезернистый песком с редкими прослоями темно-серого мелкозернистого песка и содержит 1,85 г/т Re.

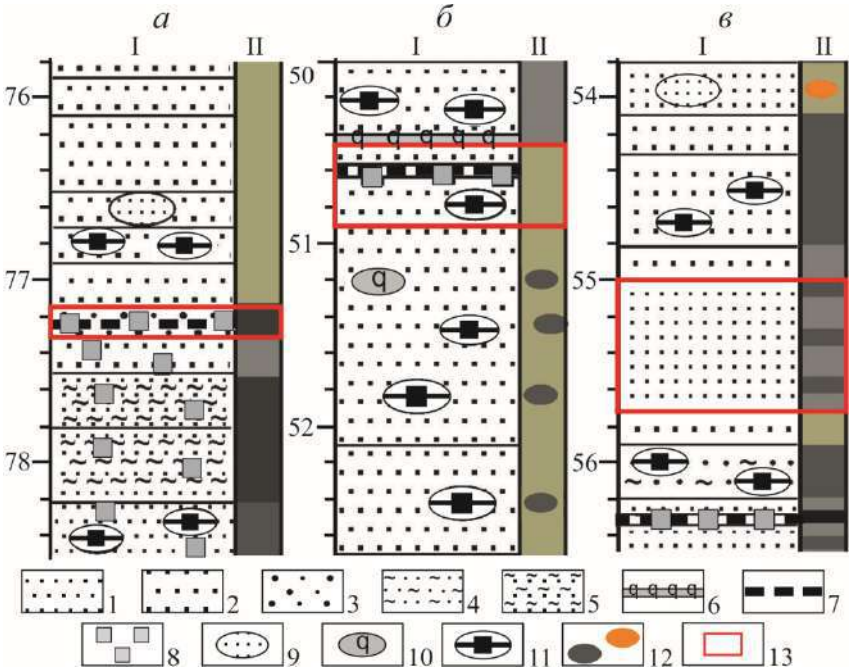


Рисунок 108 – Позиция исследуемых проб руды на фрагментах геологических колонок скважин: а – П-9; б – Д-5; в – Г-1; I – геологическая колонка (цифры – глубина, м), II – окраска пород и руд. 1– пески мелкозернистые: 2 – пески среднезернистые; 3 – пески разнозернистые; 4 – пески глинистые; 5 – пески с прослоями глины; 6 – 7 – прослои: кремней (6), углей (7); 8 – тонкая сульфидная вкрапленность; 9 – 12 – конкреции и стяжения уплотненного песка (9), кремней (10), сульфидов с обломками углей (11), их природная окраска (12); 13 – место отбора пробы

Для оценки вклада естественно-радиоактивного фона измерение естественной радиоактивности образцов производилось на базе активационно-измерительного комплекса ИЯИ РАН. Предоставленный пробы помещались в низкофоновый гамма-спектрометр [49]. Набор данных осуществлялся при помощи программы SpectraLineGP [50]. Измерение естественного фона образцов происходило в течение 10–20 часов. Спектры естественной радиоактивности проб представлены на рисунке 109. Наблюдаются основные пики изотопов U–Th рядов.

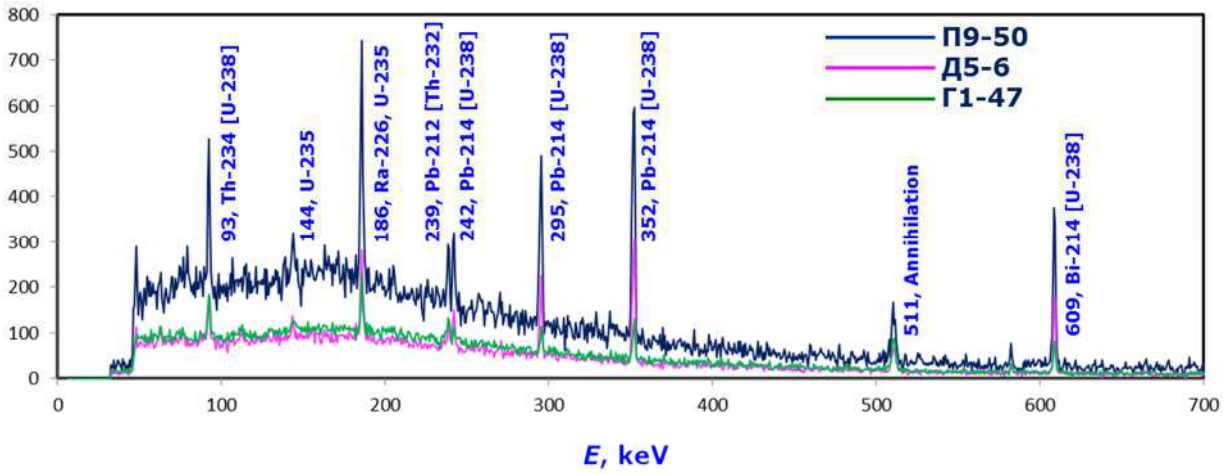


Рисунок 109 – Гамма-спектры естественной активности образцов П9, Д5 и Г1 Брикетно-Желтухинского месторождения (приведены к одному времени измерений 20 ч и массе образца 1 г.

Нейтронно-активационный анализ (НАА) проб также проводился с использованием активационно-измерительного комплекса ИЯИ РАН, включающего фотонейтронный W–Be-источник ИН-ЛУЭ [51] на базе линейного ускорителя электронов ЛУЭ-8-5 и низкофоновый гамма-спектрометр [49]. Образцы массой ~2 г активировались потоком тепловых нейтронов ~10^7 нейтрон · $см^{-2}$ · $с^{-1}$ в течение ~1–3 ч при выдержке 10–30 мин. Время измерения активационных γ-спектров составляло ~20–44 ч. В качестве образцов сравнения одновременно с пробами облучались образцы чистого рения массой 0,1–0,25 г.

Гамма-спектры образца рения представлены на рисунке 110. В природе рений встречается в виде двух изотопов: ^{185}Re (37,4%) и ^{187}Re (62,6%). При взаимодействии с нейтронами в реакциях (*n*, γ) могут образоваться изотопы рения: ^{186}Re (период полураспада 89,24 ч), ^{188}Re (17 ч) и ^{188m}Re (18,6 м), γ-пики от распада которых и наблюдаются в спектре на рисунке 110.

Набор активационных спектров также осуществлялся с помощью программы SpectraLineGP [50] в режиме последовательной записи спектров на диск компьютера каждые 100 с. Специальной программой-конвертором спектры из полубинарного формата преобразовывались в текстовой формат и затем использовались в программе определения периода полураспада нуклидов по заданному пику. Идентификация пиков в спектрах осуществлялась с помощью программы, содержащей базу данных по нуклидам, активируемым при облучении нейтронами в реакциях (n, γ), (n, n'γ) и (n, p). По заданным пикам в спектре программа находила с заданной точностью соответствующие им варианты линий нуклидов с указанием периода полураспада и интенсивности. По полученным при

обработке спектров данным по периоду полураспада происходила окончательная идентификация пиков.

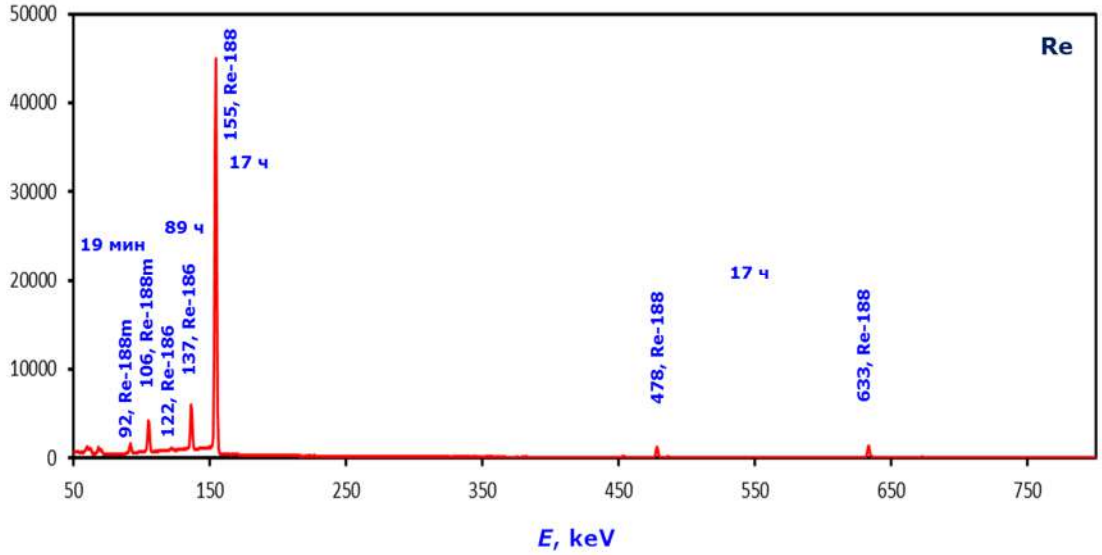


Рисунок 110 – Активационный спектр эталонного образца Re, время облучения – 9300 с, измерения – 300 с

Активационные спектры после облучения тепловыми нейтронам в общем виде представлены на рисунках 111 и 112. На рисунке 112 полные спектры рисунка показаны в интересующем нас энергетическом диапазоне, где могут проявляться пики от состояний рения (рисунок 110). Более наглядно это видно на рисунке 113.

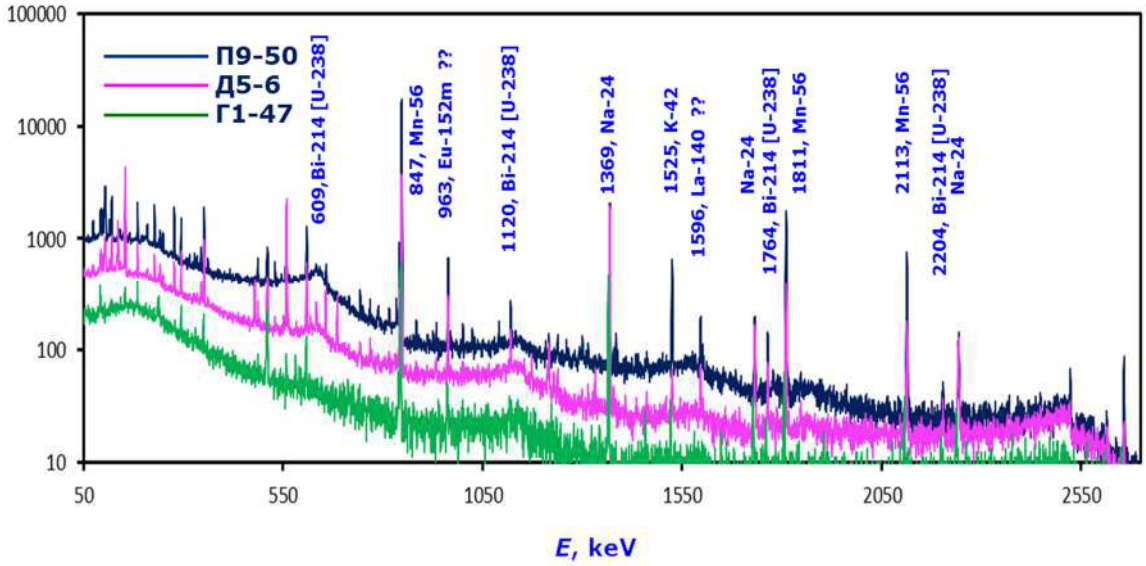


Рисунок 111 – Активационный гамма-спектры образцов П9, Д5 и Г1 после облучения тепловыми нейтронами (приведены к одному времени измерений 44 ч и массе образца 1 г), время облучения – 1–3 ч, выдержки – 10-30 мин

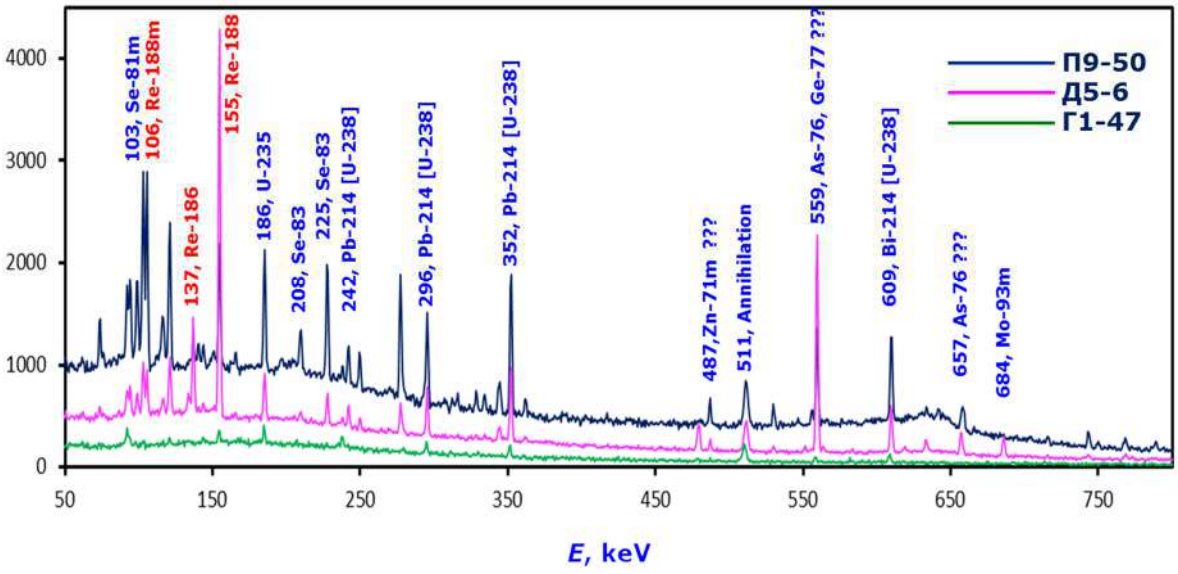


Рисунок 112 – Активационный гамма-спектры рисунка 111 в области энергий рениевых изотопов

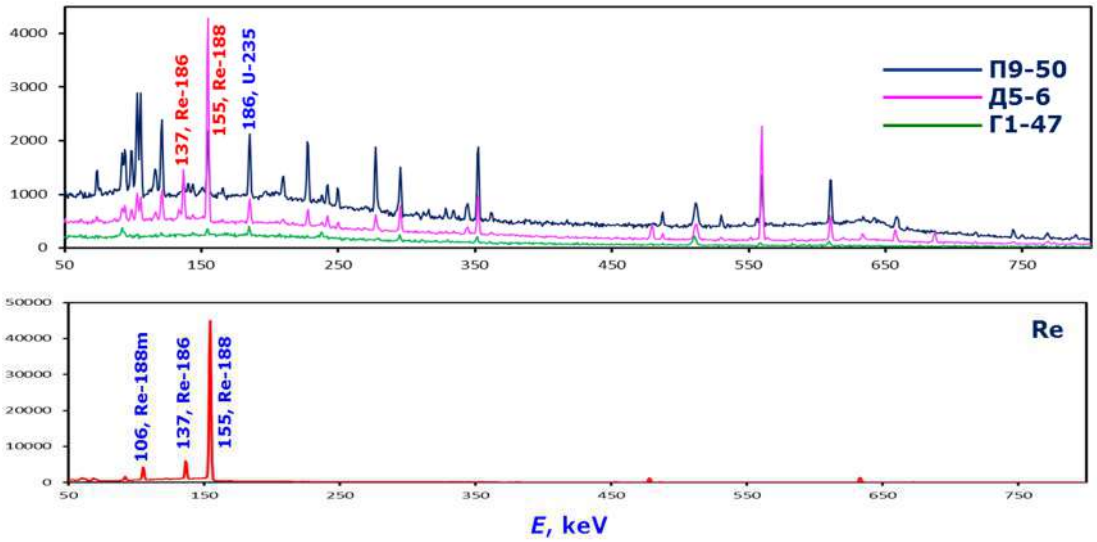


Рисунок 113 – Сравнение активационных гамма-спектров образцов П9, Д5 и Г1 и и Re-образца сравнения

На всех спектрах образцов наблюдаются множественные пики, соответствующие активированным состояниям породообразующих элементов. Но в то же время явно видны пики, соответствующие изотопам рения. Для того, чтобы считать из пригодными для аналитических целей, необходимо убедиться, что они не перекрываются фоновыми линиями от естественной радиоактивности, а также от линий других элементов, содержащихся в этих рудных породах.

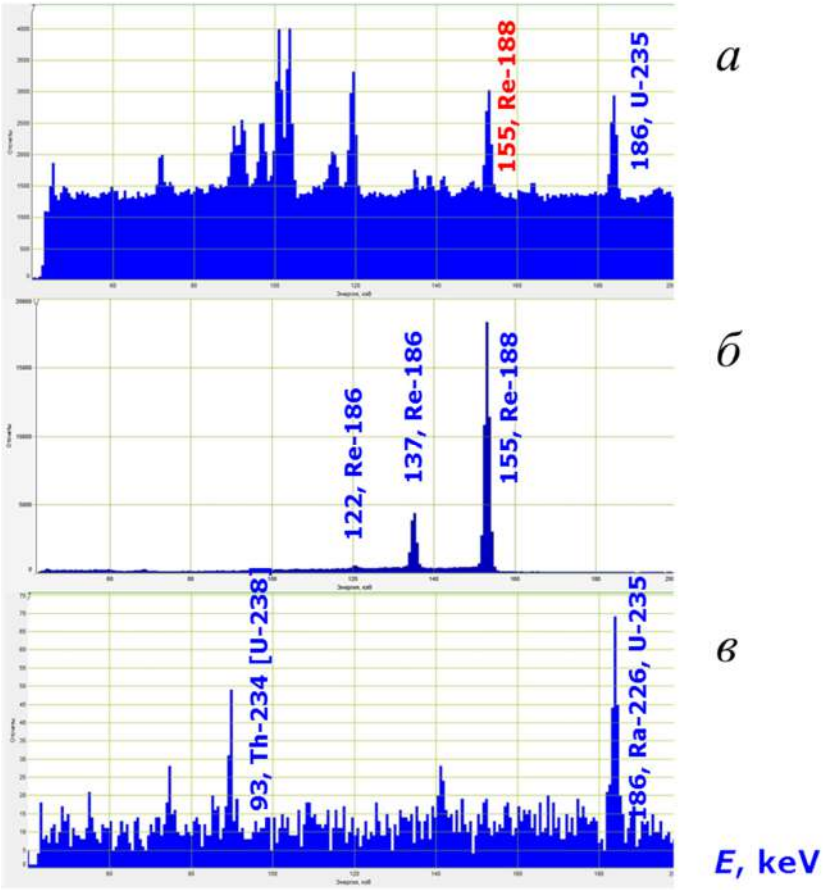


Рисунок 114 – Сравнение активационных спектров для пробы П9: а – активационный спектр П9, б – спектр Re образца-сравнения, в – спектр естественной активности П9

Сравнительный анализ спектров рисунков 114–116 показал, что в интервале до 200 кэВ они имеют более простой вид. Имеется в наличие заметный пик 155 кэВ, соответствующий изотопу ^{188}Re с периодом полураспада 17 ч, который не перекрывается с фоновыми пиками и пиками от других элементов и который может быть выбран в качестве аналитического пика.

Из-за того, что пробы взяты из разных скважин и горизонтов и представляют собой породы с разным элементным составом можно сказать, что наличие хорошо выделяемой линия 155 кэВ от ^{188}Re является характерной особенностью пород Брикетно–Желтухинского месторождения.

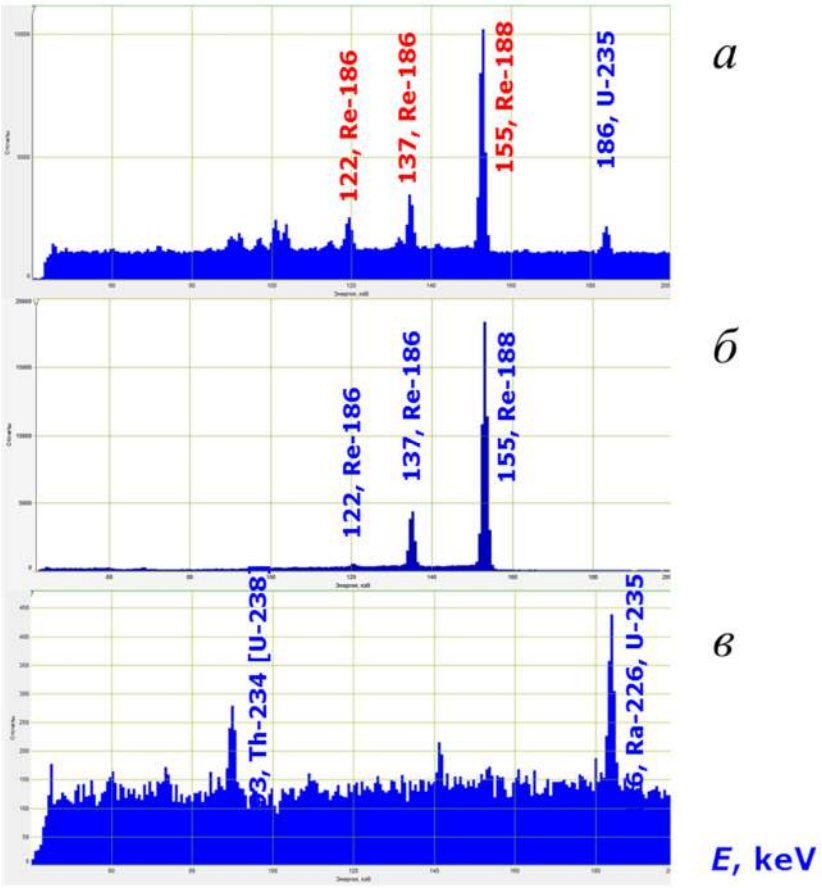


Рисунок 115 – Сравнение активационных спектров для пробы Д5: а – активационный спектр Д5, б –спектр Re образца-сравнения, в – спектр естественной активности Д5

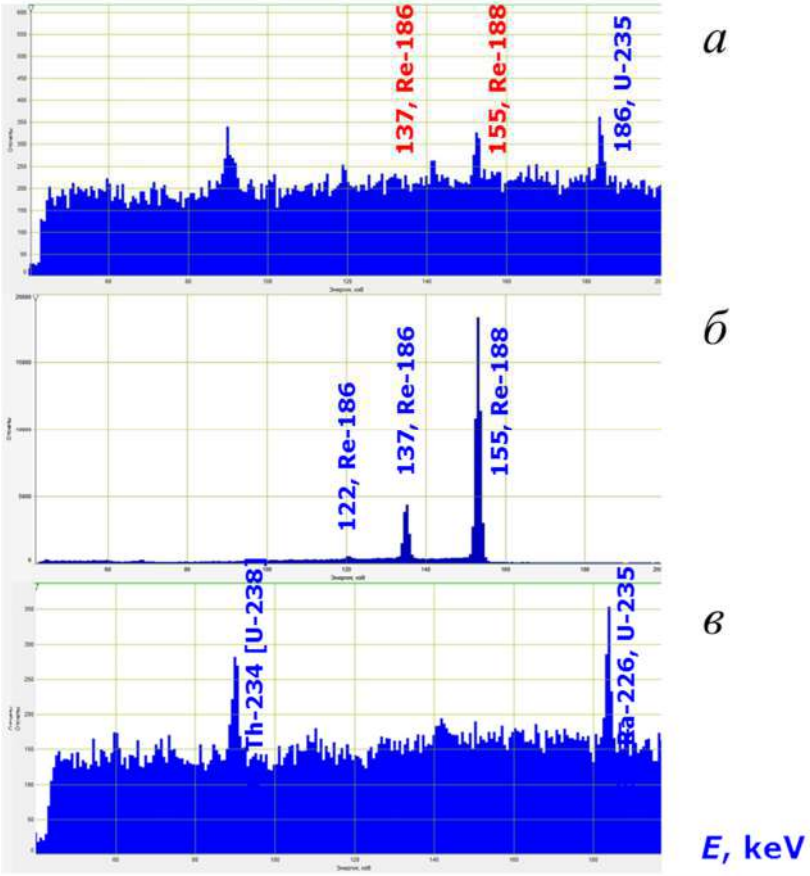


Рисунок 116 – Сравнение активационных спектров для пробы Г1: а – активационный спектр Г1, б –спектр Re образца-сравнения, в – спектр естественной активности Г1

Доклады на конференциях

1. Zuyev S., Afonin A., Konobeevski E., Solodukhov G., MordovskoyM., Kailachakov P., Ponomarev V., Burmistrov Yu. // Studying a possibility of neutron-activation determination of rhenium content in radioactive rocks // LXX International conference "NUCLEUS – 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies", Saint Petersburg, Russia, 11–17 October 2020, Book of Abstracts, P.123. Устный доклад. https://indico.cern.ch/event/839985/

2. А.А. Афонин, С.В. Зуев, Е.С. Конобеевский, Г.В. Солодухов, М.В. Мордовской, П.Э. Кайлачаков, В.Н. Пономарев, Ю.М. Бурмистров / Изучение возможности нейтронно-активационного определения содержания рения в радиоактивных породах // 63-я Научная конференция МФТИ, 23–29 ноября, 2020, Долгопрудный, Россия. Устный доклад. https://conf.mipt.ru/#section-about

14. Поиск редких мюонных процессов в эксперименте «Mu2e»

В 2020 г. проводились работы по изготовлению элементов установки. Планируется начать первые измерения в 2023 -2024 г.

В рамках темы, проводились работы по развитию нового подхода по поиску процессов $\mu \to 3e$ и $\mu \to e + \gamma$ на установке Mu2e. Новый подход по поиску редких мюонных процессов с нарушением лептонного числа: $\mu \to 3e$ и $\mu \to e + \gamma$ на базе одной экспериментальной установки, позволяет повысить уровень чувствительности эксперимента в 300 и 20 соответственно, по сравнению с существующем экспериментальным уровнем.

Детальное моделирование $\mu^+ \to e^+e^-e^+$ эксперимента и процедура поиска и реконструкции событий дают число полезных событий, равное 6, для предполагаемой относительной вероятности процесса Br(⌠→3e) равной 10^{-14}. Моделирование основного фонового процесса распад мюона ⌠→3e2ν, для эксперимента по поиску процесса ⌠→3e, дает вклад в фон равный 0,1 событие за время эксперимента. При условии, что на суммарный импульс заряженных лептонов в процессе ⌠→3e восстанавливается с точностью σ_P = 0.4 МэВ/с и интервал наблюдения Δ = 1 МэВ. Фон случайных совпадений за время эксперимента составляет 0,4 события. В случае отсутствия полезных событий верхний предел на относительную вероятность процесса Br(⌠→3e) составит величину равную 3×10^{-15} с уровнем достоверности 90%. Наилучший верхний предел на относительную вероятность процесса, достигнутый в настоящее время, составляет 10^{-12}.

Ограничение в уровне чувствительности эксперимента $\mu \to e + \gamma$ связано, в основном с ограничением в измерении энергии гамма кванта. Моделирование $\mu \to e + \gamma$ эксперимента и процедура поиска и реконструкции событий дают одно полезное событие для предполагаемой относительной вероятности процесса Br(⌠→eγ) равной 10^{-14}. Основной фоновой процесс для этого эксперимента – это радиационный распад мюона $\mu \to e\gamma\nu\bar{\nu}$, дает вклад 0,4 событие при условии, что энергетическое разрешение калориметра $\delta E/E$ = 2%. Фон случайных совпадений за время эксперимента составляет 0,3 события. В случае отсутствия полезных событий верхний предел на относительную вероятность процесса Br(⌠→eγ) составит величину равную 2×10^{-14} с уровнем

достоверности 90%. Наилучший верхний предел на относительную вероятность процесса, достигнутый в настоящее время, составляет 4×10^{-13}.

В 2020 г. проведены работы по измерению формы сигналов в He3 счетчике на импульсном источнике нейтронов РАДЭКС центра коллективного пользования ИЯИ РАН. Проведено сравнение измеренной формы сигналов с результатами моделирования сигналов в He3 счетчике при регистрации нейтронов. Предложен новый метод определения давления He3 в счетчике, основанный на измерении эффективности сбора полного заряда и максимальной эффективной ширины сигналов в счетчике. Данный метод хорошо согласуется с прямым измерением давления He3 в счетчике методом пропускания.

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 [52]. На начальной стадии в рамках оптической модели определяется радиальная зависимость плотности вероятности поглощения медленного антинуклона. 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 девозбуждение термализованного ядра-остатка. Модель, описанная в работах [25, 26], была протестирована на экспериментальных данных по аннигиляции остановившихся антипротонов на ядре углерода [53] и демонстрирует хорошее согласие с экспериментальными данными. Тем не менее, при анализе результатов моделирования возник ряд вопросов, требующих дальнейшей проработки и модель была усовершенствована по нескольким направлениям [54]:

1. В настоящее время при моделировании элементарных процессов $\underline{p}p$ и $\underline{p}n$ аннигиляции используется более поздние экспериментальные данные.
2. В модель включены эффекты, связанные нуклонным и антинуклонным потенциалом внутри ядра и сход с массовой поверхности аннигилирующего антинейтрона и нуклона-партнера.
3. Для случая внутриядерного нейтрон-антинейтронного перехода в ядре (эксперимент DUNE) используется радиальная зависимость вероятности аннигиляции, полученная теоретически для ядра $1840Ar$.

С использованием разработанной модели было сгенерировано 10^5 событий аннигиляции медленного антинейтрона на ядре углерода, которые используются для моделирования и проектирования детектора для эксперимента NNbar.

16. Исследование подпорогового рождения легких векторных мезонов и заряженных каонов в протон и фотоядерных реакциях. Осцилляции частиц в поглощающей среде

16.1. Прогресс и моделирование нейтрон-антинейтронных переходов в ядре ^{40}Ar

Проведено усовершенствование программы каскадных расчетов взаимодействия антинуклонов с ядрами путем внедрения в нее, в частности, реалистического антинуклон-ядерного потенциала и соответствующей кинематики взаимодействий. Эта программа предназначена для моделирования возможных крайне редких переходов нейтрон-антинейтрон в ядре аргона. Поиск таких переходов, идущих с нарушением закона сохранения барионного числа и “открывающих окно” в “новую физику” вне стандартной модели, – центральная задача эксперимента DUNE (США). Выполнена обширная работа по их моделированию. Проведено детальное сравнение результатов этого моделирования с результатами, полученными с использованием другого имеющегося в настоящее время генератора GENIE.

16.2. Возможность изучения модификации свойств J/psi мезонов в реакциях их фоторождения на ядрах около порога в случае присутствия в этом фоторождении LHCb пентакварковых резонансов P_c(4312, 4440, 4457)

В рамках разработанной нами новой модели рассчитаны сечения нерезонансного и резонансного (идущего через промежуточные недавно открытые коллаборацией LHCb в CERN пентакварки со скрытым чармом P^+_c (4312, 4440, 4457)) фоторождения J/psi мезонов на протонах (они представлены на рисунке 117 ниже), а также на легких и тяжелых ядрах вблизи порога. Показано, что подпороговое фоторождение J/ψ мезонов на ядрах чувствительно к модификации их свойств в ядерной среде только в случае, если Br[P^+_{ci}->J/psi p] порядка 5% и меньше. Отмечено, что данная модификация может быть изучена экспериментально на установке CEBAF, США.

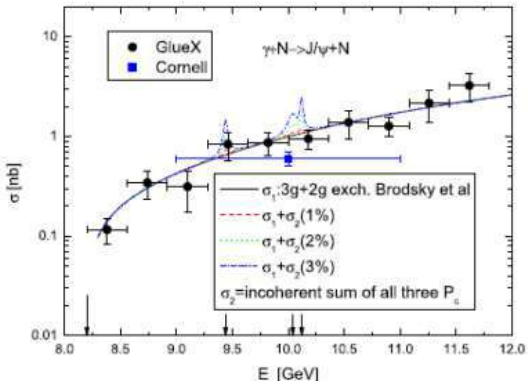


Рисунок 117– Нерезонансное полное сечение реакции γN→J/ψN (сплошная кривая) в зависимости от энергии падающих фотонов. Некогерентная сумма этого сечения и полного сечения резонансного J/ψ рождения в процессах $\gamma p \to P_c^+(4312) \to J/\psi p$, $\gamma p \to P_c^+(4440) \to J/\psi p$ и $\gamma p \to P_c^+(4457) \to J/\psi p$, вычисленного в предположении что резонансы $P_c^+(4312)$, $P_c^+(4440)$ и $P_c^+(4457)$ с квантовыми числами спин-четность $J^P=(1/2)^-$, $J^P=(1/2)^-$ и $J^P=(3/2)^-$ распадаются по каналу J/ψp с наименьшим возможным относительным орбитальным угловым моментом L=0 и всеми тремя вероятностями их распадов по этому каналу, равными 1%, 2% и 3% (соответственно, штриховые, пунктирные и штрих-пунктирные кривые). Левая и три правые стрелки указывают соответственно пороговую энергию 8,2 ГэВ процесса γN→J/ψN и резонансные энергии 9,44 ГэВ, 10,04 ГэВ и 10,12 ГэВ

16.3. Возможность наблюдения пентакварковых резонансов со скрытой “прелестью” в реакциях фоторождения боттомония на протонах и ядрах около порога

На основе разработанной нами новой модели рассчитаны сечения нерезонансного и резонансного (идущего через промежуточные теоретически предсказанные пентакварки со скрытой “прелестью” P^+_b (11080, 11125, 11130) , P^0_b (11080, 11125, 11130)) фоторождения боттомония Υ(1S) на протонах, а также на легких и тяжелых ядрах вблизи порога. В частности, сечения рождения на протонах представлены на рисунке 118.

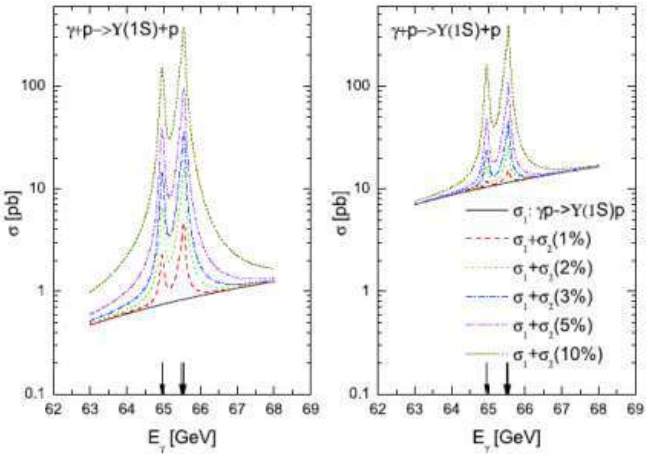


Рисунок 118 – Нерезонансное полное сечение реакции γp→Y(1S)p (сплошные кривые), вычисленное в рамках двух моделей (левая и правая панели) в зависимости от энергии падающих фотонов. Некогерентная сумма этого сечения и полного сечения резонансного Y(1S) рождения в процессах $\gamma p \to P_{bi}^{+} \to Y(1S)p$ (i=1, 2, 3), вычисленного в предположении что резонансы P_{b1}^{+}, P_{b2}^{+}, P_{b3}^{+} с квантовыми числами спин-четность $J^P=(1/2)^-$, $J^P=(1/2)^-$ и $J^P=(3/2)^-$ распадаются по каналу Y(1S)p с наименьшим возможным относительным орбитальным угловым моментом L=0 и всеми тремя вероятностями их распадов по этому каналу, равными 1%, 2%, 3%, 5% и 10% (соответственно, штриховые длинные, пунктирные, штрих-пунктирные, штриховые с двумя точками и штриховые короткие кривые). Три стрелки указывают резонансные энергии 64,952 ГэВ, 65,484 ГэВ и 65,544 ГэВ

Показано, что детальный скан полных сечений фоторождения Y(1S) мезонов на протонах и ядрах вблизи порога в будущих высокоточных экспериментах на электрон-ионных коллайдерах, сооружаемых в США и Китае, должен подтвердить или опровергнуть существование экзотических нестранных пентакварковых резонансов со скрытой “прелестью”в природе.

16.4. Околопороговое рождение $K^*(892)^+$ мезонов в π^-A реакциях и $K_1(1270)^+$ мезонов В K^-A реакциях

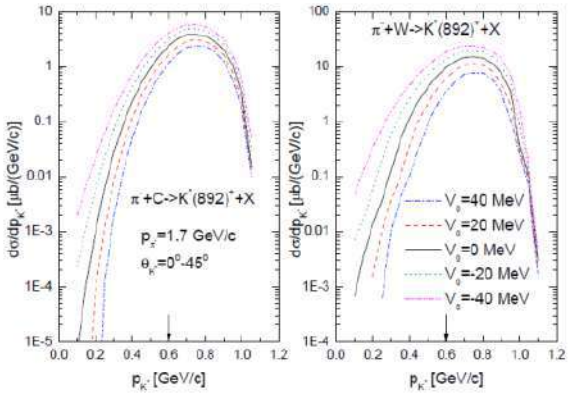


Рисунок 119 – Импульсная зависимость дифференциальных сечений рождения $K^*(892)^+$ мезонов в прямом канале $\pi^-p \rightarrow K^*(892)^+\Sigma^-$ на ядрах ^{12}C (слева) и ^{184}W (справа) в диапазоне углов 0°-45° в лабораторной системе π^- мезонами с импульсом 1,7 ГэВ/с, вычисленная при разных предположениях о величине $K^*(892)^+$ эффективного скалярного потенциала V_0 при нормальной ядерной плотности. Стрелки показывают границу между низкоимпульсной (0,1-0,6 ГэВ/с) и высокоимпульсной (0,6-1,1 ГэВ/с) частями $K^*(892)^+$ спектров

На основе разработанной нами другой 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 дальнейшие 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. ниже рисунок 120) в кинематических условиях эксперимента, который может быть выполнен на ускорительном комплексе J-PARC (Япония), используя K10 beamline. 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 (см., например, недавно опубликованные статьи 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; S.H.Lee. “K_1 and K^* in nuclear matter”. Nuclear and Particle Physics Proceedings 309-311 (2020) 111-114; E. Ya. Paryev. “Near-threshold $K^*(892)^+$

meson production in the interaction of π^- mesons with nuclei". Chinese Physics C Vol.44, No 11 (2020) 114106).

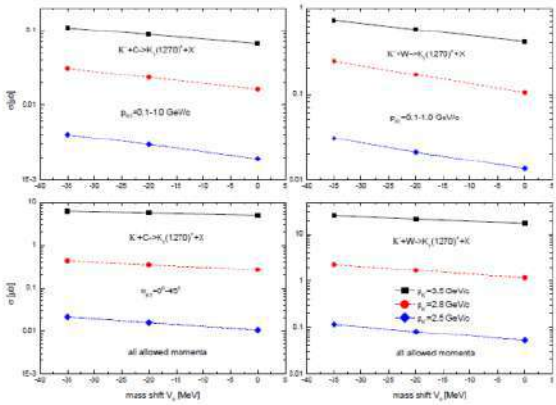


Рисунок 120 – Полные сечения рождения $K_1(1270)^+$ мезонов в прямом канале $K^-p \rightarrow K_1(1270)^+Xi^-$ на ядрах C и W с импульсами 0.1-1.0 ГэВ/с (верхние две панели) и с разрешенными по кинематике при данном импульсе пучка импульсами > 0.1 Гэв/с (нижние две панели) в диапазоне углов 0°-45° в лабораторной системе K^- мезонами с импульсами 2.5, 2.8 и 3.5 ГэВ/с в зависимости от сдвига массы V_0 при нормальной ядерной плотности $K_1(1270)^+$ мезонов

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

План работ на 2020 год выполнен полностью. Получены значимые научные результаты.

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

План работ на 2020 год выполнен полностью. Получены значимые научные результаты.

Проведено тестирование работоспособности детектора FIT-C после его установки в составе эксперимента ALICE. Подтверждена полная работоспособность фотодетекторов, оптических волокон и высоковольтных кабелей детектора.

Обнаружены и ликвидированы дефекты монтажа высокочастотного разъёма одного из сигнальных кабелей. Обнаружены отклонения сопротивления четырёх сигнальных каналов детектора. Данные отклонения могут быть вызваны конденсацией влаги вблизи ММСХ разъёмов МКП-ФЭУ в процессе транспортировки детектора при температуре 0°C. Прогрев областей проводимости позволил увеличить сопротивление каналов до корректных величин, не влияющих более на работоспособность детектора.

Проведена адаптация программного обеспечения для моделирования и обработки данных в системе ALICE O^2 для детектора ФИТ. Это позволило получить данные по оценке разрешения детектора ФИТ для определения угла плоскости реакции, времени взаимодействия и центральности взаимодействия.Получены результаты по эффективности вершинного триггера, детектора FT0, для различных процессов при p-p взаимодействиях с энергией $\sqrt{s}$ = 14 ТэВ с использованием генератора PYTHIA.

Эмиссия нейтронов вперёд в результате электромагнитной диссоциации ЭМД ядер ^{208}Pb в их ультрапериферических столкновениях при $\sqrt{s_{NN}}$=5,02 ТэВ была изучена с помощью передних калориметров установки ALICE. Вклады событий 1n-, 2n- и 3n-эмиссии были измерены при наибольшей энергии столкновения ^{208}Pb–^{208}Pb, доступной до настоящего времени в ускорительных экспериментах. Измеренные сечения 1n- и 2n-эмиссии, происходящей совместно с эмиссией протонов, оказались близки, соответственно, к сечениям 1n- и 2n-эмиссии, которая не сопровождается эмиссией протонов. Последние сечения измерялись нейтронным ZDC при условии отсутствия сигнала протонного ZDC. При этом разность сечений каналов 3n-, 4n- и 5n-эмиссии вместе с протонами и без протонов оказалась заметной, поскольку многонейтронные события в ультрапериферических взаимодействиях, как правило, связаны с поглощением фотонов с более высокой энергией, поэтому эмиссия протонов из ^{208}Pb в таких многонейтронных

событиях также становится весьма вероятной.

Согласно предсказаниям модели RELDIS, после эмиссии нескольких нуклонов в результате ЭМД ^{208}Pb из этого ядра обычно образуется одно тяжелое остаточное ядро, а вероятность деления ^{208}Pb в ультрапериферических взаимодействиях оценивается моделью ниже 1%. Следовательно, события ЭМД, в которых происходит 1n-, 2n-, 3n-, 4n- и 5n-эмиссия без сопровождения протонами могут быть с уверенностью связаны с образованием ^{207}Pb, ^{206}Pb, ^{205}Pb, ^{204}Pb и ^{203}Pb, соответственно. Полное сечение образования этих пяти изотопов свинца, извлеченное из измерений нейтронной эмиссии составило 127 ± 7 барн. Эту величину можно сопоставить с полным сечением эмиссии нейтронов в ЭМД, которое моделью RELDIS предсказывается на уровне 205 барн. Таким образом, больше половины событий ЭМД приводят к образованию вторичных ядер свинца. В целом измеренные сечения эмиссии 1n, 2n, ... 5n без сопровождения протонами хорошо согласуются с результатами модели RELDIS.

Поскольку отношение заряда к массе для ядер ^{206}Pb и ^{207}Pb остается близким к ^{208}Pb, то именно эти наиболее часто образующиеся вторичные ядра распространяются в магнитном поле LHC в непосредственной близости от первичного пучка. Это означает, что коллиматорная система коллайдера должна быть настроена соответствующим для их перехвата. Собранные данные могут быть использованы для оценки воздействия вторичных ядер, образующихся в ЭМД, на компоненты LHC, в частности, на сверхпроводящие магниты, а также для проектирования работы будущего ускорителя Future Circular Collider (FCC-hh) в режиме ^{208}Pb-^{208}Pb столкновений.

После Run3 (2027 год) предполагается модернизация эксперимента ALICE, в процессе которого будет установлен новый детектор FoCal. По результатам моделирования детектора FIT было сделано предложение по созданию нового детектора FV0, который будет позволять проводить измерения в широком диапазоне входных амплитуд с временным разрешением 200 пс. Дальнейшие работы по моделированию и тестированию прототипов модулей позволят оптимизировать размеры сцинтилляторов, выбрать тип SiPM, определить требование к электронике.

Проведена подготовка проекта экспериментов с фиксированной мишенью на пучках коллайдера БАК (LHC) большой светимости и разрабатывается соответствующая физическая программа измерений. Показано, что постановка экспериментов на фиксированной мишени на пучках Большого Адронного Коллайдера (LHC) имеет ряд преимуществ по сравнению с экспериментами на коллайдерах, особенно в изучении редких процессов и спиновых эффектов при использовании поляризованных мишеней. Высокая светимость пучков существенно повысит статистическую точность данных. Появится

возможность исследовать процессы в области больших значений Фейнмановской переменной x_F.

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

В 2020 г. была продолжена работа по модернизации и интеграции калориметра в систему сбора данных NA61/SHINE. В схему считывания калориметров MPSD и FPSD были включены амплитудно-цифровые преобразователи DRS4. Набраны первые данные с модулей калориметров с использованием космических лучей. В процессе модернизации аналоговой электроники была изменена структура медленного контроля за напряжением фотодиодов. Проведены работы по моделированию определения центральности с помощью двух новых передних калориметров MPSD и FPSD. Были предложены несколько подходов для определения центральности в ион-ионных столкновениях как с использованием новой экспериментальной наблюдаемой – энергетической асимметрии, так и подход, основанный на машинном обучении в исследованиях пространственных распределений энерговыделений в модулях калориметра. Получены предварительные результаты, требующие дальнейшего развития методов определения центральности.

По данной задаче в 2020 г. опубликовано 8 статей в реферируемых журналах, представлены 4 доклада на международных конференциях.

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

В 2020 г. продолжалась работа по анализу экспериментальных данных, полученных в 2019 г. в физическом сеансе по исследованию реакции Ag+Ag при энергии налетающих ядер серебра 1.58 АГэВ, а также продолжен анализ данных, полученных при столкновениях ядер золота при энергии пучка 1.23 АГэВ. Проведена амплитудная и временная калибровка сцинтилляционных детекторов переднего годоскопа FWall и электромагнитного калориметра, которые использовались в сеансах 2019 г. Разработан метод определения центральности в ядро-ядерных столкновениях с использованием метода машинного обучения для разделения событий по классам центральности с помощью детектора Forward Wall.

По данной задаче в 2020 г. опубликовано 9 статей в рецензируемых журналах. Представлены 3 доклада на международных конференциях.

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

В 2020 г. группа ИЯИ РАН продолжала работы по сборке и тестированию модулей переднего адронного калориметра. В 2020 г. была разработана интерфейсная плата для сопряжения блока с платы с MPPC с платой оцифровки ADC64, плата с десятью детекторами MPPC и калибровочным светодиодом и их светозащитой, сервисный блок для управления питанием MPPC и калибровочных светодиодов. Разработанные платы были успешно протестированы на космических мюонах и на тестовом пучке mCBM. В этом же сеансе успешно проведены работы по интеграции модуля электроники ADC64 в систему сбора и передачи данных mCBM для считывания сигналов с модуля переднего адронного калориметра mPSD. Разработано новое программное обеспечение для этой платы, для электроники передачи данных установки CBM и для мониторинга и распаковки переданных данных.

Полученные группой ИЯИ РАН результаты докладывались на международных конференциях – 6 докладов и опубликованы в 2020 г. в 5 статьях в реферируемых журналах.

5. Задача «Эксперимент MPD/NICA»

В 2020 году было завершено тестирование аналоговой электроники для модулей адронного калориметра, были разработаны методы энергетической калибровки адронного калориметра. Разработана методика интеграции переднего адронного калориметра в полную экспериментальную установку MPD. Проведены Монте Карло расчеты установки MPD с целью разработки алгоритмов определения центральности ядро-ядерных столкновений с помощью переднего адронного калориметра.

Полученные результаты опубликованы в шести статьях в реферируемых журналах. Было представлено шесть докладов на международных конференциях.

6. Задача «Эксперимент BM@N

Завершена сборка и отладка электроники нового адронного калориметра. Разработан метод энергетической калибровки адронного калориметра на космических мюонах и проведена калибровка всех модулей FHCAL с использованием этого метода. Завершена разработка, изготовление, тестирование пучковых годоскопов фрагментов на космике и на ускорителе электронов в ФИАН.

Полученные группой ИЯИ РАН результаты докладывались на международных конференциях – 11 докладов и опубликованы в 2020 г. в 5 статьях в реферируемых журналах.

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

План работ на 2020 год выполнен полностью.

На пучке поляризованных энергетически меченых фотонов от ускорителя MAMI (коллаборация A2) проведены измерения спиновой асимметрии в фоторождении мезонных пар $\pi^0\eta$ на ядрах углерода, алюминия и свинца в области энергий до 1 ГэВ. Выполнены первые в мире измерения спиновой поляризации нейтронов отдачи в фоторасщеплении дейтрона, и наблюдено возбуждение экзотического шестикваркового состояния дейтрона. Измерение спин-зависимых сечений фоторождения π^0 – мезонных пар на дейтроне позволило выявить спин- и изоспин-зависимую структуру реакции $\gamma N \rightarrow N\pi^0 \pi^0$. Получены уточненные значения четырех спиновых поляризуемостей протона. В эксперименте BGO-OD на ускорителе ELSA в Бонне получены первые данные по фоторождению странных мезонов. В настоящее время ведется обработка полученных данных. В эксперименте GRAAL изучена динамика внутриядерных каскадов под действием легких мезонов.

Все полученные результаты являются новыми. Большая часть результатов получена впервые в мире.

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

План работ на 2020 год выполнен полностью.

Проведены первые эксперименты по исследованию фотоядерных реакций вблизи порога с учетом орбитального углового момента фотона («закрученные фотоны»). Для реализации этой программы в отчетном 2020 году выполнен ряд методических работ по аппаратурному и программному обеспечению экспериментов на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-8-5. Разработан источник электронов и гамма-квантов с энергией 4–10 МэВ для калибровки детекторов. Проведено моделирование эксперимента по исследованию полных ядерных сечений фотопоглощения в области пигми резонанса. Проведены измерения выходов запаздывающих нейтронов при фотоделении ^{238}U при $E_{\gamma max} \approx 10$ МэВ в интервалах между импульсами облучения, а также были сделаны оценки конверсии ультрарелятивистских электронов в позитроны в толстых мишенях. В рамках полумикроскопической модели изучены характеристики изоскалярных мультипольных резонансов в ядре ^{208}Pb.

9. Задача «Исследование фотоядерных реакций на фемтосекундных лазерах»

План работ на 2020 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 ~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 2020 год выполнен полностью.

Проведен кинематически полный эксперимент, в котором в реакции $n + {}^2\mathrm{H} \rightarrow n + n + p$ при энергии нейтронов 8 и 11 МэВ регистрировались в совпадении два нейтрона, вылетающие в узком конусе углов относительно направления движения их центра масс, измерены энергии каждого нейтрона и угол между ними. Для определения энергии виртуального *nn*-уровня E_{nn} (длины рассеяния a_{nn}) экспериментальная зависимость выхода реакции *nd*-развала сравнивалась с результатами моделирования, зависящими от E_{nn}. При этом моделирование проводилось в широком диапазоне значений E_{nn} от 0,07 МэВ до 0,24 МэВ. Величины E_{nn} и, соответственно, a_{nn} определялись по минимальному значению $\chi^2_{\min}$ при минимизации значения χ^2 для экспериментальных и теоретических (моделированных) точек.

Полученные значения $a_{nn} = -19{,}05 \pm 0{,}5$ Фм и $a_{nn} = -19{,}8 \pm 0{,}4$ Фм, так же, как и экспериментальные значения длины рассеяния из других работ, хорошо аппроксимируются функцией $a_{nn} = b \cdot \exp(-V/c) + a$, при этом первый член отвечает за вклад 3*N*-сил, зависящий от скорости разлета *nn*-пары и третьей частицы (V) в разных экспериментах, а постоянный член определяет асимптотическое значение a_{nn} и должен быть свободным от вклада 3*N*-сил. В результате χ^2-анализа экспериментальных данных определено значение параметра $a \equiv a_{nn}(V/c \rightarrow 1) = -15{,}9 \pm 0{,}15$ Фм.

Установлено, что влияние 3*N*-сил в реакциях с тремя нуклонами в конечном состоянии (*nnp*) приводит к изменению величин параметров *nn*-взаимодействия, извлекаемых в этих реакциях. Можно предположить, что и значения протон-протонной длины рассеяния a_{pp} и энергии виртуального ${}^1S_0$ уровня E_{pp}, извлеченные из экспериментов с тремя или четырьмя частицами в конечном состоянии будут отличаться от значений, полученных в свободном *pp*-рассеянии.

Для проверки этого предположения в ИЯИ РАН проводится исследование реакции $d + {}^1\mathrm{H} \rightarrow p + p + n$. В этой реакции в промежуточном состоянии возможно взаимодействие

pp-пары с нейтроном, что может отразиться на величинах извлекаемых низкоэнергетических параметров (a_{pp} и E_{pp}). Получены предварительные экспериментальные данные для реакции $dp \rightarrow ppn$ при энергии первичных дейтронов 15 МэВ на циклотроне У-120 НИИЯФ МГУ. В проводимом эксперименте регистрировались в совпадении протон и нейтрон. Для протона измерялись потери в кремниевых детекторах, проводился отбор протонов от дейтронов и других заряженных частиц. Спектр протонов восстанавливался по потерям в детекторах, учитывая потери во всех слоях между мишенью и детекторами. Для нейтронного детектора проводился отбор событий по форме импульса (n-γ разделение). На данном этапе исследования отбор по времени пролета нейтрона не проводился. Проведено сравнение экспериментального спектра протонов и результатов моделирования. Сравнение показало, что энергетический интервал полученного спектра протонов достаточен для определения E_{pp} в интервале энергии 200–600 кэВ, а для анализа формы спектра (наличия пиков для определенного значения E_{pp}) необходимы определение времени пролета нейтрона с хорошим разрешением (<2 нс) и отбор событий в узком временном окне нейтронов.

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

План работ на 2020 год выполнен полностью.

Для определения кластерной структуры возбужденных состояний ядра ^{6}Li предложено экспериментальное исследование реакции неупругого рассеяния α-частиц на ядрах ^{6}Li с регистрацией в совпадении рассеянной альфа-частицы и различных частиц от развала возбужденных состояний.

Проведено кинематическое моделирование реакции неупругого рассеяния альфа-частиц на ядрах ^{6}Li. Результаты моделирования показывают, что существуют кинематические области развальных частиц, соответствующие определенным каналам развала (кластерным конфигурациям) возбужденных состояний ^{6}Li.

Создана экспериментальная установка, позволяющая регистрировать рассеянные заряженные частицы в совпадении с нейтронами или гамма-квантами от распада возбужденных состояний легких ядер. Для разделения нейтронных и гамма-сигналов используется метод n-γ разделения по форме импульса.

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

План работ на 2020 год выполнен полностью.

Продолжены работы по описанию нейтронных данных в рамках оптической модели со связью каналов в широкой области ядер. Показано, что обобщенная оптическая модель

в рамках двухфононного приближения метода связанных каналов удовлетворительно описывает спин-орбитальное расщепление 3*p*-максимума нейтронной силовой функции. Положение и величина пиков $S^{1/2}$ и $S^{3/2}$ *p*-силовых функций обусловлены не только спин-орбитальным взаимодействием, но и локальной флуктуацией динамической деформации ядер, приводящей к усилению одно-фононной связи и возникновению промежуточных резонансов вблизи 3p-максимума нейтронной силовой функции.

Изучено пространственное распределение быстрых нейтронов вблизи выхода нейтронного канала фотонейтронного источника с использованием двухкоординатного ^{10}B-детектора. Исследованы характеристики выведенного пучка тепловых нейтронов фотонейтронного источника ИН-ЛУЭ. Для вывода нейтронов из источника использован коллиматор с диаметром поперечного сечения 30 мм, расположенный под углом 67° относительно направления электронного пучка. Увеличение E_n^{max} пучка нейтронов на 0,9 МэВ приводит к смещению на 2 см максимума распределения, измеренного на расстоянии 120 см от центра Be-мишени. Перемещение положения максимума в горизонтальном распределении нейтронов с увеличением E_n^{max} дает возможность определять и контролировать эту энергию в режиме реального времени.

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

План работ на 2020 год выполнен полностью.

С помощью активационно-измерительного комплекса, включающего W-Be-фотонейтронный источник нейтронов и низкофоновый гамма-спектрометр проведены измерения с использованием нейтронно-активационного анализа. Проводилась отработка методики измерения содержаний 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.

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

План работ на 2020 год выполнен полностью.

Проводились работы по развитию нового подхода по поиску процессов $\mu \to 3e$ и $\mu \to e + \gamma$ на установке Mu2e, который позволяет повысить уровень чувствительности эксперимента в 300 и 20 соответственно, по сравнению с существующем экспериментальным уровнем. Показано хорошее согласие измеренной формы сигналов с

результатами моделирования сигналов в He3 счетчике при регистрации нейтронов. Предложен новый метод определения давления He3 в счетчике, основанный на измерении эффективности сбора полного заряда и максимальной эффективной ширины сигналов в счетчике. Данный метод хорошо согласуется с прямым измерением давления He3 в счетчике методом пропускания.

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

Для планируемого эксперимента по поиску n-nbar перехода на ультрахолодных нейтронах реактора WWR-M в Гатчине (группа А.Сереброва) были смоделированы события аннигиляции антинейтронов на различных ядрах для выбора материала и конструкции детектора [32].

Для готовящегося эксперимента DUNE была разработана модель аннигиляции антинейтрона, образовавшегося в результате $n \rightarrow \underline{n}$ перехода внутри ядра $1840Ar$ и показаны ее преимущества по сравнению с используемой коллаборацией в настоящее время моделью GENIE [31].

16. Задача «Исследование подпорогового рождения легких векторных мезонов и заряженных каонов в протон и фотоядерных реакциях. Осцилляции частиц в поглощающей среде»

16.1. Прогресс и моделирование нейтрон-антинейтронных переходов в ядре ^{40}Ar

Проведено усовершенствование программы каскадных расчетов взаимодействия антинуклонов с ядрами путем внедрения в нее реалистического антинуклон-ядерного потенциала и соответствующей кинематики взаимодействий. Эта программа предназначена для моделирования возможных крайне редких переходов нейтрон-антинейтрон в ядре аргона. Поиск таких переходов, идущих с нарушением закона сохранения барионного числа и “открывающих окно” в “новую физику” вне стандартной модели, – центральная задача эксперимента эксперимента DUNE (США). Выполнена обширная работы по их моделированию. Проведено детальное сравнение результатов этого моделирования с результатами, полученными с использованием другого имеющегося в настоящее время генератора GENIE.

16.2. Возможность изучения модификации свойств J/psi мезонов в реакциях их фоторождения на ядрах около порога в случае присутствия в этом фоторождении LHCb пентакварковых резонансов P_c(4312, 4440, 4457)

В работе показано, что подпороговое фоторождение J/ψ мезонов на ядрах чувствительно к модификации их свойств в ядерной среде только в случае, если Br[P_c (4312, 4440, 4457) → J/psi p] порядка 5% и меньше. Отмечено, что данная модификация может быть изучена экспериментально на установке CEBAF, США.

16.3. Возможность наблюдения пентакварковых резонансов со скрытой "прелестью" в реакциях фоторождения боттомония на протонах и ядрах около порога

В работе продемонстрировано, что детальный скан полных сечений фоторождения Y(1S) мезонов на протонах и ядрах вблизи порога в будущих высокоточных экспериментах на электрон-ионных коллайдерах, сооружаемых в США и Китае, должен подтвердить или опровергнуть существование экзотических нестранных пентакварковых резонансов со скрытой "прелестью" в природе.

16.4. Околопороговое рождение $K^*(892)^+$ мезонов в π^-A реакциях и $K_1(1270)^+$ мезонов В K^-A реакциях

В исследовании показано, что импульсные распределения $K^*(892)^+$ мезонов в рассматриваемых реакциях и их функции возбуждения обладают сильной чувствительностью к изменению их массы в ядерной среде. Поэтому измерения таких наблюдаемых на пионных пучках GSI (Германия) и J-PARC (Япония) могут дать важную информацию о модификации свойств $K^*(892)^+$ мезонов в ядерной материи.

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 также 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) здесь позволит получить крайне важную информацию о степени восстановления спонтанно нарушенной киральной симметрии – важнейшей симметрии сильных взимодействий – в ядерной материи (или о значениях скалярных киральных конденсатах в легком и странном кварковых секторах в ядерной среде).

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Construction of high-quality *NN* potential models / V. G. J. Stoks et al.// Phys. Rev. C. – 1994. – 49. – 2950.

2. G. A. Miller .Charge symmetry, quarks and mesons / G. A. Miller, B. M. K. Nefkens, I. Slaus // Phys. Rep. – 1990. – 194. – 1.

3. E. S. Konobeevski, S. V. Zuyev, V. I. Kukulin, V.N. Pomerantsev, arXiv:1703.00519v1 [nucl-th].

4. Е. С. Конобеевский, С. В. Зуев, А. А. Каспаров, В. И. Кукулин, В. М. Лебедев, М. В. Мордовской, В. Н. Померанцев, А. В. Спасский // ЯФ. – 2018. – 81. – 555. [Phys. Atom. Nucl. – 2018. – 81. – 595].

5. Vector meson angular distributions in proton-proton collisions. / V. I. Kukulin et al. // J. Phys.G. – 2001. – 27. – 1851.

6. V. I. Kukulin, P. Grabmayr, A. Faessler, Kh. U. Abraamyan, M. Bashkanov, H. Clement, T. Skorodko, V. N. Pomerantsev, Ann. of Phys. 325, 1173 (2010).

7. D.R. Tilley, C.M. Cheves, J.L. Godwin et al // Nucl. Phys. A. – 2002. –V. 708. – P. 3.

8. V.I. Kukulin, V.N. Pomerantsev, Kh.D. Razikov et al // Nucl. Phys. A. –1995. – V. 585. № 1. –P. 151.

9. E. Hiyama, T. Yamada // Prog. Part. Nucl. Phys. – 2009. – V. 63. № 2. – P. 339.

10. Н. Буртебаев, С.В. Артемов, Б.А. Дуйсебаев и др // Ядерная физика. – 2010. – Т. 73, № 5. – С. 776; N. Burtebaev, S.V. Artemov, B.A. Duisebayev et al // Phys. Atom. Nucl. – 2010. – V. 73. № 5. – P. 746.

11. O. Povoroznyk, O.K. Gorpinich, O.O. Jachmenjov et al // J. Phys. Soc. Jpn. – 2011. – V. 80. Art. № 094204.

12. М.А. Науменко, В.В. Самарин // Ядерная физика. – 2017. – Т. 80. № 5–. С. 473; V.V. Samarin, M.A. Naumenko // Phys. Atom. Nucl. – 2017. – V. 80. № 5. – P. 877.

13. ALICE Collaboration, Upgrade of the ALICE Experiment: Letter Of Intent. J. Phys. G41, 2014. doi.org/10.1088/0954-3899/41/8/087001.

14. Trzaska, W. H for the Alice Collaboration, New Fast Interaction Trigger for ALICE. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2017. – vol. 845. doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.029.

15. P. Buncic, M. Krzewicki, P. Vande Vyvre, Technical Design Report for the Upgrade of the Online-Offline Computing System, CERN-LHCC-2015-006, CERN, Geneva. – 2015.

16. ALICE Collaboration, “Determination of the event collision time with the ALICE detector at the LHC”, CERN-EP-2016-253, CERN, Geneva –2016.

17. T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Skands, A Brief Introduction to PYTHIA8, Comput Phys. Comm. – 2008. – 178 –852 [arXiv:0710.3820].

18. X.-N. Wang, M. Gyulassy, Phys.Rev.D – 1991. – 44. – 3501-3516.

19. Z.W. Lin, Phys. Rev. C – 2014. – 90. – 014904.

20. Time and amplitude characteristics of large scintillation detectors with SiPM. V.A.Kaplin et al. Physics Procedia – 2015 – 74 – 232-237.

21. Timing scintillation detector with SiPM incorporated throughout a scintillator’s body / E V Antamanova et al // J. Phys.: Conf. Ser. – 2017. – 798 – 012219.

22. CERN-SPSC-2018-008 SPSC-P-330-ADD-10 - CERN Document Server, 10.01.2021

23. L. van der Maaten. Visualizing Data using t-SNE / L. van der Maaten and G. Hinton // Journal of Machine Learning Research. – 2008. – 9. - 2579-2605.

24. X. Jin. Encyclopedia of Machine Learning: K-Means Clustering / X. Jin and J. Han. - Boston, MA: Springer US, 2010. 22-45.

25. A. Ivashkin. Determination of geometry of heavy ion collisions with forward hadron calorimeter (FHCal) at MPD/NICA / A. Ivashkin et al. // EPJ Web of Conferences. – 2019. – 204. – 07002.

26. G. Agakishiev. The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES / G. Agakishiev et al. // Eur.Phys.J.A. – 2009. - 41. - 243-277.

27. D. Belver. The HADES RPC inner TOF wall / D. Belver et al. // Nucl.Instrum.Meth.A. – 2009. – 602. – 687-690.

28. Agodi. The HADES time-of-flight wall / Agodi et al. // Nucl.Instrum.Meth. A. – 2002. – 492. – 14-25.

29. О.В. Андреева. Передний сцинтилляционный годоскоп для регистрации ядерных фрагментов на установке ХАДЕС / О.В. Андреева [и др.] // ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА. – 2014. – 2. - 13-30.

30. Svoboda O. Electromagnetic calorimeter for the HADES@FAIR experiment / Svoboda O et al. // JINST. – 2014. - 9. - C05002.

31. J. Adamczewski-Musch. Centrality determination of Au+Au collisions at 1.23A GeV with HADES / J. Adamczewski-Musch et al. // Eur. Phys. J. A. – 2018. – 54 (5). – 1-9.

32. M. Baznat. Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM / M. Baznat et al. // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2020. – 17. – 303-324.

33. http://arxiv.org/abs/0805.0751v2, 10.01.2021. CEM03.03 and LAQGSM03.03 Event Generators for the MCNP6, MCNPX, and MARS15 Transport Codes / S. Mashnik et al. http://arxiv.org/abs/0805.0751v2 (10.01.2021).

34. T. Ablyazimov. Challenges in QCD matter physics --The scientific programme of the Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR / / CBM collaboration (T. Ablyazimov et all.) // Eur.Phys.J. A. – 2017. – 53 (3). – 60.

35. http://repository.gsi.de/record/109059, 10.01.2021. Technical Design Report for the CBM Projectile Spectator Detector (PSD) / J. Bielci et al. http://repository.gsi.de/record/109059 (10.01.2021).

36. D. Emschermann et al. mCBM@SIS18.

http://www.fair-center.eu/fileadmin/fair/experiments/CBM/documents/mcbm-proposal2GPAC-WebVersion0619-SVN7729.pdf, 10.01.2021

37. С. В. Зуев, А. А. Каспаров, Е. С. Конобеевский / Изв. РАН. Сер.физ. – 2014. . – 78. – 527 [Bull. RAS. Phys. 78, 345 (2014)].

38. Изучение PP-корреляций в реакции D + ^{1}H → P + P + N. / Е. С. Конобеевский [и др.] // Изв. РАН. Сер.физ. – 2020. – 84. – 492.

39. С.В. Зуев, А.А. Каспаров, Е.С. Конобеевский // Изв. Ран. Сер. Физ. – 2017. – Т. 81. № 6. – С. 753; S.V. Zuyev, A.A. Kasparov and E.S. Konobeevski // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. – 2017. – V. 81. № 6. – P. 679.

40. Самойлов В.В., Урин М.Г. // ЯФ. – 1990. – Т. 52. № 5. – С. 1325.

41. Самосват Г.С. // ЭЧАЯ. – 1995. – Т. 26. № 6. – С. 1965.

42. Мусаелян Р.М., Попов В.И., Скоркин В.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. – 1992. – Т. 56. – С. 122.

43. Исследование характеристик выведенного пучка фотонейтронного источника Института ядерных исследований РАН / Зуев С. В. [и др.] // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2019. – т. 50, вып. 5. – с. 733-738.

44. Изучение распределения тепловых нейтронов из выводного канала W-Be фотонейтронного источника / А.А. Афонин [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2020. – Т. 84, № 8. – с. 1075–1079.

45. Исследование пространственного распределения потока нейтронов с помощью детекторов на основе гелия-3 и бора-10 / И.В. Мешков [и др.] // Известия РАН. серия физическая. – 2020. – Т. 84, № 4. – с. 497–500.

46. Hybrid boron-10 gaseous detector for slow and fast neutron simultaneous detection / Stanislav Potashev et al. // EPJ Web of Conferences. – 2020. – V. 231. Article № 05010. – P. 1–5.

47. Новый геолого-промышленный тип гидрогенных месторождений рения / Карась С.А [и др.] // Разведка и охрана недр. – 2017. – № 8. – С. 20–27.

48. Викентьев И.В. Уникальное месторождение рения в угленосных песках карбона русской плиты. Сообщение 1. Геологическое строение / Викентьев И.В., Кайлачаков П.Э. // Литология и полез. ископаемые. – 2020. – № 3. – С. 209–226.

49. Низкофоновый гамма спектрометр с защитой на антисовпадениях от космического излучения / Андреев А. В. [и др.] // Ядерная физика и инжиниринг. – 2016. – т. 4. – с. 879 – 882.

50. SpectraLineGP. http://lsrm.ru/products/detail.php?ELEMENT_CODE=SpectraLineGP.

51. Андреев А.В., Бурмистров Ю.М., Зуев С.В. и др. // Изв. РАН Сер. физ. – 2017. – Т. 81. – С. 824.

52. Е.С.Голубева. Модель аннигиляции антинейтронов для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций // Препринт ИЯИ РАН 1436/2017 декабрь 2017, Москва.

53. 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.

54. Progress and Simulations for Intranuclear Neutron--Antineutron Transformations in Ar / J.L. Barrow et al. // Phys.Rev. – 2020. – D 101. – 036008.

ПУБЛИКАЦИИ

1. Публикации по задаче «Исследование ядро-ядерных взаимодействий на установке ALICE на встречных пучках ускорителя LHC CERN»

1. U. Dmitrieva. Neutron emission from ultraperipheral Pb–Pb collisions at √sNN=5,02 TeV at the LHC/ U. Dmitrieva, I. Pshenichnov // ALICE Analysis Note ANA-1075 https://alice-notes.web.cern.ch/node/1075

2. Readout system of the ALICE Fast Interaction Trigger / Finogee et al. // JINST. – 2020. – 15 – 09 – C09005. https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/15/09/C09005

3. LHC fixed target experiments : Report from the LHC Fixed Target Working Group of the CERN Physics Beyond Colliders Forum / C. Barschel et al. //CERN Yellow Reports: Monographs, 4/2020 Geneva: CERN – 2020. CERN-2020-004, DOI: 10.23731/CYRM-2020-004.

Публикации в составе коллаборации ALICE

4. Azimuthal correlations of prompt D mesons with charged particles in pp and p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=5,02 TeV / S. Acharya, et al. // EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C . – 2020. – 80 – 979. http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8118-0.

5. (Anti-)deuteron production in pp collisions at √s=13 TeV / S. Acharya et al. // EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C. – 2020. – 80 – 889. http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8256-4.

6. Multiplicity dependence of pi, K, and p production in pp collisions at √s=13 TeV / S. Acharya, et al. // EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C. – 2020. – 80 – 693.

http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8125-1.

7. Multiplicity dependence of (multi-)strange hadron production in proton-proton collisions at √s=13 TeV / S. Acharya et al. // EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C. – 2020. – 80 – 167. http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-7673-8.

8. Measurement of Lambda(1520) production in pp collisions at √s=7 TeV and p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=5.02 TeV / S. Acharya et al. // EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C. – 2020. – 80 – 160. http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-7687-2.

9. Production of ω mesons in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=5,02 TeV / S. Acharya, et al. // EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL C. – 2020. – 80 – 1130. https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-08651-y.

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 π− production in $^{7}Be+^{9}Be$ collisions at beam momenta from 19A to 150A GeV/c in the NA61/SHINE experiment at the CERN SPS / A. Acharya et al. NA61/SHINE Collaboration // Eur.Phys.J.C. – 2020. – 80. – 961.

2. Measurements of Ξ− and Ξ^{-}+ production in proton-proton interactions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 17.3 GeV in the NA61/SHINE experiment / A. Aduszkiewicz et al. NA61/SHINE Collaboration // Eur.Phys.J.C. – 2020. – 80. – 833.

3. Transverse and longitudinal segmented forward hadron calorimeters with SiPMs light readout for future fixed target heavy ion experiments. NA61/SHINE and CBM and BM@N Collaborations / F. Guber et al. // Nucl.Instrum.Meth.A . – 2020. – 958. – C.162728.

4. K*(892)0 meson production in inelastic p+p interactions at 158 GeV/ccc beam momentum measured by NA61/SHINE at the CERN SPS / A. Aduszkiewic et al. NA61/SHINE Collaboration // Eur.Phys.J.C. – 2020. – 80. – 460.

5. Search for an Exotic S=−2,Q=−2S=-2, Q=−2S=−2,Q=−2 baryon resonance in proton-proton interactions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 17.3 GeV / A. Aduszkiewicz et al. NA61/SHINE Collaboration // Phys.Rev.D. – 2020. – 101. – 051101.

6. Proton-Proton Interactions and Onset of Deconfinement / A. Aduszkiewicz et al. NA61/SHINE Collaboration // Phys.Rev.C. – 2020. – 102. – 011901.

7. Measurement of ϕ meson production in p+p interactions at 40, 80 and 158 GeV/c with the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS / A. Aduszkiewicz et al. NA61/SHINE Collaboration // Eur.Phys.J.C. – 2020. – 80. – 199.

8. Characterisation of SiPM radiation hardness for application in hadron calorimeters at FAIR, CERN and NICA / V. Mikhaylov et al. // JINST. – 2020. – 15. – 02. – C02005.

3. Публикации по задаче «Исследование рождения векторных мезонов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях на установке HADES (GSI, Германия)»

1. Charged-pion production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=2.4 GeV / J. Adamczewski-Musch et al. // Eur.Phys.J.A. – 2020. – 56. – 259.

2. Two-Pion production in the second resonance region in π−p collisions with HADES / J. Adamczewski-Muschet et al. HADES Collaboration // Phys.Rev.C. – 2020. – 102. – 024001.

3. Proton-number fluctuations in $\sqrt{s_{NN}}$ =2.4 GeV Au + Au collisions studied with the High-Acceptance DiElectron Spectrometer (HADES) / J. Adamczewski-Muschet et al. HADES Collaboration // Phys.Rev.C. – 2020. – 102. – 2. – 024914.

4. Identical pion intensity interferometry at $\sqrt{s_{NN}}$=2.4 GeV: HADES collaboration / J. Adamczewski-Musch et al. // Eur.Phys.J.A 2020. – 56. – 5. – 140.

5. Cosmic tests of Cherenkov Electromagnetic Calorimeter for the HADES experiment / O. Petukhov et al. // Nucl.Instrum.Meth.A. – 2020. – 952. – 161921.

4. Публикации по задаче «Исследование свойств сжатой барионной материи на установке CBM в GSI»

1. Study of the hadron calorimeters response for CBM and BM@N experiments at hadron beams / N. Karpushkin et al. // J.Phys.Conf.Ser. – 2020. – 1667. – 012020.

2. Transverse and longitudinal segmented forward hadron calorimeters with SiPMs light readout for future fixed target heavy ion experiments. NA61/SHINE and CBM and BM@N Collaborations / F. Guber et al. // Nucl.Instrum.Meth.A. – 2020. – 958. – 162728.

3. Characterisation of SiPM radiation hardness for application in hadron calorimeters at FAIR, CERN and NICA / V. Mikhaylov et al. // JINST. – 2020. – 15. – 02. - C02005.

4. Development of readout chain for CBM Projectile Spectator Detector at FAIR / D Finogeev et al. // Journal of Physics: Conference Series. – 2020. – 1690. – 012059.

5. The readout system of the CBM Projectile Spectator Detector at FAIR. CBM Collaboration / D Finogeev et al. // JINST. – 2020. – 19. – 09. – C09015.

5. Публикации по задаче «Эксперимент MPD/NICA»

1. Compact segmented hadron calorimeter for detection of low energy spectators at MPD/NICA facility / A. Ivashkin et al. // Nucl.Instrum.Meth.A. – 2020. – 958. – 162240.

2. Amplitude parameters of modules for hadron calorimeter at MPD/NICA / A. Ivashkin et al. // JINST. – 2020. – 15. – 06. - C06044.

3. Approaches in centrality measurements of heavy-ion collisions with forward calorimeters at MPD/NICA facility / V. Volkov et al. // Journal of Physics: Conference Series. – 2020. – 1690. – 012103.

4. Performance of Forward Hadron Calorimeter at MPD/NICA / A. Izvestnyy et al. // J.Phys.Conf.Ser. – 2020. – 1667. – 1. - 012016.

5. Application of Machine Learning methods for centrality determination in heavy ion reactions at the BM@N and MPD@NICA / N Karpushkin et al. // Journal of Physics: Conference Series. – 2020. – 1690. – 012121.

6. Characterisation of SiPM radiation hardness for application in hadron calorimeters at FAIR, CERN and NICA / V. Mikhaylov et al. // JINST. – 2020. – 15. – 02. - C02005.

6. Публикации по задаче «Эксперимент BM@N»

1. Methods for centrality determination in nucleus-nucleus collisions with forward hadron calorimeters at the BM@N experiment / S. Morozov et al. // JINST. – 2020. – 15. – 09. – C09028.

2. Methods of signal processing and cosmic muon calibration for the BM@N sampling lead/scintillator hadron calorimeter / S. Morozov et al. // JINST. – 2020. – 15. – 05. – C05050.

3. New forward hadron calorimeter and hodoscope for the BM@N heavy ions experiment. BM@N Collaboration / F. Guber et al. // JINST. – 2020. – 15. – 05. – C05020.

4. Transverse and longitudinal segmented forward hadron calorimeters with SiPMs light readout for future fixed target heavy ion experiments. NA61/SHINE and CBM and BM@N Collaborations / F. Guber et al. // Nucl.Instrum.Meth.A. – 2020. – 958. – 162728.

5. Characterisation of SiPM radiation hardness for application in hadron calorimeters at FAIR, CERN and NICA / V. Mikhaylov et al. // JINST. – 2020. – 15. – 02. – C02005.

7. Публикации по задаче «Прецизионное исследование электромагнитных взаимодействий ядер и нуклонов в широкой области энергий на ускорителях электронов»

1. Measurement of the beam-helicity asymmetry in photoproduction of $\pi^0\eta$ pairs on carbon, aluminum, and lead / V. Sokhoyan et al. // Phys. Let. B. – 2020. – 802. – 135243.

2. Signatures of the *d**(2380) hexaquark in d (γ,pn) / M. Bashkanov et al.// Phys. Rev. Let.– 2020. – 124. – 132001.

3. Helicity-dependent cross sections for the photoproduction of π^0 pairs from nucleons / M. Dieterle et al. // Phys. Rev. Let. – 2020. – 125. – 062001.

4. Extracting the spin polarizabilities of the proton by measurement of Compton double-polarization observables / D. Paudyal et al.// Phys. Rev. C – 2020. – 102. – № 3. – 035205.

5. η' beam asymmetry at threshold using the BGO-OD experiment / S. Alef et al. // EPJ Web of Conferences – 2020. – 241. – 01002. https://doi.org/10.1051/epjconf/202024101002

6. Strangeness photoproduction at the BGO-OD experiment / G. Scheluchin et al. // Hadron Spectroscopy and Structure – 2020. – C. 231-235. doi.org/10.1142/9789811219313_0037

7. V.G. Nedorezov. Dynamics of Nuclear Cascades in the Photoproduction of Light Neutral Mesons / V.G. Nedorezov, A.A. Turinge // Phys. Atom. Nucl. – 2020 – 83. – 5. – C. 742-745, Yad. Fiz. – 2020. – 83. – 5. – C. 455-459.

8. Research and development of the polarized deuteron source for the Van de Graaf accelerator / Yu. A. Plis et al. / Письма в ЭЧАЯ – 2019 – т. 16, № 3 (222) – 240.

8. Публикации по задаче «Изучение механизмов фотоядерных реакций в области энергий вблизи порога»

1. Delayed Neutrons from the Photofission of ^{238}U at $E_{\gamma max} \approx 10$ MeV in the Intervals between Pulses of Irradiation / L.Z. Dzhilavyan et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. – 2020. – 84. 4. – 356-360.

2. Hybrid boron-10 gaseous detector for slow and fast neutron simultaneous detection / S. Potashev et al. // European Physical Journal, Web of Conferences. – 2020. – 231. – 05010. UCANS-8 , doi.org/10.1051/epjconf/202023105010.

3. Измерение энергии заряженных частиц по ионизационным потерям в многослойном газовом детекторе / С. И. Поташев [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2020. – Т. 84. – № 4. – С. 530–533.

4. Исследование пространственного распределения потока нейтронов с помощью детекторов на основе гелия-3 и бора-10 / В. Мешков [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2020. – Т. 84. – № 4. – С.497-500.

5. Исследование пространственного распределения потока нейтронов с помощью детекторов на основе гелия-3 и бора-10 / В. Мешков [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2020. – Т. 84. – № 4. – С.497-500.

6. Характеристики фотоядерного 13C(g,p)12B активационного детектирования углерода / С.С. Белышев [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2019. – Т.83 – № 4. – С. 500–508.

7. С.С. Белышев. Представления спектров тормозного излучения и соответствующие выходы фотоядерных реакций / С.С. Белышев, Л.З. Джилавян, К.А. Стопани // Известия РАН. Серия физическая. – 2019. – Т.83 – №4. – С.509–515.

8. Л.З. Джилавян. Временной режим работы сцинтилляционных детекторов при измерении активности 12B и 12N на импульсных ускорителях электронов / Л.З. Джилавян, А.М. Лапик, А.В. Русаков // Известия РАН. Серия физическая. – 2019. – Т.83 – №4. – С.525–529.

9. С.С. Белышев. Конверсия ультрарелятивистских электронов в позитроны в толстых мишенях / С.С. Белышев, Л.З. Джилавян, А.Л. Полонский // ЯФ – 2020. – 83. – №. 4. – С.295-302.

10. Photonuclear production of medically relevant radionuclide 47Sc / R.A. Aliev et al. // Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry – 2020. – 326. – pp.1099-1106.

11. М.Л. Горелик. Полумикроскопическое описание изоскалярных мультипольных резонансов в ядре ^{208}Pb / М.Л. Горелик, Б.А. Тулупов, М.Г.Урин // ЯФ – 2020. – 83. – С.1-7.

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 / I. Tsymbalov et al. // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2020. – 63 – 022001. http://dx.doi.org/10.1088/1361-6587/abcc3c. IF: 2.829, Q1

2. 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. – 102– 6 – 063206. https://doi.org/10.1103/PhysRevE.102.063206

10. Публикации по задаче «Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и лёгкими ядрами на пучках Московской мезонной фабрики»

1. Данные о нейтрон-нейтронной длине рассеяния, извлеченные в реакции n + 2H →n + n + p при En = 60 МэВ / Е.С. Конобеевский [и др.] // Ядерная физика. – 2020. – Т.83, №4. – С.288-294; DOI: 10.31857/S0044002720040145

2. Изучение pp-корреляций в реакции d + ^{1}H → p +p + n / Е.С. Конобеевский [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2020. – Т. 84, № 4. – с. 494–498. DOI: 10.31857/S036767652004016X.

11. Публикации по задаче «Исследование структуры и механизмов взаимодействия слабосвязанных ядер с ядрами при средних энергиях»

1. Совпадательный эксперимент ^{9}Be(α, α'n)X при энергии 30 МэВ / А.А. Афонин [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2020. – Т. 84, № 8. – С. 1080–1084. DOI: 10.31857/S0367676520080049.

12. Публикации по задаче «Исследование взаимодействия нейтронов малых энергий с ядрами с возбуждением коллективных степеней свободы»

1. В.М. Скоркин. Описание спиновой зависимости p-волнового рассеяния нейтронов на сферических ядрах в двух-фононном приближении метода связанных каналов // Известия РАН. Серия физическая. – 2020. – Т. 84, № 8. – С. 1122–1124.

2. Изучение распределения тепловых нейтронов из выводного канала W-Be фотонейтронного источника / А.А. Афонин [и др.] // Известия РАН. серия физическая. – 2020. – Т. 84, № 8. – С. 1075–1079.

3. Исследование пространственного распределения потока нейтронов с помощью детекторов на основе гелия-3 и бора-10 / И.В. Мешков [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2020. – Т. 84, № 4. – С. 497–500.

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

14. Публикации по задаче «Поиск редких мюонных процессов в эксперименте «Mu2e»»

1. Васильев И.А. Исследование формы сигналов в He3 счетчике при регистрации нейтронов / И.А. Васильев, Р.М. Джилкибаев, Д.В. Хлюстин // Приборы и техника эксперимента. – 2020. -№ 2, -С.13–20.

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

1. Progress and Simulations for Intranuclear Neutron-Antineutron Transformations in ^{40}Ar / J.L. Barrow et al. // Phys.Rev. D – 2020. – 101. – 036008.

16. Публикации по задаче «Исследование подпорогового рождения легких векторных мезонов и заряженных каонов в протон и фотоядерных реакциях. Осцилляции частиц в поглощающей среде»

1. E. Ya. Paryev. The possibility to study in-medium modification of J/psi mesons from their photoproduction on nuclei near threshold in the case of presence of the LHCb pentaquark states $Pc^+(4312)$, $Pc^+(4440)$ and $Pc^+(4457)$ in this photoproduction // Nucl. Phys. A – 2020. – 996 – 121711. ArXiv: 2003.00788 [nucl-th].

2. E. Ya. Paryev. Possibility of observation of hidden-bottom pentaquark resonances in bottomonium photoproduction on protons and nucli near threshold // Chinese Physics C – 2020. – Vol. 44. – №.10. – 104101. ArXiv: 2007.01172 [nucl-th].

3. E. Ya. Paryev. Near-threshold $K^*(892)^+$ meson production in the interaction of π^- mesons with nuclei. Chinese Physics C – 2020. – Vol. 44. – №.11. – 114106. ArXiv: 2007.10192 [nucl-th].

4. E. Ya. Paryev. Antikaon-induced $K_1(1270)^+$ meson production on nuclei near threshold. Nucl. Phys. A – 2021. – 1007. – 122133.