

На правах рукописи



Евдокимов Сергей Владимирович

**Изучение нейтральных состояний,  
образующихся в мезон-ядерных  
взаимодействиях в эксперименте Гиперон-М**

Специальность 1.3.15. — «физика атомных ядер и элементарных частиц,  
физика высоких энергий»

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Протвино 2024



# Общая характеристика работы

Изучение процессов, происходящих в непертурбативной области Квантовой Хромодинамики (КХД), является актуальной задачей современной физики высоких энергий. КХД, как теория Сильных взаимодействий, является частью Стандартной Модели – фундаментальной теории, описывающей взаимодействия элементарных частиц друг с другом и с физическим вакуумом. Предсказания КХД в пертурбативном режиме при больших переданных импульсах с высокой точностью описывают происходящие процессы в адронной физике. Однако в области малых переданных импульсов, т.е. в так называемой мягкой области КХД, наступает непертурбативный режим, где уже нет возможности применять теорию возмущений для вычислений, и в результате предсказательная сила КХД существенно падает. Удивительно, что эта мягкая область соответствует в том числе и обычному состоянию окружающей нас адронной материи, где связанные между собой кварки и глюоны находятся в состоянии конфайнмента, формируя протоны и нейтроны, фундаментальные частицы, которые в свою очередь связываются в атомные ядра. В таком виде адронная материя пребывает большую часть своего времени. В этой связи интерес к исследованиям в непертурбативной области чрезвычайно велик, так как они углубляют наше понимание фундаментальных процессов, происходящих в окружающей нас материи, и позволяют найти методы вычислений и подходы к этой непертурбативной области теории, которые позволяли бы описать экспериментально наблюдаемые явления и сделать новые предсказания и открытия в этой области.

Одним из актуальных вопросов исследований в области непертурбативной КХД является вопрос о генерации масс адронов. Так, массы легчайших  $u$ - и  $d$ -кварков составляют  $m_u = 2.16_{-0.26}^{+0.49}$  МэВ/ $c^2$  и  $m_d = 4.67_{-0.17}^{+0.48}$  МэВ/ $c^2$ , а масса легчайшего адрона – нейтрального пиона, являющегося суперпозицией  $\bar{u}u$  и  $\bar{d}d$  кварков, составляет  $m_{\pi^0} \simeq 135$  МэВ/ $c^2 \gg 2m_u, 2m_d$ . Это значит, что основная часть массы  $\pi^0$ -мезона является следствием взаимодействия составляющих его кварков, которое очевидным об-

разом описывается в мягком секторе КХД, т.к. в свободном (покоящемся) адроне жестких процессов не происходит. Естественно, это актуально и для более тяжелых адронов. Одним из механизмов, отвечающих за генерации масс адронов, является динамическое нарушение киральной симметрии, впервые рассмотренное Намбу и Йона-Ласинио. Массы адронов оказываются связанными со значением кирального кваркового конденсата  $\langle \bar{q}q \rangle$ , которое в свою очередь становится отличным от нуля при нарушении киральной симметрии.

Интересно отметить, что значение кирального кваркового конденсата в ядерной среде отличается от такового в вакууме: при увеличении температуры и плотности среды происходит частичное или полное восстановление киральной симметрии, то есть значение кирального конденсата приближается к нулевому. Это приводит к изменению масс адронов в среде по сравнению с их вакуумными значениями. При этом не только массы адронов связаны с кварковым конденсатом, но и другие их свойства, такие как ширины, относительные вероятности (брэнчинги) распадов и формы соответствующих спектральных линий. В связи с этим можно говорить, что свойства адронов определяются не только характером взаимодействия составляющих их кварков и глюонов, но и свойствами среды, в которой они находятся. И, соответственно, исследование свойств адронов в плотной ядерной среде дает доступ к такой фундаментальной информации, как характер взаимодействий составляющих их кварков друг с другом и, в частности, к значениям кваркового конденсата в этой среде, что важно для дальнейшего развития теоретических представлений в мягком секторе КХД.

## **Актуальность работы**

Проблема модификации параметров мезонных резонансов в ядерной среде, как в теории, так и в эксперименте, остаётся актуальной на протяжении уже более 30 лет. В ряде теоретических работ сообщается о возможных модификациях свойств адронов внутри плотной ядерной мате-

рии: их спектральная функция, в том числе положение пика (масса) и его ширина, могут модифицироваться вследствие изменения кваркового конденсата и нетривиальной динамики взаимодействия адронов с частицами среды. Проведенные исследования по поиску модификации масс адронов в холодной ядерной материи в различных экспериментах, в том числе в Германии, Японии и Америке, являются противоречивыми и неоднозначными. В этой связи дополнительные исследования свойств адронов, рождающихся на различных ядерных мишенях, являются, безусловно, востребованными физическим сообществом. Они проводятся как в текущих экспериментах, например E325 в исследовательском центре КЕК в Японии, так и обсуждаются в качестве возможных направлений исследований в будущих проектах, например в проекте НИКА в ОИЯИ.

В последнее время также появились сообщения о наблюдении ранее неизвестных экзотических состояний в области малых масс, возникающих в мягких процессах КХД в присутствии ядерной материи. Например, сообщается о наблюдении таких состояний как  $X17$ ,  $E38$  и  $R360$ . Последнее состояние было обнаружено на Нуклотроне в Дубне в двухфотонном спектре масс, полученном в инклюзивных  $dC$ -взаимодействиях при импульсе 2.75 АГэВ/с. Оно может иметь несколько интерпретаций. Одной из наиболее интересных является интерпретация состояния  $R360$  как молекулярного состояния, состоящего из двух заряженных пионов и двух  $E38$ -состояний, интерпретируемых как Квантовоэлектродинамические мезоны. Поиск подобных состояний является актуальной задачей: любые данные об их обнаружении либо отсутствии в той или иной реакции дополняют наши знания об их природе, возможных механизмах рождения и ядерной физики в целом.

## Цели и задачи диссертационной работы

Целями настоящей диссертационной работы являются:

- поиск и измерение модификации параметров  $\omega(782)$ - и  $f_2(1270)$ -мезонов, образующихся в холодной материи атомных ядер в результате

мезон-ядерных взаимодействий;

- поиск экзотических нейтральных состояний, которые потенциально могут образовываться в ядерной материи в результате мезон-ядерных взаимодействий.

Для достижения поставленных целей автором были решены следующие задачи:

- Проведен анализ данных эксперимента Гиперон-М по мезон-ядерным взаимодействиям при импульсе 7 ГэВ/с, полученных в сеансах 2008-2018 гг. на ускорительном комплексе У70.
- Разработана программа Монте-Карло моделирования эксперимента, детально учитывающая эффекты транспортировки вторичных частиц во всех детекторах установки Гиперон-М.
- Разработан и применен метод измерения массы и ширины резонанса, основанный на параметризации наблюдаемого в эксперименте спектра масс в терминах искомых параметров резонанса с учетом Монте-Карло моделирования спектра.
- Измерены с высокой точностью массы и ширины  $f_2(1270)$ -мезонов, образующихся в эксперименте Гиперон-М на различных ядерных мишенях (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb), по данным сеансов 2008-2009 гг.
- Измерены с высокой точностью массы и ширины  $\omega(782)$ -мезонов, образующихся в эксперименте Гиперон-М на различных ядерных мишенях (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb), по данным сеансов 2008-2018 гг.
- Проведен поиск экзотических резонансно-подобных состояний в спектре масс двухфотонных событий, образующихся в  $\pi^+A$ -взаимодействиях в эксперименте Гиперон-М на бериллиевой и углеродной мишенях, по данным сеансов 2008-2018 гг.

## Научная новизна работы

Впервые был осуществлен поиск модификации свойств тензорных мезонов. Проведенные измерения массы и ширины  $f_2(1270)$ -мезонов, образующихся при взаимодействии адронного пучка с импульсом 7 ГэВ/с с ядрами Be, C, Al, Cu, Sn, Pb, показали отсутствие значимых эффектов модификации параметров мезонов при указанном импульсе.

Проведенные измерения массы и ширины  $\omega(782)$ -мезонов, образующихся при взаимодействии адронного пучка с импульсом 7 ГэВ/с с ядрами Be, C, Al, Cu, Sn, Pb, показали отсутствие значимых эффектов модификации этих параметров при данном импульсе.

Проведенный поиск неизвестных экзотических резонансно-подобных состояний в спектре масс двухфотонных событий в  $\pi^+A$ -взаимодействиях на ядрах бериллия и углерода показал отсутствие таковых. Установлен верхний предел на сечение рождения таких состояний  $3.2 \times 10^{-3}$  по отношению к наблюдаемому сечению рождения  $\eta$ -мезона на уровне достоверности 95%.

## Практическая ценность результатов

Проведенные измерения массы и ширины  $f_2(1270)$ -мезона являются самыми точными в мире на текущий момент. Они были включены в Таблицы Частиц Particle Data Group в 2016 году, и они до сих пор являются рекордными.

Достигнутая относительная точность измерения массы  $\omega(782)$ -мезона имеет порядок  $10^{-4}$ , что сравнимо с точностью, приведенной в Таблицах Частиц Particle Data Group 2022 г. Проведенные измерения свидетельствуют о том, что разработанный метод измерения масс и ширин нейтральных мезонов, наблюдаемых в эксперименте Гиперон-М, позволяет с высокой точностью измерять параметры  $f_2(1270)$ - и  $\omega(782)$ -мезонов, что, безусловно, будет востребовано в других экспериментах.

Факт отсутствия состояния  $R360$  свидетельствует о том, что состояние  $R360$  не образуется  $\pi^+A$ -взаимодействиях и, таким образом, исклю-

чает механизмы, допускающие его рождение в исследованной реакции.

## Выносятся на защиту

На защиту диссертации выносятся следующие положения:

- Измерены массы и ширины  $f_2(1270)$ -мезонов, образующихся при взаимодействии адронного пучка (53%  $\pi^+$ , 7%  $K^+$ , 40%  $p$ ) с импульсом 7 ГэВ/с с ядрами Be, C, Al, Cu, Sn, Pb с наилучшей на настоящее время точностью.
- Измерены массы и ширины  $\omega(782)$ -мезонов, образующихся при взаимодействии адронного пучка (53%  $\pi^+$ , 7%  $K^+$ , 40%  $p$ ) с импульсом 7 ГэВ/с с ядрами Be, C, Al, Cu, Sn, Pb.
- Полученные результаты измерений массы и ширины  $f_2(1270)$ - и  $\omega(782)$ -мезонов, образующихся при взаимодействии адронного пучка (53%  $\pi^+$ , 7%  $K^+$ , 40%  $p$ ) с импульсом 7 ГэВ/с с ядрами Be, C, Al, Cu, Sn, Pb, свидетельствуют об отсутствии влияния ядерной материи на параметры исследованных мезонов в данной реакции в пределах достигнутой точности.
- Установлен верхний предел сечения рождения экзотических резонансно-подобных состояний во взаимодействиях  $\pi^+$  мезонов с импульсом 7 ГэВ/с с ядрами бериллия и углерода по отношению к сечению рождения  $\eta$  мезонов в двухфотонных модах распада на указанных ядрах.

## Степень достоверности и апробация работы

Результаты, лежащие в основе настоящей диссертации, получены с применением общепринятых методов анализа данных в физике высоких энергий, в том числе с использованием Монте-Карло моделирования эксперимента. Как было отмечено выше, полученные результаты находятся в согласии с мировыми данными и уточняют их, что является подтверждением достоверности результатов.



**По теме диссертации опубликовано 3 работы [1, 2, 3]** в научных реферируемых журналах, соответствующих требованиям ВАК. Результаты работы были доложены на ряде конференций, в том числе международной. Работы были поддержаны Российским Фондом Фундаментальных Исследований (грант №18-32-00266 для коллективов молодых ученых) и Российским Научным Фондом (грант №22-12-00095).

## **Вклад автора**

- Автор диссертации принимал непосредственное участие в приеме данных эксперимента Гиперон-М в сеансах 2012-2018 гг. в качестве оперативного дежурного персонала.
- Автор создал программу Монте-Карло моделирования эксперимента Гиперон-М, которая использовалась при анализе всех данных эксперимента.
- Автор занимался подготовкой данных Монте-Карло моделирования эксперимента для анализа конкретных процессов и настройкой процедуры моделирования, включая генераторы первичных событий, чтобы результаты моделирования хорошо воспроизводили данные эксперимента.
- Автор непосредственно занимался анализом данных эксперимента с целью прецизионного измерения масс и ширин  $f_2(1270)$ - и  $\omega(782)$ -мезонов по данным сеансов 2008-2018 гг., а также поиском неизвестных экзотических резонансно-подобных состояний в спектре масс двухфотонных событий в  $\pi^+A$ -взаимодействиях.
- Автор лично представлял результаты исследований на упомянутых выше конференциях и играл определяющую роль в подготовке публикаций [2, 3] в научных журналах.
- Автор являлся руководителем гранта РФФИ №18-32-00266, при поддержке которого была опубликована работа [2].

- Автор является ответственным исполнителем гранта РФФИ №22-12-00095, при поддержке которого была опубликована работа [3].

## Структура и объём диссертации.

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Диссертация содержит 108 страниц, в том числе 43 рисунка и 8 таблиц. Список литературы содержит 100 ссылок.

## Краткое содержание работы

**В первой главе** дан обзор теоретических представлений и экспериментальных исследований, посвященных эффектам модификации свойств адронов в ядерной среде. Такие параметры, как масса, ширина и форма спектральной линии адрона, оказываются связанными со значением кирального конденсата  $\langle \bar{q}q \rangle$ . Оно изменяется в зависимости от плотности  $\rho$  и температуры  $T$  ядерной среды, в которой находится данный адрон, что и приводит к указанным эффектам. Значение  $|\langle \bar{q}q \rangle|$  уменьшается по мере увеличения температуры и плотности среды. Для холодной ядерной материи с параметрами  $T = 0, \rho = \rho_0 \simeq 0.17$  нуклонов $\cdot$ Фм $^{-3}$  величина кваркового конденсата уменьшается на  $\sim 35\%$ , что приводит к значительным эффектам изменения параметров адронов. Существует ряд теоретических подходов для получения предсказаний свойств адронов в среде, а экспериментальные исследования, проведенные в различных лабораториях в Германии, США, Японии, противоречивы. В настоящее время исследования продолжаются.

**Во второй главе** дано описание эксперимента Гиперон-М на ускорительном комплексе У-70. Схема установки приведена на Рис. 1. Установка включает в себя пучковый телескоп сцинтилляционных счетчиков  $S_1, S_2, S_4$ , черенковские счетчики  $C_{1-3}$ , мишень  $T$ , сцинтилляционный триггерный анти-счетчик  $S_A$  и электромагнитный черенковский спектрометр полного поглощения  $LGD2$ , который располагался на расстоянии

3.67 м от мишени.

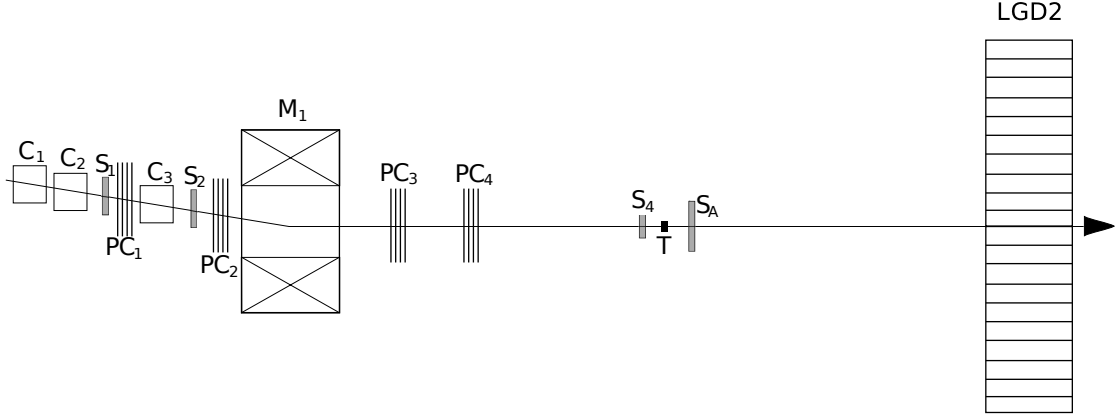
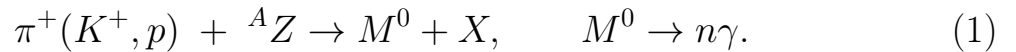


Рис. 1: Схема экспериментальной установки Гиперон-М:  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_4$  - пучковые сцинтилляционные счетчики,  $C_{1-3}$  - черенковские счетчики,  $PC_{1-4}$  - многопроволочные пропорциональные камеры (в описываемых ниже экспериментах не использовались),  $T$  - мишень,  $S_A$  - триггерный сцинтилляционный анти-счетчик,  $LGD2$  - черенковский электромагнитный спектрометр полного поглощения с радиаторами из свинцового стекла.

Сцинтилляционный анти-счетчик  $S_A$  использовался для выделения событий, в которых отсутствуют заряженные частицы в апертуре калориметра. Для формирования триггерного сигнала требовалось наличие пучковой частицы в пучковом телескопе счетчиков и отсутствие сигнала с анти-счетчика  $S_A$ :

$$Tr = S_1 \cdot S_2 \cdot S_4 \cdot \overline{S_A}.$$

Триггер позволял эффективно выделять инклюзивные события с нейтральными мезонами, вылетающими в телесный угол спектрометра  $LGD2$  и распадающимися в конечном счете на фотоны:



Для измерений использовались шесть ядерных мишеней (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb) радиационной толщины от 0.22 до 0.45  $X_0$ . Ядра мишеней были подобраны таким образом, чтобы можно было изучать ожидаемые эффекты модификации свойств мезонов в ядерной материи в зависимости от радиуса  $R_A$  ядра, тесно связанного с атомным весом ядра:  $R_A \approx 1.2A^{1/3}$  Фм.

Мишени облучались на вторичном пучке несепарированных положительных частиц (53%  $\pi^+$ , 7%  $K^+$ , 40%  $p$ ) с импульсом 7 ГэВ/с и общей интенсивностью до  $1.5 \cdot 10^6$  частиц за цикл ускорителя У70.

Образовавшиеся в результате взаимодействия фотоны в реакции (1) регистрировались с помощью черенковского спектрометра полного поглощения *LGD2*. Электромагнитный калориметр *LGD2* собран в виде матрицы  $24 \times 24$  из блоков свинцового стекла марки ТФ1-100, к задней поверхности которых приклеены фотоумножители. Размер блоков -  $85 \times 85 \times 350$  мм<sup>3</sup>. Центральная часть спектрометра выполнена при этом из  $8 \times 8$  блоков меньшего поперечного размера —  $42.5 \times 42.5 \times 350$  мм<sup>3</sup> для более точного измерения координат высокоэнергетичных фотонов, вылетающих в переднюю полусферу реакции (1) под малыми углами к пучку. Попадающие в спектрометр фотоны приводят к образованию электромагнитных ливней, черенковское излучение которых детектируется фотодетекторами ФЭУ-84-3 (малые ячейки) и ФЭУ-110 (большие ячейки). Полученное в результате энергетическое разрешение зарегистрированных в калориметре фотонов параметризуется в виде  $\sigma_E/E \simeq 0.08/\sqrt{E[\text{ГэВ}]}$ , а координатное разрешение составляет при этом величины типа  $\Delta X \simeq \Delta Y \simeq 7$ мм и  $\Delta X \simeq \Delta Y \simeq 4.5$ мм для больших и малых ячеек калориметра, соответственно.

Система сбора данных эксперимента исполнена в формате МИСС. В качестве детектирующих блоков использовались блоки ЛЭ-71, которые являются управляемыми 96-канальными стробируемыми зарядово-цифровыми преобразователями с динамическим диапазоном 12 бит. Общее количество блоков ЛЭ-71 в установке составляет 7. Они использовались для оцифровки амплитудных сигналов с ячеек калориметра *LGD2* и записи сигналов с триггерных сцинтилляционных счетчиков и черенковских счетчиков установки.

Для инициализации, отладки, тестирования блоков ЛЭ-71 используется контроллер сектора ЛЭ-83, а для быстрого считывания информации из блоков ЛЭ-71 в каждом событии во время сброса пучка используется автономный контроллер ЛЭ-74 и адаптер ЛЭ-75, передающий информа-

цию в компьютер через интерфейс PCI-7200.

Для записи информации о количестве прошедших пучковых частиц и физических триггерах использовался пересчетный модуль ЛЭ-69, который также считывается автономным контроллером ЛЭ-74 в каждом принятом событии.

Описанная система сбора данных эксперимента функционирует под управлением программы, написанной на языке Си и работающей на персональном компьютере под операционной системой Linux Debian.

Затем данные эксперимента реконструировались оффлайн с помощью программы реконструкции событий. Группы ячеек спектрометра с амплитудами выше указанного порога и общей границей по вертикали или горизонтали объединялись в кластеры. Каждый кластер соответствует фотону, попавшему в калориметр. Координаты фотонов определяются по центру тяжести амплитуд в соответствующих им кластерах с эмпирической поправкой на углы входа фотонов в спектрометр. Используя известное расстояние от мишени до калориметра и реконструированные координаты точки входа фотона в калориметр, определялось его направление вылета из мишени. Реконструированная энергия фотона и направление вылета однозначно определяют его 4-импульс в приближении тонкой мишени.

Калибровка калориметра *LGD2* проводилась на физических двухфотонных событиях, полученных при импульсе пучка 7 ГэВ/с на бериллиевой мишени. Определение калибровочных коэффициентов спектрометра *LGD2* проводилось методом их итерационной коррекции, имеющей целью поправить при помощи соответствующего калибровочного коэффициента положение пика от  $\pi^0$ -мезона с координатами одного из распадных фотонов в заданной ячейке спектрометра, на табличное значение массы  $\pi^0$ -мезона после очередной итерации. При этом положение пика  $\pi^0$ -мезона определялось фитированием распределения эффективных масс пары фотонов функцией Гаусса с гладким полиномиальным фоном, а коррекция калибровочных коэффициентов в каждой ячейке спектрометра проводилась независимо от других. С целью компенсации эффектов боковых и

продольных утечек электромагнитного ливня при обработке данных эксперимента также использовалась коррекция энергетической шкалы спектрометра *LGD2*.

**В третьей главе** изложены результаты исследования массы и ширины  $f_2(1270)$ -мезонов, образующихся на ядрах Be, C, Al, Cu, Sn, Pb.  $f_2(1270)$ -мезон является одним из наиболее привлекательных состояний для наблюдения модификации его параметров внутри атомных ядер. Являясь короткоживущим состоянием ( $c\tau \sim 1$  Фм, что меньше размера, например, ядер Cu, Sn, Pb в несколько раз), он с большой долей вероятности распадется внутри такого ядра. Тем самым это делает возможным прямое наблюдение модификации его параметров даже в случае их незначительного отклонения от вакуумных значений.

Исследование параметров  $f_2(1270)$ -мезона было проведено на данных, полученных в сеансах 2008-2009 гг. Для корректного измерения параметров  $f_2(1270)$ -мезона и контроля систематических ошибок проводились измерения параметров не только непосредственно  $f_2(1270)$ -мезона, но и  $K_s^0$ -мезона, для которых существенной модификации параметров не ожидается ввиду большого времени жизни ( $c\tau \sim 2.6$  см). Регистрация распадов осуществлялась в канале распада  $f_2(1270), K_s^0 \rightarrow 2\pi^0$  с 4 фотонами в конечном состоянии.

С целью выделения  $K_s^0$ - и  $f_2(1270)$ -мезонов из множества событий с четырьмя реконструированными фотонами в конечном состоянии реакции (1) был проведен кинематический 1С фит по двум конкурирующим гипотезам:  $2\pi^0$  и  $\pi^0\eta$ . При этом отбирались события, в которых  $\chi_{2\pi^0}^2 < \chi_{\eta\pi^0}^2$  и  $\chi_{2\pi^0}^2 < 5.0$ .

В ходе анализа данных было установлено, что  $K_s^0$ -мезон образуется в событиях с  $K^+$ -мезоном в пучке, а  $f_2(1270)$ -мезон — в событиях с  $\pi^+$ -мезоном в пучке.

Спектр эффективных масс  $2\pi^0$ -систем без выделения конкретной пучковой частицы в отобранных таким образом событиях приведен на Рис.2 слева по данным апрельского сеанса 2008 г. на бериллиевой мишени. Как видно из рисунка, в области масс  $K_s^0$ - и  $f_2(1270)$ - мезонов наблю-

даются четкие пики, которые однозначно интерпретируются как зарегистрированные в  $2\pi^0$ -канале распада  $K_s^0$ - и  $f_2(1270)$ -мезонов.

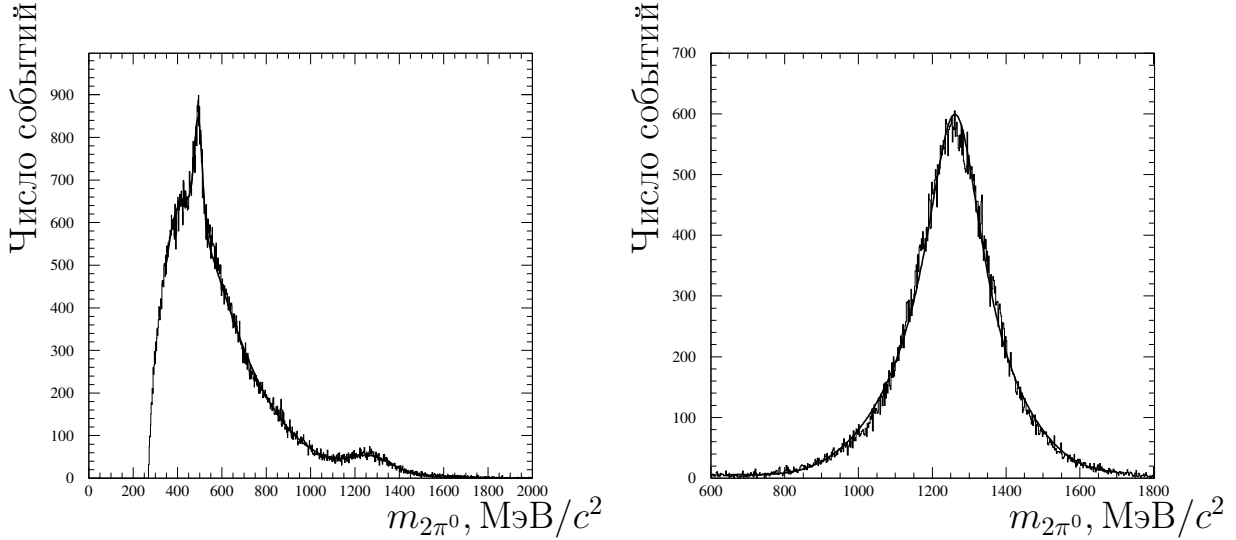


Рис. 2: Слева: Спектр эффективных масс  $2\pi^0$ -систем (2С-фит, фиксированы массы обоих пионов) в апрельском сеансе 2008 г. на бериллиевой мишени, сплошной линией показан фит двумя функциями Гаусса, описывающим  $K_s^0$  - и  $f_2(1270)$ - мезоны, и общим полиномиальным фоном. Справа: МК спектр эффективных масс  $2\pi^0$ -систем от распада  $f_2(1270)$ -мезона, сплошной линией показан фит спектра аппаратурной функцией (3). Рисунок взят из работы [1].

Для корректного описания экспериментального спектра масс  $2\pi^0$ -систем учитывались аппаратурные функции для  $K_s^0$ - и  $f_2(1270)$ - мезонов. С целью определения этих функций было проведено полное Монте-Карло моделирование реакций образования и детектирования указанных мезонов в эксперименте.

Монте-Карло моделирование включает в себя генератор первичных событий квазидвухчастичной реакции (1), модель экспериментальной установки Гиперон-М, транспортный код, отбор, оцифровку и форматирование МК-событий с тем, чтобы их можно было обрабатывать при помощи той же системы программ, что и экспериментальные события.

Генератор событий использует эмпирические распределения по квадрату переданного импульса системе  $M^0$  и по массе системы  $M_X$ . Оба рас-

пределения для  $f_2(1270)$ - и  $K_s^0$ -мезонов были подобраны таким образом, чтобы спектры реконструированных МК-событий качественно согласовывались с таковыми в эксперименте.

В модель установки Гиперон-М были включены сцинтилляционный счетчик  $S_4$ , мишень Т, сцинтилляционный антисчетчик  $S_A$  и спектрометр  $LGD2$ , см. Рис. 1. Учитывался пространственный, угловой и импульсный разброс частиц пучка при номинальном импульсе 7 ГэВ/с. В качестве транспортного кода использовалась программа GEANT3.

МК моделирование рождения  $f_2(1270)$ - и  $K_s^0$ -мезонов в реакции (1) с последующим распадом их на  $2\pi^0$  было использовано для получения параметризации их спектров реконструированных эффективных масс  $2\pi^0$ -систем.

В качестве аппаратурной функции  $K_s^0$ -мезона была использована

$$F_{K_s^0}(m) = \exp\left\{-\frac{(m - m_{K_s^0})^2}{2\sigma_{K_s^0}^2}\right\} \cdot P_n((m - m_{K_s^0})/m_0), \quad (2)$$

где  $m_{K_s^0}$  - табличное значение массы  $K_s^0$  мезона,  $\sigma_{K_s^0}$  - экспериментальное разрешение по массе  $2\pi^0$ -систем в области массы  $K_s^0$ ,  $P_n((m - m_{K_s^0})/m_0)$  - корректирующий полином степени 8 (степень подобрана эмпирически), а  $m_0 = m_{K_s^0}$ . Тогда как для  $f_2(1270)$ -мезона использовалась параметризация аппаратурной функции в виде

$$F_{f_2}(m) = BW_2(m, m_{f_2}, \Gamma_{f_2}) \cdot P_n((m - m_{f_2})/m_0), \quad (3)$$

где  $P_n((m - m_{f_2})/m_0)$  - корректирующий полином степени 11 с нормировочной константой  $m_0 = m_{f_2}$ ,  $BW_2(m, m_{f_2}, \Gamma_{f_2})$  - релятивистское распределение Брейта-Вигнера для частицы со спином 2 и динамической шириной  $\Gamma$ :

$$BW_2(m, m_{f_2}, \Gamma_{f_2}) \sim \left| \frac{m}{\sqrt{q}} \cdot \frac{m_{f_2}\Gamma}{m_{f_2}^2 - m^2 - im_{f_2}\Gamma} \right|^2, \quad \Gamma = \Gamma_{f_2} \left(\frac{q}{q_{f_2}}\right)^{2l+1} \frac{D_l(rq_{f_2})}{D_l(rq)}. \quad (4)$$

Здесь  $m_{f_2}$  и  $\Gamma_{f_2}$  - табличные значения параметров  $f_2(1270)$ -мезона,  $l = 2$  - его спин,  $q$  - импульс  $\pi^0$ -мезона в системе центра масс  $2\pi^0$ -системы,  $q_{f_2}$



- импульс  $\pi^0$ -мезона при  $m = m_{f_2}$ ,  $r = 1$  ФМ - радиус взаимодействия и  $D_l(x)$  - фактор Блатта-Вайскопфа.

Параметры аппаратурных функций были определены путем фитирования МК-спектров при фиксированных параметрах мезонов (масса, ширина). Экспериментальные данные же фитировались полученными аппаратурными функциями  $K_s^0$ - и  $f_2(1270)$ -мезонов со свободными параметрами массы и ширины и соответствующими фоновыми функциями. При этом для описания физического фона в области  $K_s^0$ -мезона использовался полином третьей степени  $P_3(m)$ , а в области  $f_2(1270)$  - экспоненциальная функция  $\exp\{P'_3(m)\}$ . На Рис.3 слева приведено описание области масс  $K_s^0$ -мезона, а справа -  $f_2(1270)$ -мезона.

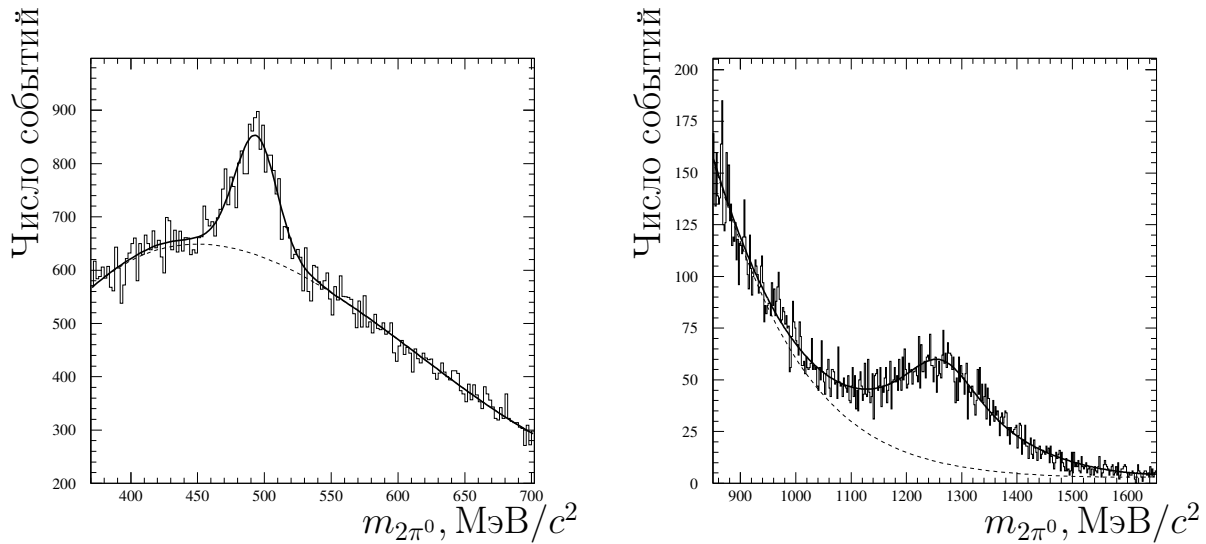


Рис. 3: Слева: спектр эффективных масс  $2\pi^0$ -систем в области  $K_s^0$ -мезона в апрельском сеансе 2008 г. на бериллиевой мишени, толстой линией показан фит аппаратурной функцией (2) и полиномиальным фоном, который показан тонкой штриховой линией. Справа: этот же спектр, но в области масс  $f_2(1270)$ -мезона, толстой линией показан фит аппаратурной функцией (3) и экспоненциальным фоном, последний показан тонкой штриховой линией.

Для учета систематических погрешностей, которые приводят к одинаковому смещению масс  $K_s^0$ - и  $f_2(1270)$ -мезонов (неконтролируемые изменения калибровочных коэффициентов калориметра), результаты изме-

рения массы  $f_2(1270)$ -мезонам были отнормированы на измеренные значения массы  $K_s^0$ -мезона. Полученные результаты измерения массы представлены на Рис.4 сверху, а ширины - на том же рисунке снизу.

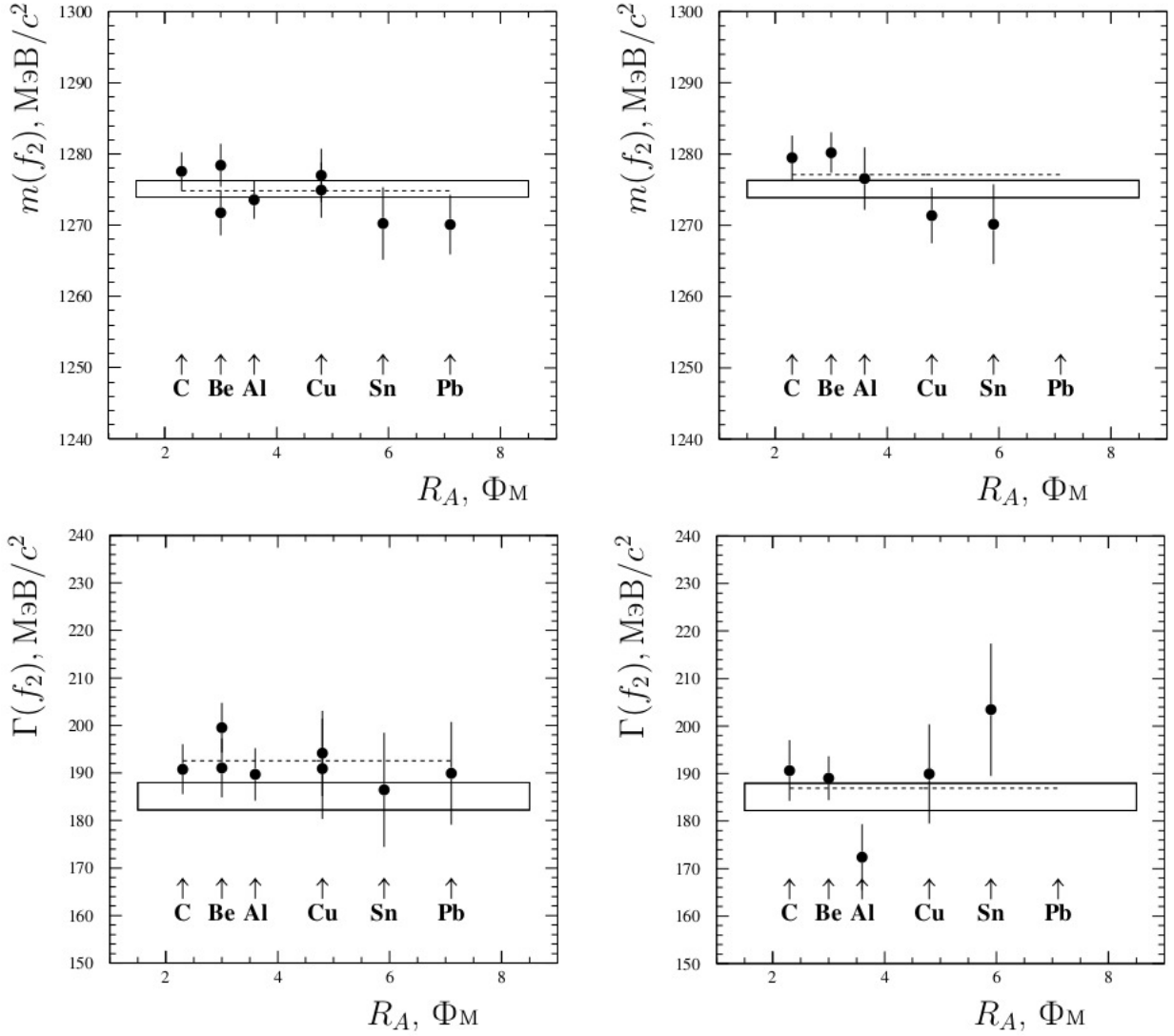


Рис. 4: Значения масс  $f_2(1270)$ -мезона (сверху), нормированные на значения масс  $K_s^0$ -мезона, и ширин  $f_2(1270)$ -мезона (снизу) на различных мишенях в зависимости от радиуса ядра для сеансов 2008 г. (слева) и 2009 г. (справа). Интервал в одно стандартное отклонение от табличного значения параметров  $f_2(1270)$ -мезона показан сплошной линией в виде прямоугольника. Усредненные значения массы  $f_2(1270)$ -мезона по всем мишеням в каждом из сеансов показаны пунктирными линиями. Ошибки статистические.

Проведенные измерения массы и ширины  $f_2(1270)$ -мезона на различных ядерных мишенях в пределах статистических ошибок измерения хорошо согласуются с табличными значениями, что не позволяет в рассмотренном эксперименте говорить о наблюдении возможного эффекта модификации параметров  $f_2(1270)$ -мезона в холодной ядерной материи.

Для оценки систематических погрешностей была проведена итерационная процедура нахождения аппаратурной функции: в качестве значений массы и ширины  $f_2(1270)$ -мезона в МК моделировании были взяты не табличные значения, а те, которые получены из фита данных без аппаратурной функции. Далее результаты данного МК моделирования использованы для повторной обработки данных эксперимента, новые значения использованы для нового МК моделирования и т.д. В результате четвертой итерации полученные масса и ширина  $f_2(1270)$ -мезона совпадают с изначальным результатом с точностью  $0.7 \text{ МэВ}/c^2$ , а последующие итерации приводят к колебаниям результатов в пределах указанной точности.

Было изучено также влияние и ряда других факторов на устойчивость результатов измерений при вариации различных параметров в процедуре обработки данных, в том числе изменение уровня отбора по суммарной энергии фотонов в событии  $E_{n\gamma} > E_{Sum}$ , изменение верхних и нижних пределов при фите соответствующих спектров масс, вариация числа членов разложения в функциях описания фона. Общая систематическая ошибка измерений оценена как квадратичная сумма отдельных вкладов. В результате усредненные по данным всех сеансов 2008 и 2009 гг. параметры  $f_2(1270)$ -мезона с учетом систематических погрешностей измерений получены равными:

$$\begin{aligned} m_{f_2} &= 1275.8 \pm 1.0(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.}) \text{ МэВ}/c^2, \\ \Gamma_{f_2} &= 190.3 \pm 1.9(\text{stat.}) \pm 1.8(\text{syst.}) \text{ МэВ}/c^2. \end{aligned} \tag{5}$$

**В четвертой главе** изложены результаты исследования массы и ширины  $\omega(782)$ -мезонов, образующихся на ядрах Be, C, Al, Cu, Sn, Pb. Измерения массы и ширины  $\omega(782)$ -мезонов, образующихся в реакции (1) на различных ядрах, были проведены с использованием данных, набран-

ных на установке Гиперон-М в сеансах 2008 - 2018 гг. Распад  $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$  выделялся в трехфотонных событиях с помощью кинематического 1С фита с двумя конкурирующими гипотезами:  $\pi^0\gamma$  и  $\eta\gamma$ . Отбирались события с  $\chi_{\pi^0\gamma}^2 < 5.2$  и  $\chi_{\pi^0\gamma}^2 < \chi_{\eta\gamma}^2$ . Для контроля систематических погрешностей проводились измерения массы  $\eta$ -мезонов как долгоживущих состояний, не подвергающихся эффектам внутриядерной модификации. Распад наблюдался в двухфотонной моде. Измерение массы и ширины  $\omega$ -мезона производилось с помощью фитирования спектра масс событий  $\pi^0\gamma$  с учетом аппаратурной функции  $\omega$ -мезона, которая была получена с помощью МК моделирования.

Процедура МК-моделирования применительно к рождению  $\omega$ - и  $\eta$ -мезонов в реакции (1) аналогична, изложенной в третьей главе. В качестве распределения по массе резонанса была использована функция релятивистского Брейта-Вигнера (4) для резонанса со спином 1.

В качестве иллюстрации на Рис.5а приведен спектр масс  $\pi^0\gamma$ -событий с энергией  $E_{\pi^0\gamma} > 4000$  МэВ на Ве мишени.

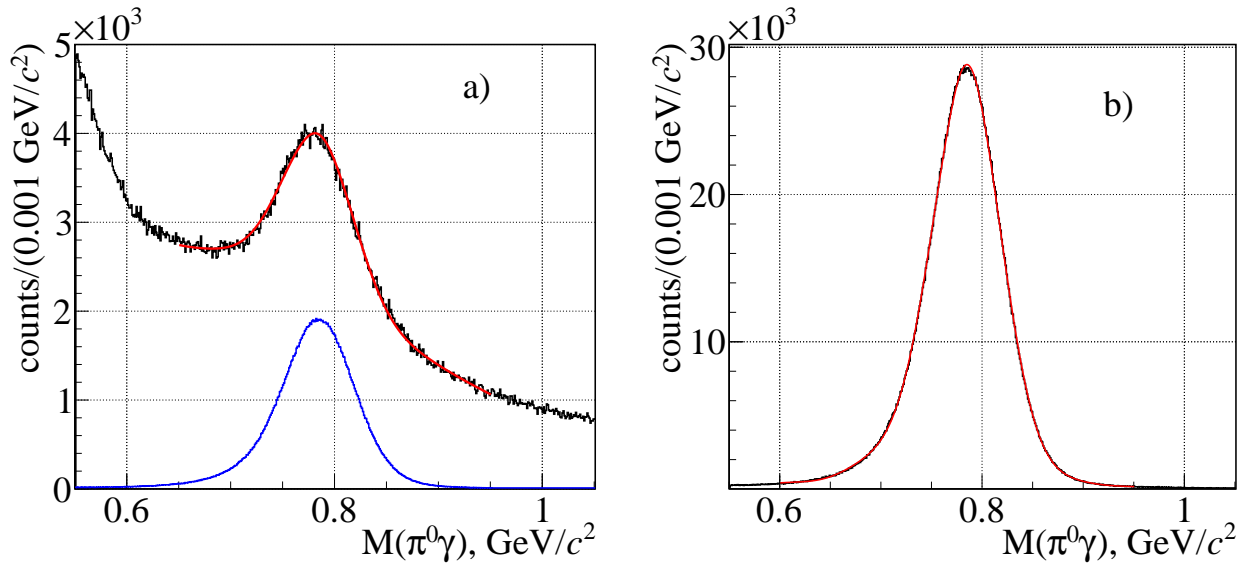


Рис. 5: Реконструированные спектры масс  $\pi^0\gamma$ -событий с  $E_{\pi^0\gamma} > 4000$  МэВ на Ве мишени: а) в эксперименте на суммарной статистике сеансов 2008-2018 гг. и б) по данным МК-моделирования. Синей линией на рисунке (а) показан МК-спектр, масштабированный в соответствии с величиной  $\omega$ -сигнала, наблюдаемого в эксперименте. Рисунок взят из работы [2].

Аппаратурная функция, то есть параметризация спектра эффективных масс  $\pi^0\gamma$ -систем в зависимости от массы и ширины резонанса, выбрана в виде

$$F_\omega(m, m_\omega, \Gamma_\omega) = \left| \frac{m}{\sqrt{q}} \cdot \frac{m_\omega \Gamma}{m_\omega^2 - m^2 - im_\omega(\Gamma + \Gamma_a)} \right|^2 \times \sum_{i=0}^n a_i H_i \left( \frac{m - m_\omega}{m_0} \right), \quad (6)$$

где  $H_i(x)$  - функции Эрмита,  $n = 12$ , а  $m_0$ ,  $\Gamma_a$  и коэффициенты  $a_i$  - параметры аппаратурной функции, полученные из МК моделирования (см. Рис.5b).

Для определения массы и ширины  $\omega$ -мезона спектры эффективных масс  $\pi^0\gamma$ -систем для каждой мишени были профитированы аппаратурной функцией  $\omega$ -мезона (6), линейным фоном и функцией, описывающей вклад фоновых событий от распада  $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ , которая также была получена из МК моделирования. Для учета эффектов систематического смещения массы  $\omega$ -мезона его измерения его массы корректировались на измеренную массу  $\eta$ -мезона на той же мишени. Однако одни и те же аппаратурные эффекты приводят к разным сдвигам масс  $\omega$ - и  $\eta$ -мезонов. Поэтому коррекция проводилась согласно следующей формулы:

$$m_\omega = m_\omega^{\text{meas}} \left( 1 - \alpha \frac{m_\eta^{\text{meas}} - m_\eta^{\text{PDG}}}{m_\eta^{\text{meas}}} \right), \quad (7)$$

где  $m_\omega^{\text{meas}}$  - измеренная в эксперименте масса  $\omega$ -мезона,  $m_\eta^{\text{meas}}$  - измеренная масса  $\eta$ -мезона,  $m_\eta^{\text{PDG}}$  - табличная масса  $\eta$ -мезона и  $\alpha = 0.6706$  - вычисленный методом МК коэффициент коррекции.

На Рис.6 показаны полученные значения массы (а) и ширины (b)  $\omega$ -мезона в зависимости от радиуса ядра  $R_A$ .

Прямыми линиями на рисунках показаны результаты фитирования представленных данных константами. Полученные при этом значения  $\chi^2$  на число степеней свободы:  $\chi_m^2/\text{n.d.f.} = 0.92$  и  $\chi_\Gamma^2/\text{n.d.f.} = 0.97$ , — свидетельствуют об отсутствии статистически значимой зависимости измеренных параметров  $\omega$ -мезона от радиуса ядра  $R$ .

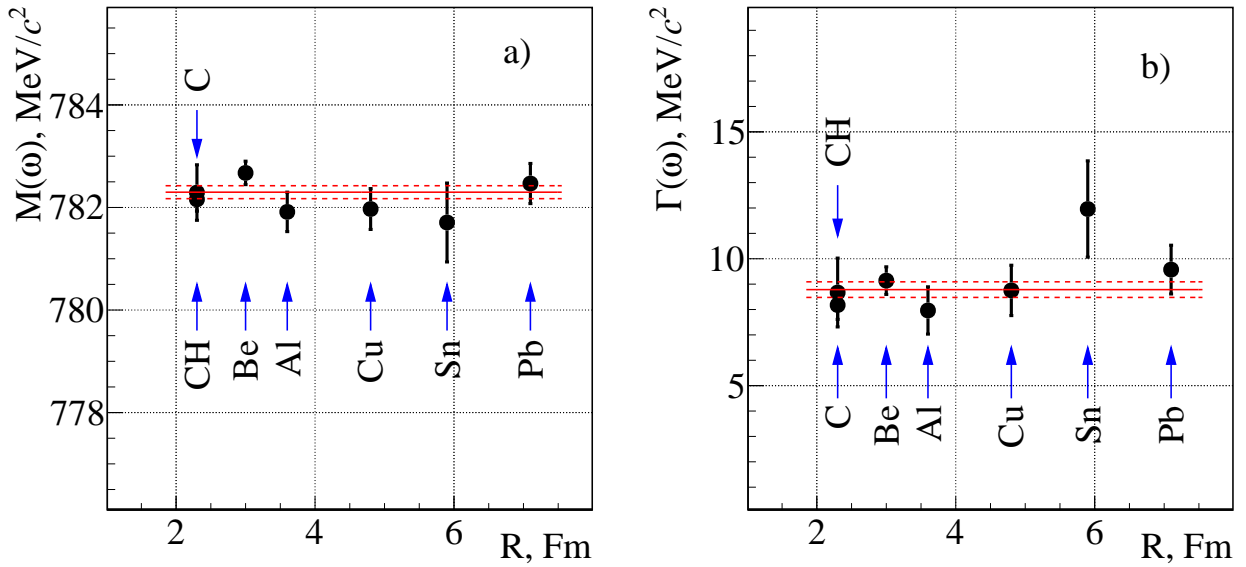


Рис. 6: Масса (а) и ширина (б)  $\omega$ -мезона в зависимости от радиуса ядра, измеренные в сеансах 2008–2018 гг.,  $E_{\pi^0\gamma} > 4000$  МэВ. Сплошными линиями на рисунках показаны результаты фитирования константами массы и ширины  $\omega$ -мезона в зависимости от радиуса ядра  $R$ , а штриховыми — интервалы ошибок, соответствующие 1 стандартному отклонению.

Систематические погрешности измерений массы и ширины  $\omega$ -мезона были оценены изменением области фитирования спектра масс  $\pi^0\gamma$ -систем и энергетического порога  $E_{th}$  при отборе  $\pi^0\gamma$ -систем  $E_{\pi^0\gamma} > E_{th}$ . Проведенный анализ показал, что при этом статистически значимой зависимости параметров  $\omega$ -мезона от размера ядра не возникает. Также было изучено влияние неэффективности антисчетчика  $S_A$  с помощью МК-моделирования: значимых смещений масс мезонов при изменении порогов регистрации заряженных частиц не наблюдается. Полученные в результате значения массы и ширины  $\omega$ -мезона

$$\begin{aligned}
 m_\omega &= 782.30 \pm 0.13 \text{ (stat)} \pm 0.26 \text{ (sys)} \text{ МэВ}/c^2 \\
 \Gamma_\omega &= 8.78 \pm 0.30 \text{ (stat)} \pm 0.35 \text{ (sys)} \text{ МэВ}/c^2
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

согласуются в пределах ошибок измерения с табличными значениями.

**В пятой главе** изложены методы поиска неизвестных экзотических резонансно-подобных состояний в спектрах масс двухфотонных событий

$\pi^+ A$ -взаимодействий на ядрах бериллия и углерода, также здесь представлены полученные результаты. Впервые экзотическая резонансно-подобная структура вблизи двухпионного порога была обнаружена Абасьяном, Бутом и Кроузом, которая получила название ABC-эффект. В дальнейшем подобные структуры были обнаружены в других экспериментах, в том числе WASA@COSY, а совсем недавно экзотическая структура была обнаружена на Нуклотроне в Дубне в спектре масс двухфотонных событий в реакции  $dA$ -взаимодействий. Для объяснения появления этих структур привлекаются различные механизмы, в том числе рассматриваются гипотезы о молекулярных состояниях двух пионов и двух гипотетических КЭД-мезонов  $E38$ . Поиск подобных структур в двухфотонном спектре масс, наблюдаемом в  $\pi^+ A$ -взаимодействиях, осуществлен в эксперименте Гиперон-М.

Для физического анализа двухфотонных систем использовались все события на бериллиевой и углеродной мишенях сеансов 2008-2018 гг. на установке Гиперон-М, в которых было зарегистрировано 2 фотона в детекторе *LGD2*.

Двухфотонные спектры масс были профитированы суммой известных вкладов в области от 200 до 1500 МэВ/ $c^2$ : сигнал от распада  $\eta \rightarrow 2\gamma, 3\pi^0, \omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$  с потерей одного фотона от распада  $\pi^0$ -мезона,  $\eta'(958) \rightarrow 2\gamma, f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$  с потерей двух фотонов от распадов  $\pi^0$ -мезонов, а также учетом нерезонансного монотонного фона.

Вклады от каждого из распадов были параметризованы из МК моделирования, которое осуществлялось аналогично тому, как это изложено в третьей и четвертой главе. В качестве нерезонансного фона была выбрана сумма экспоненциального распределения и широкой гауссовой функции.

Результаты фитирования спектров на бериллиевой и углеродной мишенях представлены на Рис. 7. Фитирующая функция на рисунках показана красной линией, здесь же линиями других цветов показаны вклады всех, рассмотренных выше процессов. Как видно из рисунков, качество фитирования экспериментальных  $2\gamma$ -спектров высокое, оно характеризу-

ется статистиками  $\chi^2/ndf = 1332.24/1278$  и  $\chi^2/ndf = 1327.14/1278$  на бериллиевой и углеродной мишенях, соответственно.

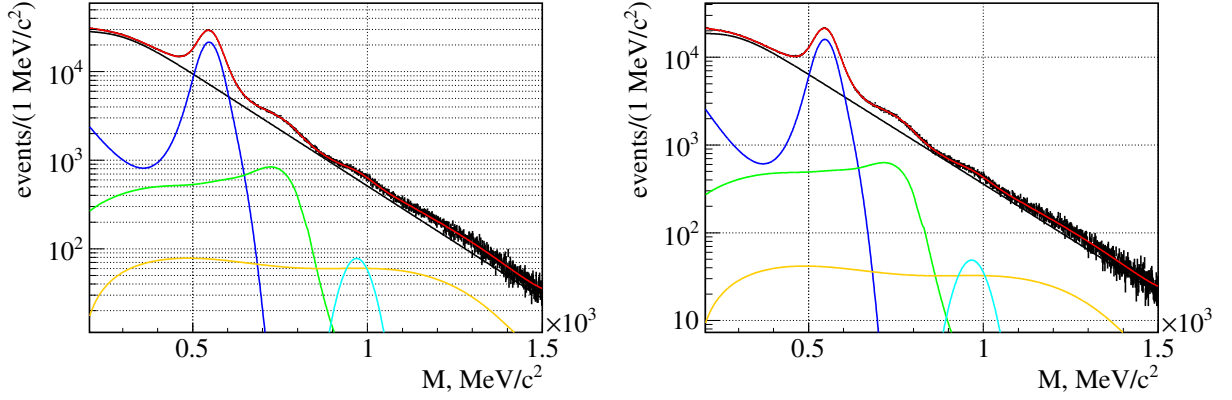


Рис. 7: Слева: спектр масс  $2\gamma$ -событий на бериллиевой мишени. Справа: спектр масс  $2\gamma$ -событий на углеродной мишени. Красной линией показана фитирующая функция. Черной линией показан вклад от нерезонансных событий. Синей линией показан вклад от нейтральных распадов  $\eta$ -мезона. Зеленым цветом показан вклад от распада  $\omega(782)$ -мезона. Желтой линией показан вклад от распада  $f_2(1270)$ -мезона. Бирюзовым цветом показан вклад от  $2\gamma$ -распада  $\eta'(958)$ .

Для поиска неизвестного резонансно-подобного сигнала к фитирующей функции был добавлен сигнал в виде гауссовой функции со средним  $m_R$ , равным положению пика искомого сигнала, и среднеквадратичным отклонением  $\delta = \sqrt{\delta_R^2 + \delta_A^2}$ , где  $\delta_A$  характеризует аппаратное разрешение установки, а  $\delta_R$  — среднеквадратичное отклонение, связанное с наличием собственной ширины состояния. Разрешение установки было оценено с помощью Монте-Карло моделирования распадов узкого двухфотонного резонанса с фиксированной массой. Поиск сигнала был проведен с помощью серии фитирований экспериментальных  $2\gamma$ -спектров масс с фиксированной массой  $m_R$  и среднеквадратичным отклонением  $\delta_R$ . Для каждой точки  $(m_R, \delta_R)$  в результате была определена величина сигнала  $n_R$  и его статистическая ошибка  $\delta_{n_R}$ , которые были использованы для вычисления  $p$ -статистики. Полученные значения  $p$ -статистики в зависимости от массы и ширины сигнала приведены на Рис.8. Из рисунка видно, что наблюдают-



ся 3 локальных минимума, соответствующих массам возможных резонансов 300, 450 и 800 МэВ/ $c^2$ , для каждого из которых значение  $p$ -статистики превышает величину  $10^{-2}$ , т.е. статистическая значимость резонансов заведомо не превышает 3 стандартных отклонений.

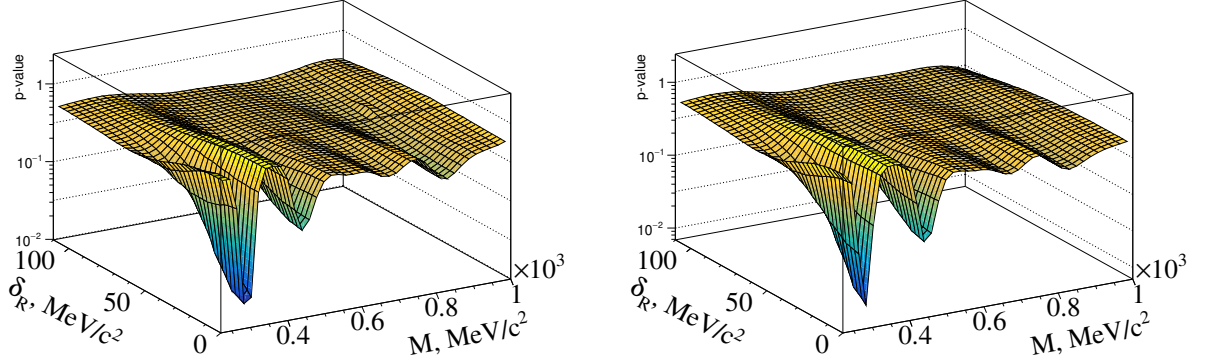


Рис. 8: Значения  $p$ -статистики в зависимости от массы резонанса  $m_R$  и его среднеквадратичного отклонения  $\delta_R$ . Слева — на бериллиевой мишени, справа — на углеродной мишени.

В окрестностях локальных минимумов было проведено фитирование двухфотонных спектров со свободными параметрами числа событий искомого сигнала  $n_R$ , а также  $m_R$  и  $\delta_R$ . При этом установлено, что ни в одной из областей число событий искомого сигнала не превышает величины в 2.5 стандартных отклонения от физического фона, обусловленного хорошо известными процессами. На статистике событий, включающей 2.2 млн реконструированных событий двухфотонных распадов  $\eta$  мезона на бериллиевой мишени и 1.6 млн событий на углеродной мишени, получено ограничение сверху на отношение сечений образования экстра резонансов в диапазоне масс от 200 до 1000 МэВ/ $c^2$  к сечению образования  $\eta$ -мезона в их двухфотонных модах распада

$$\rho(R_{\rightarrow 2\gamma}/\eta_{\rightarrow 2\gamma}) < 3.2 \times 10^{-3}, \quad 95\% \text{ CL}$$

для каждой из указанных мишеней.

**В Заключение** представлены основные результаты диссертации:

1. Проведены высокоточные измерения масс и ширин  $f_2(1270)$ -мезонов, образующихся в эксперименте Гиперон-М на различных ядерных мишенях (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb) по данным, набранным в сеансах работы ускорителя в 2008-2009 гг. Результаты, полученные на отдельных мишенях, показывают отсутствие зависимости исследуемых параметров  $f_2(1270)$ -мезона от атомного веса ядра в пределах ошибок измерений. При этом достигнутая точность по сумме всех измерений оказалась выше мировых данных и позволила их уточнить. На настоящее время это наиболее точное измерение указанных параметров.
2. Проведены высокоточные измерения масс и ширин  $\omega(782)$ -мезонов, образующихся в эксперименте Гиперон-М на различных ядерных мишенях (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb) по данным, набранным в сеансах работы ускорителя У-70 в 2008-2018 гг. Результаты, полученные на отдельных мишенях, показывают отсутствие зависимости исследуемых параметров от атомного веса ядра в пределах ошибок измерений. При этом достигнутая точность по сумме всех измерений оказалась сравнимой с точностью мировых данных.;
3. Результатом проведенных исследований  $f_2(1270)$ - и  $\omega(782)$ -мезонов является отсутствие статистически значимой модификации их масс и ширин при рождении в мезон-ядерных взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с в эксперименте Гиперон-М. Теоретические модели, предсказывающие модификацию масс и ширин указанных мезонов в холодной ядерной материи, в этой связи должны быть при необходимости уточнены. Для дальнейших исследований в данной области необходимо проводить (планировать) эксперименты, в которых уровень точности с учетом систематических ошибок измерений должен быть существенно повышен.
4. Поиск ранее неизвестных или экзотических состояний, которые могут возникать в сильных полях вблизи атомных ядер, проведен в спектре масс двухфотонных событий в  $\pi^+A$ -взаимодействиях на ядрах бериллия и углерода по данным эксперимента Гиперон-М, набранных

в сеансах 2008-2018 гг. В результате проведенных исследований иско-  
мых состояний не обнаружено. Установлен верхний предел на сечение  
рождения таких состояний  $3.2 \times 10^{-3}$  (уровень достоверности 95%)  
по отношению к наблюдаемому сечению рождения  $\eta$ -мезона, включая  
сечение рождения экзотического состояния  $R360$ , обнаруженного на  
Нуклотроне ОИЯИ в Дубне, что, безусловно, только повышает инте-  
рес к этому экзотическому состоянию. Эксперименты в этом направ-  
лении должны быть продолжены.

## Список литературы

- [1] Боголюбский М.Ю., Евдокимов С.В., Изучеев В.И., Паталаха Д.И., Полищук Б.В., Садовский С.А., Соловьев А.С., Столповский М.В., Харлов Ю.В., Кузьмин Н.А., Обудовский В.П., Петухов Ю.П., Сычков С.Я. Измерение масс нейтральных мезонов в мезон-ядерных взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с в эксперименте Гиперон-М // Ядерн. физ. — 2013. — Т. 76, № 11. — С. 1–15.
- [2] Евдокимов С.В., Изучеев В.И., Кондратюк Е.С., Полищук Б.В., Садовский С.А., Харлов Ю.В., Шангараев А.А. Поиск модификации свойств  $\omega$ -мезона в холодной ядерной материи в эксперименте Гиперон-М // Письма ЖЭТФ. — 2021. — Т. 113, № 5. — С. 291–298.
- [3] Горин А.М., Евдокимов С.В., Зайцев А.А., Изучеев В.И., Романишин К.А., Рыкалин В.И., Садовский С.А., Харлов Ю.В., Шангараев А.А. Поиск резонансов в спектре масс двухфотонных событий, образующихся в  $\pi^+A$ -взаимодействиях, в эксперименте Гиперон-М на ускорительном комплексе У-70 // Письма ЖЭТФ. — 2023. — Т. 118, № 9. — С. 629–636.