

Федеральное государственное унитарное предприятие
Государственный научный центр Российской Федерации
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики

На правах рукописи

Полянский Андрей Юрьевич

ШИРИНА ϕ -МЕЗОНА В ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

Специальность: 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных
частиц

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2012

УДК 539.12

Работа выполнена во ФГУП ГНЦ РФ "Институт Теоретической и Экспериментальной Физики", г. Москва

Научный руководитель:	доктор физ.-мат. наук Ю. Т. Киселев (ФГУП ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва)
Официальные оппоненты:	доктор физ.-мат. наук Н. О. Агасян (ФГУП ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва)
	доктор физ.-мат. наук А. А. Балдин (ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна)
Ведущая организация:	НИЯУ МИФИ (г. Москва)

Защита состоится 28 февраля 2012 г. в 11 часов на заседании диссертационного совета Д 201.002.01 в конференц-зале ГНЦ РФ ИТЭФ по адресу: г. Москва, ул. Большая Черемушкинская, д. 25.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИТЭФ.

Автореферат разослан 25 января 2012 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физ.-мат. наук

В. В. Васильев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы

Изучение свойств адронов в барионной среде в настоящее время является предметом активной теоретической и экспериментальной деятельности [1, 2]. Исследование этих явлений входит в физические программы ведущих лабораторий мира (GSI, JLab, COSY, SPring-8, AGS, SPS CERN, RHIC, LHC, J-PARC, FAIR, ОИЯИ). Всеобщий интерес к этой проблеме мотивирован ожидаемой связью модификации свойств адронов в среде со спонтанным нарушением киральной симметрии. Эффекты изменения масс и ширин адронов в горячей и/или плотной ядерной материи предсказаны в моделях с киральными лагранжианами, скейлингом Брауна–Ро, правилами сумм квантовой хромодинамики (КХД) и расчетами на решетках. Эффекты среды наиболее существенны при больших плотностях в ядро-ядерных столкновениях. Однако в адрон(фотон)-ядерных реакциях, интерпретация которых существенно проще, ожидаемые изменения массы и ширины уже достаточно велики при нормальной ядерной плотности и могут быть наблюдаемы экспериментально.

Среди легких векторных мезонов (ρ , ω , ϕ) интересным представляется изучение свойств ϕ -мезона ($m_0 = 1019.5$ МэВ/ c^2 , $\Gamma_0 = 4.3$ МэВ/ c^2) в ядерной среде, поскольку ϕ -мезон является почти чистым $s\bar{s}$ -состоянием. При нормальной ядерной плотности теоретически предсказан небольшой сдвиг массы ϕ -мезона (не более 10 МэВ/ c^2), но значительное увеличение его ширины (на порядок величины) по сравнению с вакуумным значением. Существенные экспериментальные усилия были направлены на исследование ширины ϕ -мезонов в ядерной материи в столкновениях элементарных частиц

с ядрами. До выполнения представляемой диссертационной работы были известны данные трех экспериментов: LEPS/SPring-8 [3], KEK-PS-E325 [4] и CLAS/JLab [5]. Результаты этих экспериментов, относящихся к разным импульсам ϕ -мезонов, не согласуются друг с другом и противоречат теоретическому предсказанию [6, 7]. Поэтому определение ширины ϕ -мезона в ядерной среде при нормальной ядерной плотности и ее импульсной зависимости является актуальной задачей.

Цель работы

Целью диссертационной работы является экспериментальное изучение ширины ϕ -мезона в ядерной материи в протон-ядерных столкновениях.

Работа основана на данных измерения двойных дифференциальных сечений образования ϕ -мезонов протонами с энергией 2.83 ГэВ/с на ядрах углерода, меди, серебра и золота в импульсном интервале (0.6–1.6) ГэВ/с и диапазоне полярных углов $0^\circ - 8^\circ$.

Научная новизна

Впервые измерена импульсная зависимость отношения сечений рождения ϕ -мезонов $R = (12/A)(\sigma_\phi^A/\sigma_\phi^C)$ в протон-ядерных столкновениях и извлечена импульсная зависимость полной ширины ϕ -мезона в ядерной материи при нормальной плотности. Установлено, что ширина ϕ -мезона в ядерной среде увеличивается с ростом его лабораторного импульса. Найденная импульсная зависимость полной ширины ϕ -мезона отличается от теоретически предсказанной [6, 7] и от зависимости, ожидаемой в случае отсутствия влияния ядерной среды на его свойства. Это является экспериментальным свидетельством существования эффекта модификации ширины ϕ -мезона в ядерной среде.

Впервые получены абсолютные значения двойных дифференциальных сечений образования ϕ -мезонов протонами на ядрах в указанном кинематическом диапазоне и обнаружен значительный избыток низкоимпульсных ϕ -мезонов по сравнению с модельными расчетами.

Практическая ценность работы

Полученные в работе результаты могут быть использованы при изучении эффектов модификации свойств адронов при нормальной ядерной плотности в протон-, фотон- и мезон-ядерных столкновениях, а также могут быть полезны при изучении этих эффектов при существенно большей плотности в ядро-ядерных взаимодействиях.

На защиту выносятся

1. Результаты анализа отношений R интегральных сечений образования ϕ -мезонов протонами на ядрах с энергией 2.83 ГэВ/с в диапазоне импульсов (0.6 – 1.6) ГэВ/с и углов $0^\circ - 8^\circ$ и извлечение из экспериментальных данных ширины ϕ -мезона при нормальной ядерной плотности.

2. Результаты анализа импульсной зависимости отношения R в указанном кинематическом диапазоне и определение импульсной зависимости ширины ϕ -мезона в ядерной среде при нормальной ядерной плотности.

3. Результаты анализа дифференциальных сечений образования ϕ -мезонов протонами на ядрах в указанном выше диапазоне импульсов и углов и наблюдение избытка событий в низкоимпульсной части спектра, который не описывается существующими моделями.

4. Методы извлечения ширины ϕ -мезона, основанные на сравнении экспериментальных данных с модельными расчетами.

Апробация работы

Результаты работы докладывались на международных конференциях: "XIV International Conference on Hadron Spectroscopy" (Hadron 2011), Munich, Germany, (13 – 17) June 2011; "8th International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings" (STORI 2011), Frascati, Italy, (9 – 14) October 2011; на заседаниях немецкого физического общества и на координационных совещаниях сотрудничества ANKE–COSY.

Личный вклад автора

Автор внес решающий вклад в обработку и анализ экспериментальных данных. Им усовершенствованы уже существующие программы обработки данных на установке ANKE–COSY и адаптированы к условиям эксперимента, а также разработаны алгоритмы анализа данных черенковских счетчиков и ионизационных потерь энергии частиц в стоп-счетчиках детектора отрицательно заряженных частиц (ОД), использовавшиеся для подавления пионного фона в ОД при калибровке детекторных систем. Автор принимал активное участие в интерпретации экспериментальных данных и подготовке публикаций.

Структура диссертации

Диссертация состоит из четырех глав, заключения, списка литературы из 75 наименований и двух приложений. Полный объем диссертации составляет 86 страниц, включая 35 рисунков и 10 таблиц.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В первой главе обоснована актуальность исследуемой проблемы, описан современный уровень знания свойств ϕ -мезонов в ядерной материи и их связь со спонтанным нарушением киральной симметрии (КС) лагранжиана квантовой хромодинамики (КХД). Описаны экспериментальные методы исследования ширины ϕ -мезона в ядерной среде, а также проведен обзор экспериментальной ситуации. Сформулирована мотивация и цель диссертационной работы.

В основном состоянии (вакууме) киральная симметрия лагранжиана КХД нарушена спонтанно. Наблюдаемым следствием этого нарушения на адронном уровне является отсутствие вырождения масс киральных партнеров – частиц с одинаковым спином, но с противоположной четностью – например, $\pi(138)$ и $\sigma(600)$, $\rho(770)$ и $a_1(1260)$, или $N(938)$ и $S_{11}(1535)$. На кварк-глюонном уровне нарушение КС проявляется в

наличие ненулевого вакуумного среднего – кварк-антикваркового конденсата $\langle \bar{q}q \rangle \approx -(240 \text{ МэВ})^3$.

Киральная симметрия лагранжиана КХД также нарушена явно – массы легких кварков ненулевые. Вследствие этого голдстоуновские бозоны спонтанно нарушенной КС могут обладать массами. В теории с двумя ароматами (u, d) они отождествляются с изотопическим триплетом π -мезонов, имеющими наименьшие массы среди адронов. Их масса определяется соотношением Гелл-Манна–Оукса–Реннера (ГОР): $m_\pi^2 f_\pi^2 \approx -2m_q \langle \bar{q}q \rangle$ и исчезает в пределе точной киральной симметрии, т.е. при $m_q \rightarrow 0$. Постоянная $f_\pi \approx 93 \text{ МэВ}$ – псевдоскалярная константа распада пиона.

Соотношение ГОР также описывает связь между величинами кварк-антикваркового конденсата $\langle \bar{q}q \rangle$ и константы распада пиона f_π – фундаментальными параметрами порядка нарушения КС. Ожидается, что величина параметров порядка уменьшается с ростом температуры и/или плотности, сигнализируя о частичном восстановлении киральной симметрии. Восстановление КС для плотности барионного окружения $\rho = 0$ происходит при температуре $T \simeq 200 \text{ МэВ}$ [8]. Величина кварк-антикваркового конденсата $\langle \bar{q}q \rangle$ уменьшается примерно на 1/3 при нормальной ядерной плотности ρ_0 и температуре $T \simeq 0$ [9].

Основное состояние (вакуум) КХД плотно заселено кварк-антикварковыми парами. В КХД адроны рассматриваются как возбужденные состояния вакуума. Поскольку свойства основного состояния при увеличении температуры и/или плотности изменяются, то ожидается, что и свойства адронов в ядерной среде модифицируются. Браун и Ро выдвинули гипотезу о том, что массы легких векторных мезонов (ρ, ω) и нуклонов при изменении температуры и/или плотности масштабируются универсальным образом (скейлинг Брауна–Ро [10])

$$m_N^*/m_N \approx m_V^*/m_V \approx f_\pi^*/f_\pi \approx (\langle \bar{q}q \rangle^*/\langle \bar{q}q \rangle)^{1/3}, \quad (1)$$

где $m_{V,N}^*$ – полюсная масса векторного мезона и нуклона в ядерном веществе, f_π^* – константа распада пиона в ядерной среде и $\langle \bar{q}q \rangle^*$ – величина кварк-антикваркового конденсата в ядерной материи, а $m_{V,N}$, f_π и $\langle \bar{q}q \rangle$ – соответствующие величины в вакууме. Поэтому признаком восстановления киральной симметрии может служить изменение массы векторных мезонов в ядерной среде.

Связь между параметрами спектральной функции адронов и величиной $\langle \bar{q}q \rangle$ -конденсата также может быть найдена методом, основанном на использовании правил сумм КХД. Однако в рамках правил сумм КХД невозможно определить точную форму спектральной функции адронов, но возможно найти ограничения на ее параметры. Поэтому для описания спектральных функций разрабатываются адронные модели, основанные на современном знании мезон-барионных взаимодействий. Все существующие сегодня модели предсказывают для нормальной ядерной плотности $\rho_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$ небольшой (не более 10 МэВ/с) сдвиг массы ϕ -мезона и значительное (на порядок) изменение его ширины по сравнению с вакуумными значениями $m_0 = 1019 \text{ МэВ}/c^2$ и $\Gamma_0 = 4.3 \text{ МэВ}/c^2$ соответственно.

В свободном пространстве ширина (обратное время жизни) любого мезона характеризует вероятность его распада. В ядерной среде появляется дополнительная возможность исчезновения мезона в неупругих столкновениях с ядерными нуклонами. Поэтому ослабление потока рожденных в ядре мезонов определяется суммой “распадной” (decay) и “столкновительной” (collisional) ширин, что отражается в измеряемых A -зависимостях сечений их образования. Кроме того, в среде принцип Паули запрещает низкоэнергичные мезон-нуклонные взаимодействия и возможна модификация величины константы распада. Вследствие этого величины обеих компонент полной ширины могут отличаться от известных из экспериментов в свободном пространстве.

В общем случае столкновительная компонента в системе покоя яд-

ра зависит от импульса мезона p и от локальной плотности окружающей ядерной среды $\rho(r)$. В приближении низкой плотности (low-density approximation), предполагающем линейное изменение ширины с плотностью, эти зависимости разделяются и столкновительная ширина в системе ядра для нормальной ядерной плотности записывается в виде

$$\Gamma_{\text{coll}}(p) = \beta \sigma_{\phi N}^* \rho_0, \quad (2)$$

где $\rho_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$ – нормальная ядерная плотность, β – скорость ϕ -мезона в системе ядра, а $\sigma_{\phi N}^*$ – полное эффективное сечение взаимодействия ϕ -мезона с ядерными нуклонами.

Экспериментальные методы исследования ширины ϕ -мезона в ядерной среде направлены либо на изучение спектральной функции ϕ -мезона, либо на изучение поглощения ϕ -мезона в ядрах. Первый метод состоит в изучении свойств ϕ -мезонов, распадающихся внутри ядра, и основан на анализе распределения по инвариантной массе продуктов их распада. Доля распадов ϕ -мезонов внутри ядра невелика, поэтому необходимо измерение медленных ϕ -мезонов. Регистрация ϕ -мезонов по лептонным каналам распада является предпочтительной, поскольку лептоны не испытывают сильного взаимодействия в конечном состоянии. Однако для ϕ -мезона вероятность лептонных каналов распада на три порядка меньше вероятности адронных каналов.

Второй метод состоит в измерении и анализе A -зависимости отношения (nuclear transparency ratio) $T_A = \sigma^A / (A\sigma^N)$, где σ^A – сечение образования ϕ -мезонов на ядре с массовым числом A и σ^A – сечение рождения ϕ -мезонов на свободном нуклоне. Обычно отношение T_A нормируется на легкое изотопически симметричное ядро A_2 и представляется в виде $R' = T_{A_1} / T_{A_2} = (A_2) / (A_1) (\sigma^{A_1} / \sigma^{A_2})$. Такая нормировка позволяет минимизировать как неопределенности, вносимые в отношение R' вкладом от вторичных процессов рождения ϕ -мезонов на ядре, так и неопределенности, связанные с неизвестным из экспе-

римента сечением образования ϕ -мезонов на нейтронах. Этот метод направлен на изучение ϕ -мезонов, распадающихся вне ядра. Мезоны рождаются внутри ядра и при распространении по ядру взаимодействуют с ядерными нуклонами. За счет неупругих взаимодействий поток рожденных ϕ -мезонов уменьшается. Измеряемые A -зависимости чувствительны к полной ширине ϕ -мезона в ядерной среде, поэтому разделение распадной и столкновительной компонент невозможно. В этом методе для регистрации ϕ -мезонов могут быть использованы адронные каналы распада.

Коллаборация KEK-PS-E325 (Япония) [4] изучила форму спектров инвариантных масс пар от распада $\phi \rightarrow e^+e^-$, образующихся при облучении углеродной и медной мишени протонами с энергией 12 ГэВ. Выполненный авторами анализ показал, что для мезонов с импульсами ≈ 1 ГэВ/с при нормальной ядерной плотности масса ϕ -мезона уменьшается на 3.4 %, а его ширина увеличивается в 3.6 раза по сравнению с вакуумными значениями.

Коллаборация LEPS/SPring-8 (Япония) [3] измерила отношения сечений образования ϕ -мезонов R' на ядрах C, Al и Cu к сечению на ядре Li в процессе их некогерентного фоторождения. Мезоны детектировались по распаду $\phi \rightarrow K^+K^-$. Используя глауберовский формализм, из анализа A -зависимости отношения R' извлечено полное эффективное сечение взаимодействия ϕ -мезонов с ядерными нуклонами $\sigma_{\phi N}^* = 35_{-11}^{+17}$ мбн. Найденное значение существенно превышает сечение взаимодействия ϕ со свободным нуклоном $\sigma_{\phi N}^{\text{free}} \approx 10$ мбн. В приближении низкой плотности (уравнение (2)) $\sigma_{\phi N}^* = 35$ мбн соответствует ширине ϕ -мезона $\Gamma \approx 97$ МэВ/с² в системе ядра для среднего импульса $p_\phi \approx 1.8$ ГэВ/с.

Коллаборация CLAS/JLab (США) [5] также изучала фоторождение ϕ -мезонов со средним импульсом $p_\phi \approx 2.0$ ГэВ/с на ядрах C, Fe/Ti, Pb, но в отличие от эксперимента SPring-8 мезоны идентифицирова-

лись по распаду $\phi \rightarrow e^+e^-$. Из анализа A -зависимости отношения R' , нормированного на ядро углерода, с использованием приближения Глаубера извлечено сечение поглощения $\sigma_{\phi N}^* = (16 - 70)$ мбн. Найденное значение не противоречит результату SPring-8.

Значения ширины ϕ -мезона, полученные в экспериментах SPring-8 и JLab, существенно превышают величину, найденную в эксперименте КЕК, $\Gamma \approx 3.6 \cdot 4.3/\gamma = 11$ МэВ/ c^2 , где γ – лоренц-фактор преобразования ширины при переходе от собственной системы ϕ -мезона к системе отсчета, связанной с ядром. Возможным объяснением различия может служить наличие импульсной зависимости ширины ϕ -мезона в ядерной среде. Кроме того, найденные во всех экспериментах значения ширины противоречат теоретическим предсказаниям $\Gamma \approx 20$ МэВ/ c^2 [6, 7].

К началу нашего эксперимента сложилась следующая ситуация: экспериментальные данные об образовании ϕ -мезонов на ядрах немногочисленны и противоречивы; результаты теоретических расчетов расходятся с экспериментами не менее, чем в два раза; сделать определенное заключение о ширине ϕ -мезона в ядерной среде невозможно. Поэтому были необходимы новые данные по рождению ϕ -мезонов на разных ядрах, в том числе и тяжелых, с большой статистикой, включающие область малых относительно ядерной среды импульсов ϕ -мезонов.

Для получения таких данных на установке ANKE–COSY (Германия) был выполнен эксперимент, в котором измерено как отношение сечений образования ϕ -мезонов протонами с энергией 2.83 ГэВ на ядрах Cu, Ag и Au к сечению на ядре C в диапазоне импульсов (0.6–1.6) ГэВ/ c и углов $0^\circ - 8^\circ$, так и абсолютные сечения их рождения на данном наборе ядер в указанном кинематическом диапазоне. Идентификация ϕ -мезонов осуществлялась путем регистрации K -мезонов, возникающих при распаде $\phi \rightarrow K^+K^-$, вероятность которого состав-

ляет $\approx 49\%$ от полной ширины.

Целью работы являлось изучение ширины ϕ -мезона в ядерной среде при нормальной ядерной плотности в протон-ядерных соударениях посредством изучения A -зависимости отношения $R = (12/A)(\sigma^A/\sigma^C)$.

Во второй главе дано описание синхротрона COSY [11] и детекторных систем магнитного спектрометра ANKE [12], использованных для получения представляемых результатов. В ней также описаны условия и методика проведенного эксперимента.

Синхротрон COSY обеспечивает ускорение поляризованных и неполяризованных протонных и дейтронных пучков до импульсов 3.7 ГэВ/с. Интенсивность неполяризованного пучка протонов составляет порядка $\sim 10^{10}$ частиц, накопленных в кольце ускорителя. Во время эксперимента ускоритель работал в режиме сброса пучка на мишень шесть раз в час продолжительностью около 10 минут каждый.

Магнитный спектрометр заряженных частиц ANKE расположен на внутреннем пучке в одном из прямолинейных промежутков ускорителя. Спектрометр состоит из трех дипольных магнитов (рис. 1). Два из них (D1 и D3) предназначены для отклонения внутреннего циркулирующего пучка протонов на мишень и его возвращения на стационарную орбиту ускорителя. В качестве мишеней использовались тонкие фольги толщиной (10 – 30) мкм из углерода (алмаза), меди, серебра и золота. Светимость мишеней уменьшалась с ростом массового числа ядра-мишени и составляла $\sim 10^{31}$ см⁻²с⁻¹ для углерода и $\sim 10^{30}$ см⁻²с⁻¹ для золота. Магнит D2 отклоняет рожденные в мишени положительно и отрицательно заряженные частицы в системы детекторов, расположенные слева и справа от пучка протонов. Для измерения инклюзивного сечения рождения ϕ -мезонов, регистрируемых по распаду на K^+ - и K^- -мезоны, использовались две системы детекторов спектрометра: положительно и отрицательно заряженных

частиц, ПД и ОД соответственно (Pd и Nd на рис. 1).

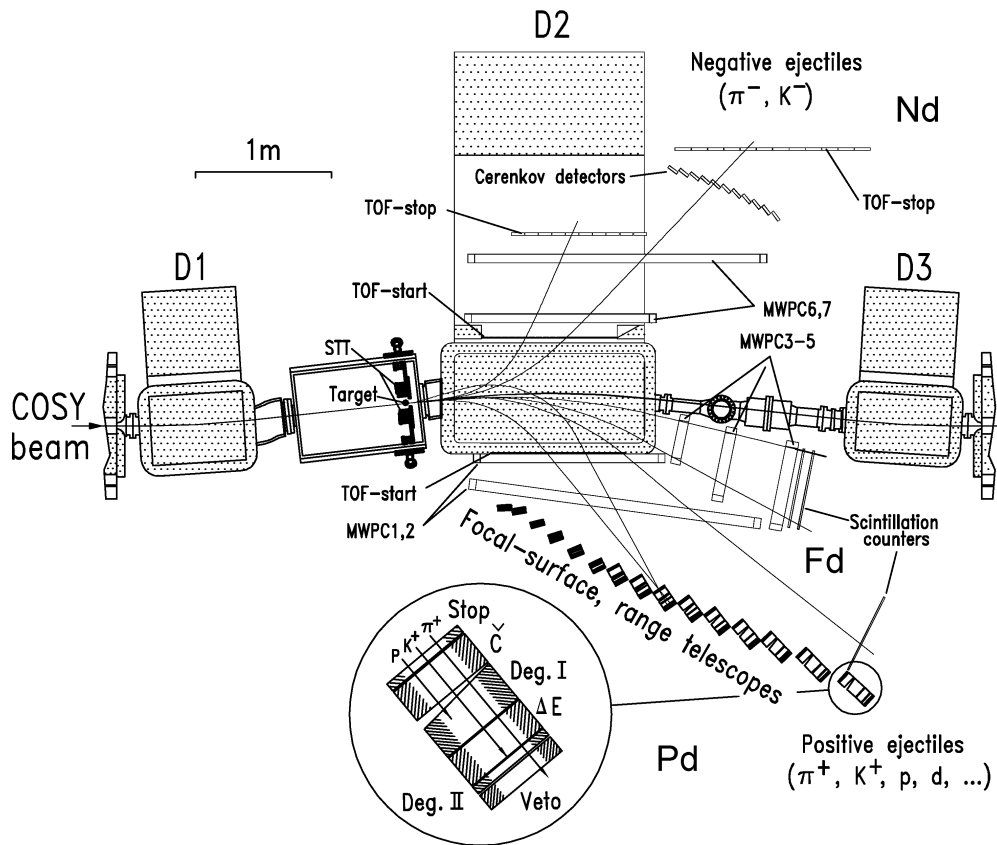


Рис. 1: Схема спектрометра ANKE

Детектор положительно заряженных частиц регистрирует K^+ -мезоны в диапазоне импульсов $p = (190 - 620)$ МэВ/с и состоит из 23 сцинтилляционных старт-счетчиков (TOF-start), 15 пробных телескопов (range telescopes), предназначенных для измерения времени пролета и ионизационных потерь энергии частиц, а также двух многопроволочных пропорциональных камер (MWPC 1,2) для восстановления их треков. Каждый телескоп (вставка на рис. 1) состоит из сцинтилляционного стоп-счетчика (Stop), счетчика регистрации потерь энергии (ΔE), вето-счетчика (Veto) и двух медных пассивных поглотителей (Deg. I и Deg. II). Телескопы расположены в фокальной плоскости спектрометрического магнита D2 перпендикулярно к траекториям частиц, которые покидают мишень в направлении 0° . Они работают на совпадение со старт-счетчиками.

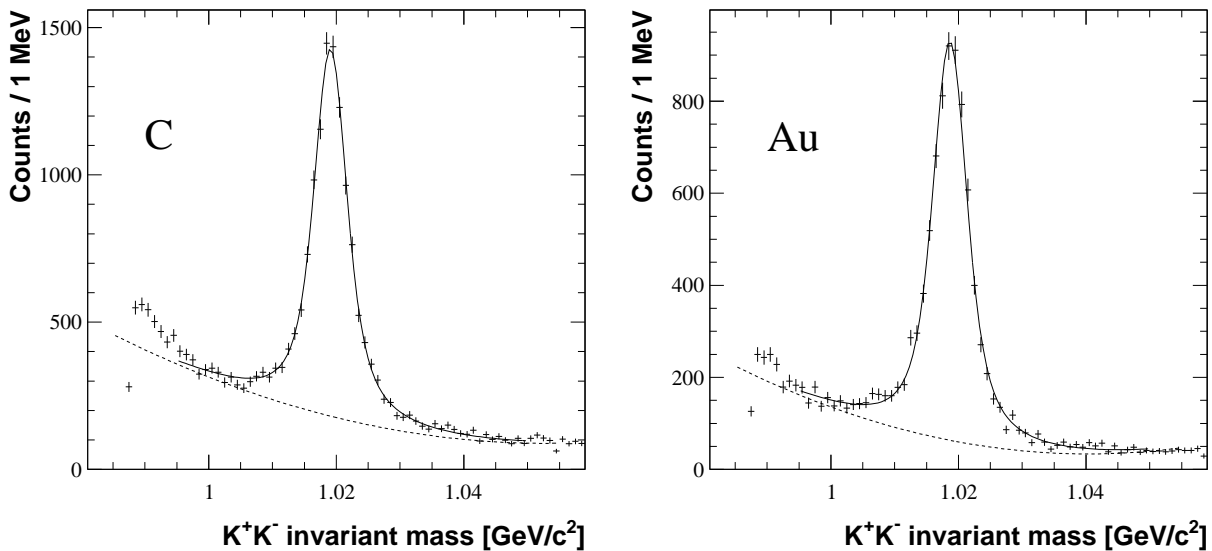


Рис. 2: Спектр инвариантных масс K^+K^- -пар, рожденных на ядре углерода (слева) и на ядре золота (справа). Точечная линия – описание фона в области пика полиномом второго порядка

Детектор отрицательно заряженных частиц регистрирует K^- -мезоны в диапазоне импульсов $p = (200 - 1000)$ МэВ/с и состоит из 20 сцинтилляционных старт-счетчиков (TOF–start) и разделенных на две группы 22 стоп-счетчиков (TOF–stop), а также двух многослойных проволочных пропорциональных камер (MWPC 6,7).

Третья глава посвящена описанию системы обработки данных и идентификации ϕ -мезонов с использованием систем детекторов ПД и ОД. В ней изложена процедура определения отношений сечений образования ϕ -мезонов $R = (12/A)(\sigma_\phi^A/\sigma_\phi^C)$ на ядрах меди, серебра и золота к сечению на ядре углерода и расчет абсолютных значений двойных дифференциальных сечений рождения ϕ -мезонов на этих ядрах. Проведен анализ погрешностей измеряемых величин.

Выделение ϕ -мезонов производилось в два этапа. На первом этапе осуществлялась идентификация K^+ -мезонов, на втором – идентификация K^+K^- -пар. Для идентификации K^+ -мезонов использовались критерии отбора по времени пролета частицей расстояния между стоп-

и старт-счетчиком, а также по разности времени регистрации сигналов в вето- и стоп-счетчике телескопа. Для идентификации K^+K^- -пар использовался анализ корреляции разности времени пролета K^+ - и K^- -мезоном расстояния между мишенью и индивидуальным стоп-счетчиком в ПД иди ОД соответственно.

Количество ϕ -мезонов, зарегистрированных на разных мишенях, составляло от 7000 до 10000 и определялось фитированием спектра инвариантных масс K^+K^- -пар функцией Брейта–Вигнера, свернутой с разрешением установки $\sigma \simeq 1 \text{ МэВ}/c^2$, и полиномиальной функцией для описания фона. Типичный фит с фоном в виде полинома второго порядка изображен на рис. 2 для ядер углерода и золота. Пары K^+K^- , являющиеся продуктами распада ϕ -мезона, образуют четкий пик, расположенный на подложке, состоящей из K^+K^- -пар нерезонансного (не проходящего через образование ϕ -мезона) рождения и небольшого количества фоновых событий, неверно идентифицированных как каонные пары.

Так как аксептанс спектрометра определяется его геометрией и не зависит от типа мишени, то отношение сечений образования ϕ -мезона R в pA - и pC -столкновениях в аксептансе спектрометра равно отношению чисел ϕ -мезонов, рожденных на ядре A и ядре C (N_ϕ^A и N_ϕ^C соответственно), нормированному на отношение интегральной светимости каждой из использованных в эксперименте мишеней к интегральной светимости углеродной мишени. Для определения отношений светимостей одновременно с регистрацией K^+K^- -пар измерялись потоки π^+ -мезонов N_π^A и N_π^C с импульсом $500 \pm 25 \text{ МэВ}/c$, вылетающих из мишеней под углом $\theta_\pi \leq 4^\circ$.

С использованием экспериментально измеряемых величин отношение R записывается в виде

$$R = \frac{N_\phi^A N_\pi^C \sigma_\pi^A}{N_\phi^C N_\pi^A \sigma_\pi^C} \left(\frac{A}{12} \right)^{-1} = \frac{N_\phi^A N_\pi^C}{N_\phi^C N_\pi^A} \left(\frac{A}{12} \right)^{\alpha_\pi - 1}, \quad (3)$$

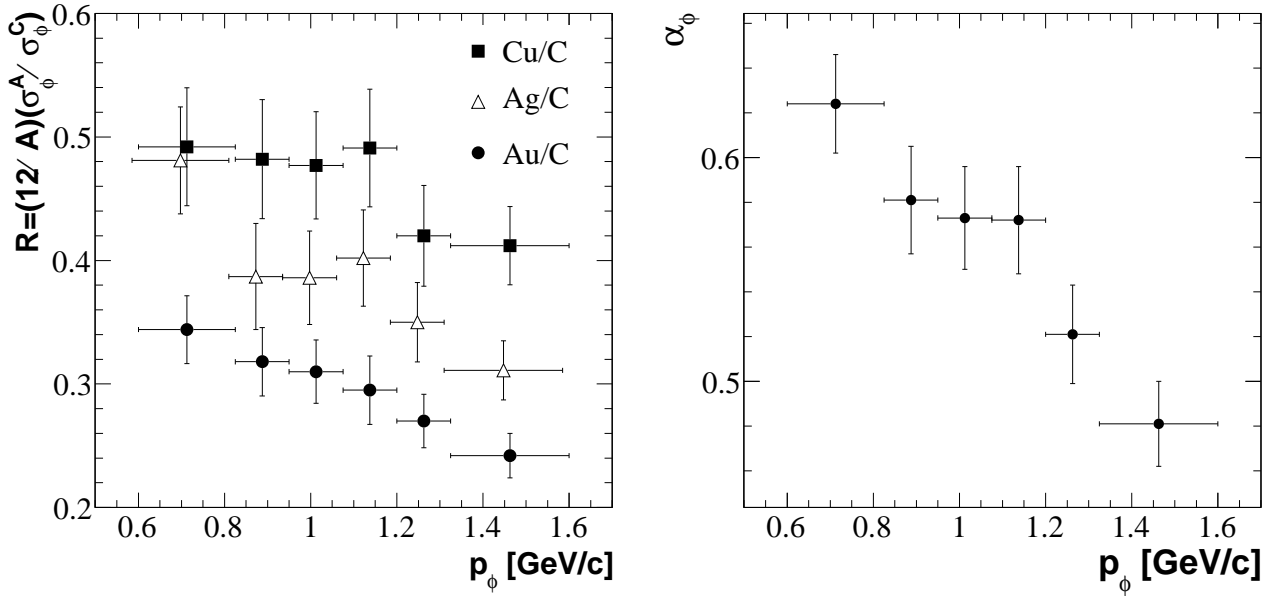


Рис. 3: Слева – импульсная зависимость отношения R . Справа – импульсная зависимость показателя степени α_ϕ . Указанные ошибки включают статистические и систематические погрешности

где отношение сечения образования π^+ -мезонов с указанными кинематическими характеристиками на ядре A к сечению их образования на ядре C представлено в виде $(A/12)^{\alpha_\pi}$. Число рожденных ϕ -мезонов N_ϕ^A определялось как $N_\phi^A = \tilde{N}_\phi^A / \varepsilon_\phi$, где \tilde{N}_ϕ^A – число зарегистрированных ϕ -мезонов на ядре A , ε_ϕ – эффективность регистрации ϕ -мезонов спектрометром.

Сначала интегральное отношение R было определено для общего числа ϕ -мезонов, зарегистрированных в акцептансе спектрометра ($0.6 \leq p_\phi \leq 1.6$ ГэВ/с и $0^\circ \leq \theta_\phi \leq 8^\circ$). После этого импульсный диапазон был разделен на шесть интервалов с примерно равной статистикой (≈ 1000 ϕ) и в каждом импульсном диапазоне вычислялось отношение R . Импульсная зависимость отношения R изображена на рис. 3 (слева). Для всех комбинаций ядер, Cu/C, Ag/C и Au/C, отношение падает с ростом лабораторного импульса ϕ -мезона. На рис. 3 (справа) показана импульсная зависимость показателя степени α_ϕ , полученная при аппроксимации сечения рождения ϕ -мезонов функцией

$\sigma = \sigma_0 A^{\alpha_\phi}$ в каждом импульсном интервале. Величина показателя α_ϕ уменьшается с увеличением импульса p_ϕ .

Кроме отношения сечений R , в эксперименте также были измерены абсолютные величины сечений. Дифференциальные сечения рождения ϕ -мезонов в угловом конусе $\theta_\phi \leq 8^\circ$ в каждом импульсном интервале Δp определялись в соответствии с формулой

$$\frac{d^2\sigma_\phi^A}{dpd\Omega} = \frac{1}{(\Delta p \Delta \Omega)} \frac{\tilde{N}_\phi^A}{\bar{\varepsilon}_\phi L_{\text{int}}^A}, \quad (4)$$

где \tilde{N}_ϕ^A – число ϕ -мезонов, зарегистрированное на ядре A , $\bar{\varepsilon}_\phi$ – средняя эффективность регистрации ϕ -мезонов в импульсном интервале Δp и L_{int}^A – интегральная светимость мишени A , для вычисления которой использовались измеренные потоки π^+ -мезонов.

В четвертой главе полученные результаты сравниваются с модельными расчетами и определяется ширина ϕ -мезона в ядерном веществе.

Извлечение ширины ϕ -мезона в ядерной среде основано на сравнении измеренной A -зависимости отношения сечений образования ϕ -мезонов R с теоретическими расчетами. Сначала производится анализ интегрального отношения R , затем анализ импульсной зависимости отношения R . На рис. 4 представлено сравнение интегральных отношений R с результатами расчетов трех моделей, учитывающих акцептанс спектрометра АНКЕ. Поскольку экспериментальные данные о сечении образования ϕ -мезонов на нейтронах отсутствуют, для учета различия сечений реакций $pn \rightarrow pn\phi$ и $pp \rightarrow pp\phi$ во всех моделях использованы результаты теоретических расчетов [13].

На рис. 4 (слева сверху) показано сравнение экспериментальных данных с результатами вычислений [14] (модель 1) для различных значений ширины ϕ -мезона Γ_ϕ при нормальной ядерной плотности $\rho_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$ в системе его покоя, указанных рядом с кривыми в

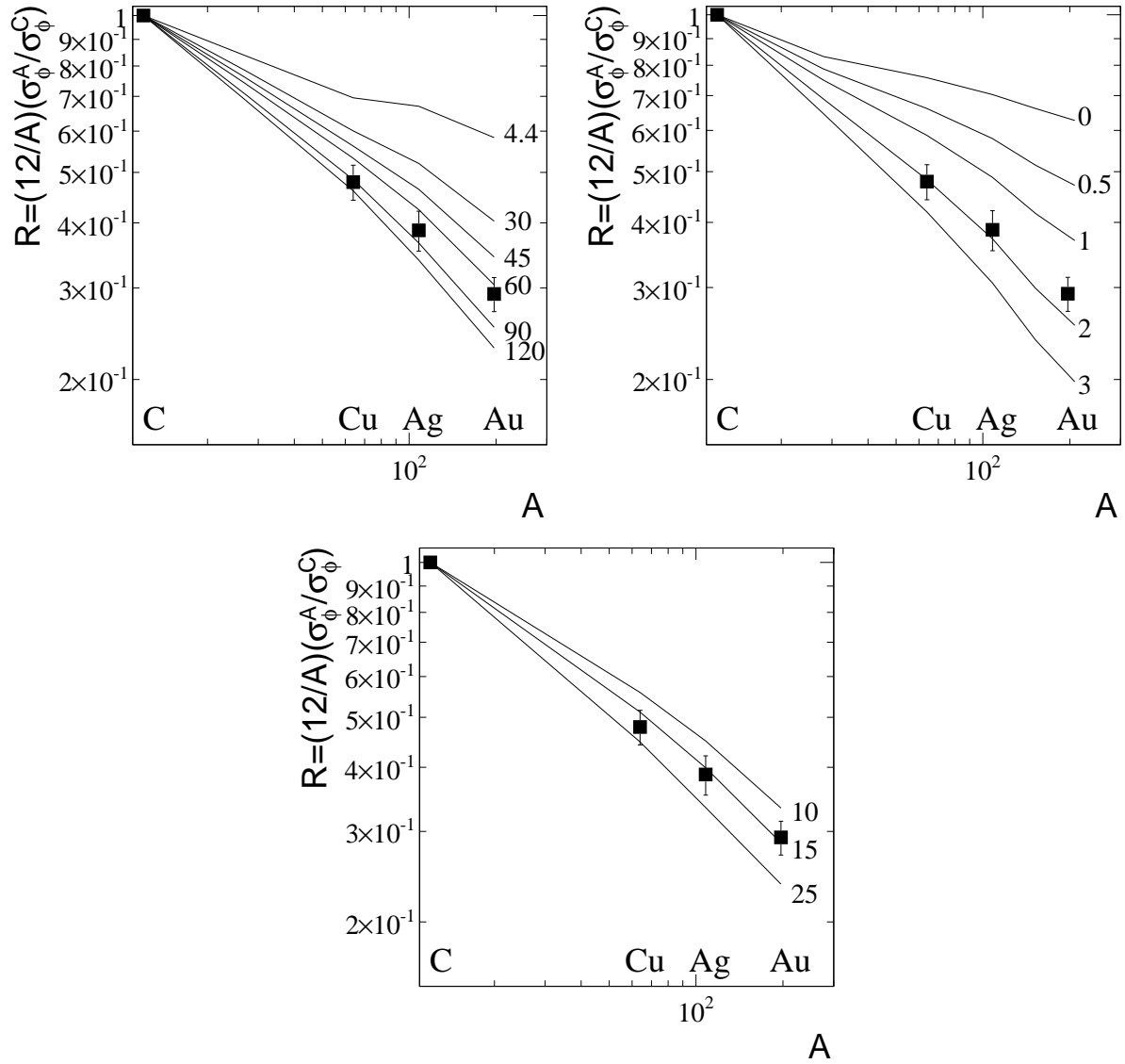


Рис. 4: Сравнение измеренного интегрального отношения R с моделью 1 (слева сверху), моделью 2 (справа сверху) и моделью 3 (снизу). Значения чисел возле кривых пояснены в тексте

МэВ/ c^2 . Связь между шириной в системе покоя мезона Γ_ϕ и шириной в системе ядра Γ определяется соотношением $\Gamma = \Gamma_\phi/\gamma$, где γ – лоренц-фактор. В модели рассмотрено образование ϕ -мезонов в одноступенчатых протон-нуклонных процессах ($pp \rightarrow pp\phi$, $pn \rightarrow pn\phi$, $pn \rightarrow d\phi$) и двухступенчатых пион-нуклонных процессах с рождением промежуточных пионов ($pN \rightarrow \pi X$, $\pi N \rightarrow \phi N$). Свойства ядер описаны в модели спектральной функции, учитывающей распределение

по импульсам и энергиям отделения ядерных нуклонов.

В альтернативном теоретическом подходе [15] (модель 2) A -зависимость отношения сечений образования ϕ -мезонов на ядрах рассмотрена в рамках модели локального ферми-моря. Рождение ϕ -мезонов происходит в одноступенчатом ($pN \rightarrow pN\phi$) и двухступенчатом процессе с нуклоном и Δ -изобарой в промежуточном состоянии. Поглощение рожденных ϕ -мезонов описано в эйкональном приближении с учетом локальной ядерной плотности. В расчетах использовано значение ширины ϕ -мезона, вычисленное в кирально-унитарном подходе в работах [6, 7], равное $\Gamma \approx 20 \text{ МэВ}/c^2$ в изученном диапазоне импульсов (кривая 1 на рис. 4 (справа сверху)). Остальные кривые получены в расчетах с этой шириной, умноженной на указанные коэффициенты 0.5, 2 и 3, чтобы оценить чувствительность отношения R к ширине ϕ -мезона.

На рис. 4 (снизу) показано сравнение экспериментально измеренных отношений R с результатами вычислений в транспортной модели BUU Rossendorf [16] (модель 3). В модели рассмотрены различные барион-барионные и мезон-барионные каналы рождения ϕ -мезонов. В отличие от моделей 1 и 2 поглощение ϕ -мезонов определяется их полным эффективным сечением взаимодействия с нуклонами ядра $\sigma_{\phi N}^*$. На рис. 4 (снизу) изображены результаты расчетов для различных значений сечения $\sigma_{\phi N}^*$, указанных рядом с кривыми в мбн.

Для извлечения ширины ϕ -мезона из сравнения измеренных отношений с модельными расчетами было использовано два метода. Первый метод заключался в параметризации каждой из кривых на рис. 4 для моделей 1 и 2, соответствующих разным значениям ширин Γ , степенной функцией с показателем $\alpha - 1$ и сравнении с экспериментальным значением $\alpha_{\text{ex}} = 0.56 \pm 0.03$. Зависимости α от Γ для моделей 1 и 2 изображены на рис. 5 (слева). Пересечение прямой, соответствующей экспериментальному значению α_{ex} , с кривыми $\alpha(\Gamma)$ позволяет опреде-

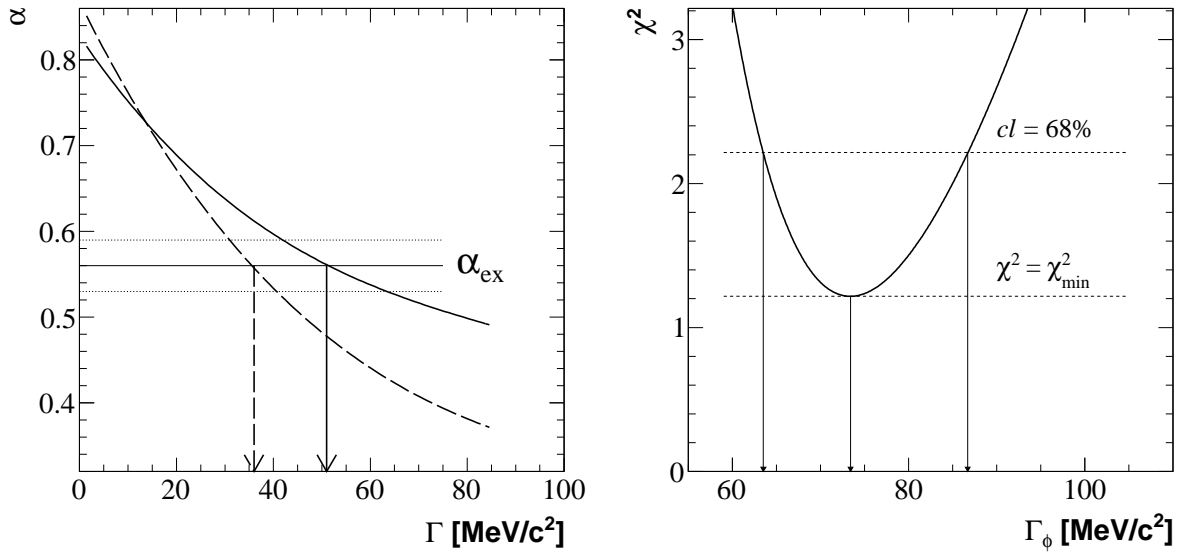


Рис. 5: Иллюстрация методов извлечения ширины ϕ -мезона из экспериментальных данных. Слева – зависимость показателя степени α от ширины ϕ -мезона Γ в лабораторной системе при нормальной ядерной плотности для модели 1 (сплошная линия) и модели 2 (пунктирная линия). Справа – минимизации функции $\chi^2(\Gamma_\phi)$ (уравнение (5)), вычисленной для интегральных отношений R и результатов расчетов модели 1

лечь значение полной ширины Γ и оценить его погрешность. Ширина ϕ -мезона в системе ядра при нормальной ядерной плотности найдена равной $\Gamma = 36_{-5}^{+5}$ МэВ/ c^2 или $\Gamma = 51_{-9}^{+12}$ МэВ/ c^2 при использовании моделей [15] или [14] соответственно. Эти значения соответствуют среднему импульсу $p_\phi = 1.1$ ГэВ/ c в нашем эксперименте. Применяя аналогичный метод для модели 3, т. е. определяя пересечение прямой α_{ex} и зависимости $\alpha(\sigma_{\phi N}^*)$, найдено полное сечение взаимодействия ϕ -мезонов с нуклонами ядра равно $\sigma_{\phi N}^* = 15.8_{-3.0}^{+3.6}$ мбн. Использование приближения низкой плотности (уравнение (2)) дает возможность оценить полную ширину ϕ -мезона в ядерной среде. Для среднего импульса $p_\phi \approx 1.1$ ГэВ/ c при нормальной ядерной плотности ширина ϕ -мезона, извлеченная из модели 3, равна $\Gamma \approx 40$ МэВ/ c^2 . Полученные в рамках разных моделей значения ширин 36, 40 и 51 МэВ/ c^2 хотя

и различаются, но не противоречат друг другу. Различие величин Γ характеризует степень модельной зависимости извлеченной ширины ϕ -мезона.

Второй метод извлечения ширины заключался в прямой подгонке модельных расчетов отношений R к экспериментально найденным значениям. Для определения значения ширины, наилучшим образом описывающего измеренные отношения R для всех комбинаций ядер (Cu/C, Ag/C и Au/C), минимизировалась функция $\chi^2(\Gamma_\phi)$. Она определялась как

$$\chi^2(\Gamma_\phi) = \sum_{i=1}^3 \frac{1}{w_i^2} (R_i - f_i(\Gamma_\phi))^2, \quad (5)$$

где индекс $i = 1, 2, 3$ обозначает одну из комбинаций ядер A/C ($A = \text{Cu}, \text{Ag}, \text{Au}$), R_i – экспериментально измеренные отношения R для i -той комбинации ядер. Вес w_i^2 определяется как $w_i^2 = 1/(\Delta R_i)^2$, где ΔR_i – абсолютная ошибка отношения R_i . Функции $f_i(\Gamma_\phi)$ – модельные зависимости отношений R_i от ширины ϕ -мезона. В моделях отношения рассчитывались для определенного набора значений ширины. Функции $f_i(\Gamma_\phi)$ находились из аппроксимации рассчитанных отношений R полиномиальными функциями. На рис. 5 (справа) изображена функция $\chi^2(\Gamma_\phi)$, вычисленная для интегральных отношений R и результатов модели 1. Видно, что функция достигает локального минимума при $\Gamma_\phi \approx 73 \text{ МэВ}/c^2$. В системе ядра при импульсе $p_\phi = 1.1 \text{ ГэВ}/c^2$ ширина ϕ -мезона равна $\Gamma = \Gamma_\phi/\gamma \approx 50 \text{ МэВ}/c^2$. Полученные значения ширин в рамках обоих методов согласуются с хорошей точностью.

Использование уравнения (2) также дает возможность оценить полную ширину ϕ -мезона из данных экспериментов SPring-8 [3] и JLab [5]. Полное сечение поглощения ϕ -мезона $\sigma_{\phi N}^* \approx 35_{-11}^{+17}$ мбн, найденное в эксперименте SPring-8 для среднего импульса $p_\phi \approx 1.8 \text{ ГэВ}/c$, соответствует полной ширине ϕ -мезона $\Gamma = 97_{-31}^{+47} \text{ МэВ}/c^2$ при плотности

ρ_0 . Диапазон полных сечений взаимодействия ϕ -мезонов с нуклонами (16–70) мбн, извлеченный в эксперименте JLab для среднего импульса $p_\phi \approx 2.0$ ГэВ/с, соответствует интервалу ширины ϕ -мезона в ядерной среде (45 – 200) МэВ/с² при нормальной плотности. Полученное нами значение полной ширины ϕ -мезона в системе ядра 36, 40 или 51 МэВ/с² – в зависимости от модели, использованной для ее извлечения из экспериментальных данных, – больше величины $\Gamma \approx 11$ МэВ/с², определенной в эксперименте КЕК [4], и меньше ширины, найденной в экспериментах SPring-8 и JLab.

Одной из причин различия результатов разных экспериментов, может быть зависимость ширины Γ от импульса ϕ -мезона. Действительно, полученное нами значение ширины относится к среднему импульсу 1.1 ГэВ/с, близкому к характерной величине импульса в измерениях КЕК. В экспериментах SPring-8 и JLab данные получены при средних импульсах 1.8 и 2 ГэВ/с соответственно. Различие результатов указывает на возможное увеличение полной ширины Γ с импульсом ϕ -мезона.

Для изучения импульсной зависимости ширины ϕ -мезона в ядерной среде измеренное отношение R в каждом из шести импульсных интервалов сравнивалось с модельными расчетами. На рис. 6 изображено сравнение для ядра золота. Видно, что экспериментальные отношения не могут быть описаны с одной величиной Γ в рамках модели 1 (слева сверху) и модели 2 (справа сверху). Сравнение с результатами модели 3 (снизу) показывает, что измеренные отношения могут быть описаны величиной сечения $\sigma_{\phi N}^* \approx 15$ мбн, что в приближении низкой плотности соответствует растущей зависимости ширины ϕ -мезона от импульса.

На рис. 7 (слева) изображена импульсная зависимость извлеченной ширины ϕ -мезона в системе ядра для нормальной ядерной плотности, а справа – импульсная зависимость сечения взаимодействия $\sigma_{\phi N}^*$.

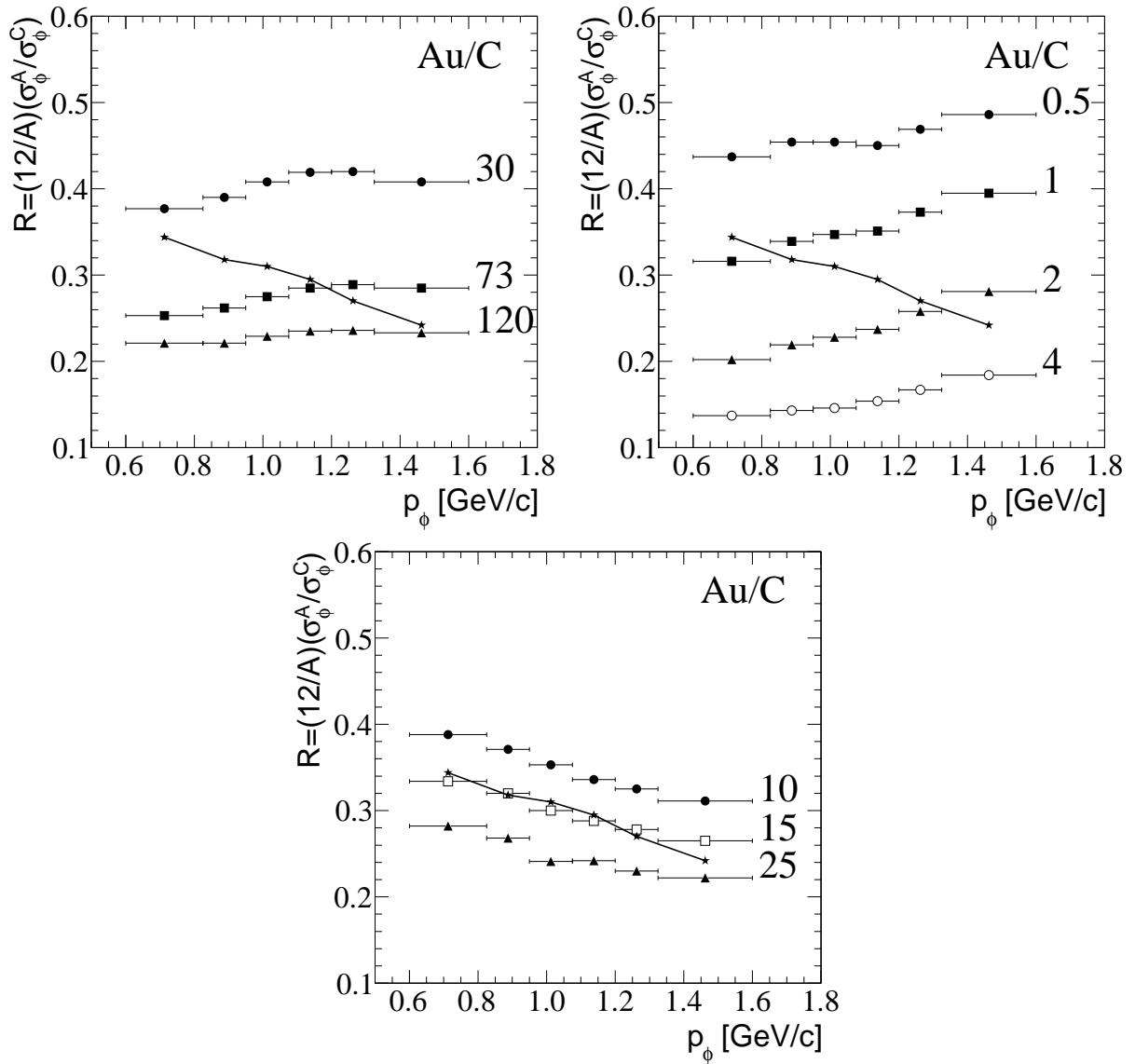


Рис. 6: Сравнение измеренной импульсной зависимости отношения R на ядре золота с моделью 1 (слева сверху), моделью 2 (справа сверху) и моделью 3 (снизу). Значения чисел возле кривых аналогичны обозначениям на рис. 4. Экспериментальные отношения показаны без погрешностей и соединены сплошной линией

Для связи ширины ϕ -мезона Γ и сечения поглощения $\sigma_{\phi N}^*$ использовалось приближение низкой плотности (уравнение (2)). В рамках трех модельных расчетов была получена растущая зависимость ширины ϕ -мезона с увеличением его лабораторного импульса. Несколько различные абсолютные значения ширины связаны, в основном, с различным описанием процессов вторичного рождения ϕ -мезонов

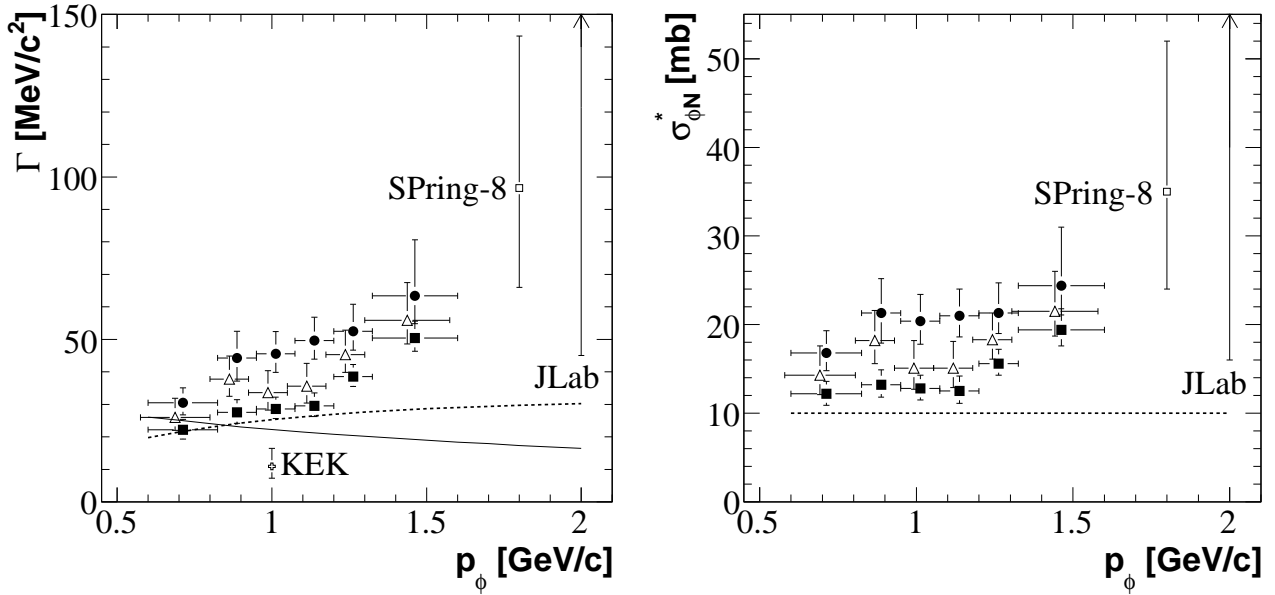


Рис. 7: Слева – импульсная зависимость ширины ϕ -мезона в системе ядра при нормальной ядерной плотности, извлеченная из расчетов в рамках модели 1 (закрашенные квадраты), модели 2 (закрашенные окружности) и модели 3 (выколотые треугольники). Сплошная линия – теоретические предсказания [6, 7]. Пунктирная линия – ожидаемые значения ширины ϕ -мезона, основанные на его свойствах в вакууме. Также изображены экспериментальные результаты КЕК [4], SPring-8 [3] и JLab [5]. Справа – импульсная зависимость полного сечения взаимодействия $\sigma_{\phi N}^*$. Пунктирная линия – величина вакуумного сечения $\sigma_{\phi N}^{\text{free}} = 10 \text{ мбн}$

в модельных расчетах и отражают степень модельной зависимости определения ширины ϕ -мезона. Сплошной линией изображено теоретическое предсказание [6, 7]. Для первого импульсного интервала $0.600 \leq p_\phi \leq 0.825 \text{ ГэВ}/c$ извлеченная ширина ϕ -мезона хорошо согласуется с предсказанной величиной, но при увеличении импульса p_ϕ наблюдается отличие от теоретического предсказания. На рис. 7 (слева) также показаны результаты экспериментов КЕК [4], SPring-8 [3] и JLab [5]. Среднее значение импульсов в экспериментах SPring-8 и JLab (1.8 и 2.0 $\text{ГэВ}/c$, соответственно) превышает верхнюю границу импульсного диапазона, изученного в нашем эксперименте. Однако

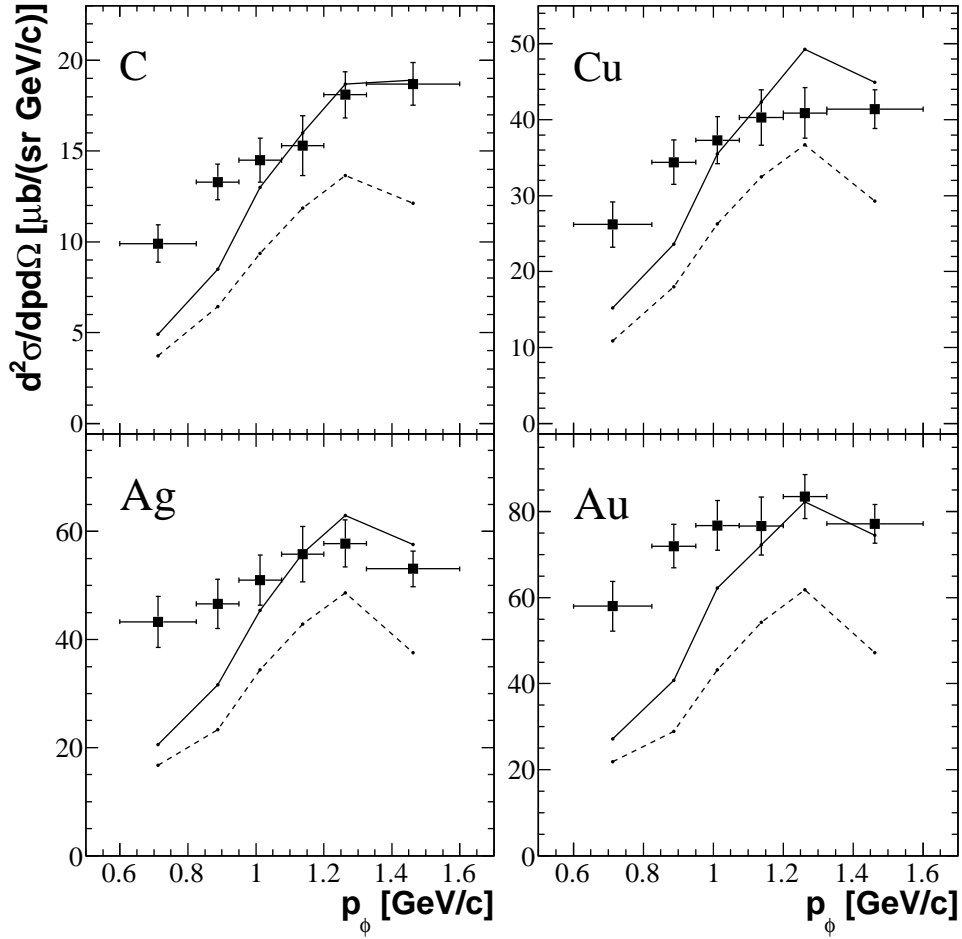


Рис. 8: Сравнение двойного дифференциального сечения рождения ϕ -мезонов, измеренного под углом $\theta_\phi \leq 8^\circ$, с теоретическими расчетами для модели 1 (пунктирная линия) и модели 3 (сплошная линия), использующими значения извлеченной ширины ϕ -мезона или полного сечения взаимодействия ϕN (рис. 7)

значения ширины ϕ -мезона, полученные в обоих экспериментах, качественно согласуются с растущей импульсной зависимостью ширины. Результат эксперимента КЕК лежит ниже ширины, извлеченной из данных нашего эксперимента.

Полученное значение полного эффективного сечения поглощения $\sigma_{\phi N}^*$ (рис. 7 (справа)) находится в интервале (14 – 22) мбн, что превышает величину сечения в свободном пространстве $\sigma_{\phi N}^{\text{free}} \approx 10$ мбн (пунктирная линия). Это указывает на различие ϕN взаимодействий

в ядерной среде и свободном пространстве. Результаты экспериментов SPring-8 и JLab согласуются с извлеченной растущей импульсной зависимостью сечения $\sigma_{\phi N}^*$.

На рис. 8 показано сравнение измеренных дифференциальных сечений рождения ϕ -мезонов с сечениями, рассчитанными в моделях 1 и 3. В расчетах использовались значения ширины ϕ -мезона для модели 1 и сечения взаимодействия $\sigma_{\phi N}^*$ для модели 3, извлеченные из анализа импульсной зависимости отношения R (рис. 7). Модели 1 и 3 неплохо описывает экспериментальные сечения образования ϕ -мезонов в области больших импульсов p_ϕ , где преобладает прямое рождение ϕ -мезонов, но недооценивают экспериментальные данные в низкоимпульсной части спектра. Это указывает, в частности, на существование других источников рождения медленных ϕ -мезонов, которые не учтены в моделях.

Включение в рассмотрение дополнительных вторичных каналов рождения ϕ -мезонов или процессов, замедляющих ϕ -мезоны во время их распространения внутри ядра посредством упругих $\phi N \rightarrow \phi N$ или неупругих столкновений $\phi N \rightarrow \phi X$ приводит к увеличению сечения рождения ϕ -мезонов в низкоимпульсной части спектра. В модели 3 проводились дополнительные расчеты, включающие вторичные каналы образования ϕ -мезонов $\omega N \rightarrow \phi N$ и $\eta N \rightarrow \phi N$, для величин сечений которых были использованы теоретические предсказания, а также увеличивалось сечение упругих взаимодействий $\phi N \rightarrow \phi N$. Было установлено, что абсолютные значения сечений значительно увеличиваются в низкоимпульсной части спектра, тогда как отношение R в этом случае практически не изменяется. Однако сечения таких процессов экспериментально неизвестны, а, следовательно, надежно оценить их вклад не представляется возможным. В модели 2 продемонстрировано, что отношения сечений образования ϕ -мезонов могут быть определены без вычисления их абсолютных величин, а также то,

что отношение сечений R слабо чувствительно к включению вторичных процессов рождения ϕ -мезонов.

Сечение рождения ϕ -мезонов в области малых импульсов также может быть модифицировано за счет эффектов среды, например, сдвига массы ϕ -мезона. В рамках модели 1 дополнительно производились вычисления, учитывающие сдвиг массы ϕ -мезона. Эти вычисления показали, что отношения сечений рождения ϕ -мезонов практически не изменяются, в то время, как значительно увеличиваются абсолютные величины сечений в низкоимпульсной части спектра.

Суммируя вышесказанное, отметим, что отношение R менее чувствительно к включению вторичных процессов рождения ϕ -мезонов и к влиянию эффектов среды на свойства ϕ -мезона, чем абсолютные сечения рождения. Поэтому отношение сечений R может быть использовано для извлечения ширины ϕ -мезона в ядерной среде во всем измеренном интервале импульсов ϕ . В рамках трех моделей, основанных на разных физических картинах, извлечена растущая импульсная зависимость ширины ϕ -мезона в ядерной среде. Отличие моделей проявляется в несколько различной абсолютной величине извлеченной ширины ϕ -мезона.

Выполненный эксперимент был направлен на поиск нетривиальных эффектов модификации свойств ϕ -мезонов в барионном окружении, т. е. эффектов, которые нельзя объяснить, используя существующие сегодня знания о свойствах ϕ -мезонов в свободном пространстве (вакууме). Если такого влияния нет, распадная ширина сохраняет свое вакуумное значение $4.3 \text{ МэВ}/c^2$ в собственной системе и для ϕ -мезона, движущегося в системе ядра с импульсом p_ϕ , составляет $\Gamma_{\text{dec}} = \Gamma_0/\gamma$. Используя вакуумное значение сечения $\sigma_{\phi N}^{\text{free}} = 10 \text{ мбн}$, столкновительная ширина Γ_{coll} может быть оценена в приближении низкой плотности. Для этого случая полная ширина $\Gamma = \Gamma_{\text{dec}} + \Gamma_{\text{coll}}$ изображена на рис. 7 (слева) пунктирной линией. Видно, что независимо от ис-

пользованной модели извлеченная из данных импульсная зависимость ширины ϕ -мезона отличается от ожидаемой в случае отсутствия влияния среды на его свойства. Это является экспериментальным свидетельством существования эффекта модификации ширины ϕ -мезона в ядерной среде.

В заключении суммируются результаты, полученные в диссертационной работе.

Список публикаций автора по теме диссертации

1. A. Polyanskiy *et al.*, Phys. Lett. B **695**, (2011) 74.
2. А. Ю. Полянский *и др.*, Ядерная Физика **75**, (2012) 100.
3. M. Hartmann, ..., A. Polyanskiy *et al.*, AIP Conf. Proc. **1322**, (2010) 349.
4. A. Polyanskiy *et al.*, in *Proceedings of the XIV International Conference on Hadron Spectroscopy, Munich, 2011*, edited by B. Grube, S. Paul, and N. Brambilla, eConf C110613 (2011).
5. A. Polyanskiy *et al.*, in *Proceedings of the 8th International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings, Frascati, 2011*, PoS(STORI11)044, http://pos.sissa.it/archive/conferences/150/044/STORI11_044.pdf

Литература

- [1] S. Leupold, V. Metag and U. Mosel, *Int. J. Mod. Phys. E* **19**, (2010) 147.
- [2] R. S. Hayano and T. Hatsuda, *Rev. Mod. Phys.* **82**, (2010) 2949.
- [3] T. Ishikawa *et al.*, *Phys. Lett. B* **608**, (2005) 215.
- [4] R. Muto *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **98**, (2007) 042501.
- [5] M. H. Wood *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, (2010) 112301.
- [6] D. Cabrera and M. J. Vicente Vacas, *Phys. Rev. C* **67**, (2003) 045203.
- [7] D. Cabrera, L. Roca, E. Oset, H. Toki, and M. J. Vicente Vacas, *Nucl. Phys. A* **733**, (2004) 130.
- [8] M. Cheng *et al.*, *Phys. Rev. D* **77**, (2008) 25.
- [9] N. Kaiser, P. de Homont, and W. Weise, *Phys. Rev. C* **77**, (2008) 025204.
- [10] G. E. Brown and M. Rho, *Phys. Rev. Lett.* **66**, (1991) 2720.
- [11] R. Maier *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **390**, (1997) 1.
- [12] S. Barsov *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **462**, (2001) 364.
- [13] L. P. Kaptari and B. Kämpfer, *Eur. Phys. J. A* **23**, (2005) 291.
- [14] E. Ya. Paryev, *J. Phys. G* **36** 015103 (2009).
- [15] V. K. Magas, L. Roca and E. Oset, *Phys. Rev. C* **71**, (2005) 065202; V. K. Magas, L. Roca, private communication.
- [16] H. Schade, University of Dresden, PhD thesis (2010); H. Schade and B. Kämpfer, private communication.