

А-зависимость относительных выходов нейтральных мезонов в пион-ядерных взаимодействиях при $P_{lab} = 7$ ГэВ/с в эксперименте Гиперон-М

Н. Е. Воронков⁺, А. М. Горин⁺, С. В. Евдокимов⁺¹⁾, А. А. Зайцев*, В. И. Изучеев⁺, Б. В. Полищук⁺,
В. И. Рыкалин⁺, С. А. Садовский⁺, Ю. В. Харлов^{+×}, А. А. Шангараев⁺

⁺НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ, 142281 Протвино, Россия

*Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

[×]Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 18 июня 2026 г.

После переработки 17 июля 2026 г.

Принята к публикации 18 июля 2026 г.

Представлены результаты измерения А-зависимости относительных выходов нейтральных мезонов π^0 , $\omega(782)$, $f_2(1270)$ и K_S^0 по отношению к η -мезону, образующихся в π^+ А-взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с. Измерения выполнены на шести ядерных мишенях (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb) в эксперименте Гиперон-М на ускорительном комплексе У-70. Мезоны идентифицировались по их фотонным распадам с использованием широкоапертурного электромагнитного калориметра LGD2. Отношения выходов исследуемых мезонов к выходу η -мезона измерены в области фрагментации пучка ($x_F > 0.6$ в системе центра масс πN -реакции). Показано, что относительные выходы нестранных мезонов (π^0 , $\omega(782)$, $f_2(1270)$) уменьшаются с ростом массового числа ядра-мишени. В то же время отношение выхода K_S^0/η демонстрирует устойчивый статистически значимый рост с увеличением А. Полученные результаты важны для исследования адрон-ядерных взаимодействий при средних энергиях, в том числе для проверки и тонкой настройки транспортных моделей, таких как GiBUU, PHSD, UrQMD, SMASH, касательно влияния коллективных эффектов в ядре на процессы рождения мезонов с различным кварковым составом.

DOI: 10.7868/S3034576626090040

Введение. Взаимодействия адронов с ядрами при энергиях пучка порядка нескольких ГэВ в лабораторной системе представляют собой уникальную область для изучения сильных взаимодействий в непертурбативном режиме квантовой хромодинамики (КХД). При таких энергиях, с одной стороны, становятся существенными многократные перерасеяния адронов в ядре и эффекты ядерного экранирования [1], обусловленные вовлечением нескольких нуклонов ядра мишени в процесс взаимодействия. С другой стороны, этот энергетический диапазон недостаточен для прямого применения пертурбативных методов КХД к элементарным адрон-нуклонным соударениям, что требует дальнейшего развития непертурбативных подходов и привлечения различных феноменологических моделей [1].

Особый интерес при промежуточных энергиях вызывают процессы рождения мезонов с различным кварковым составом. Экспериментальное изучение выходов адронов на ядерных мишенях с раз-

ным атомным весом А позволяет исследовать влияние ядерной среды на образование частиц. В последние годы значительный прогресс в этой области достигнут коллаборациями HADES (рождение легких мезонов и дилептонов в протон- и пион-ядерных реакциях) [2, 3] и NA61/SHINE (странные мезоны и гипероны в адрон-ядерных столкновениях) [4, 5]. Эти эксперименты показали, что выходы странных частиц демонстрируют повышенную чувствительность к коллективным эффектам в ядре, что связывается с возможным восстановлением киральной симметрии [6] и модификацией свойств адронов в плотной ядерной среде, см., например, [7]. Модификация свойств адронов в ядерной среде может иметь наблюдаемые проявления, такие как изменения формы резонанса (смещение положения пика, его уширение и т.д.), вероятностей распадов по конкретным каналам, подавлению выхода адронов на тяжелых ядрах из-за взаимодействий в конечном состоянии, см. обзор [8]. На выходы адронов в адрон-ядерных столкновениях также влияет время жизни изучаемого адрона. Как показано в модели внутриядерных каска-

¹⁾e-mail: Sergey.Evdokimov@ihep.ru

дов INCL [9], на распад мезонов с временем жизни, намного больше времени пролета через ядро, внутриядерные каскады оказывают меньше влияния, чем на распад короткоживущих мезонов, распадающихся во время внутриядерных каскадов.

Для теоретического описания таких процессов активно применяются транспортные модели, основанные на кинетических уравнениях (см. обзор [10]): GiBUU (Giessen Boltzmann–Uehling–Uhlenbeck) [1], PHSD (Parton-Hadron-String Dynamics) [11, 12], UrQMD (Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics) [13] и SMASH (Simulating Many Accelerated Strongly-interacting Hadrons) [14] и другие. Сравнение предсказаний этих моделей с экспериментальными данными по A -зависимости выходов мезонов служит тестом для понимания как элементарных механизмов рождения частиц на нуклонах, так и эффектов ядерной среды. Однако для верификации и тонкой настройки параметров этих моделей необходимы систематические измерения на широком наборе ядерных мишеней (от легких до тяжелых) в кинематических областях, где доминируют различные механизмы обмена.

Эксперимент Гиперон-М на ускорительном комплексе У-70 [15] (ИФВЭ, Протвино) направлен на детальное изучение механизмов адрон-ядерных взаимодействий на пучке π^+ мезонов с импульсом 5–12 ГэВ/с [16]. В эксперименте регистрируются нейтральные мезоны ($\pi^0, \eta, \omega(782), f_2(1270), K_S^0$) по их распадам с фотонами в конечном состоянии с помощью широкоапертурного электромагнитного калориметра LGD2 на основе свинцового стекла [17, 18]. Данный подход позволяет исследовать выходы частиц в области фрагментации пучка, где определяющую роль играют одночастичные обмены, и изучать их зависимость от атомного веса ядра-мишени. Ранее в эксперименте уже были проведены поиски модификации масс и ширин нейтральных мезонов на различных ядрах, см. [19, 20].

В рамках предшествующего эксперимента Гиперон при импульсе 10.5 ГэВ/с были получены данные по выходам π^0 - и η -мезонов на различных ядрах [21, 22]. Однако статистика была недостаточной для анализа более тяжелых резонансов. В настоящей работе используются данные, набранные в сеансах 2008–2018 гг. на шести ядерных мишенях (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb) при импульсе пионного пучка 7 ГэВ/с, что обеспечивает существенно более высокую статистику и позволяет впервые систематически измерить A -зависимость относительных выходов $\pi^0, \omega(782), f_2(1270)$ и K_S^0 по отношению к η -мезону. Особый интерес представляет сравнение поведения

нестранных мезонов (π^0, ω, f_2) и мезона с открытой странностью (K_S^0). Для странных частиц предсказывается усиление выхода вследствие возможного изменения странного кваркового конденсата в ядерной среде [23]. Настоящая работа направлена на получение новых экспериментальных данных по рождению нейтральных мезонов в адрон-ядерных взаимодействиях при промежуточных энергиях.

1. Эксперимент Гиперон-М. Схема экспериментальной установки Гиперон-М на 18-м канале ускорительного комплекса У-70 приведена на рис. 1. Вторичный положительный пучок с импульсом 7 ГэВ/с в 18-м канале У-70 имел следующий частичный состав: 53 % π^+ , 7 % K^+ , 40 % p . Интенсивность выведенного пучка, определяемая частотой совпадений счетчиков S_1 и S_2 пучкового телескопа, достигала 1.5×10^6 частиц за цикл ускорителя У-70 длительностью 9 с. Совпадение сигналов с пучковых сцинтилляционных счетчиков $S_1 \wedge S_2 \wedge S_4$ использовалось для отбора частиц пучка, проходящих через мишень установки T . Пороговые черенковские счетчики C_1, C_3 служили для выделения в пучке π^+ -мезонов, а счетчик C_2 — для выделения K^+ -мезонов.

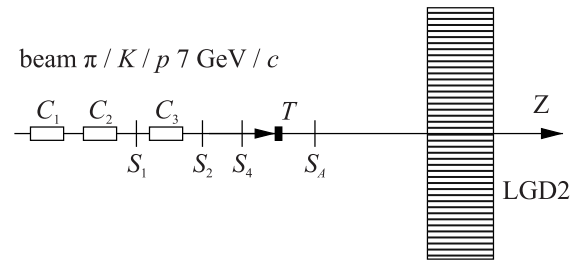


Рис. 1. Схема экспериментальной установки Гиперон-М (2008–2018 гг.): $S_{1,2}$ — пучковые сцинтилляционные счетчики; C_{1-3} — черенковские счетчики; S_4 — мишенный триггерный счетчик; T — мишень; S_A — сцинтилляционный вето-счетчик, перекрывающий апертуру калориметра LGD2

В экспозициях установки на пучке в 2008–2018 гг. для отбора событий использовался триггер на антисовпадения пучковых сцинтилляционных счетчиков с вето-счетчиком S_A , расположенным сразу после мишени T и перекрывающим апертуру электромагнитного калориметра LGD2, рис. 1:

$$trig = S_1 \wedge S_2 \wedge S_4 \wedge \bar{S}_A. \quad (1)$$

В результате регистрировались события с нейтральными конечными состояниями R^0 в передней кинематической области в лабораторной системе отсчета:

$$\pi^+ + A \rightarrow R^0 + X, \quad R^0 \rightarrow n\gamma. \quad (2)$$

Для регистрации фотонов в конечном состоянии реакции использовался черенковский электромагнитный спектрометр полного поглощения LGD2, расположенный на расстоянии 3.67 м от мишени. Он представляет собой матрицу 24×24 из блоков (радиаторов) свинцового стекла марки ТФ1-100 размером $85 \times 85 \times 350$ мм³, за исключением центральной области, которая была выполнена в виде матрицы 8×8 из блоков размера $42.5 \times 42.5 \times 350$ мм³. Продольная толщина радиаторов калориметра составляет около 14 радиационных длин X_0 . Световые импульсы с торцов стекол детектируются с помощью фотоумножителей ФЭУ-110 (большие ячейки) и ФЭУ-84-3 (малые ячейки). Энергетическое разрешение калориметра составляет $\sigma_E/E \simeq 0.08/\sqrt{E[\text{ГэВ}]}$, другие детали см. в работах [17, 18].

Система сбора данных эксперимента [24] была построена на электронных модулях в стандарте МИСС. В частности, использовались 96-канальные стробируемые 12-битные зарядово-цифровые преобразователи ЛЭ-71 [25] для оцифровки сигналов с фотоумножителей спектрометра LGD2 и пучковых черенковских счетчиков C_{1-3} , а также блок пересчетов ЛЭ-69 [26] для подсчета числа ключевых событий в процессе приема данных.

Данные эксперимента, положенные в основу настоящей работы, были набраны в 2008–2018 гг. Экспонировались следующие ядерные мишени: бериллиевая (Be), углеродная (C), алюминиевая (Al), медная (Cu), оловянная (Sn) и свинцовая (Pb), а также “пустая” мишень, т.е. без мишени как таковой — для учета событий фоновых взаимодействий, происходящих на элементах инфраструктуры установки и в веществе экспериментальной зоны (воздух, держатели, кабели и др.). Мишени были подобраны таким образом, чтобы иметь возможность исследовать A -зависимость выходов нейтральных мезонов в реакции (2) в широком диапазоне атомных весов ядер — от 9 (⁹Be) и до 208 (²⁰⁸Pb). Толщины мишеней X выбирались из условия их приблизительно одинаковой радиационной толщины X/X_0 , где X_0 — радиационная длина вещества. В результате ядерная толщина мишеней X/λ_I , определяющая вероятность неупругого взаимодействия частиц пучка с мишенью, падает с ростом A . Здесь λ_I — длина ядерного взаимодействия вещества мишени. Основные параметры указанных мишеней приведены в табл. 1. Как видно из этой таблицы, радиационная толщина мишеней варьируется в пределах $(0.21–0.52) X_0$, что обеспечивает приемлемую вероятность конверсии фотонов внутри мишени. Ядерная толщина мишеней изменяется на порядок величины — от 0.18 для бериллия до

0.02 для олова и свинца, что приводит к более выраженным фоновым эффектам на тяжелых мишенях.

Таблица 1. Характеристики ядерных мишеней, использованных в эксперименте Гиперон-М в сеансах 2008–2018 гг. В качестве плотностей приведены измерения использованных непосредственно в эксперименте мишеней с точностью лучшей, чем последний знак в записи числа. Значения X_0 и λ_I взяты из [27]

Nucleus	ρ , g/cm ³	X_0 , mm	X , mm	X/X_0	λ_I , mm	X/λ_I
Be	1.866	349	75	0.21	417	0.18
C	1.687	253	78	0.31	509	0.15
Al	2.717	88.4	35	0.40	395	0.09
Cu	8.86	14.5	6.7	0.46	155	0.04
Sn	7.31	12.1	4.3	0.35	228	0.02
Pb	11.28	5.6	2.9	0.52	177	0.02

2. Реконструкция и анализ данных. Реконструкция событий включает поиск фотонных кластеров в электромагнитном спектрометре LGD2, определение энергий и координат кластеров, калибровку и энергетическую коррекцию шкалы спектрометра LGD2, а также последующий кинематический анализ 3γ - и 4γ -событий.

Калибровка электромагнитного калориметра LGD2 проводилась на физических событиях двухфотонного распада π^0 -мезонов, образующихся на бериллиевой мишени при импульсе пучка 7 ГэВ/с. Для каждой ячейки калориметра итерационно подбирался калибровочный коэффициент, обеспечивающий совпадение положения π^0 -пика в спектре эффективных масс $\gamma\gamma$ -системы, в которой один из фотонов попадал в данную ячейку, с табличным значением массы π^0 -мезона. Предельное разрешение массы π^0 составило при этом 11.8 МэВ/ c^2 , см. [28].

Энергетическая шкала калориметра LGD2 является нелинейной по ряду причин (утечки ливня, влияние аппаратуры и т.д.). Для компенсации нелинейности применялась коррекция энергетической шкалы, позволившая повысить точность массовой шкалы, например, в двухфотонных событиях до 0.2 %, см. [29].

С целью анализа данных экспозиций установки Гиперон-М в 2008–2018 гг. на перечисленных выше ядерных мишенях были отобраны ансамбли событий с фиксированным числом фотонов n_γ , реконструированных в спектрометре LGD2: $n_\gamma = 2, 3, 4$. Для подавления аппаратного фона использовался отбор по энергии отдельных фотонов $E_\gamma > 250$ МэВ, а также отбор по суммарной энергии всех фотонов в событии $E_{n_\gamma} > 1$ ГэВ. Для последующего сравнения результатов настоящего анализа с предыдущими измерениями A -зависимости выхода η -мезонов на различ-

ных ядрах в рамках эксперимента Гиперон [21, 22], также был применен отбор событий по переменной Фейнмана системы R^0 : $x_F = 2p_z^*/\sqrt{s} > 0.6$, где p_z^* – проекция импульса системы R^0 на направление импульса пучковой частицы в системе центра масс $\pi^+ N$ -взаимодействия.

2γ -события использовались для регистрации распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и $\eta \rightarrow 2\gamma$. Двухфотонные события выделялись при этом как события с двумя кластерами в спектрометре LGD2, удовлетворяющие указанным выше критериям отбора.

3γ -события были отобраны с целью выделения $\omega(782)$ -мезона в событиях его радиационного распада $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$, где π^0 в свою очередь распался на два фотона. Для улучшения аппаратного разрешения и уменьшения физического фона от процессов парного рождения π^0 -мезонов в реакции (2) была проведена кинематическая подгонка 3γ -событий с уравнением связи параметров одной пары фотонов на массу π^0 , известную с высокой точностью (“1С-фит”). В процессе аппроксимации минимизировался функционал:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(p_i - p'_i)^2}{\sigma_{p_i}^2}, \quad (3)$$

где p_i – измеренные параметры события (X, Y – координаты фотонов в плоскости калориметра, энергии фотонов, Z – продольная координата точки рождения фотонов), σ_{p_i} – ошибки измерения соответствующих параметров, p'_i – аппроксимируемые параметры, на которые накладывается условие в виде уравнения связи

$$F_{12}(\tilde{p}_1', \tilde{p}_2') = m^2(\tilde{p}_1', \tilde{p}_2') - m_{\pi^0}^2 = 0 \quad (4)$$

на корректируемые векторы параметров $\tilde{p}_1$ и $\tilde{p}_2$, характеризующие первый и второй фотоны пары. Минимизация функционала (3) с условием (4) проводилась численно методом множителей Лагранжа.

В каждом 3γ -событии проводился 1С-фит всех 3-х возможных комбинаций пар фотонов, как предположительно, образовавшихся от распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Для дальнейшего анализа отбирались полученные в результате $\pi^0\gamma$ -системы для комбинаций с наименьшим значением $\chi^2(\pi^0\gamma)$ из трех возможных и величиной $\chi^2(\pi^0\gamma) < 5.0$. При этом аппаратное разрешение по массе $\omega(782)$ -мезона уменьшилось с ≈ 60 МэВ/ c^2 (до процедуры кинематической подгонки) до ≈ 35 МэВ/ c^2 (после нее).

4γ -события представляют интерес прежде всего для регистрации распадов $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$ и $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$ с последующими двухфотонными распадами

образующихся нейтральных пионов. Для четырехфотонных событий также проводилась кинематическая подгонка посредством минимизации функционала (3), но с двумя уравнениями связи параметров фотонов (“2С-фит”, по числу π^0 -мезонов в конечном состоянии реакции):

$$F_{12}(\tilde{p}_1', \tilde{p}_2') = 0, \quad F_{34}(\tilde{p}_3', \tilde{p}_4') = 0, \quad (5)$$

где векторы параметров $\tilde{p}_3$ и $\tilde{p}_4$ характеризуют вторую пару фотонов в событии. Из трех возможных комбинаций пар фотонов выбирается комбинация с минимальным значением $\chi^2(2\pi^0) < 5.0$. Это позволяет эффективно выделять распады $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$ и $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$ из физического фона. Достигнутое при этом разрешение по массе K_S^0 составляет $\sigma_{K_S^0} \approx \approx 15$ МэВ/ c^2 , а по массе $f_2(1270) \approx 65$ МэВ/ c^2 .

3. Оценка относительных выходов нейтральных мезонов. Изучение относительных выходов нейтральных мезонов, а именно, N_{π^0}/N_η , N_ω/N_η , N_{f_2}/N_η и $N_{K_S^0}/N_\eta$, позволяет существенно сократить неконтролируемые погрешности, связанные с вариациями интенсивности пучка, его пространственной и временной структуры. Данные всех сеансов 2008–2018 гг. были просуммированы по отдельным мишеням, включая данные с “пустой” мишени. Данные “пустой” мишени необходимы для учета фоновых взаимодействий, происходящих на веществе канала и экспериментальной зоны. Они вычитались из всех других мишеней с нормировочным коэффициентом, учитывающим количество пучковых частиц при экспозиции ядерной и “пустой” мишеней, а также эффективность приема данных на этих мишенях. На рисунке 2 приведены спектры масс двухфотонных событий в области массы π^0 -мезона на бериллиевой (слева) и свинцовой (справа) мишенях. На обоих рисунках “пустая” мишень показана красными точками. Хорошо видно, что на бериллиевой мишени вклад “пустой” мишени значительно меньше по сравнению с вкладом на свинцовой мишени. Как отмечалось выше, этот эффект связан с различной толщиной мишеней в терминах длины неупругого взаимодействия, которая значительно уменьшается от бериллиевой к свинцовой мишени, см. табл. 1.

Для оценки количества зарегистрированных распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ двухфотонный спектр масс в диапазоне от 50 до 250 МэВ/ c^2 аппроксимировался суммой $F(M)$ резонансного вклада $S(M)$ и фоновой функции $B(M)$ в виде полинома 3 степени:

$$F(M) = S(M) + B(M), \quad (6)$$

$$S(M) = G(M; M_R, \sigma_1) + G(M; M_R, \sigma_2),$$

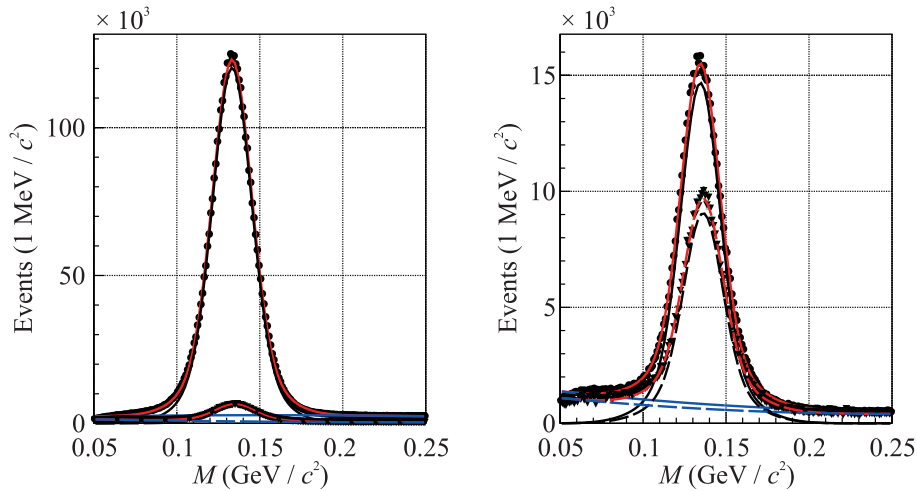


Рис. 2. (Цветной онлайн) Массовый спектр двухфотонных событий на бериллиевой (слева) и свинцовой (справа) мишенях. В обоих случаях показаны как данные, набранные с ядерной мишенью (черные точки), так и данные “пустой” мишени (красные точки). Красными линиями показаны результаты аппроксимации спектров суммой резонансного (черная линия) и нерезонансного (синяя линия) вкладов. Сплошными линиями показаны результаты для данных, набранных с ядерной мишенью, а штриховыми – для “пустой” мишени

где G – функция Гаусса со средним M_R и дисперсией σ^2 . Результаты аппроксимации показаны красной линией на рис. 2. Количество зарегистрированных распадов N_R в пике определяется как аналитический интеграл функции $S(M)$ с параметрами M_R , σ_1 и σ_2 , полученными из аппроксимации. Количество зарегистрированных распадов, произошедших собственно на ядерной мишени T , определяется как разница

$$N_R^T = N_R^{T+E} - N_R^E, \quad (7)$$

где N_R^{T+E} – число распадов в данных экспозиции мишени на пучке, N_R^E – число распадов в данных с пустой мишенью.

Для оценки количества зарегистрированных распадов $\eta \rightarrow 2\gamma$ использовалась процедура, описанная выше для π^0 -мезона, но спектр 2γ -масс при этом аппроксимировался в диапазоне от 0.35 до 0.75 ГэВ/ c^2 . Аналогичные процедуры использовались и для оценки количества зарегистрированных распадов $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$, а также $2\pi^0$ -распадов $f_2(1270)$ и K_S^0 мезонов

Для вычисления относительных выходов мезонов также необходимо учесть не только количество зарегистрированных распадов N_R в каждом канале, но и эффективность регистрации ε_R каждого мезона R в LGD2 и вероятность изучаемой моды его распада $BR(R \rightarrow f)$. В результате отношение выхода мезона R к выходу η -мезона определяется по формуле:

$$\frac{\sigma_R}{\sigma_\eta} = \frac{N_R/(\varepsilon_R \cdot BR(R \rightarrow f))}{N_\eta/(\varepsilon_\eta \cdot BR(\eta \rightarrow 2\gamma))}, \quad (8)$$

где σ_R и σ_η – сечения образования соответствующих мезонов, N_R и N_η – числа зарегистрированных распадов после вычитания “пустой” мишени, ε_R и ε_η – эффективности регистрации, полученные методом Монте-Карло (МК) моделирования, $BR(R \rightarrow f)$ – парциальная вероятность исследуемой моды распада мезона R , взятая из Таблицы Частиц PDG [27].

4. Эффективности регистрации. Оценка эффективностей регистрации нейтральных мезонов, образующихся в реакции (2), проводилась методом МК. Для каждого мезона $R = \pi^0, \eta, \omega, f_2, K_S^0$ проводилось полное моделирование событий, включающее процессы рождения и распада мезонов, транспортировку образовавшихся вторичных частиц через установку, а также регистрацию и реконструкцию событий. Процедура МК-моделирования включала в себя: 1) генерацию событий реакции (2) в кинематической области $x_F > 0.6$ с эмпирическими распределениями по поперечному импульсу p_T и фейнмановской переменной x_F мезона R в системе центра масс π^+N -реакции с последующим распадом R по одному из изучаемых каналов; 2) моделирование прохождения вторичных частиц через установку с использованием транспортного пакета GEANT3 [30]; 3) оцифровку сигналов с ячеек спектрометра LGD2 с учетом шумов цифровой электроники, карты неработающих каналов и их калибровочных коэффициентов; 4) запись МК-данных в формате сырых данных эксперимента Гиперон-М; 5) идентичную с использованной при обработке реальных данных эксперимента процедуру реконструкции и отбора событий.

При этом статистика МК-событий более, чем в 10 раз превышала статистику экспериментальных данных по каждой мишени. Полученные в результате эффективности регистрации мезонов и их статистические ошибки использовались при вычислении отношений выходов мезонов на различных мишенях в соответствии с формулой (8).

5. Систематические погрешности. Для оценки систематических погрешностей в определении относительных выходов мезонов были рассмотрены следующие основные источники неопределенностей.

Во-первых, это влияние выбора фоновой функции $B(M)$ в уравнении (6) при аппроксимации анализируемых спектров масс, см., например, рис. 2. Для каждого анализируемого мезона ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\eta \rightarrow 2\gamma$, $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$, $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$, $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$) аппроксимация соответствующего спектра масс выполнялась как с использованием функции описания фона в виде полинома второй степени, так и полинома третьей степени. Различие в полученных значениях N_R при разных порядках полинома учитывалось в качестве систематической погрешности, значение которой составляло до 5 %.

Во-вторых, определенный произвол в выборе границ аппроксимации спектров. Для каждого мезона нижняя и верхняя границы области аппроксимации изменялись на $\pm 5\%$ от исходного диапазона, после чего пересчитывались числа зарегистрированных распадов. Максимальное отклонение полученных при этом значений N_R от номинальных принималось в качестве систематической погрешности, связанной с выбором интервала аппроксимации. Эта ошибка составляла до 10 % для каждого из изучаемых мезонов.

В-третьих, погрешность, обусловленная неточностью как электронного модуля счета количества пучковых частиц при большой загрузке, так и неравномерностью временной структуры пучка во время его сброса на мишень. Нормировочный коэффициент, учитывающий разницу в экспозициях между данными с мишенью и без нее, варьировался на $\pm 5\%$ относительно номинального значения. Соответствующая вариация относительных выходов мезонов также включалась в итоговую систематическую погрешность. Влияние погрешности этого типа наиболее существенно на оловянной и свинцовой мишенях, где вклад “пустой мишени” максимален.

Суммарная систематическая погрешность для каждого мезона и каждой мишени вычислялась как квадратичная сумма всех указанных выше систематических погрешностей. При этом вариация формы фоновой функции $B(M)$ и границ аппроксимации

спектров считались независимыми источниками систематических погрешностей.

6. Результаты и обсуждение. Относительные выходы мезонов в кинематическом диапазоне $x_F > 0.6$ в системе центра масс π^+N -реакции были оценены по формуле (8) в соответствии с вышеописанной методикой. На рисунке 3 представлены зависимости относительных выходов π^0/η , $\omega(782)/\eta$, $f_2(1270)/\eta$ и K_S^0/η от атомного веса A ядра-мишени. Для каждой из шести мишеней (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb) на этом рисунке приведены значения отношений с указанием статистических (черные линии) и систематических (затененные прямоугольные области) погрешностей. Полученные А-зависимости были аппроксимированы степенной функцией:

$$\frac{\sigma_R}{\sigma_\eta} = R_0 \cdot A^\alpha, \quad (9)$$

где σ_R и σ_η – сечения образования R - и η -мезонов, соответственно, R_0 – нормировочный параметр, α – параметр, характеризующий зависимость отношения сечений от атомного веса. Параметры аппроксимации (9) для каждого отношения приведены в табл. 2.

Таблица 2. Параметры аппроксимации А-зависимостей относительных выходов π^0 , $\omega(782)$, $f_2(1270)$ мезонов к η мезонам

Yield ratio	R_0	α
π^0/η	2.46 ± 0.14	-0.074 ± 0.017
$\omega(782)/\eta$	2.18 ± 0.17	-0.054 ± 0.025
$f_2(1270)/\eta$	2.00 ± 0.15	-0.093 ± 0.024
K_S^0/η	0.073 ± 0.012	0.129 ± 0.051

Из данных, представленных в табл. 2, видно, что параметр α для мезонов, состоящих из легких кварков (π^0 , $\omega(782)$, $f_2(1270)$), имеет значения в интервале приблизительно от -0.09 до -0.05 , которые в пределах статистических погрешностей согласуются друг с другом, что свидетельствует о близкой динамике их образования в π^+A -взаимодействиях. Среднее значение параметра по указанным трем мезонам равно

$$\alpha_{\pi\omega f_2} = -0.074 \pm 0.013. \quad (10)$$

Это соответствует небольшому, но статистически значимому подавлению выхода этих мезонов по отношению к η -мезону с ростом массового числа A ядра-мишени. Заметим, что для свинца наблюдается отклонение от степенной аппроксимации, наиболее выраженное для $\omega(782)$ и $f_2(1270)$ мезонов, что может быть связано как со статистическими флуктуациями, так и с усилением эффектов взаимодействий в

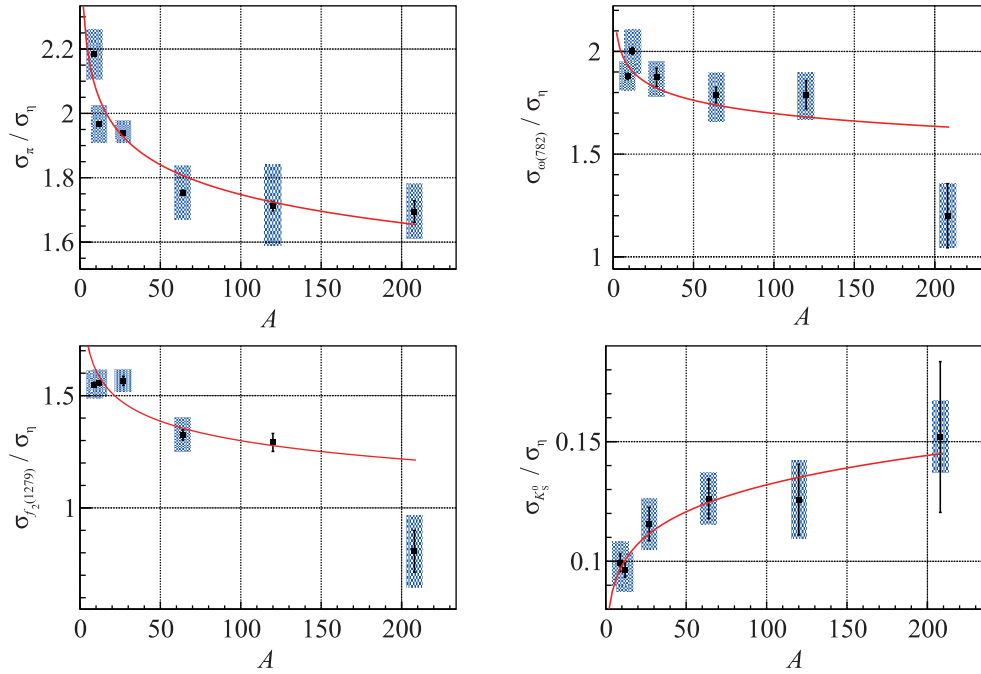


Рис. 3. (Цветной онлайн) Отношения выходов π^0 , $\omega(782)$, $f_2(1270)$ и K_S^0 мезонов к выходу η мезонов в кинематическом диапазоне $x_F > 0.6$ в системе центра масс пион-нуклонного взаимодействия. Для каждой точки приведены статистические (черная линия) и систематические (затененные области, соответствующие систематическим погрешностям, на рисунке не видны) погрешности. Красной линией показана аппроксимация функцией $R_0 A^\alpha$

конечном состоянии и каскадных процессов в тяжелом ядре.

Принципиально иное поведение наблюдается в A -зависимости относительного выхода K_S^0 -мезона с открытой странностью. Во-первых, полученное значение параметра $\alpha_{K_S^0/\eta} = 0.13 \pm 0.05$ отличается знаком от значения (10), во-вторых, это отличие составляет ≈ 4 стандартных отклонения, и в-третьих, A -зависимость является заметно более острой.

Наблюдаемое различие может быть обусловлено разными механизмами рождения нестранных и странных мезонов в $\pi^+ A$ -взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с. Если от отношений выхода мезонов, представленных в табл. 2, перейти к сечениям указанных мезонов, воспользовавшись A -зависимостью сечения образования η -мезонов $\sigma_\eta(A) = \sigma_0 A^{0.5 \pm 0.02}$, измеренной ранее в эксперименте Гиперон [22], то в соответствии с табл. 2 получим A -зависимость сечений нестранных (например, $f_2(1270)$) и странных (K_s^0) мезонов в виде

$$\sigma_{f_2}(A) = \sigma_{f_2}^0 A^{0.407 \pm 0.024}, \quad (11)$$

$$\sigma_{K_s^0}(A) = \sigma_{K_s^0}^0 A^{0.629 \pm 0.054}. \quad (12)$$

Интересно отметить, что значение параметра α для K_S^0 -мезона (12) согласуется в пределах 0.7 стан-

дартного отклонения от $2/3$, предсказываемой в модели черного диска (предельный случай полностью поглощающей сферы, для которой сечение неупругих взаимодействий растет как $A^{2/3}$, что соответствует геометрическому сечению ядра). Что же касается $f_2(1270)$ -мезона, то параметр α , см. (11), отличается на 2.8σ от величины $1/3$, характерной для периферических адрон-ядерных взаимодействий. Это можно интерпретировать как результат доминирования однопионного обмена в реакции рождения $f_2(1270)$ -мезона (2) при импульсе 7 ГэВ/с. Возвращаясь к параметрам α в табл. 2, связь величины параметра с характерной массой доминирующего обмена в реакции (2) можно распространить и на процессы рождения π^0 , ω и η мезонов, в которых, соответственно, доминируют $\rho(770)$ -, $b_1(1235)$ - и $a_2(1320)$ -обмены, см., например, [31], и которые в рамках модели обменной частицы эффективно взаимодействуют с ядром на все более коротких расстояниях и, следовательно, в более центральных $\pi^+ A$ -столкновениях. В этой схеме находит объяснение и большое значение α для K_s^0 -мезона, образующегося в реакции (2), так как для K_s^0 -мезона она является реакцией двойной перезарядки и поэтому идет с глубокой модификацией ядра.

Закключение. В настоящей работе в эксперименте Гиперон-М были получены отношения сечений выхода нейтральных π^0 -, $\omega(782)$ -, $f_2(1270)$ -, K_s^0 -мезонов к η -мезонам, образующихся в π^+A -взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с в кинематическом диапазоне $x_F > 0.6$ в системе центра масс пион-нуклонного взаимодействия на шести ядерных мишенях: Be, C, Al, Cu, Sn и Pb. Отношения аппроксимированы степенной функцией $\sigma_R/\sigma_\eta = R_0 \cdot A^\alpha$ и использованы для оценки А-зависимости сечений выхода этих мезонов с учетом ранее измеренной зависимости $\sigma_\eta(A) \sim A^{0.5 \pm 0.02}$ в эксперименте Гиперон. Полученные показатели α степенных функций, описывающих сечения рождения указанных мезонов, можно использовать для классификации реакций рождения мезонов, включая легкие мезоны и мезоны с открытой странностью, в терминах доминирующих обменов в реакции $\pi^+ + A \rightarrow R^0 + X$. При этом, что касается рождения $f_2(1270)$, показатель $\alpha_{f_2} = 0.407 \pm 0.024$ соответствует периферическому $\pi^+ + A$ -взаимодействию (π -обмен), а величина $\alpha_{K_s^0} = 0.629 \pm 0.054$ обусловлена образованием K_s^0 в реакции двойной перезарядки.

Таким образом, в эксперименте Гиперон-М впервые проведено систематическое измерение зависимостей относительных выходов нейтральных мезонов с разным кварковым составом от атомного веса ядра-мишени. Обнаружено значимое повышение сечения рождения странных K_s^0 -мезонов с ростом атомного номера ядра относительно выходов мезона с легкими кварками, что согласуется с наблюдаемым другими экспериментами повышением выхода странности в адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях. Полученные результаты и их интерпретация могут служить важным тестом для моделей рождения мезонов в адрон-ядерных взаимодействиях при промежуточных энергиях, например, GiBUU [1]. Результаты также важны для лучшего понимания процессов образования мезонов в ядерной среде.

Финансирование работы. Данная работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда # 22-12-00095-П, <https://rscf.ru/project/22-12-00095/> при поддержке Федерального государственного бюджетного учреждения "Институт физики высоких энергий имени А.А. Логанова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт".

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. O. Buss, T. Gaitanos, K. Gallmeister, H. van Hees, M. Kaskulov, O. Lalakulich, A. B. Larionov,

- T. Leitner, J. Weil, and U. Mosel, "Transport-theoretical Description of Nuclear Reactions", Phys. Rept. **512**, 1 (2012).
2. G. Agakishiev, O. Arnold, D. Beyer et al. (HADES Collaboration), "Medium effects in proton-induced K^0 production at 3.5 GeV", Phys. Rev. C **90**, 054906 (2014).
3. J. Adamczewski-Musch, O. Arnold, E.T. Atomssa et al. (HADES Collaboration), "Strong absorption of hadrons with hidden and open strangeness in nuclear matter", Phys. Rev. Lett. **123**, 022002 (2019).
4. N. Abgrall, A. Aduszkiewicz, Y. Ali et al. (NA61/SHINE Collaboration), "Measurements of $\pi^\pm$, $K^\pm$, K_s^0 , Λ and proton production in proton-carbon interactions at 31 GeV/c with the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS", Eur. Phys. J. C **76**, 84 (2016).
5. A. Aduszkiewicz, Y. Ali, E.V. Andronov et al. (NA61/SHINE Collaboration), "Measurement of meson resonance production in $\pi^- + C$ interactions at SPS energies", Eur. Phys. J. C **77**, 626 (2017).
6. E. L. Bratkovskaya, W. Cassing, P. Moreau, and A. Palmese, *Chiral Symmetry Restoration and Deconfinement in Heavy-Ion Collisions* (Walter Greiner Memorial Volume, World Scientific Publishing, Singapore, 2018), p. 71.
7. M.D. Cozma, C. Fuchs, E. Santini, and A. Fassler, "Dilepton production at HADES: Theoretical predictions", Phys. Lett. B **640**, 170 (2006).
8. U. Mosel, "Hadrons in Nuclear Matter", EPJ Web Conf. **134**, 03004 (2017).
9. J.C. David, A. Boudard, J. Cugnon, J. Hirtz, S. Leray, D. Mancusi, and J.L. Rodriguez-Sanchez, " η and ω mesons as new degrees of freedom in the intranuclear cascade model INCL", Eur. Phys. J. Plus **133**, 253 (2018).
10. H.H. Wolter, M. Colonna, D. Cozma et al., "Transport model comparison studies of intermediate-energy heavy-ion collisions", Prog. Part. Nucl. Phys. **125**, 103962 (2022).
11. W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, "Parton transport and hadronization from the dynamical quasiparticle point of view" Phys. Rev. C **78**, 034919 (2008).
12. W. Cassing and E.L. Bratkovskaya, "Parton-Hadron-String Dynamics: an off-shell transport approach for relativistic energies", Nucl. Phys. A **831**, 215 (2009).
13. S. A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher et al., "Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions", Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 255 (1998).
14. J. Weil, V. Steinberg, J. Staudenmaier, L.G. Pang, D. Oliinychenko, J. Mohs, M. Kretz, T. Kehrenberg, A. Goldschmidt, B. Bäuchle, J. Auvinen, M. Attems, and H. Petersen, "Particle production and equilibrium properties within a new hadron transport approach for heavy-ion collisions", Phys. Rev. C **94**, 054905 (2016).

15. С. А. Черный, “Ускорительный комплекс ИФВЭ”, ЭЧАЯ **22**, 1067 (1991) [S. A. Chernyi, “IFVE accelerator complex: accelerators, beam extraction systems, particle transport channels”, Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra **22**, 1067 (1991)].
16. А. А. Асеев, М. Ю. Боголюбский, В. А. Викторov и др., “Предложение эксперимента по изучению мезон-ядерных взаимодействий и поиску редких распадов мезонов на установке “Типерон-М”, Препринт ИФВЭ 2002-3, Протвино (2002) [A. A. Aseev, M. Yu. Bogolubsky, V. A. Viktorov et al. (Collaboration), “Predlozhenie eksperimenta po izucheniyu meson-yadernih vzaimodeystviy i poisku redkih raspadov mesonov na ustanovke Hyperon-M”, Preprint IFVE 2002-3, Protvino (2002)].
17. А. М. Блик, V. N. Kolosov, V. M. Kutin, V. N. Shelikhov, A. G. Volodko, Y. I. Davydov, A. V. Kolomyichenko, I. P. Liba, Yu. F. Lomakin, V. I. Romanovsky, N. L. Rusakovich, A. S. Solovov, and G. A. Chlachidze, “624-channel lead glass shower hodoscope tests to detect neutral final states of charge exchange reactions of π^+ and K^+ mesons at 10-GeV”, Preprint IHEP IFVE-94-136, Protvino (1994).
18. V. Yu. Batusov, Yu. A. Budagov, I. E. Chirikov-Zorin et al., “Study of K-meson decays with the HYPERON-2 spectrometer : proposal of the experiment”, JINR Preprint E1-98-193, Dubna (1998).
19. M. Yu. Bogolyubsky, S. V. Evdokimov, V. I. Izucheev, D. I. Patalakha, B. V. Polishchuk, S. A. Sadovsky, M. V. Stolpovsky, Yu. V. Kharlov, N. A. Kuzmin, V. P. Obudovsky, Yu. P. Petukhov, and S. Ya. Sychkov, “Measurement of neutral-meson masses in meson-nucleus interactions at a momentum of 7 GeV/c at the Hyperon-M setup”, Phys. Atom. Nucl. **76**, 1 (2013).
20. S. V. Evdokimov, V. I. Izucheev, E. S. Kondratyuk, B. V. Polishchuk, S. A. Sadovsky, Yu. V. Kharlov, and A. A. Shangaraev, “Search for Modification of the Properties of the ω Meson in Cold Nuclear Matter in the Hyperon-M Experiment”, JETP Lett. **113**, 5 (2021).
21. S. A. Akimenko, A. V. Bannikov, V. I. Belousov, A. M. Blik, V. N. Kolosov, Z. V. Krumshstein, V. M. Kutin, A. I. Pavlinov, V. I. Romanovsky, and A. S. Solovov, “Inclusive neutral pions production in the interactions of the positive particles with beryllium nuclei at 10.5-GeV/c”, Sov. J. Nucl. Phys. **38**, 896 (1983).
22. G. S. Bitsadze, Y. A. Budagov, I. E. Chirikov-Zorin et al. (Collaboration), “A-dependence of η Meson Inclusive Production at 10.5-GeV/c”, Nucl. Phys. B **279**, 770 (1987).
23. B. Kampfer, O. P. Pavlenko, and S. Zschocke, “Probing the strange quark condensate by dielectrons from phi meson decays in heavy ion collisions at SIS energies”, Eur. Phys. J. A **17**, 83 (2003).
24. M. Yu. Bogolyubskii, V. A. Viktorov, V. S. Petrov et al., “A data acquisition system of the “Hyperon-M” experiment on basis of the MISS electronics and controller with internal hardware buffering”, Instrum. Exp. Tech. **49**, 61 (2006).
25. В. А. Сенько, М. М. Солдатов, В. И. Якимчук, “96-канальный модуль МИСС преобразования “заряд-цифра” для калориметров физики высоких энергий”, Препринт ИФВЭ 2012-19, Протвино (2012) [V. A. Senko, M. M. Soldatov, and V. I. Yakimchuk, “96-kanalniy modul MISS preobrazovaniya “zaryad-tsifra” dlya kalorimetrov fiziki visokih energiy”, Preprint IZVE 2012-19, Protvino (2012)].
26. Г. П. Макаров, А. А. Медведев, В. С. Петров, В. А. Сенько, Н. А. Шаланда, “Пересчетные модули для экспериментальных установок ИФВЭ”, Препринт ИФВЭ 2003-11, Протвино (2003) [V. A. Senko, M. M. Soldatov, and V. I. Yakimchuk, “96-kanalniy modul MISS preobrazovaniya “zaryad-tsifra” dlya kalorimetrov fiziki visokih energiy”, Preprint IZVE 2012-19, Protvino (2012)].
27. S. Navas, C. Amsler, T. Gutsche et al. (Collaboration), “Review of particle physics”, Phys. Rev. D **110**, 030001 (2024).
28. А. М. Блик and I. P. Liba, “Calibration of a calorimeter using mass spectra”, Instrum. Exp. Tech. **38**, 308 (1995).
29. M. Yu. Bogolyubsky, Yu. V. Kharlov, D. I. Patalakha, B. V. Polishchuk, S. A. Sadovsky, A. S. Soloviev, and M. V. Stolpovskiy, “Correction of the energy scale nonlinearity in electromagnetic calorimeters with the π^0 two-photon decays”, Instrum. Exp. Tech. **54**, 682 (2011).
30. R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson, and P. Zancarini, “GEANT3”, CERN Report CERN-DD-EE-84-1, Geneva (1987).
31. П. Коллинз, *Введение в реджевскую теорию и физику высоких энергий* (Атомиздат, М., 1980).
32. P. M. M. Maessen, Th. A. Rijken, and J. J. de Swart, “Soft-core baryon-baryon one-boson-exchange models. II. Hyperon-nucleon potential”, Phys. Rev. C **40**, 2226 (1989).