



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

Препринт 2023-9
ОЭФ

А.М. Горин¹, С.В. Евдокимов¹, А.А. Зайцев², В.И. Изучеев¹,
Б.В. Полищук¹, К.А. Романишин¹, В.И. Рыкалин¹,
С.А. Садовский¹, Ю.В. Харлов¹, А.А. Шангараев¹

¹ НИЦ «Курчатовский институт» - ИФВЭ, г. Протвино, МО, РФ

² Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, МО, РФ

**Поиск резонансов в спектре масс двухфотонных
событий, образующихся в $\pi^+ A$ -взаимодействиях, в
эксперименте Гиперон-М на ускорительном
комплексе У-70**

Протвино 2023

Аннотация

А.М. Горин и др. Поиск резонансов в спектре масс двухфотонных событий, образующихся в π^+A -взаимодействиях, в эксперименте Гиперон-М на ускорительном комплексе У-70: Препринт НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ 2023-9. – Протвино, 2023. – 15 с., 10 рис., 2 табл.

В научной литературе сообщается о наличии ранее неизвестной резонансно-подобной структуры в двухфотонном спектре масс в области 300-400 МэВ/ c^2 , наблюдаемой в адрон-ядерных взаимодействиях. Целью данной работы является поиск таких структур в двухфотонном спектре масс в мезон-ядерных взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/ c на установке Гиперон-М ускорительного комплекса У-70. В результате установлено ограничение сверху на отношение сечения образования неизвестных резонансных структур к сечению рождения η -мезона $\rho(R_{\rightarrow 2\gamma}/\eta_{\rightarrow 2\gamma}) < 3.2 \times 10^{-3}$ на уровне достоверности 95%.

Abstract

A.M. Gorin et al. Search for resonances in the mass spectrum of two-photon events formed in π^+A interactions in the Hyperon-M experiment at the U-70 accelerator facility: NRC «Kurchatov Institute» – IHEP Preprint 2023-9. – Protvino, 2023. – p. 15, figs. 10, tables 2.

The scientific literature reports the presence of a resonance-like structure in the two-photon mass spectrum in range of 300-400 MeV/ c^2 , observed in hadron-nucleus interactions. The aim of this work is to search for such structures in the two-photon mass spectrum in meson-nucleus interactions at a momentum of 7 GeV/ c at the Hyperon-M facility of the U-70 accelerator complex. As a result, an upper bound was established on the ratio of the cross section for the production of unknown resonance structures to the cross section for η -meson production $\rho(R_{\rightarrow 2\gamma}/\eta_{\rightarrow 2\gamma}) < 1.7 \times 10^{-3}$ at 95% confidence level.

Введение

Измерение спектров образования мезонов в адрон-ядерных взаимодействиях является ключевым условием для развития непертурбативных теоретических моделей описания сильных взаимодействий в области малых передач импульсов. Несмотря на то, что спектры масс в области легчайших мезонов хорошо изучены, особенности динамики взаимодействий частиц в поле ядра могут приводить к появлению резонансно-подобных структур в наблюдаемом спектре масс. Так, впервые о наблюдении аномалии двухпионного спектра в области $315 \text{ МэВ}/c^2$ в реакции $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + 2\pi$ сообщили Abashian, Booth и Crowe в работах [1, 2]. Эта аномалия получила название *ABC*-эффект. Позднее о наблюдении *ABC*-эффекта было сообщено во многих работах, см., например [3, 4, 5, 6]. Наличие резонансно-подобной структуры в двухпионном спектре масс, скорее всего, не связано с реальной частицей, но может быть интерпретировано, например, как следствие резонансного дибарионного $\Delta\Delta$ -взаимодействия, приводящего к образованию возбужденного состояния дейтрона $d^*(2370)$, наблюдаемого в эксперименте WASA@COSY [7]. Подобные структуры могут также являться и следствием нетривиального взаимодействия виртуальных пионов с нуклонами в поле ядра. В детальном обзоре [8] по рождению лёгких мезонов и мезонных состояний во взаимодействиях лёгких ядер обсуждаются экспериментальные указания на наличие резонансно-подобных особенностей мезонного спектра в области масс $455, 550$ и $750 \text{ МэВ}/c^2$. Основным выводом обзора при этом является необходимость проведения дальнейших экспериментов для прояснения природы этих аномалий.

Скалярные дипионные резонансно-подобные состояния могут проявляться и в двухфотонных распадах. В работе [9] в двухфотонном спектре масс было обнаружено состояние R в околопороговой области 2π -систем ($M_R \approx 380 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_R \approx 60 \text{ МэВ}/c^2$) в реакции $d + C \rightarrow 2\gamma + X$ на Нуклотроне в Дубне при импульсе пучка $2.75 \text{ АГэВ}/c$. При этом однако подобная структура отсутствует в реакции $p + C \rightarrow 2\gamma + X$ при импульсе протона $5.5 \text{ ГэВ}/c$, что только повышает интерес к этому состоянию.

В эксперименте Гиперон-М на ускорительном комплексе У-70 проводятся систематические исследования взаимодействий адронов с ядрами, в том числе положительных пионов с импульсом 7 ГэВ/с с ядрами бериллия и углерода. Суммарная статистика 2γ -событий в π^+ -пучке, набранная за период работы с 2008 по 2018 гг., позволяет осуществить поиск резонансо-подобных структур в спектре масс пар фотонов вплоть до массы η -мезона и выше с достаточно высокой статистической точностью. Это, безусловно, представляет интерес в связи с физикой резонансных мезонных состояний, образующихся в адрон- и ион-ядерных столкновениях при энергиях до нескольких ГэВ на адронную пару. В настоящей работе представлены результаты исследования спектра масс пар фотонов, образующихся в реакциях $\pi^+(Be, C) \rightarrow 2\gamma + X$ при импульсе 7 ГэВ/с в области масс от 250 до 800 МэВ/с², получены ограничения на вклад резонансо-подобных аномалий в эти спектры.

Структура работы следующая: в первой главе дано краткое описание экспериментальной установки Гиперон-М, во второй главе описаны методы отбора событий и анализа данных, а также процедура Монте-Карло моделирования событий. В третьей главе приводится анализ структур, наблюдаемых в двухфотонном спектре. В четвертой главе осуществлен поиск распадов $R \rightarrow 2\gamma$ и представлены полученные результаты. В заключении сформулированы основные выводы работы.

1. Эксперимент Гиперон-М

Экспериментальная установка Гиперон-М состоит из пучкового телескопа сцинтилляционных счетчиков $\{S_1, S_2, S_4\}$, черенковских пороговых счетчиков C_1, C_2, C_3 , ядерной мишени T , триггерного сцинтилляционного счетчика антисовпадений SA и электромагнитного калориметра $LDG2$. Пучок вторичных несепарированных положительно заряженных частиц с импульсом 7 ГэВ/с детектируется пучковым телескопом. Черенковские пороговые счетчики используются для выделения в пучке пионов, доля которых достигает 50% от общего количества частиц в пучке. Пучковые пионы попадают на ядерную мишень T , на которой рождаются в том числе фотоны, детектируемые калориметром $LGD2$. Для выделения исключительно событий рождения фотонов в апертуре калориметра используется сцинтилляционный счетчик S_A , покрывающий телесный угол калориметра и включенный в схему антисовпадений с пучковым телескопом. Схематически установка изображена на Рис. 1.

Электромагнитный калориметр $LGD2$ представляет собой матрицу 24×24 из блоков свинцового стекла размером $85 \times 85 \times 350$ мм³ с приклеенными к их торцевой поверхности фотоумножителями. Передняя поверхность калориметра расположена на расстоянии 370 см от мишени T . В данной работе использовались 2 легкие ядерные мишени: бериллий и углерод, на которых была набрана наибольшая статистика за период 2008-2018 гг.

Регистрируемые фотоны в калориметре использовались для дальнейшего физического анализа событий. Более подробно установка, система сбора данных эксперимента, алгоритмы калибровки детектора $LGD2$, реконструкции энергий и импульсов фотонов, а также программа Монте-Карло (МК) моделирования эксперимента опи-

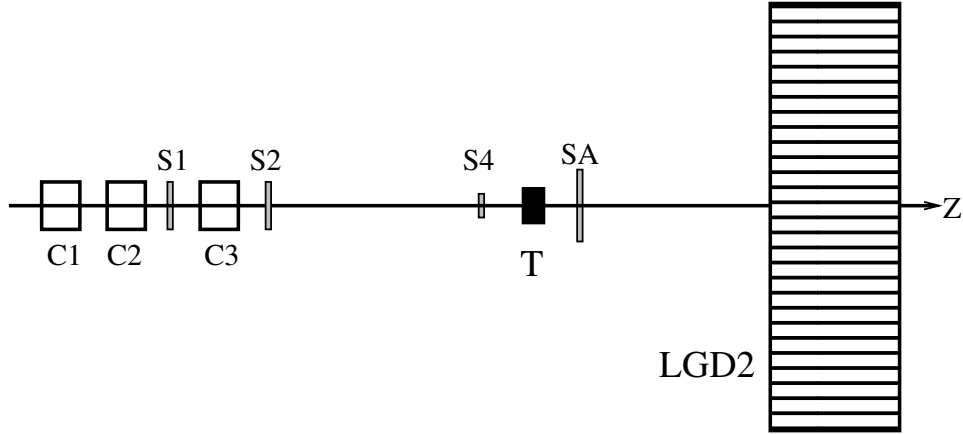


Рис. 1. Схема экспериментальной установки Гиперон-М: S_1 , S_2 , S_4 - пучковые сцинтилляционные счетчики, C_{1-3} - черенковские счетчики, T - мишень, S_A - триггерный сцинтилляционный антисчетчик, $LGD2$ - черенковский электромагнитный спектрометр с радиаторами из свинцового стекла.

саны в работах [10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 18, 19]. МК модель установки включала в себя триггерные счетчики S_4 и S_A , ядерную мишень и калориметр $LGD2$. В качестве генератора первичных событий использовался генератор квазидвухчастичной реакции $\pi^+ + A \rightarrow M_{\rightarrow n\gamma}^0 + X$, с кинематическими распределениями, позволяющими воспроизводить данные эксперимента. Транспортный код GEANT3 [20] был использован для моделирования сигналов в детекторах. События, прошедшие отбор по триггеру, записывались в формате данных эксперимента и использовались для анализа той же программой реконструкции, что и для анализа экспериментальных данных.

2. Данные эксперимента и Монте-Карло моделирования

Для физического анализа двухфотонных систем использовались события, в которых было зарегистрировано 2 фотона в детекторе $LGD2$. События с 3 и 4 фотонами были использованы для идентификации вкладов от многофотонных распадов нейтральных мезонов в двухфотонный спектр масс и их учёта при анализе. При этом требовалось наличие сигнала в пороговых черенковских счетчиках C_1 и C_2 для отбора событий с π^+ -мезонами в пучке. Порог счетчика C_1 был установлен таким образом, чтобы регистрировать пионы с импульсом 7 ГэВ/с, а C_2 — для регистрации пионов и каонов с импульсом 7 ГэВ/с. Для подавления шумящих каналов в калориметре использовался отбор по суммарной энергии фотонов $\sum_{i=1}^n E_i > 1000$ МэВ, зарегистрированных в $LGD2$.

Двухфотонные спектры масс, полученные в экспозиции на бериллиевой и углеродной мишенях, представлены на Рис. 2. В обоих спектрах хорошо видны пики от распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и $\eta \rightarrow 2\gamma$ при массах ≈ 135 МэВ/ c^2 и ≈ 547 МэВ/ c^2 , соответственно. Также заметна особенность в области масс 700 – 800 МэВ/ c^2 , связанная с

наличием событий распада $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$, где один из фотонов от распада π^0 -мезона не был зарегистрирован в *LGD2*. Суммарная статистика 2γ -событий соответствует 2.2×10^6 и 1.6×10^6 зарегистрированных распадов η -мезона на бериллиевой и углеродной ядерных мишенях, соответственно.

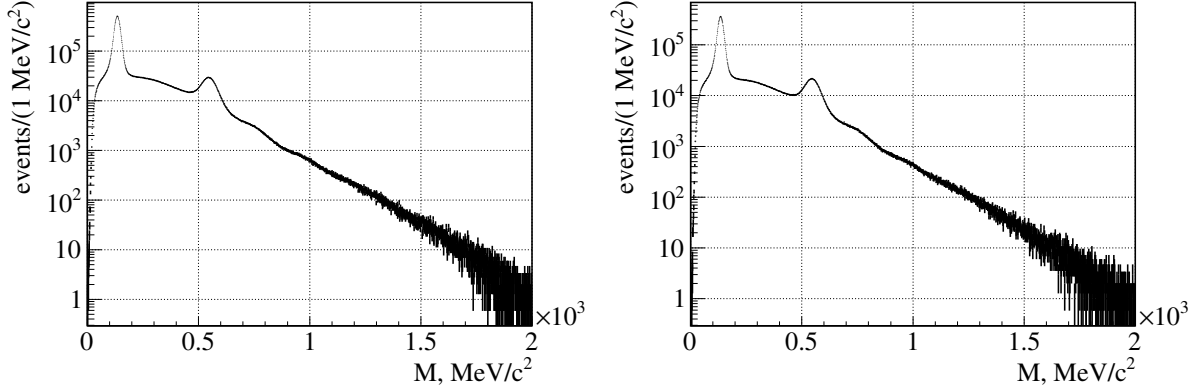


Рис. 2. Спектр масс двухфотонных событий в реакции $\pi^+ + A \rightarrow M_{\rightarrow n\gamma}^0 + X$ на бериллиевой (слева) и углеродной (справа) мишенях при импульсе 7 ГэВ/с.

Для учета вклада в анализируемый двухфотонный спектр масс распада $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$ использовались события с тремя зарегистрированными фотонами в *LGD2*. При этом отобранные события подвергались процедуре кинематического 1C-фита с гипотезой $\pi^0\gamma$, и выбиралась лучшая комбинация фотонов по критерию $\chi_{\pi^0\gamma}^2$. События с $\chi_{\pi^0\gamma}^2 < 5.0$ использовались для построения спектра инвариантных масс $\pi^0\gamma$ -систем. На Рис. 3 слева черной линией приведен полученный в результате экспериментальный спектр масс $\pi^0\gamma$ -событий на бериллиевой мишени, а бирюзовой линией на этом же рисунке показан аналогичный МК-спектр, полученный в результате моделирования рождения $\omega(782)$ -мезона на бериллиевой мишени и его последующего распада $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$, см. подробнее в [18, 19]. МК-спектр нормирован на число наблюдаемых в эксперименте событий этого распада. Для углеродной мишени показанные выше распределения выглядят аналогично.

Распады резонансов в канале $2\pi^0$ также могут приводить к появлению особенностей в 2γ -спектре. Для учета этих особенностей использовались события с четырьмя зарегистрированными фотонами в *LGD2*. При этом отобранные события подвергались процедуре кинематического 2C-фита с гипотезой $2\pi^0$, и выбиралась лучшая комбинация фотонов по критерию $\chi_{2\pi^0}^2$. События с $\chi_{2\pi^0}^2 < 5.0$ использовались для построения спектра инвариантных масс $2\pi^0$ -систем. На Рис. 4 слева черной линией приведен полученный в результате экспериментальный спектр масс $2\pi^0$ -событий на бериллиевой мишени, а бирюзовой линией на этом же рисунке показан аналогичный МК-спектр, полученный в результате моделирования рождения $f_2(1270)$ -мезона на бериллиевой мишени и его последующего распада $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$, см. подробнее в [17, 19]. МК-спектр нормирован на число наблюдаемых в эксперименте событий этого распада. Для углеродной мишени представленные распределения выглядят аналогично.

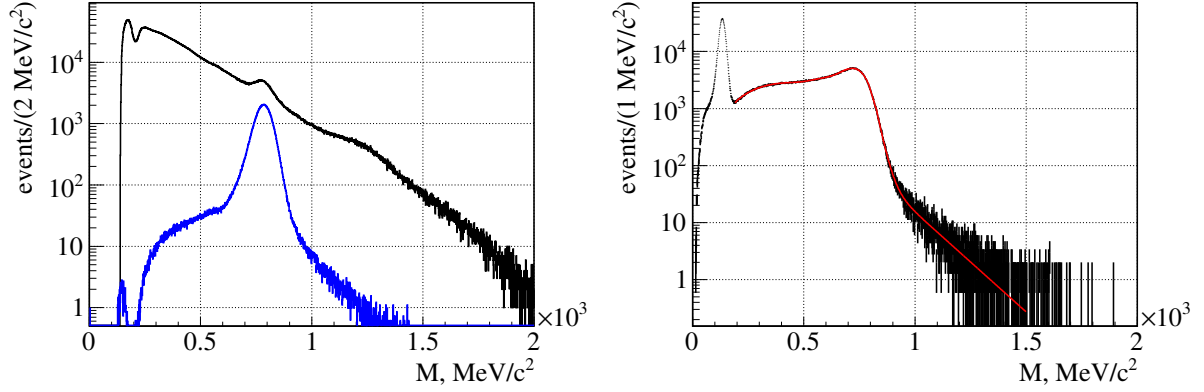


Рис. 3. Слева: экспериментальный спектр масс $\pi^0\gamma$ -событий на бериллиевой мишени, идентифицированных в результате проведенного 1С-фита (черная линия), и аналогичный спектр от распада $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$, полученный с помощью Монте-Карло моделирования с соответствующей нормировкой (синяя линия). Справа: спектр масс 2γ -событий, полученных с помощью Монте-Карло моделирования распада $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$. Красной линией изображена фитирующая функция, см. Главу 3.

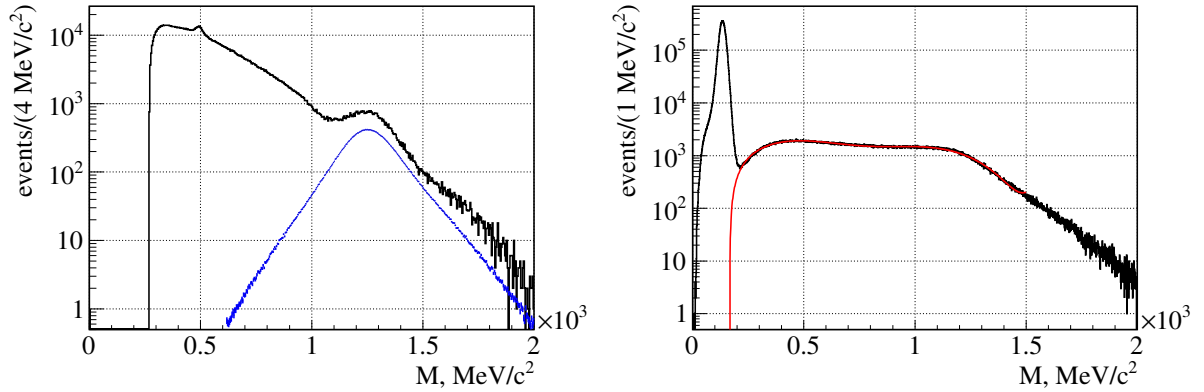


Рис. 4. Слева: экспериментальный спектр масс $2\pi^0$ -событий на бериллиевой мишени, идентифицированных в результате проведенного 2С-фита (черная линия), и аналогичный спектр от распада $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$, полученный с помощью Монте-Карло моделирования с соответствующей нормировкой (синяя линия). Справа: спектр масс 2γ -событий, полученных с помощью Монте-Карло моделирования распада $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$. Красной линией изображена фитирующая функция, см. Главу 3.

3. Анализ спектра 2γ -событий

В двухфотонные спектры масс, представленные на Рис. 2, дают вклад несколько различных процессов: распады нейтральных мезонов на два фотона ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\eta \rightarrow 2\gamma$, $\eta'(958) \rightarrow 2\gamma$); распады нейтральных резонансов в конечном счете на n фотонов ($n > 2$), в которых в LGD2 было зарегистрировано только два фотона ($\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow 3\gamma$, $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$); нерезонансное рождение нескольких

нейтральных мезонов, распадающихся на фотоны, но с регистрацией только двух фотонов в калориметре. Целью анализа является описание двухфотонного спектра с помощью вкладов хорошо известных резонансов, полученных с помощью Монте Карло моделирования.

Анализ экспериментальных 2γ -спектров, Рис.2, был проведен в области масс $m > 200 \text{ МэВ}/c^2$, т.е. далеко за пределами доминирующего пика от распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, который является источником значимого физического фона в данном эксперименте.

Следующий по значимости физический фон обусловлен событиями нейтральных распадов η мезона. Для параметризации вклада от распадов $\eta \rightarrow 2\gamma, \eta \rightarrow 3\pi^0$ было проведено Монте-Карло моделирование рождения η мезона и его распадов по указанным каналам с относительными вероятностями 39.36% и 32.57% [21]. Всего было сгенерировано по 7.5×10^6 событий распадов на бериллиевой и углеродной мишенях. МК-спектр отобранных двухфотонных событий на бериллиевой мишени представлен на Рис. 5. Он представляет собой широкий ассиметричный гауссоподобный пик, амплитуду и положение максимума которого будем ниже характеризовать параметрами a_0 и a_1 . Для параметризации спектра использовалась 16-параметрическая функция $f_\eta(m)$, которая была подобрана эмпирически

$$f_\eta(m) = \begin{cases} a_0 \exp(-x_L^2/2 + \sum_{i=4}^8 a_i x_L^{i-1}), & x_L = (m - a_1)/(a_2 + a_3(m - a_1)), \quad m > a_1 \\ a_0 \exp(-x_R^2/2 + \sum_{i=11}^{15} a_i x_R^{i-8}), & x_R = (m - a_1)/(a_9 + a_{10}(m - a_1)), \quad m \leq a_1 \end{cases} \quad (1)$$

где a_i – фитируемые параметры. При этом качество параметризации спектра, как видно из Рис. 5, где функция (1) показана красной линией, достаточно хорошее. На углеродной мишени параметризация МК-спектра функцией (1) была проведена столь же успешно.

Следующими по значимости фоновыми процессами являются процессы образования и распада $\omega(782)$ и $f_2(1270)$ мезонов. Для параметризации вклада от распада $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$ было проведено Монте-Карло моделирование рождения $\omega(782)$ мезона и его последующего распада по указанному каналу. Всего было сгенерировано по 7.5×10^6 распадов на бериллиевой и углеродной мишенях. Полученный в результате спектр масс двухфотонных событий на бериллиевой мишени представлен на Рис. 3 справа. На углеродной мишени спектр выглядит аналогично. Для параметризации спектров на обеих мишенях в терминах фитируемых параметров b_i использовалась подобранная эмпирически функция $f_\omega(x)$:

$$f_\omega(m) = \begin{cases} f_L(m), & m < 815 \text{ MeV}/c^2 \\ f_R(m), & m \geq 815 \text{ MeV}/c^2, \end{cases} \quad (2)$$

где функция $f_L(m)$ описывает основной спектр масс двухфотонных систем:

$$f_L(m) = b_0 + b_1 G(b_2, b_3, m) \cdot (1 + \sum_{i=4}^6 b_i m^{2i-7}) + b_7 G(b_8, b_9, m) \cdot (1 + \sum_{i=10}^{12} b_i m^{2i-18}), \quad (3)$$

а функция

$$f_R(m) = b_{13} \exp(-b_{14}m) + b_{15} \exp(-b_{16}m) \quad (4)$$

– правую часть этого спектра. В выражении (3) и ниже обозначение G используется для ненормированной функции Гаусса со средним значением α и дисперсией δ^2

$$G(\alpha, \delta, x) = \exp(-0.5(x - \alpha)^2 / \delta^2). \quad (5)$$

Для параметризации двухфотонного спектра масс от распада $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$ было проведено Монте-Карло моделирование рождения $f_2(1270)$ мезона и его распада по указанному каналу. Было сгенерировано по 7.5×10^6 распадов на бериллиевой и углеродной мишенях. Спектр отобранных двухфотонных событий на бериллиевой мишени представлен на Рис. 4 справа. Эмпирическая функция в терминах параметров c_i

$$f_{f_2}(m) = \sum_{i=0}^2 c_i m^i + c_3 G(c_4, c_5, m) + c_6 G(c_7, c_8, m) \cdot (1 + c_9 m), \quad (6)$$

использованная для фитирования спектров, показана на рисунке красной линией.

В спектрах двухфотонных масс на обеих мишенях был учтен также вклад от распада $\eta'(958) \rightarrow 2\gamma$. Для параметризации спектра от этого распада была выбрана функция Гаусса (5). Выбор такой простой функции обусловлен малым числом наблюдаемых в эксперименте распадов $\eta'(958) \rightarrow 2\gamma$, хотя реальная форма сигнала несколько и отличается от распределения Гаусса. На Рис. 6 слева приведен спектр масс двухфотонных событий, полученный с помощью Монте-Карло моделирования распада узкого резонанса с массой $958 \text{ МэВ}/c^2$ на 2 фотона на бериллиевой мишени. Спектр профитирован функцией Гаусса (5), на рисунке она показана красной линией. Описание пика удовлетворительное, основная разница наблюдается слева от пика. Однако в силу небольшого числа наблюдаемых событий эта разница заведомо несущественна.

Наконец, для полноты картины на Рис. 6 справа представлена эффективность регистрации узкого резонанса, распадающегося на 2 фотона, в зависимости от его массы. Эффективность получена с помощью Монте-Карло моделирования на бериллиевой мишени. Для углеродной мишени распределение выглядит аналогично.

Двухфотонные спектры масс, полученные в эксперименте на бериллиевой и углеродной мишенях, были профитированы суммой $f_{tot}(m)$ рассмотренных выше оптимально параметризованных МК-вкладов от распадов: $\eta \rightarrow 2\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0$, $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$, $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$, $\eta'(958) \rightarrow 2\gamma$ со свободными (фитируемыми) параметрами нормировки, и гладкой функции $f_{NR}(m)$, дополнительно введенной для описания нерезонансного фона от различных неидентифицированных в эксперименте процессов:

$$f_{tot}(m) = p_0 f_\eta(m) + p_1 f_\omega(m) + p_2 f_{f_2}(m) + p_3 f_{\eta'(958)}(m) + f_{NR}(m), \quad (7)$$

где пятипараметрическая функция $f_{NR}(m)$ была подобранная эмпирически. Она имеет вид:

$$f_{NR}(m) = p_4 \exp(-p_5 m) + p_6 G(p_7, p_8, m), \quad (8)$$

а ее параметры включены в процедуру фитирования экспериментальных спектров наряду с параметрами нормировки p_{0-3} в функции (7). Как ожидаемый результат функция (7) должна хорошо описывать полученные экспериментальные 2γ -спектры на бериллиевой и углеродной мишенях.

Прежде, чем переходить к полученным результатам следует отметить, что наиболее опасный физический фон, из рассмотренных выше, обеспечивают нейтральные распады η мезона из-за нетривиальности самого двухфотонного спектра масс, см. Рис.5, а также в связи с большой статистикой указанных распадов в наблюдаемых спектрах. И это существенно ужесточает требование к аккуратности параметризации ожидаемого 2γ -спектра от распадов η мезона. Это первое. Второе, моделирование событий распада η мезона в спектрометре LGD2 при помощи пакета GEANT3 (равно как и любого другого пакета) имеет конечную точность. Что касается GEANT3, то ожидаемую точность моделирования в данном эксперименте можно оценить в несколько процентов. Чтобы улучшить согласие МК и экспериментальных 2γ -спектров в области массы η мезона в функцию параметризации вклада его нейтральных распадов (1) при фите экспериментального спектра функцией (7) были введены два дополнительных фитируемых параметра, а именно параметр β_1 для согласования массовой шкалы и параметр β_2 для согласования ширины η -пика в спектрах Монте-Карло и эксперимента:

$$m \rightarrow m' = \beta_1 m, \quad x_{L,R} \rightarrow x'_{L,R} = \beta_2 x_{L,R}. \quad (9)$$

Проведенное фитирование экспериментальных двухфотонных спектров масс функцией (7) с учетом коррекций (9) показало достаточно хорошее описание спектров во всей анализируемой области масс $[200,1500]$ МэВ/ c^2 за исключением области вблизи максимума η пика. Для улучшения качества фитирования в этой области к функции $f_\eta(m)$ было добавлено распределение $f_{\eta_2}(m)$ в виде функции Гаусса (5) со свободными параметрами

$$f_{\eta_2}(m) = p_9 G(p_{10}, p_{11}, m) \quad (10)$$

и проведено фитирование экспериментальных спектров с учетом этого распределения. Полученные в результате значения параметров p_{10} и p_{11} оказались близкими к МК-параметрам для описания распада $\eta \rightarrow 2\gamma$. Это позволяет отнести распределение (10) к функции описания вклада нейтральных распадов η мезона в рассматриваемый спектр масс в дополнение к функции (1). После того, как параметры p_{10} и p_{11} были определены посредством фита экспериментальных распределений на бериллиевой и углеродной мишенях, в дальнейшем анализе спектров они были зафиксированы. Результаты фитирования спектров на бериллиевой и углеродной мишенях функцией (7) с учетом коррекций (9) и введенной выше функции (10) 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 2γ -спектров высокое, оно характеризуется статистиками $\chi^2/ndf = 1332.24/1278$ и $\chi^2/ndf = 1327.14/1278$ на бериллиевой и углеродной мишенях, соответственно.

На Рис. 8 приведены разности экспериментальных спектров и фитирующих функций для бериллиевой и углеродной мишеней. Хорошо видно, что на гистограммах отсутствуют скольнибудь значимые локальные избытки событий. Откуда можно сделать вывод, что для описания экспериментальных 2γ -спектров на обеих мишенях вполне достаточно вкладов, рассмотренных выше процессов.

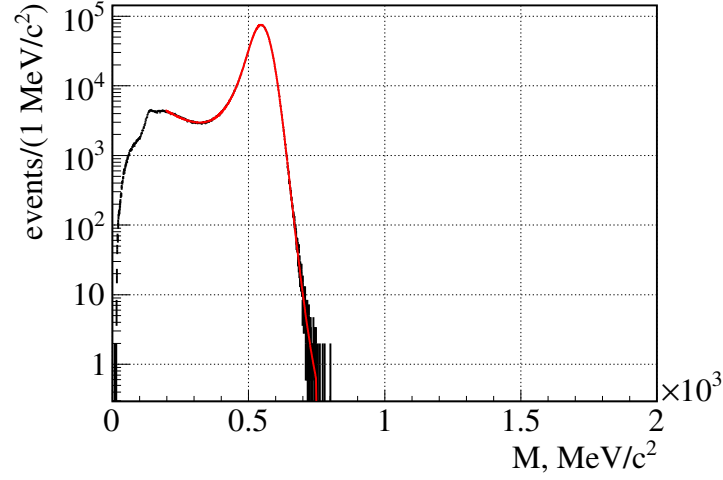


Рис. 5. Спектр масс 2γ -событий, полученных с помощью Монте-Карло моделирования распадов $\eta \rightarrow 2\gamma, \eta \rightarrow 3\pi^0$. Красной линией изображена фитирующая функция (1).

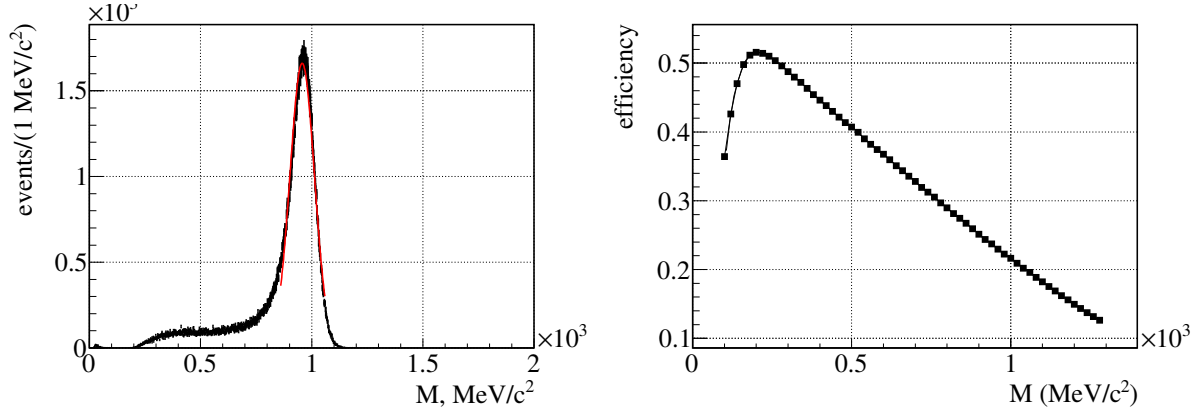


Рис. 6. Слева: спектр масс 2γ -событий, полученных с помощью Монте-Карло моделирования распада узкого резонанса с массой $958 \text{ МэВ}/c^2$ на 2 фотона. Красной линией изображена фитирующая функция Гаусса (5). Справа: Эффективность регистрации узкого резонанса, распадающегося на 2 фотона, в зависимости от его массы, полученная с помощью Монте-Карло моделирования.

4. Поиск неизвестного резонанса

Как видно из Рис. 8, какие-либо визуально определяемые пики в двухфотонном спектре масс на бериллиевой и углеродной мишенях отсутствуют. Для количественной оценки возможного вклада неизвестного состояния в рассматриваемые спектры к фитирующей функции (7) была добавлена функция Гаусса с нормировкой n_R , средним значением m_R и среднеквадратичным отклонением $\delta = \sqrt{\delta_R^2 + \delta_A^2}$, где δ_A описывает разрешение установки, а δ_R — среднеквадратичное отклонение, связанное с

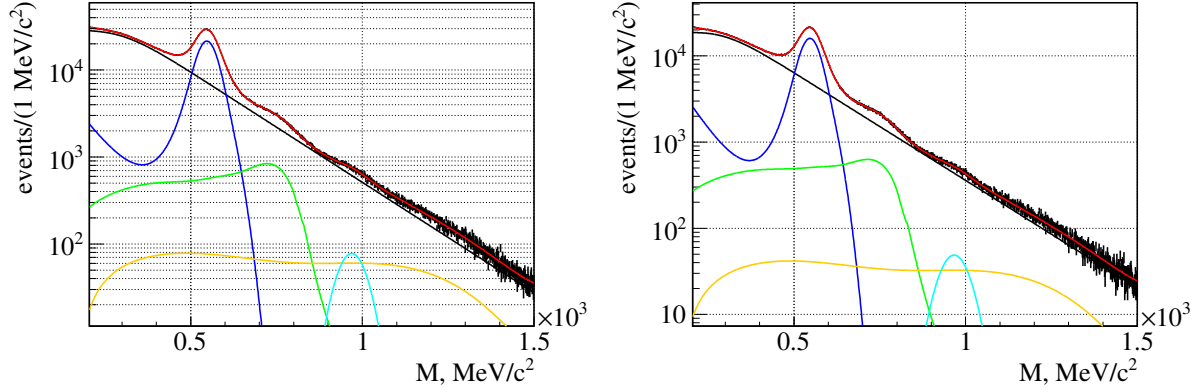


Рис. 7. Слева: спектр масс 2γ -событий на бериллиевой мишени. Справа: спектр масс 2γ -событий на углеродной мишени. Красной линией показана фитирующая функция (7). Черной линией показан вклад от нерезонансных событий (8). Синей линией показан вклад от нейтральных распадов η -мезона (1). Зеленым цветом показан вклад от распада $\omega(782)$ -мезона (2). Желтой линией показан вклад от распада $f_2(1270)$ -мезона (6). Бирюзовым цветом показан вклад от 2γ -распада $\eta'(958)$. (Цвета в онлайн-версии).

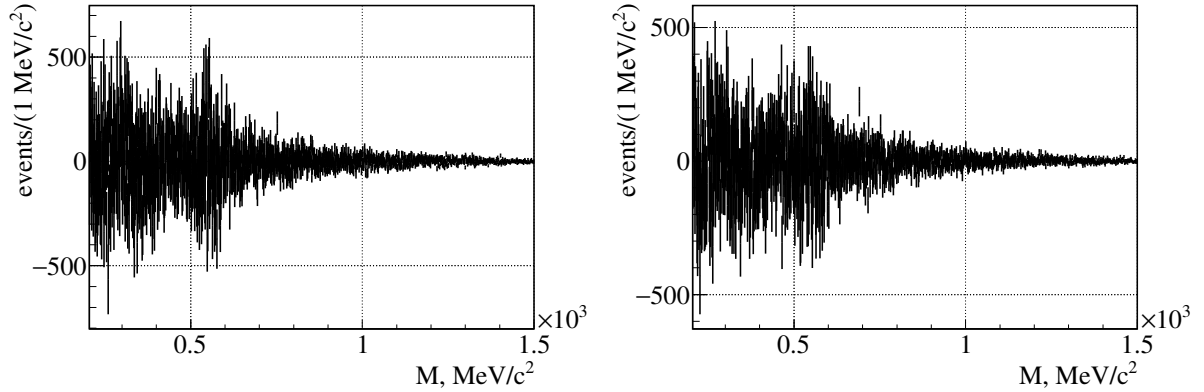


Рис. 8. Разность двухфотонного спектра масс и фитирующей функции (7): слева — для бериллиевой мишени, справа — для углеродной мишени.

наличием собственной ширины состояния:

$$f_R(m) = f_{tot}(m) + n_R \exp(-0.5(m - m_R)^2 / (\delta_R^2 + \delta_A^2)). \quad (11)$$

Разрешение установки было оценено с помощью Монте-Карло моделирования распадов узкого двухфотонного резонанса с фиксированной массой. Для серии значений массы резонанса реконструированные двухфотонные спектры масс были профитированы функцией Гаусса, как это показано на Рис. 6. Полученные среднеквадратичные отклонения от среднего значения представлены на Рис. 9, где красной линией показаны также результаты их фитирования линейной функцией. Из рисунка видно, что линейная функция хорошо описывает зависимость аппаратного среднеквадратичного отклонения от массы резонанса.

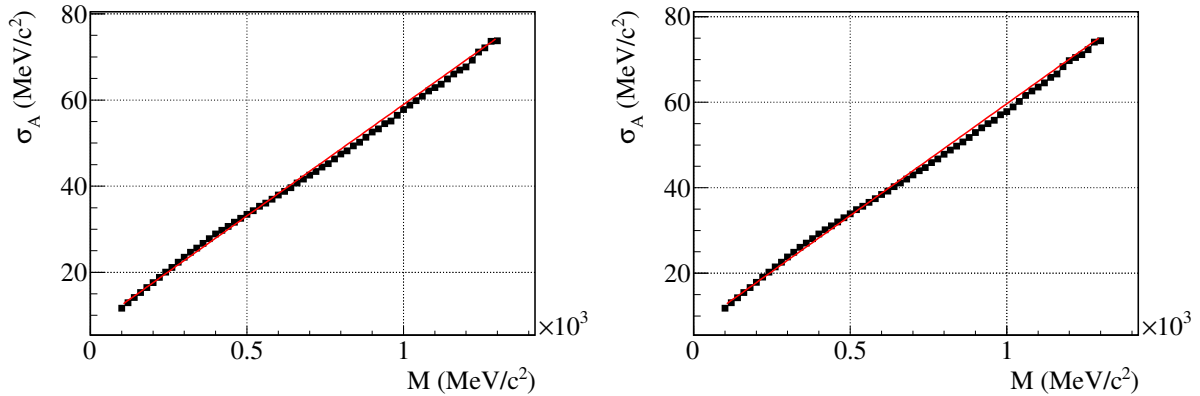


Рис. 9. Слева: среднеквадратичное отклонение функции Гаусса δ_A в зависимости от массы узкого резонанса на бериллиевой мишени. Справа: среднеквадратичное отклонение функции Гаусса δ_A в зависимости от массы узкого резонанса на углеродной мишени. Красной линией показан фит линейной функцией.

Для поиска возможных 2γ -резонансов была проведена серия фитирований 2γ -спектров функцией (11) с фиксированными массой m_R и среднеквадратичным отклонением δ_R . Для каждой точки (m_R, δ_R) в результате была определена величина сигнала n_R и его статистическая ошибка δ_{n_R} , которые были использованы для вычисления, так называемой, p -статистики, представляющей собой вероятность статистической флуктуации, воспроизводящей или превышающей данные, при условии верности нуль-гипотезы H_0 . Нуль-гипотеза H_0 состоит в отсутствии сигнала с параметрами (m_R, δ_R) , см. подробнее например в обзоре [21]. p -статистика оценивается, исходя из полученного количества резонансов $n_R \pm \delta_{n_R}$, по формуле:

$$p = 1 - \int_{-\infty}^{n_R} f_G(0, \delta_{n_R}, x) dx, \quad (12)$$

где интеграл представляет собой кумулятивную функцию нормированного на 1 распределения Гаусса со средним 0 и среднеквадратичным отклонением δ_{n_R} . Полученные значения p -статистики в зависимости от параметров резонанса m_R и δ_R на бериллиевой и углеродной мишенях представлены на Рис. 10. Области локальных минимумов соответствуют значениям m_R и δ_R с наибольшей значимостью искомого сигнала (минимальной вероятностью нулевой гипотезы). Так, значение $p = 1.59 \times 10^{-1}$ соответствует 1δ -значимости сигнала, $p = 2.28 \times 10^{-2}$ соответствует 2δ -значимости, а $p = 1.35 \times 10^{-3}$ соответствует 3δ -значимости. Из рисунка видно, что наблюдаются 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.

В окрестностях локальных минимумов было проведено фитирование двухфотонных спектров функцией (11) со свободными параметрами n_R , m_R и δ_R . В результате для каждого из минимумов были определены все перечисленные параметры, а так-

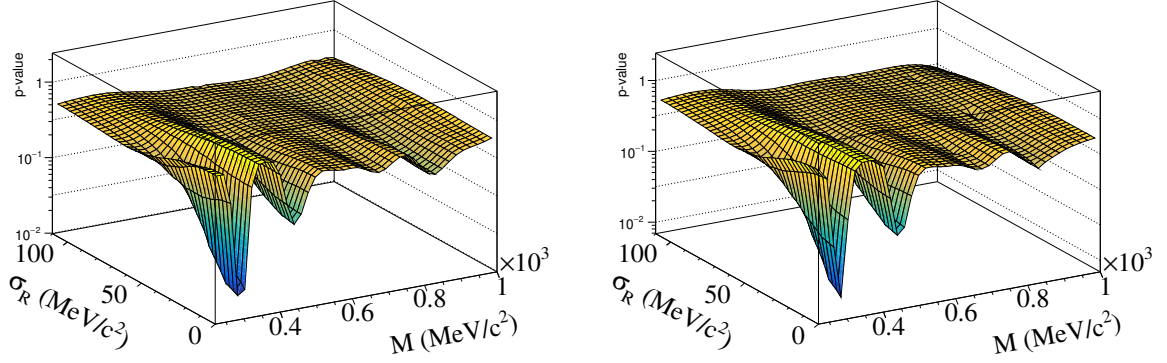


Рис. 10. Значения p -статистики в зависимости от массы резонанса m_R и его среднеквадратичного отклонения δ_R . Слева – на бериллиевой мишени, справа – на углеродной мишени.

же числа $N_{R \rightarrow 2\gamma}$ потенциально наблюдаемых в 2γ -спектрах резонансов R согласно формуле

$$N_{R \rightarrow 2\gamma} = n_R (2\pi)^{1/2} (\delta_R^2 + \delta_A^2)^{1/2}. \quad (13)$$

При этом следует отметить, что полученные значения параметров δ_R в пределах статистических погрешностей равны нулю, причем с достаточно хорошей точностью. Это проявляется, в частности, и в наблюдаемой чисто аппаратурной ширине указанных пиков. Отнормировав далее эти числа резонансов (13) на числа $n_{\eta \rightarrow 2\gamma}$ наблюдаемых в этих же спектрах η мезонов с поправкой на эффективности их регистрации, получаем оценку отношения сечений образования искомым резонансов R к сечению образования η мезона в их двухфотонных модах распада:

$$\rho(R \rightarrow 2\gamma / \eta \rightarrow 2\gamma) = \frac{\sigma(R) \cdot BR(R \rightarrow 2\gamma)}{\sigma(\eta) \cdot BR(\eta \rightarrow 2\gamma)} = \frac{N_{R \rightarrow 2\gamma} / \varepsilon(m_{R \rightarrow 2\gamma})}{n_{\eta \rightarrow 2\gamma} / \varepsilon(m_{\eta \rightarrow 2\gamma})} \quad (14)$$

где $\varepsilon(m_{R \rightarrow 2\gamma})$ - эффективность регистрации резонанса R , а $\varepsilon(m_{\eta \rightarrow 2\gamma})$ - эффективность регистрации η мезона в их двухфотонных модах распада, см. Рис.6 справа. Полученные в результате значения параметров резонансов, а также их сечений по отношению к сечению образования η мезона с последующим двухфотонным распадом, приведены в Таблице 1 для данных на бериллиевой мишени и в Таблице 2 – на углеродной мишени.

Таблица 1. Результаты поиска неизвестных резонансов в двухфотонном спектре масс на бериллиевой мишени, обозначения см. в основном тексте.

Резонанс	Масса m_R , МэВ/ c^2	Число соб. $N_{R \rightarrow 2\gamma}$	$\rho(R \rightarrow 2\gamma / \eta \rightarrow 2\gamma)$, 95% CL
R(290)	297 ± 7	3629 ± 1450	$< 3.1 \times 10^{-3}$
R(450)	447 ± 30	1523 ± 1294	$< 2.1 \times 10^{-3}$
R(830)	830 ± 44	343 ± 537	$< 1.1 \times 10^{-3}$

Таблица 2. Результаты поиска неизвестных резонансов в двухфотонном спектре масс на углеродной мишени, обозначения см. в основном тексте.

Резонанс	Масса m_R , МэВ/ c^2	Число соб. $N_{R \rightarrow 2\gamma}$	$\rho(R_{\rightarrow 2\gamma}/\eta_{\rightarrow 2\gamma})$, 95% CL
R(290)	285 ± 8	2746 ± 1206	$< 3.2 \times 10^{-3}$
R(450)	450 ± 36	1639 ± 1074	$< 2.7 \times 10^{-3}$
R(830)	835 ± 41	219 ± 441	$< 1.1 \times 10^{-3}$

Как видно из обеих таблиц, ни в одной из потенциально интересных областях масс двухфотонных систем в интервале от 200 до 1000 МэВ/ c^2 измеренный уровень экстра-резонансных состояний, образующихся в π^+A взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с, 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 η мезона на бериллиевой мишени и 1.6 млн событий на углеродной мишени, получено ограничение сверху на отношение сечений образования экстра резонансов к сечению образования η 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.

Заключение

В работе исследован спектр масс пар фотонов, образующихся в π^+A взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с на предмет поиска ABC -подобных структур, являющихся следствием нетривиальной динамики взаимодействия частиц в поле ядра. Указаний на наличие эксцесса событий в области масс 200 – 1000 МэВ/ c^2 не обнаружено. Получено ограничение сверху на отношение сечений образования экстра-структур (резонансов) к сечению образования η мезона с последующими их двухфотонными распадами на уровне 3.2×10^{-3} (95% CL) для бериллиевой и углеродных мишеней.

Данная работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда
 No 22-12-00095, <https://rscf.ru/project/22-12-00095/>

Список литературы

- [1] A. Abashian, N. E. Booth and K. M. Crowe, Phys. Rev. Lett. **5** (1960), 258-260
- [2] N. E. Booth, A. Abashian and K. M. Crowe, Phys. Rev. Lett. **7** (1961), 35-39
- [3] R. J. Homer et al., Phys. Lett. **9** (1964) 72-75
- [4] J. H. Hall, T. A. Murray, L. Riddiford, Nucl. Phys. B **12** (1969) 573-585
- [5] J. Banaigs et al., Nucl. Phys. B **67** (1973) 1
- [6] J. Bar-Nir et al., Nucl. Phys. B **54** (1973) 17
- [7] P. Adlarson et al., Phys. Lett. B **721** (2013) 229
- [8] A. Codino and F. Plouin, LNS-PH-94-06.
- [9] Kh. Abraamyan et al. Eur. Phys. J. A **52** (2016) 259
- [10] A. A. Aseev, M. Yu. Bogolyubskii, V. A. Viktorov, et al. (Hyperon-M Collab.), IHEP Preprint No. 2002-3 (Inst. High Energ. Phys., Protvino, 2002).
- [11] M. Yu. Bogolyubskii, V. A. Viktorov, V. S. Petrov, et al. (Hyperon-M Collab.), Instrum. Exp. Tech. 49, 61 (2006).
- [12] M. Yu. Bogolyubsky, V. A. Viktorov, V. A. Onuchin, et al. (Hyperon-M Collab.), Instrum. Exp. Tech. 50, 664 (2007).
- [13] S. A. Akimenko, A. V. Bannikov, V. I. Belousov, A. M. Blik, V. N. Kolosov, V. M. Kut'in, Z. V. Krumshtein, A. I. Pavlinov, and A. S. Solov'ev, IHEP Preprint No. 82-149 (Inst. High Energy Phys., Serpukhov, 1982).
- [14] S. A. Akimenko, A. V. Bannikov, V. I. Belousov, A. M. Blik, V. N. Kolosov, V. M. Kut'in, Z. V. Krumshtein, A. I. Pavlinov, and A. S. Solov'ev, Prib. Tekh. Eksp., No. 1, 66 (1984).
- [15] V. Yu. Batusov and N. L. Rusakovich, JINR Preprint R1-95-423 (JINR, Dubna, 1995).
- [16] M. Yu. Bogolyubskii, D. I. Patalakha, B. V. Polishchuk, S. A. Sadovsky, A. S. Solov'ev, M. V. Stolpovsky, and Yu. V. Kharlov, Instrum. Exp. Tech. 54, 682 (2011).
- [17] M. Yu. Bogolyubskii, S. V. Evdokimov, V. I. Izucheev, D. I. Patalakha, B. V. Polishchuk, S. A. Sadovsky, A. S. Soloviev, M. V. Stolpovsky, Yu. V. Kharlov, N. A. Kuzmin, V. P. Obudovsky, Yu. P. Petukhov, and S. Ya. Sychkov, Phys. At. Nucl. 76, 1324 (2013).

- [18] S. V. Evdokimov, V. I. Izucheev, E. S. Kondratyuk, B. V. Polishchuk, S. A. Sadovsky, Y. V. Kharlov and A. A. Shangaraev, JETP Lett. **113** (2021) no.5, 289-296
- [19] S. V. Evdokimov, V. I. Izucheev, E. S. Kondratyuk, B. V. Polishchuk, S. A. Sadovsky, A. A. Shangaraev and Y. V. Kharlov, Phys. At. Nucl. **84** (2021) no.9, 1647-1652
- [20] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson and P. Zanarini, CERN-DD-EE-84-1.
- [21] R. L. Workman *et al.* [Particle Data Group], PTEP **2022** (2022), 083C01 doi:10.1093/ptep/ptac097

Ручкопись поступила 30 августа 2023 г.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

А.М. Горин, С.В. Евдокимов, А.А. Зайцев и др.

Поиск резонансов в спектре масс двухфотонных событий, образующихся в π^+A -взаимодействиях, в эксперименте Гиперон-М на ускорительном комплексе У-70.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **L^AT_EX**.

Подписано к печати 1.09.2023 Формат 60 × 84/16. Цифровая печать.
Печ.л. 1,6. Уч.-изд.л. 1,25. Тираж 60. Заказ 11. Индекс 3649.

НИИ «Курчатовский институт» – ИФВЭ
142281, Московская область, г. Протвино, пл. Науки, 1

www.ihep.ru; библиотека <http://web.ihep.su/library/pubs/all-w.htm>

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2023–9,
НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ, 2023
