

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

А. М. Горин⁺, С. В. Евдокимов⁺¹⁾, А. А. Зайцев*, В. И. Изучеев⁺, Б. В. Полищук⁺, К. А. Романишин⁺,
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

Поступила в редакцию 21 сентября 2023 г.

После переработки 28 сентября 2023 г.

Принята к публикации 29 сентября 2023 г.

Исследования на Нуклотроне в ОИЯИ указывают на наличие ранее неизвестной резонансо-подобной структуры в двухфотонном спектре масс в области 300–400 МэВ/ c^2 , наблюдаемой в ядро-ядерных взаимодействиях. Целью данной работы является поиск таких структур в двухфотонном спектре масс в мезон-ядерных взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с на установке Гиперон-М ускорительного комплекса У-70. 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 %.

DOI: 10.31857/S1234567823210012, EDN: prgiqb

Введение. Несмотря на то, что спектры масс в области легких мезонов хорошо изучены, особенности динамики взаимодействий частиц в поле ядра могут приводить к появлению резонансо-подобных структур в наблюдаемом спектре масс. Так, впервые о наблюдении аномалии двухпионного спектра масс в области 315 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, [3–6]. Наличие резонансо-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 [7], приводящего к образованию возбужденного состояния дейтрона $d^*(2370)$, который наблюдался в эксперименте WASA@COSY [8]. В детальном обзоре [9] по рождению легких мезонов и мезонных состояний во взаимодействиях легких ядер обсуждаются экспериментальные указания на наличие резонансо-подобных особенностей двухпионного спектра масс в области 455, 550 и 750 МэВ/ c^2 . Основным выводом обзора при этом является необходимость проведения дальнейших экспериментов для выяснения природы этих аномалий.

Скалярные дипионные резонансо-подобные состояния могут проявляться и в двухфотонных распадах. В работе [10] в двухфотонном спектре масс наблюдалось состояние $R360$ в околороговой области 2π -систем ($M_R \approx 380$ МэВ/ c^2 , $\Gamma_R \approx 60$ МэВ/ c^2) в реакции $d + C \rightarrow 2\gamma + X$ на Нуклотроне в Дубне при импульсе пучка 2.75 АГэВ/с. При этом, однако, подобная структура отсутствует в реакции $p + C \rightarrow 2\gamma + X$ при импульсе протона 5.5 ГэВ/с. Поиск легких бозонов в распадах на два фотона в последнее время приобрел новый интерес в связи с указанием на существование состояний $X17$ [11, 12] и $E38$ [13–15] которые могут быть интерпретированы как КЭД-мезоны, представляющие собой пару легких кварков $q\bar{q}$ в состоянии конфайнмента в открытой струне, описывающейся в $(1+1)D$ абелевом $U(1)$ калибровочном квантово-электродинамическом (КЭД) взаимодействии [16]. Эта модель описывает $R360$ как молекулярное состояние двух пионов и двух $E38$ состояний, объединяя в себе различные аномальные бозонные состояния, включая $R360$, ABC эффект и КЭД-мезоны $X17$, $E38$. Дальнейшие исследования этих состояний и их взаимосвязей представляют большой интерес, см. [16].

В данной работе представлены результаты поиска аномальных резонансных бозонных состояний в диапазоне масс от 200 до 1000 МэВ/ c^2 , проведенные на основе данных эксперимента Гиперон-М на

¹⁾e-mail: Sergey.Evdokimov@ihep.ru

ускорительном комплексе У-70. Гиперон-М проводит систематические исследования взаимодействий адронов с ядрами, в том числе положительных пионов с ядрами ${}^9\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}$. 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 обеспеченностью. Это, безусловно, представляет интерес в связи с физической резонансных мезонных состояний, образующихся в адрон- и ион-ядерных столкновениях при энергиях до нескольких ГэВ на адронную пару. В работе представлены результаты исследования спектра масс пар фотонов, образующихся в реакциях $\pi + (\text{Be}, \text{C}) \rightarrow 2\gamma + X$ при импульсе 7 ГэВ/с в области масс от 200 до 1000 МэВ/с², и получены ограничения на вклады резонансо-подобных состояний в эти спектры.

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 S_A и электромагнитного калориметра $LDG2$. Пучок вторичных 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. Пучок попадает на ядерную мишень T , на которой рождаются в том числе фотоны, детектируемые калориметром $LDG2$. 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 $LDG2$ 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 .

Регистрируемые фотоны в калориметре использовались для физического анализа событий. Более подробно установка, система сбора данных эксперимента, алгоритмы калибровки детектора $LDG2$, реконструкции энергий и импульсов фотонов, а также программа Монте-Карло (МК), моделирования эксперимента описаны в работах [17–25].

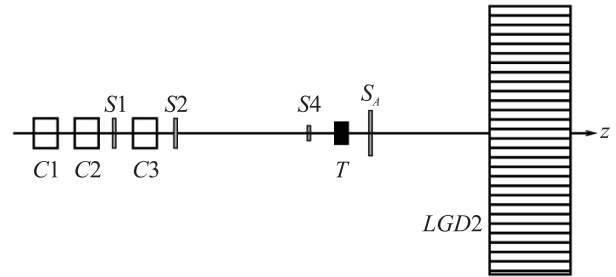


Рис. 1. Схема экспериментальной установки Гиперон-М: S_1, S_2, S_4 – пучковые сцинтилляционные счетчики; C_1 – C_3 – черенковские счетчики; T – мишень; S_A – триггерный сцинтилляционный антисчетчик; $LDG2$ – черенковский электромагнитный спектрометр с радиаторами из свинцового стекла

2. Данные эксперимента и Монте-Карло моделирования. Для физического анализа двухфотонных систем использовались события, в которых было зарегистрировано 2 фотона в детекторе $LDG2$. События с 3 и 4 фотонами были использованы для идентификации вкладов от многофотонных распадов нейтральных мезонов в двухфотонный спектр масс и их учета 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 $LDG2$.

Двухфотонный спектр масс, полученный в экспозиции на бериллиевой мишени, представлен на рис. 2. В спектре хорошо видны пики от распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и $\eta \rightarrow 2\gamma$ при массах ≈ 135 МэВ/с² и ≈ 547 МэВ/с², соответственно. Также заметна особенность в области масс 700–800 МэВ/с², связанная с наличием событий распада $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$, где один из фотонов от распада π^0 -мезона не был зарегистрирован в $LDG2$. Спектр, полученный на углеродной мишени, выглядит аналогично. Суммарная статистика соответствует 2.2×10^6 и 1.6×10^6 зарегистрированных распадов $\eta \rightarrow 2\gamma$ на бериллиевой и углеродной ядерных мишенях, соответственно.

Для учета вклада от распада $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$ использовались события с тремя зарегистрированными фотонами в $LDG2$. При этом отобранные события подвергались процедуре кинематического 1C-фита с гипотезой $\pi^0\gamma$, и выбиралась лучшая комбинация фотонов по критерию $\chi^2_{\pi^0\gamma}$. События с $\chi^2_{\pi^0\gamma} < 5.0$ ис-

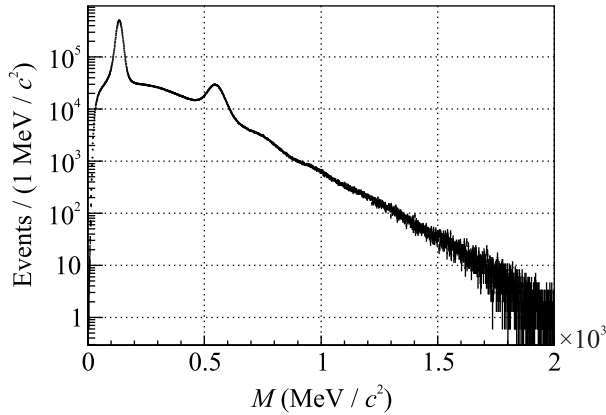


Рис. 2. Спектр масс двухфотонных событий в реакции $\pi^+ + A \rightarrow M^0_{n\gamma} + X$ на бериллиевой мишени при импульсе 7 ГэВ/с

пользовались для построения спектра инвариантных масс $\pi^0\gamma$ -систем. На рисунке 3 слева приведен полученный в эксперименте спектр масс $\pi^0\gamma$ -событий на бериллиевой мишени и МК спектр рождения и последующего распада $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$, см. подробнее в [24, 25]. МК спектр нормирован на число наблюдаемых в эксперименте событий этого распада. Для углеродной мишени распределения выглядят аналогично.

Для учета вклада от распада $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$ 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 $\chi^2_{2\pi^0}$. События с $\chi^2_{2\pi^0} < 5.0$ использовались для построения спектра инвариантных масс $2\pi^0$ -систем. На рисунке 4 слева приведен полученный в эксперименте спектр масс $2\pi^0$ -событий на бериллиевой мишени и МК спектр рождения и последующего распада $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$, см. подробнее в [23, 25]. МК спектр нормирован на число наблюдаемых в эксперименте событий этого распада. На углеродной мишени спектры выглядят аналогично.

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 калори-

метре. Целью анализа является описание двухфотонного спектра с помощью парциальных вкладов этих процессов.

Анализ экспериментальных 2γ -спектров, рис. 2, был проведен в области масс $m > 200$ 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 МК моделирование рождения η мезона и его распадов по указанным каналам с относительными вероятностями 39.36 и 32.57 % [26]. 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. Для параметризации спектра использовалась функция $f_\eta(m)$, которая была подобрана эмпирически

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

где a_i — фитируемые параметры, $x_L = (m - a_1)/(a_2 + a_3(m - a_1))$, $x_R = (m - a_1)/(a_9 + a_{10}(m - a_1))$. Эта параметризация хорошо описывает особенности спектра. 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 $f_\omega(x)$:

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

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

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

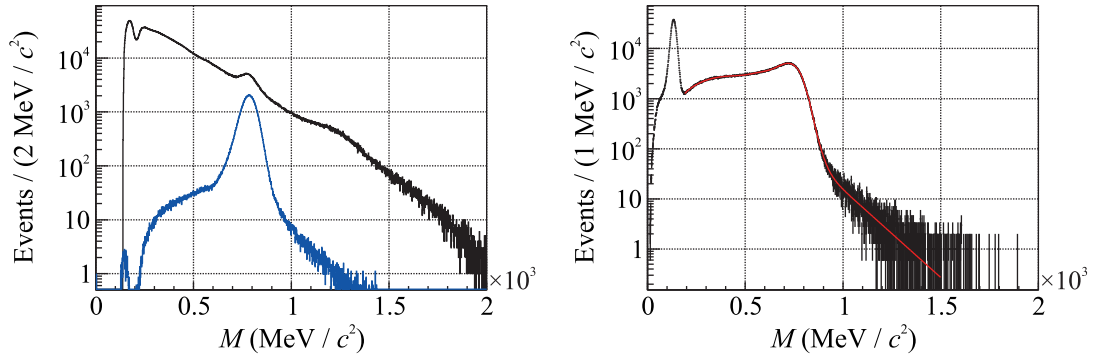


Рис. 3. (Цветной онлайн) Слева: экспериментальный спектр масс $\pi^0\gamma$ -событий на бериллиевой мишени, идентифицированных в результате проведенного 1С-фита (черная линия), и аналогичный спектр от распада $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$, полученный с помощью МК моделирования с соответствующей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

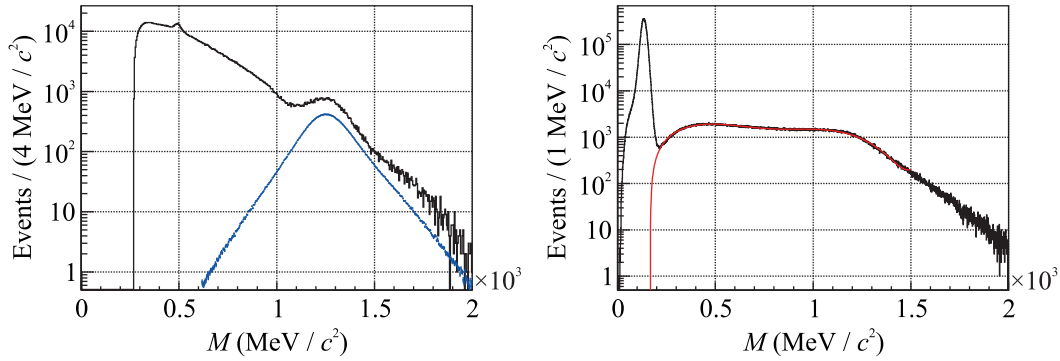


Рис. 4. (Цветной онлайн) Слева: экспериментальный спектр масс $2\pi^0$ -событий на бериллиевой мишени, идентифицированных в результате проведенного 2С-фита (черная линия), и аналогичный спектр от распада $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$, полученный с помощью МК моделирования с соответствующей нормировкой (синяя линия). Справа: спектр масс 2γ -событий, полученных с помощью МК моделирования распада $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$. Красной линией изображена фитирующая функция (6), см. гл. 3

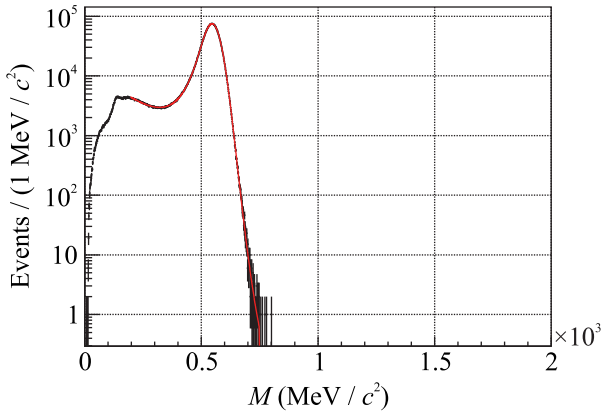


Рис. 5. (Цветной онлайн) Спектр масс 2γ -событий, полученных с помощью МК моделирования распадов $\eta \rightarrow 2\gamma, \eta \rightarrow 3\pi^0$. Красной линией изображена фитирующая функция (1)

а функция

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

— правую часть этого спектра. Здесь и далее G обозначает ненормированную функцию 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 МК 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 рис. 4 красной линией.

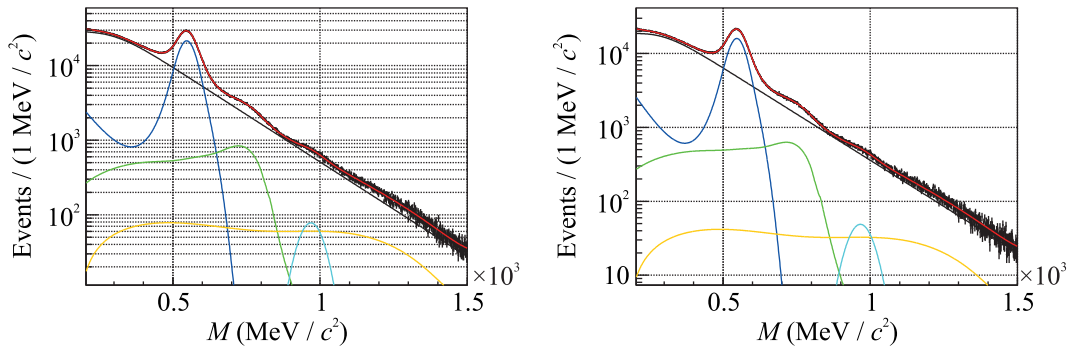


Рис. 6. (Цветной онлайн) Спектр масс 2γ -событий на бериллиевой (слева) и углеродной (справа) мишенях. Красной линией показана фитирующая функция (7). Черной линией показан вклад от нерезонансных событий (8). Синей линией показан вклад от нейтральных распадов η -мезона (1). Зеленым цветом показан вклад от распада $\omega(782)$ -мезона (2). Желтой линией показан вклад от распада $f_2(1270)$ -мезона (6). Бирюзовым цветом показан вклад от 2γ -распада $\eta'(958)$

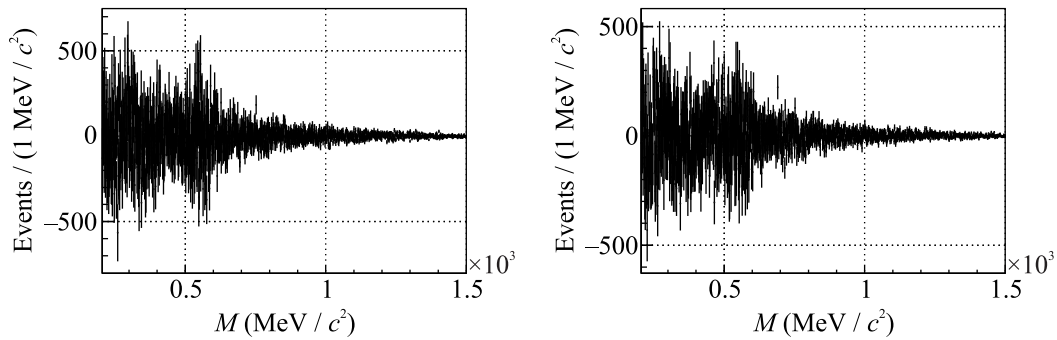


Рис. 7. Разность двухфотонного спектра масс и фитирующей функции (7): слева — для бериллиевой мишени, справа — для углеродной мишени

Наконец, вклад от распада $\eta'(958) \rightarrow 2\gamma$ был учтен с помощью функции Гаусса (5) в силу небольшого числа наблюдаемых распадов.

Двухфотонные спектры масс, полученные в эксперименте на бериллиевой и углеродной мишенях, были профитированы суммой $f_{\text{tot}}(m)$ 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 различных нерезонансных процессов:

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

где 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 нормировок p_{0-3} в функции (7). Резуль-

таты фитирования этой функцией спектров на бериллиевой и углеродной мишенях представлены на рис. 6. Качество фитирования экспериментальных 2γ -спектров высокое, оно характеризуется статистиками $\chi^2/\text{ndf} = 1332.24/1278$ и $\chi^2/\text{ndf} = 1327.14/1278$ на бериллиевой и углеродной мишенях, соответственно.

На рисунке 7 приведены разности экспериментальных спектров и фитирующих функций для бериллиевой и углеродной мишеней. Хорошо видно, что на гистограммах отсутствуют сколь-нибудь значимые локальные избытки событий. Откуда можно сделать вывод, что для описания экспериментальных 2γ -спектров на обеих мишенях вполне достаточно вкладов, рассмотренных выше процессов.

4. Поиск аномальных структур. Как видно из рис. 7, какие-либо дополнительные 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 сред-

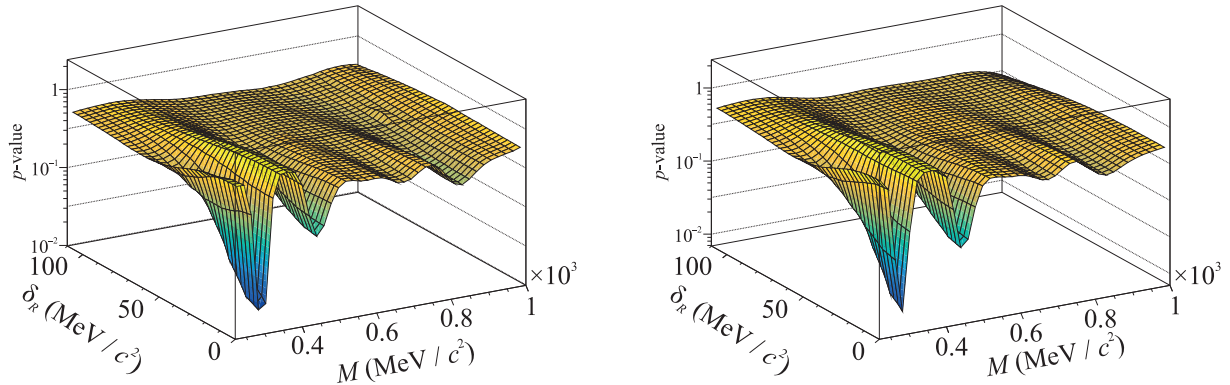


Рис. 8. (Цветной онлайн) Значения p -статистики в зависимости от массы резонанса m_R и его среднеквадратичного отклонения δ_R . Слева – на бериллиевой мишени, справа – на углеродной мишени

неквадратичным отклонением $\delta = \sqrt{\delta_R^2 + \delta_A^2}$, где δ_A описывает разрешение установки, а δ_R описывает собственную ширину состояния:

$$f_R(m) = f_{\text{tot}}(m) + n_R G\left(m_R, \sqrt{\delta_R^2 + \delta_A^2}, m\right). \quad (9)$$

Разрешение установки δ_A было оценено с помощью МК моделирования распадов узкого двухфотонного резонанса. Для серии значений массы резонанса m_R пики в реконструированных двухфотонных спектрах были профитированы функцией Гаусса (5). Полученные значения δ_A изменяются линейно от 12 до 55 МэВ/с² в диапазоне массы от 135 до 1000 МэВ/с².

Для поиска возможных 2γ -резонансов была проведена серия фитирований 2γ -спектров функцией (9) с фиксированными массой m_R и среднеквадратичным отклонением δ_R . Для каждой точки (m_R, δ_R) в результате была определена величина нормировки n_R и ее 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 [26]. Величина p -статистики оценивается, исходя из полученного количества резонансов $n_R \pm \delta_{n_R}$, по формуле:

$$p = 1 - \int_{-\infty}^{n_R} f_G(0, \delta_{n_R}, x) dx, \quad (10)$$

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. 8. 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, $p = 2.28 \times 10^{-2}$ – 2δ -значимости, а $p = 1.35 \times 10^{-3}$ – 3δ -значимости. Из рисунка 8 видно, что наблюдаются 3 локальных минимума, соответствующих массам возможных резонансов 300, 450 и 800 МэВ/с², для каждого из которых значение p -статистики превышает величину 10^{-2} , т.е. статистическая значимость этих резонансов заведомо не превышает 3 стандартных отклонений.

В окрестностях локальных минимумов было проведено фитирование двухфотонных спектров функцией (9) со свободными параметрами n_R , m_R и δ_R . В результате для каждого из минимумов были определены все перечисленные параметры, а также количество распадов $N_{R \rightarrow 2\gamma}$. При этом следует отметить, что полученные значения параметров δ_R в пределах статистических погрешностей равны нулю. Это проявляется, в частности, и в наблюдаемой чисто аппаратной ширине указанных пиков. Нормировав далее числа резонансов на число $N_{\eta \rightarrow 2\gamma}$ наблюдаемых в этих же спектрах распадов $\eta \rightarrow 2\gamma$ с поправкой на эффективность их регистрации, получаем оценку отношения сечений образования искомого резонанса R к сечению образования η мезона в их двухфотонных модах распада:

$$\begin{aligned} \rho(R \rightarrow 2\gamma / \eta \rightarrow 2\gamma) &= \frac{\sigma(R) \cdot BR(R \rightarrow 2\gamma)}{\sigma(\eta) \cdot BR(\eta \rightarrow 2\gamma)} = \\ &= \frac{N_{R \rightarrow 2\gamma} / \varepsilon_{R \rightarrow 2\gamma}}{N_{\eta \rightarrow 2\gamma} / \varepsilon_{\eta \rightarrow 2\gamma}}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\varepsilon_{R \rightarrow 2\gamma}$ – эффективность регистрации резонанса R , а $\varepsilon_{\eta \rightarrow 2\gamma}$ – эффективность регистрации η мезона в двухфотонной моде распада. Оценки эффективности проведены с помощью МК моделирования. Полученные в результате значения параметров резонансов, а также их сечений с последующим двухфотонным распадом по отношению к сечению образования η мезона в двухфотонной моде распада, приведены в табл. 1. Как видно из табл. 1, во всех потенциально интересных областях масс двухфотонных систем в интервале от 200 до 1000 МэВ/ c^2 измеренный уровень экстра-резонансных состояний не превышает величины в 2.5 стандартных отклонения от физического фона, обусловленного хорошо известными процессами.

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

m_R , МэВ/ c^2	$N_{R \rightarrow 2\gamma}$	$\rho(R \rightarrow 2\gamma/\eta \rightarrow 2\gamma)$, 95%CL
Бериллиевая мишень		
297 ± 7	3629 ± 1450	$< 3.1 \times 10^{-3}$
447 ± 30	1523 ± 1294	$< 2.1 \times 10^{-3}$
830 ± 44	343 ± 537	$< 1.1 \times 10^{-3}$
Углеродная мишень		
285 ± 8	2746 ± 1206	$< 3.2 \times 10^{-3}$
450 ± 36	1639 ± 1074	$< 2.7 \times 10^{-3}$
835 ± 41	219 ± 441	$< 1.1 \times 10^{-3}$

Закключение. В представленной работе проведен поиск аномальных резонансных бозонных состояний, являющихся следствием нетривиальной динамики взаимодействия частиц в поле ядра или проявлением связанных состояний легких кварков, описывающихся абелевым $U(1)$ калибровочным взаимодействием с конфайнментом. Поиск резонансов, образующихся в π^+A взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/ c , выполнен в распадах на пары фотонов. Указаний на наличие статистически обеспеченного избытка 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 углеродной мишеней.

Данная работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда # 22-12-00095, <https://rscf.ru/project/22-12-00095/>.

1. A. Abashian, N. E. Booth, and K. M. Crowe, Phys. Rev. Lett. **5**, 258 (1960).

2. N. E. Booth, A. Abashian and K. M. Crowe, Phys. Rev. Lett. **7**, 35 (1961).
 3. R. J. Homer, Q. H. Khan, W. K. McFarlane, J. S. C. McKee, A. W. O'Dell, L. Riddiford, P. G. Williams, and D. Griffiths, Phys. Lett. **9**, 72 (1964).
 4. J. H. Hall, T. A. Murray, and L. Riddiford, Nucl. Phys. B **12**, 573 (1969).
 5. J. Banaigs, J. Berger, L. Goldzahl, T. Risser, L. Vu-Hai, M. Cottureau, and C. Le Brun, Nucl. Phys. B **67**, 1 (1973).
 6. I. Bar-Nir, E. Burkhardt, H. Filthuth, H. Oberlack, A. Putzer, P. Ang, G. Alexander, O. Benary, S. Dagan, J. Grunhaus, L. D. Jacobs, A. Levy, D. Lissauer, and I. Stumer, Nucl. Phys. B **54**, 17 (1973).
 7. S. Cho, T. Hyodo, D. Jido, C. M. Ko, S. H. Lee, S. Maeda, K. Miyahara, K. Morita, M. Nielsen, A. Ohnishi, T. Sekihara, T. Song, S. Yasui, and K. Yazaki, Prog. Part. Nucl. Phys. **95**, 279 (2017).
 8. P. Adlarson, W. Augustyniak, W. Bardan et al. (WASA-at-COSY Collaboration), Phys. Lett. B **721**, 229 (2013).
 9. A. Codino and F. Plouin, LNS-PH-94-06.
 10. K. U. Abraamyan, A. B. Anisimov, M. I. Baznat, K. K. Gudima, M. A. Kozhin, V. I. Kukulin, M. A. Nazarenko, S. G. Reznikov, and A. S. Sorin, Eur. Phys. J. A **52**, 259 (2016).
 11. J. L. Feng, T. M. P. Tait, and C. B. Verhaaren, Phys. Rev. D **102**(3), 036016 (2020).
 12. A. J. Krasznahorkay, A. Krasznahorkay, M. Begala, M. Csatlós, L. Csige, J. Gulyás, A. Krakó, J. Timár, I. Rajta, I. Vajda, and N. J. Sas, Phys. Rev. C **106**(6), L061601 (2022).
 13. E. van Beveren and G. Rupp, arXiv:1102.1863 [hep-ph].
 14. E. van Beveren and G. Rupp, arXiv:1202.1739 [hep-ph].
 15. K. Abraamyan, C. Austin, M. Baznat, K. Gudima, M. Kozhin, S. Reznikov, and A. Sorin, EPJ Web Conf. **204**, 08004 (2019).
 16. C. Y. Wong, Front. Phys. (Beijing) **18**(6), 64401 (2023).
 17. A. A. Aseev, M. Yu. Bogolyubskii, V. A. Viktorov et al. (Hyperon-M Collaboration), IHEP Preprint # 2002-3, Inst. High Energ. Phys., Protvino (2002).
 18. M. Yu. Bogolyubskii, V. A. Viktorov, V. S. Petrov et al., (Hyperon-M Collaboration), Instrum. Exp. Tech. **49**, 61 (2006).
 19. M. Yu. Bogolyubsky, V. A. Viktorov, V. A. Onuchin et al. (Hyperon-M Collaboration), Instrum. Exp. Tech. **50**, 664 (2007).
 20. S. A. Akimenko, A. V. Bannikov, V. I. Belousov, A. M. Blik, V. N. Kolosov, V. M. Kutin, Z. V. Krumshtein, A. I. Pavlinov, and A. S. Solovov, Instrum. Exp. Tech. **27**, 63 (1984).
 21. V. Yu. Batusov and N. L. Rusakovich, JINR Preprint R1-95-423, JINR, Dubna (1995).

22. M. Yu. Bogolyubskii, D. I. Patalakha, B. V. Polishchuk, S. A. Sadovsky, M. V. Stolpovsky, and Y. V. Kharlov, *Instrum. Exp. Tech.* **54**, 682 (2011).
23. M. Y. Bogolyubsky, S. V. Evdokimov, V. I. Izucheev, D. I. Patalakha, B. V. Polishchuk, S. A. Sadovsky, A. S. Soloviev, M. V. Stolpovsky, Y. V. Kharlov and N. A. Kuzmin, *Phys. At. Nucl.* **76**, 1324 (2013).
24. S. V. Evdokimov, V. I. Izucheev, E. S. Kondratyuk, B. V. Polishchuk, S. A. Sadovsky, Y. V. Kharlov, and A. A. Shangaraev, *Pis'ma v ZhETF* **113**(5), 291 (2021) [*JETP Lett.* **113**(5), 289 (2021)].
25. 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**(9), 1647 (2021).
26. R. L. Workman, V. D. Burkert, V. Crede et al. (Particle Data Group), *PTEP* **2022**, 083C01 (2022).