



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР  
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

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

Препринт 2020-8  
ОЭФ

С.В. Евдокимов, В.И. Изучеев, Е.С. Кондратюк, Б.В. Полищук,  
С.А. Садовский, Ю.В. Харлов, А.А. Шангараев

## Измерение массы $\omega$ -мезона в мезон-ядерных взаимодействиях в эксперименте Гиперон-М

Направлено в *Письма в ЖЭТФ*

Протвино 2020

### Аннотация

Евдокимов С.В. и др. Измерение массы  $\omega$ -мезона в мезон-ядерных взаимодействиях в эксперименте Гиперон-М: Препринт НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ 2020-8. – Протвино, 2020. – 16 с., 6 рис., 1 табл.

В эксперименте Гиперон-М на положительном пучке с импульсом 7 ГэВ/с в мезон-ядерных взаимодействиях проведены прецизионные измерения массы и ширины  $\omega$ -мезона на семи ядерных мишенях: С, СН, Ве, Аl, Сu, Sn, Рb. Ожидаемые эффекты модификации параметров  $\omega$ -мезона в ядерной материи не обнаружены. Значения его массы и ширины на указанных мишенях в пределах ошибок измерения согласуются с табличными значениями. Значения массы и ширины  $\omega$ -мезона, усредненные по всем мишеням, получены равными:  $m_\omega = 782.30 \pm 0.13(st) \pm 0.26(sys)$  МэВ/ $c^2$  и  $\Gamma_\omega = 8.78 \pm 0.30(st) \pm 0.35(sys)$  МэВ/ $c^2$ , что является одним из наиболее точных измерений его параметров.

### Abstract

Evdokimov S.V. et al. Mass measurements of the  $\omega$ -meson in meson-nuclei interactions at momentum of 7 GeV/c in Hyperon-M experiment: NRC «Kurchatov Institute» – IHEP Preprint 2020-8. – Protvino, 2020. – p. 16, figs. 6, tables 1.

Precision measurements of the mass and width of  $\omega$ -meson were performed in Hyperon-M experiment in meson-nuclear interactions at the positive beam with 7 GeV/c momentum on seven nuclear targets: C, CH, Be, Al, Cu, Sn, and Pb. The effects of modification of the  $\omega$ -meson parameters expected in nuclear matter were not observed. The values of its mass and width at the specified targets within the measurement errors are consistent with the table values. The values of the mass and width of the  $\omega$ -meson averaged over all targets are equal to  $m_\omega = 782.30 \pm 0.13(st) \pm 0.26(sys)$  MeV/ $c^2$  and  $\Gamma_\omega = 8.78 \pm 0.30(st) \pm 0.35(sys)$  MeV/ $c^2$ , which is one of the most accurate measurements of its parameters.

## Введение

Динамическое нарушение киральной симметрии в вакууме приводит к ненулевым эффективным массам кварков, называемых конститuentными массами. В ядерной среде с ненулевой температурой или ненулевой плотностью нарушенная киральная симметрия может частично или полностью восстанавливаться, что должно отражаться в изменении спектральной функции адронов в ядерной среде по сравнению с вакуумом.

Первые теоретические расчеты полагали, что заметное уменьшение кваркового конденсата ожидается не только при высокой температуре, но и в ядерной среде при нормальной плотности. Согласно модели, основанной на правилах суммирования КХД [1], массы векторных мезонов  $\rho$ ,  $\omega$  могут быть меньше на сотню МэВ/ $c^2$  в ядре по сравнению с массами этих мезонов в вакууме. Ряд более новых теоретических работ, выполненных в последние десятилетия указывает на то, что масса  $\omega$  мезона в ядерной среде отличается от массы свободного  $\omega$ -мезона лишь незначительно, но спектральная функция  $\omega$ -мезона в ядерной среде может существенно уширяться (до 60 МэВ/ $c^2$ ) за счет резонансного взаимодействия  $\omega N$  [2]. В модели взаимодействия  $\omega$ -мезонов с нуклонами [3] также предсказывается увеличение ширины  $\omega$  на  $120 \pm 10$  МэВ/ $c^2$ .

Экспериментальное изучение возможного изменения кирального конденсата проводилось как в условиях горячей материи в столкновении ультра-релятивистских тяжелых ионов, так и в холодной и плотной материи с использованием адрон-ядерных столкновений [4]. В эксперименте E325 на КЕК PS [5], изучающем распады векторных мезонов  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  на  $e^+e^-$  в столкновении протонов с импульсом 12 ГэВ/с с ядрами C и Cu, было обнаружено превышение спектров дилептонов слева от массовых пиков, соответствующих векторным мезонам, что интерпретировалось как уменьшение массы мезонов в ядерной среде в соответствии с моделью [1]. В детекторе

Crystal Barrel/TAPS на комплексе меченных фотонов ELSA, где изучалось фоторождение  $\omega$ -мезонов на ядрах от С до Рb [6], было обнаружено значительное увеличение ширины  $\omega$  до 130 – 150 МэВ/ $c^2$ .

Целью данной работы является измерение параметров (массы и ширины)  $\omega$ -мезонов, образующихся в мезон-ядерных взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с на различных ядерных мишенях. Суть измерений состоит в том, чтобы обнаружить возможные эффекты модификации параметров  $\omega$ -мезонов, которые не только образовались и сформировались в ядре-мишени, но и распались внутри этого же ядра из-за своего малого времени жизни. Ядра мишеней в эксперименте (С, Ве, Al, Cu, Sn, Рb) были подобраны таким образом, чтобы можно было изучать ожидаемые эффекты модификации свойств мезонов в ядерной материи в зависимости от радиуса  $R_A$  ядра-мишени, тесно связанного с атомным номером ядра А:  $R_A \approx 1.2A^{1/3}$  Фм.

Описываемые ниже эксперименты были проведены на установке Гиперон-М [7], расположенной на 18 канале ускорительного комплекса У-70. Первые результаты измерений, проведенных в сеансах 2008 и 2009 гг., опубликованы в работе [8], где на статистике в  $\approx 110$  тыс. распадов  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ , выделенных в трехфотонных ( $n = 3$ ) системах в конечном состоянии реакции

$$\pi^+(K^+, p) + {}^AZ \rightarrow M_{\rightarrow n\gamma}^0 + X, \quad (1)$$

были получены параметры  $\omega$ -мезона на указанных ядерных мишенях. Эти измерения характеризуются большими систематическими ошибками, так что сделать на их основе какие либо определенные выводы о зависимости параметров  $\omega$ -мезона от радиуса ядра-мишени не представлялось возможным, см. [8]. Поэтому эксперименты были продолжены.

В 2010-2018 гг. было проведено дополнительно 12 сеансов на установке Гиперон-М, в результате которых статистику по  $\omega$ -мезону в реакции (1) при импульсе 7 ГэВ/с удалось увеличить в пять раз, отдавая приоритет увеличению статистики на тяжелых мишенях (Sn, Рb). Это позволило провести изучение источников систематических ошибок в эксперименте, существенно уменьшить статистические ошибки на всех мишенях и, в конечном счете, провести прецизионные измерения параметров  $\omega$ -мезонов, образующихся на указанных выше мишенях. Результаты измерений на суммарной статистике сеансов 2008-2018 гг. (550 тыс. событий распада  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ ) представлены в настоящей работе.

Структура работы следующая: в первой главе кратко описаны постановка эксперимента, задача прецизионного измерения параметров  $\omega$ -мезона на установке Гиперон-М в реакции (1), рассмотрены возможные систематические ошибки и способы их коррекции. Во второй главе обсуждается процедура обработки данных эксперимента применительно к  $\omega$ -мезону в сеансах 2008-2018 гг. Подробно рассмотрены особенности идентификации и отбора ансамблей  $\pi^0\gamma$ -событий, которые включают и события распада  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ , подлежащие дальнейшему анализу. В третьей главе излагается методика Монте-Карло (МК) моделирования эксперимента, рассмотрены генератор событий, МК-модель экспериментальной установки, параметризация полученных МК-спектров масс  $\pi^0\gamma$ -систем аппаратурными функциями. В четвертой гла-

ве рассмотрена процедура параметрического анфолдинга массы и ширины  $\omega$ -мезона по экспериментальному спектру масс  $\pi^0\gamma$  систем на каждой мишени, обсуждается введенная коррекция полученных результатов на массу  $\eta$ -мезона, приводятся окончательные результаты проведенных измерений.

## 1. Постановка эксперимента и источники систематических ошибок

Схема установки Гиперон-М приведена на Рис.1. Установка включает в себя пучковый телескоп сцинтилляционных счетчиков  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_4$ , три черенковских счетчика  $C_{1-3}$ , ядерную мишень  $T$ , сцинтилляционный триггерный антисчетчик  $S_A$  и электромагнитный черенковский спектрометр полного поглощения LGD2, который располагался на расстоянии 370 см от мишени. Спектрометр LGD2 собран в виде матрицы

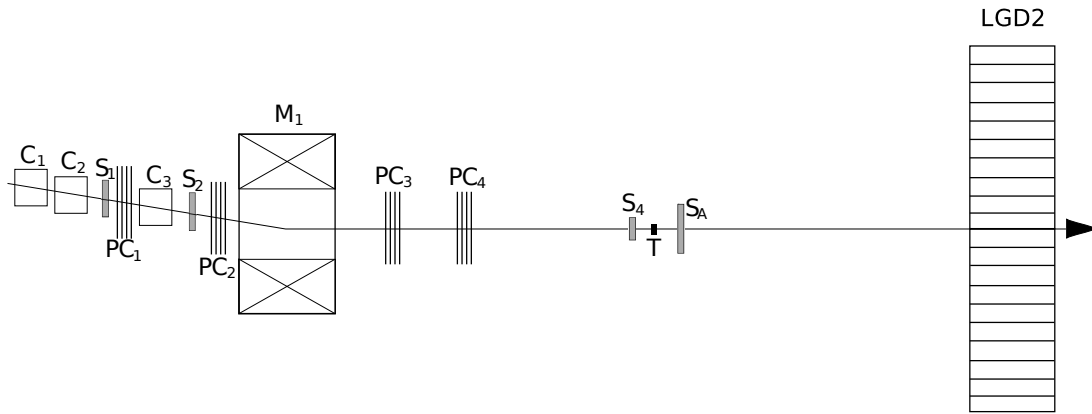


Рис. 1. Схема экспериментальной установки Гиперон-М:  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_4$  - пучковые сцинтилляционные счетчики,  $C_{1-3}$  - черенковские счетчики,  $T$  - мишень,  $S_A$  - триггерный сцинтилляционный антисчетчик, LGD2 - черенковский электромагнитный спектрометр с радиаторами из свинцового стекла.

24x24 из блоков свинцового стекла, к торцевой поверхности которых приклеены фотоумножители. Размер блоков —  $85 \times 85 \times 350$  мм<sup>3</sup>. Центральная часть спектрометра выполнена из 8x8 блоков в два раза меньшего поперечного размера —  $42.5 \times 42.5 \times 350$  мм<sup>3</sup>. Более подробное описание установки, электроники и системы сбора данных эксперимента можно найти в работах [8, 9, 10].

Для измерений использовались семь ядерных мишеней: СН (полистирол), С, Ве, Al, Cu, Sn и Pb, с радиационной толщиной от 0.16 до 0.45  $X_0$ , см. Табл.1, которые облучались на вторичном пучке несепарированных положительно-заряженных частиц (50%  $\pi^+$ , 4%  $K^+$ , 46%  $p$ ) с импульсом 7 ГэВ/с и общей интенсивностью за цикл ускорителя У-70, варьировавшейся в пределах  $\sim (0.2 - 1.5) \cdot 10^6$  част./с от измерения к измерению, в том числе и в одном сеансе. Измерения на мишени из полистирола (СН) являются здесь контрольными, т.к. данные с этой мишени должны совпадать с

данными на углеродной мишени (С), поскольку изучаемая в эксперименте реакция (1) не идет на ядрах водорода, входящего в состав полистирольной мишени.

Мишень	Радиус ядра мишени (Фм)	Радиационная длина вещества (см)	Толщина мишени (см)	Радиационная толщина мишени ( $X_0$ )	Ядерная длина вещества (г/см <sup>2</sup> )	Ядерная толщина мишени ( $\lambda$ )
С	2.3	19.3	7.5	0.399	85.8	0.193
СН	2.3	50.3	8.0	0.159	78.5	0.091
Ве	3.0	35.3	7.8	0.221	77.8	0.185
Al	3.6	8.90	3.5	0.393	107.2	0.088
Сu	4.8	1.43	0.65	0.375	137.3	0.038
Sn	5.9	1.21	0.50	0.414	166.7	0.022
Pb	7.1	0.56	0.25	0.445	199.6	0.014

Таблица 1. Характеристики ядерных мишеней, использовавшихся в эксперименте, данные взяты из таблицы частиц [11].

Для формирования триггерного сигнала требовалось наличие пучковой частицы в пучковом телескопе счетчиков и отсутствие сигнала с антисчетчика  $S_A$ :

$$Trg = S_1 \cdot S_2 \cdot S_4 \cdot \bar{S}_A. \quad (2)$$

Триггер позволял эффективно выделять инклюзивные события с нейтральными мезонами, вылетающими в телесный угол спектрометра LGD2 и распадающимися в конечном счете на фотоны. Уровень триггера, как правило, имел величину  $\approx (1 - 3) \cdot 10^{-2}$  в зависимости от интенсивности пучка, типа и толщины облучаемой мишени. События, инициированные протонами, подавлялись в первых сеансах при обработке данных эксперимента посредством отбора по черенковским счетчикам (отсутствие сигналов со всех черенковских счетчиков), а затем этот отбор был введен в триггер эксперимента на аппаратном уровне.

Другие детали эксперимента, включая реконструкцию событий, калибровку спектрометра LGD2, коррекцию его энергетической шкалы, отбор событий, процедуры обработки и кинематического анализа событий, подробно изложены в работе [8]. Здесь же мы остановимся на ряде существенных деталей эксперимента и особенностях обработки данных применительно к задаче прецизионного измерения параметров  $\omega$ -мезона.

Как уже отмечалось выше, суммарная статистика сеансов 2008-2018 гг. по распадам  $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$  составляет порядка 550 тыс. чистых событий (в плане небольшого влияния на них эффектов, приводящих к систематическим ошибкам), что с учетом разрешения эксперимента по массе  $\omega$ -мезона  $\sigma_m(\omega) \approx 30$  МэВ/ $c^2$  потенциально позволяет получить относительную точность измерения массы  $\omega$ -мезона на отдельных мишенях порядка нескольких единиц на  $10^{-4}$ . Однако это может быть реализовано только при подавлении систематических ошибок за счет их коррекции также до

указанного уровня. Ниже мы рассмотрим основные эффекты, приводящие к систематическим ошибкам в эксперименте Гиперон-М, и обсудим возможные методы их компенсации.

*Геометрия установки.* Кассета, в которую вставлялась конкретная мишень T для экспозиции на пучке, позволяет фиксировать положение мишени вдоль пучка с точностью  $\approx 0.3$  см, так что в разных сеансах одна и та же мишень, вообще говоря, находилась на разных расстояниях от LGD2. При этом различные ядерные мишени устанавливались также на различных расстояниях от LGD2, но каждая на своем. Вариация этих расстояний вдоль пучка составляла несколько см. Уже только неопределенность положения мишени ограничивает точность прямого измерения массы мезонов в реакции (1) величиной порядка 0.1%. Поэтому достичь точности измерений типа  $10^{-4}$  можно ожидать лишь в относительных измерениях.

*Калибровка спектрометра.* Спектрометр LGD2 в составе установки Гиперон-М может перемещаться только вдоль пучка. Поперечное перемещение спектрометра не предусмотрено. Как следствие, независимая калибровка каналов спектрометра, скажем в монохроматическом пучке электронов, невозможна. Поэтому калибровка спектрометра в эксперименте была проведена на физических событиях (1) с реконструированной множественностью фотонов  $n = 2$ . Для калибровки использовались события двухфотонного распада  $\pi^0$ -мезонов, рожденных на бериллиевой мишени с энергией пары  $E_{2\gamma} > 1000$  МэВ. Определение калибровочных коэффициентов LGD2 проводилось методом их итерационной коррекции [12], имеющей целью поправить при помощи калибровочных коэффициентов положение пика от  $\pi^0$ -мезона с координатами одного из фотонов в данной ячейке спектрометра на табличное значение массы  $\pi^0$ -мезона. Коррекция калибровочных коэффициентов в каждой ячейке спектрометра проводилась независимо от других. Одна итерация предполагает обработку всего ансамбля  $2\gamma$ -событий. При этом положение пика  $\pi^0$ -мезона определялось фитированием распределения эффективных масс пары фотонов в соответствующей ячейке спектрометра функцией Гаусса с полиномиальным фоном, другие детали см. в [8]. Таким образом, калибровка тесно связана с реконструкцией событий в спектрометре, и это также может привести к некой систематике в измерениях.

*Программа реконструкции LGD2* идентифицирует фотоны в спектрометре как кластеры амплитуд, превышающих порог в 10 отсчетов 12-битных АЦП. Кластеры, в свою очередь, определялись как группы ячеек в спектрометре с амплитудами выше порога и общей границей по вертикали или горизонтали (X, Y). В качестве энергии фотона бралась сумма амплитуд в ячейках кластера, а координаты фотонов определялись по центру тяжести логарифмов амплитуд кластера с эмпирической коррекцией на углы входа фотонов в спектрометр, которые в эксперименте Гиперон-М могли достигать 20 градусов, детали см. в работах [8, 13, 14]. Этот тандем, реконструкция событий — калибровка — реконструкция событий, в эксперименте Гиперон-М приводит к целому ряду взаимосвязанных и взаимообусловленных систематических ошибок.

*Нелинейность энергетической шкалы LGD2*, которая приводит к нелинейности шкалы эффективных масс  $n\gamma$ -систем, регистрируемых спектрометром LGD2 в реак-

ции (1). Это проявляется в том, что хотя калибровка спектрометра позволяет выставить положение пика от двухфотонных распадов  $\pi^0$ -мезона на табличное значение его массы, масса  $\eta$ -мезона при этом заметно отличается от табличной. Нелинейность энергетической шкалы обусловлена рядом аппаратурных эффектов, включая рост с энергией боковых и продольных утечек фотонных ливней из-за ненулевого энергетического порога регистрации сигналов в ячейках спектрометра, конечную длину радиаторов LGD2, а также различные угловые эффекты развития ливней и т.д. С целью компенсации указанных эффектов в процедуру обработки была введена коррекция энергетической шкалы LGD2, с учетом которой скорректированная энергия фотона  $\tilde{\varepsilon}$  выражается через его реконструированную энергию  $\varepsilon$  в виде полинома по переменной  $x$ :

$$\tilde{\varepsilon}(\varepsilon) = \varepsilon \left( 1 + \sum_{i=0}^{i=k} \frac{\alpha_i}{\varepsilon} x^i \right), \quad x = \ln(\varepsilon/\varepsilon_0), \quad (3)$$

где  $\varepsilon_0 = 1$  МэВ,  $\alpha_i$  – коэффициенты коррекции энергетической шкалы, которые определялись методом минимизации функционала:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^N \frac{(\tilde{m}_{2\gamma}^j - m_{\pi^0})^2}{\sigma^2(m_{2\gamma}^j)}, \quad (4)$$

$m_{\pi^0}$  – табличная масса нейтрального пиона,  $\tilde{m}_{2\gamma}^j$  – эффективная масса пары фотонов как функция параметров  $\alpha_i$ , а  $\sigma(m_{2\gamma}^j)$  – ошибка измерения массы в калибровочном событии  $j$  и, наконец,  $N$  – это количество калибровочных двухфотонных событий с эффективной массой в области  $\pi^0$ -пика. В результате нелинейность шкалы по массе зарегистрированных двухфотонных событий в реакции (1), измеряемую по отношению масс  $\eta$ - и  $\pi^0$ -мезонов, удалось подавить до менее чем 0.2% уровня, см. [15].

*Неоднородность засветки спектрометра LGD2 фотонами калибровочных событий.* Действительно, фотоны от двухфотонных распадов  $\pi^0$ -мезонов ( $E_{\pi^0} > 1500$  МэВ) весьма неравномерно облучают спектрометр LGD2: большинство калибровочных фотонов сосредоточено в центре спектрометра, и существенно меньше фотонов – на его периферии, причем на регистрацию последних накладываются еще и эффекты развития ливней в радиаторах спектрометра под большими углами, что дополнительно ухудшает точность калибровки спектрометра на периферии. Однако, что касается, скажем,  $\eta \rightarrow 2\gamma$  событий, то их распадные фотоны в значительной степени расположены ближе к периферии спектрометра. При  $E_{\eta} < 2500$  МэВ они практически совсем не попадают в спектрометр, но при увеличении энергии начинают заселять его периферию. Полученную выше 0.2% погрешность в измерении отношения масс  $\eta$ - и  $\pi^0$ -мезонов следует интерпретировать тогда как точность калибровки LGD2 с учетом проведенной коррекции энергетической шкалы на периферии по отношению к центру спектрометра. Эта коррекция в известной мере компенсирует систематические ошибки, связанные с неравномерностью облучения спектрометра калибровочными фотонами от распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ .

*Высокая загрузка центральной части спектрометра в интенсивном пучке* приводит к некоторому падению усиления фотоумножителей и, следовательно, к некон-



тролируемому дрейфу калибровочных коэффициентов при вариациях интенсивности пучка по отношению к их оптимальным значениям, полученным в результате калибровки спектрометра при номинальной интенсивности. Другим следствием высокой интенсивности пучка является дисторсия энергетического разрешения в центральной части спектрометра из-за наложения близких по времени событий следующих друг событий в пределах 140 нс (длительность строба АЦП). Уменьшить эти эффекты, связанные с высокой интенсивностью пучка и её вариациями в процессе измерений, можно, если использовать события с фотонами преимущественно вне центральной области спектрометра LGD2.

Наконец, имея в виду требуемую точность измерения массы мезонов в реакции (1) порядка  $10^{-4}$ , при переходе от одной ядерной мишени к другой следует учитывать аппаратные эффекты смещения измеряемой массы мезонов за счет изменения относительного вклада фоновых событий, идущих на счетчике S4, к числу событий на самой мишени, поскольку ядерная толщина использованных мишеней варьируется более чем на порядок величины, см. Табл.1. Эти эффекты были учтены методом Монте-Карло моделирования, см. ниже Главу 3.

## 2. Процедура обработки данных эксперимента по измерению параметров $\omega$ -мезона

Обработка данных эксперимента Гиперон-М, полученных в отдельных сеансах, подробно описана в работе [8]. Здесь мы остановимся на существенных для дальнейшего изложения деталях, а также процедуре совместной обработки данных всех сеансов (2008-2018 гг.) с целью подавить рассмотренные выше систематические ошибки и, как результат, просуммировать данные сеансов по конкретным мишеням, чтобы уменьшить статистические ошибки. В данной работе, в отличие от [8], нас интересуют только  $3\gamma$ - и  $2\gamma$ -события реакции (1). Первые — как включающие в себя множество трехфотонных распадов  $\omega$ -мезона через промежуточные  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезоны, а вторые — для калибровки LGD2 и коррекции измеренных на различных мишенях параметров  $\omega$ -мезона по измеренным в этом же эксперименте массам  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов и табличным значениям их масс, известных с высокой точностью [11]. Массы  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов в эксперименте определялись по спектру эффективных масс  $2\gamma$ -систем в двухфотонных событиях реакции (1). Параметры  $\omega$ -мезона определялись по спектру масс  $\pi^0\gamma$ -систем, выделенных из множества трехфотонных событий реакции (1) в результате 1С кинематического фита с двумя конкурирующими гипотезами  $\pi^0\gamma$  и  $\eta\gamma$ , где, соответственно, фиксированы масса  $\pi^0$ - или  $\eta$ -мезонов. Отбирались события с лучшим  $\chi^2$  для гипотезы  $\pi^0\gamma$  и  $\chi^2_{\pi^0\gamma} < 5.2$ .

Обработка данных сеансов начиналась с калибровки. Калибровка спектрометра LGD2 проводилась в каждом сеансе на бериллиевой мишене. Однако прямая обработка данных показала, что калибровочные коэффициенты от сеанса к сеансу отличаются с хорошей точностью лишь одним общим нормировочным множителем, так что реальная обработка данных эксперимента проводилась всего с двумя наборами калибровочных коэффициентов (соответствовавших сеансам с разной цифровой электро-

никовой, смена её произошла в 2010 г.), которые экстраполировались на последующие сеансы при помощи присущего каждому сеансу своего нормировочного множителя. Что касается коррекции энергетической шкалы LGD2 (3), то при реконструкции всех сеансов также использовались несколько функций коррекции, соответствующих сеансам с существенно различной общей интенсивностью пучка. Тем не менее, как уже отмечалось выше, различные аппаратурные эффекты приводили к тому, что даже на одной ядерной мишени измеренные в эксперименте массы  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $\omega$ -мезонов заметно варьировались от сеанса к сеансу. Поэтому, учитывая, что ошибка в положении каждой мишени вдоль пучка была сравнительно небольшая (0.3 см), а масса  $\pi^0$ -мезона не может зависеть от того, на какой мишени он образовался из-за своего большого времени жизни как адрона ( $c\tau = 2.5 \cdot 10^7$  ФМ), для каждой мишени в каждом сеансе был введен свой дополнительный коэффициент коррекции энергии фотонов, который сдвигал положение  $\pi^0$ -пика в двухфотонных событиях на табличное значение массы  $\pi^0$ -мезона с точностью  $\approx 0.2$  МэВ/ $c^2$ . Именно эти скорректированные данные использовались в дальнейшем для получения физических результатов по каждой мишени во всех указанных выше сеансах. В качестве иллюстрации на Рис.2 приведены спектры эффективных масс  $2\gamma$ -систем в области  $\eta$ -мезона (а) и  $\pi^0\gamma$ -систем в области  $\omega$ -мезона (б), полученные в реакции (1) на Ве мишени по всей статистике сеансов 2008-2018 гг. при отборе по энергии  $E_{n\gamma} > 4000$  МэВ.

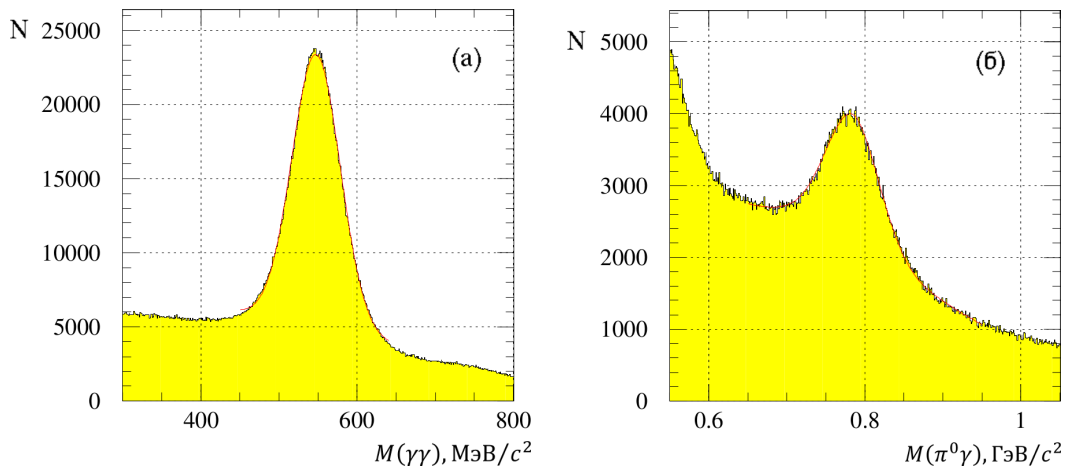


Рис. 2. а) Спектр эффективных масс  $2\gamma$ -событий в реакции (1) в области  $\eta$ -мезона при энергии  $E_{2\gamma} > 4000$  МэВ на Ве мишени по всей статистике сеансов 2008-2018 гг. Красной непрерывной линией показан фит этого спектра функцией Гаусса с линейным фоном. б) Спектр эффективных масс  $\pi^0\gamma$ -систем в области  $\omega$ -мезона в трехфотонных событиях реакции (1) при  $E_{3\gamma} > 4000$  МэВ на Ве мишени и такой же статистике. Красной непрерывной линией показан фит этого спектра аппаратурной функцией  $\omega$ -мезона и фоном, подробнее см. ниже Главу 4.

Аналогичные спектры получены для всех экспонированных в эксперименте мишеней (С, СН, Ве, Al, Cu, Sn, Pb). Высокая статистическая обеспеченность наблюдаемых в  $\pi^0\gamma$ -спектрах масс пиков от распада  $\omega$ -мезона, см. например Рис.2б, позволя-

ет восстановить параметры  $\omega$ -мезона путем подгонки полученных экспериментальных спектров масс спектрами Монте-Карло, которые ожидаются при данных параметрах  $\omega$ -мезона, варьируемых во время фитирования экспериментального спектра. Этот метод называют параметрическим анфолдингом. Необходимая для его применения процедура Монте-Карло (МК) моделирования данных эксперимента Гиперон-М рассмотрена в следующем разделе.

### 3. Процедура Монте-Карло моделирования

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

В генераторе квазидвухчастичной реакции (1) используются два эмпирических распределения — это распределение по квадрату переданного импульса системе  $M^0$  и распределение по массе потерянной (незарегистрированной в эксперименте) системы  $M_X$ . Оба распределения для каждого изучаемого в эксперименте резонанса ( $\eta$ - и  $\omega$ -мезонов в настоящей работе) были подобраны таким образом, чтобы МК-спектры реконструированных событий качественно согласовывались с измеренными экспериментальными спектрами. Распады всех вторичных частиц проводились равномерно по фазовому объему.

В модель установки Гиперон-М были включены сцинтилляционный счетчик  $S_4$ , мишень Т, сцинтилляционный антисчетчик  $S_A$  и спектрометр LGD2, см. Рис.1. При этом каждая ядерная мишень устанавливалась на своем расстоянии от LGD2 и, соответственно, от  $S_4$ . Что касается пучка, то учитывались как пространственный, угловой, так и 3% импульсный разброс частиц пучка. Номинальный импульс пучка 7 ГэВ/с.

Для учета взаимодействия как первичных, так и вторичных частиц со всеми элементами установки Гиперон-М использовался транспортный пакет GEANT3.21, в том числе и для моделирования электромагнитных ливней в спектрометре LGD2, инициированных вторичными фотонами в реакции (1). Отбор МК-событий, подлежащих дальнейшей обработке (имитация МК-триггера), включал требование амплитуды сигнала со счетчика  $S_4$  выше порога регистрации одиночной частицы и отсутствие сигнала (меньше некоего порога) со счетчика  $S_A$ . Оцифровка амплитуд со счетчиков LGD2 проводилась после их деления (искажения) на соответствующие калибровочные коэффициенты, чтобы в результате обработка МК-данных проводилась при помощи программы обработки данных реального эксперимента с учетом номинальных калибровочных коэффициентов.

Конечной целью МК-моделирования событий рождения  $\omega$ -мезонов в реакции (1) с последующим распадом их на  $\pi^0\gamma$  является получение параметризации МК-спектра реконструированных эффективных масс  $\pi^0\gamma$ -систем в эксперименте Гиперон-М в зависимости от собственных массы и ширины  $\omega$ -мезона. В дальнейшем эту параметри-

зацию мы будем называть аппаратурной функцией эксперимента для  $\omega$ -мезона. Чтобы определить эту функцию, была проведена генерация событий (1) с  $\omega$ -мезоном в конечном состоянии, в качестве распределения по массе которого была использована функция Брейта-Вигнера для релятивистского резонанса со спином 1, динамической шириной  $\Gamma$  и параметрами  $\omega$ -мезона в качестве параметров резонанса, см. [16]:

$$BW_\omega(m, m_\omega, \Gamma_\omega, \Gamma_a) \sim \left| \frac{m}{\sqrt{q}} \cdot \frac{m_\omega \Gamma}{m_\omega^2 - m^2 - im_\omega(\Gamma + \Gamma_a)} \right|^2, \quad \Gamma = \Gamma_\omega \left( \frac{q}{q_\omega} \right)^{2l+1} \frac{D_l(rq_\omega)}{D_l(rq)}, \quad (5)$$

где  $m_\omega$  и  $\Gamma_\omega$  – табличные значения параметров  $\omega$ -мезона,  $l = 1$  – его спин,  $q$  – импульс  $\pi^0$ -мезона в системе центра масс  $\pi^0\gamma$ -системы,  $q_\omega$  – импульс  $\pi^0$ -мезона в системе покоя резонанса при  $m = m_\omega$ ,  $r = 1$  Фм – радиус взаимодействия,  $D_l(x)$  – факторы Блатта-Вайскопфа, см. [17], и, наконец,  $\Gamma_a$  – параметр, характеризующий аппаратурную ширину  $\omega$ -мезона, которая на стадии генерации МК-событий полагалась равной нулю. Спектр эффективных масс  $\pi^0\gamma$ -систем для бериллиевой мишени, полученный в результате обработки указанных МК-событий по полной системе программ эксперимента Гиперон-М, приведен на Рис.3а. По аналогии с работой [8], аппаратурная функция эксперимента, применительно к регистрации  $\omega$ -мезонов в канале распада на  $\pi^0\gamma$ , была выбрана в виде

$$F_\omega(m, m_\omega, \Gamma_\omega, \Gamma_a) = BW_\omega(m, m_\omega, \Gamma_\omega, \Gamma_a) \cdot \sum_{i=0}^n a_i H_i((m - m_\omega)/m_0), \quad (6)$$

где  $H_i(x)$  – это функции Эрмита, т.е. полиномы Эрмита умноженные на соответствующую весовую функцию, которая в данной работе была выбрана в виде  $e^{-x^2/2}$ ,  $m_0$  – нормировка шкалы масс  $\pi^0\gamma$ -систем. Для определения параметров аппаратурной функции (6) МК-спектр на Рис.3а был профитирован указанной выше функцией с фиксированными параметрами  $\omega$ -мезона, равными табличным значениям его массы и ширины, и свободными другими параметрами аппаратурной функции, включая аппаратурную ширину  $\Gamma_a$ , нормировку массовой шкалы  $m_0$ , и все коэффициенты  $a_i$  ряда по функциям Эрмита. Качество описания спектра  $\pi^0\gamma$ -масс высокое, см. Рис.3а, где непрерывной линией показана аппаратурная функция для  $\omega$ -мезона при оптимальных значениях параметров и максимальной степени полиномов Эрмита равной 12. Аналогичные параметризации аппаратурных функций были получены для всех ядерных мишеней, экспонированных на пучке в эксперименте Гиперон-М.

#### 4. Анфолдинг параметров $\omega$ -мезона

Процедура параметрического анфолдинга применительно к  $\omega$ -мезону, доминирующему в спектре эффективных масс  $\pi^0\gamma$ -систем, см. Рис.2б, была разработана в нашей предыдущей работе [8] для сравнительно небольшой статистики событий. Для обработки данных с существенно большей статистикой, доступной в настоящей работе, она была несколько модифицирована, имея в перспективе цель – достигнуть

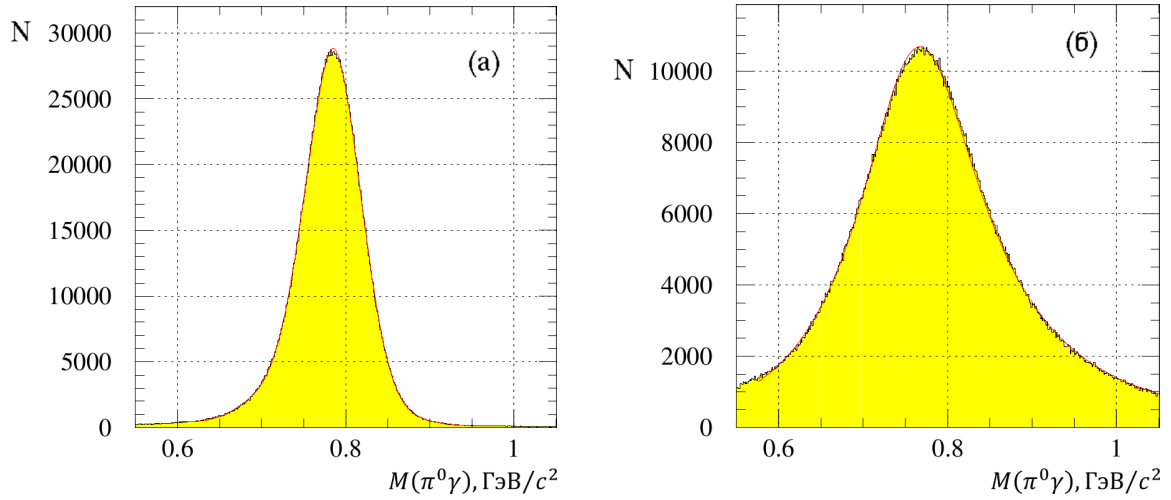


Рис. 3. МК-спектры эффективных масс  $\pi^0\gamma$ -систем, реконструированных в трехфотонных событиях реакции (1) на Ве мишени. Непрерывными (красными) линиями показаны описания спектров аппаратурной функцией (6). а) — для ансамбля МК-событий рождения  $\omega$ -мезона; б) — для ансамбля МК-событий рождения  $\rho^0$ -мезона.

относительную точность измерения параметров  $\omega$ -мезона порядка  $10^{-4}$ . Прежде всего, это относится к более тщательной параметризации аппаратурной функции, которая теперь была выбрана в виде (6) и определена отдельно для каждой мишени, экспонированной в эксперименте. Во-вторых, было изменено описание фона. Теперь в качестве основного фона была выбрана линейная функция массы системы  $\pi^0\gamma$ . Однако при этом есть все основания полагать, что должен быть еще и физический фон от распада  $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ , поскольку сечения образования  $\rho^0$ - и  $\omega$ -мезонов в реакции (1) сравнимы по порядку величины, а отношение вероятностей их  $\pi^0\gamma$ -распадов равно

$$BR(\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma)/BR(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = 5.6 \cdot 10^{-3}, \quad (7)$$

т.е.  $\approx 0.5\%$ , см. [11], что, безусловно, должно привести к наблюдению некоторого количества  $\pi^0\gamma$ -событий со средней массой близкой к массе  $\omega$ -мезона и шириной распределения  $\approx 150 \text{ МэВ}/c^2$ . Чтобы количественно учесть этот эффект, была проведена генерация событий образования в реакции (1)  $\rho^0$ -мезонов (с табличными значениями массы и ширины) и их последующих  $\pi^0\gamma$ -распадов подобно тому, как это было сделано в предыдущей главе для  $\omega$ -мезонов. Также получена и параметризация (6) реконструированного спектра масс  $\pi^0\gamma$ -систем для  $\rho^0$ -мезона. На Рис. 3б приведен МК-спектр масс  $\pi^0\gamma$ -систем от распадов  $\rho^0$ -мезонов, образовавшихся на бериллиевой мишени. Сплошной линией здесь показана параметризация этого спектра функцией (6). Аналогичные параметризации спектров были получены для всех экспонированных в эксперименте мишеней.

Для определения массы и ширины  $\omega$ -мезонов на всех ядерных мишенях измеренные спектры эффективных масс  $\pi^0\gamma$ -систем для каждой мишени были профитированы аппаратурной функцией  $\omega$ -мезона (6) со свободными параметрами, равными

массе, ширине и нормировке аппаратурной функции  $\omega$ -мезона, а также линейной функцией от массы  $\pi^0\gamma$ -систем, которую мы использовали для описания основного фона в эксперименте, и функцией, описывающей вклад событий распада  $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$  в фитируемые спектры масс, со своей нормировкой. Пример описания экспериментального спектра масс  $\pi^0\gamma$ -систем по всем данным сеансов 2008-2018 гг. на бериллиевой мишене при отборе по энергии  $E_{\pi^0\gamma} > 4000$  МэВ показан на Рис. 2б. Аналогичные описания экспериментальных спектров масс  $\pi^0\gamma$ -систем получены и для других мишеней. Были получены и соответствующие им оценки массы и ширины  $\omega$ -мезона для всех указанных мишеней. Значения массы в зависимости от радиуса ядра мишени показаны на Рис. 4а.

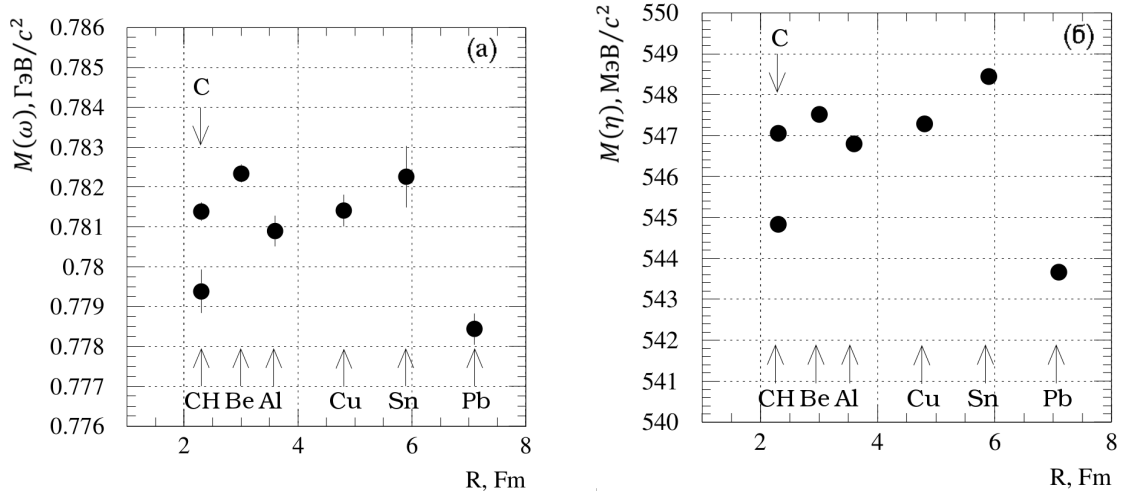


Рис. 4. а) Масса  $\omega$ -мезона в зависимости от радиуса ядра-мишени, полученная в результате фитирования спектров масс  $\pi^0\gamma$ -систем при  $E_{\pi^0\gamma} > 4000$  МэВ аппаратурной функцией и линейным фоном с учетом вклада  $\rho^0$ -мезонов. б) Массы  $\eta$ -мезонов, полученные на тех же мишенях при отборе по энергии  $E_{2\gamma} > 4000$  МэВ, подробности см. в основном тексте.

Как видно из этого рисунка, значения массы  $\omega$ -мезона весьма заметно варьируются от мишени к мишени, что следует рассматривать как проявления неконтролируемых систематических ошибок, которые подробно обсуждались в первой главе. Аналогичные систематические ошибки мы вправе ожидать при этом и в измерениях массы  $\eta$ -мезонов, проведенных параллельно на данных с тех же мишеней, что и  $\omega$ -мезонов. Значения масс  $\eta$ -мезона, полученные в результате фита спектров  $2\gamma$ -масс распределением Гаусса с линейным фоном, приведены на Рис.4б. Качественно их вариация от мишени к мишени практически повторяет вариацию массы  $\omega$ -мезон, см. Рис.4а.

Что касается количественного соотношения масс  $\omega$ - и  $\eta$ -мезонов, то здесь следует принять во внимание, что одни и те же источники систематических ошибок эксперимента приводят к разным эффектам смещения масс указанных мезонов, поскольку в

то время как масса  $\eta$ -мезона считается напрямую как эффективная масса пары фотонов, масса  $\omega$ -мезона связана с эффективной массой системы  $\pi^0\gamma$ , при вычислении которой импульсы троек фотонов в  $3\gamma$ -событиях реакции (1) были предварительно скорректированы процедурой кинематического 1С-фита. Количественно эта взаимозависимость масс  $\omega$ - и  $\eta$ -мезонов была определена методом МК, а именно были отдельно оценены смещения масс указанных мезонов при одной и той же вариации (порядка 0.5%) расстояния LGD2 от мишени при неизменном значении этого параметра в программе реконструкции событий. С учетом этого эффекта массу  $\omega$ -мезона, скорректированную на массу  $\eta$ -мезона, измеренную в этом же эксперименте, следует вычислять по формуле:

$$m_\omega = m_{mes}(\omega) \cdot \left(1 - \alpha \frac{m_{mes}(\eta) - m_{PDG}(\eta)}{m_{mes}(\eta)}\right), \quad (8)$$

где  $m_{mes}(\omega)$  – измеренная в эксперименте масса  $\omega$ -мезона,  $m_{mes}(\eta)$  – измеренная масса  $\eta$ -мезона,  $m_{PDG}(\eta)$  – масса  $\eta$ -мезона в Таблицах частиц [11] и  $\alpha$  – посчитанный методом МК коэффициент коррекции массы  $\omega$ -мезона по отношению к массе  $\eta$ -мезона. Аналогичная вариация начальной энергии пучка ( $\sim 0.5\%$ ) при неизменной нормировке энергии для обработки этих событий приводит с высокой точностью к тому же коэффициенту коррекции  $\alpha$ , что и при вариации расстояния мишени до LGD2. Численно коэффициент  $\alpha = 0.6706$ .

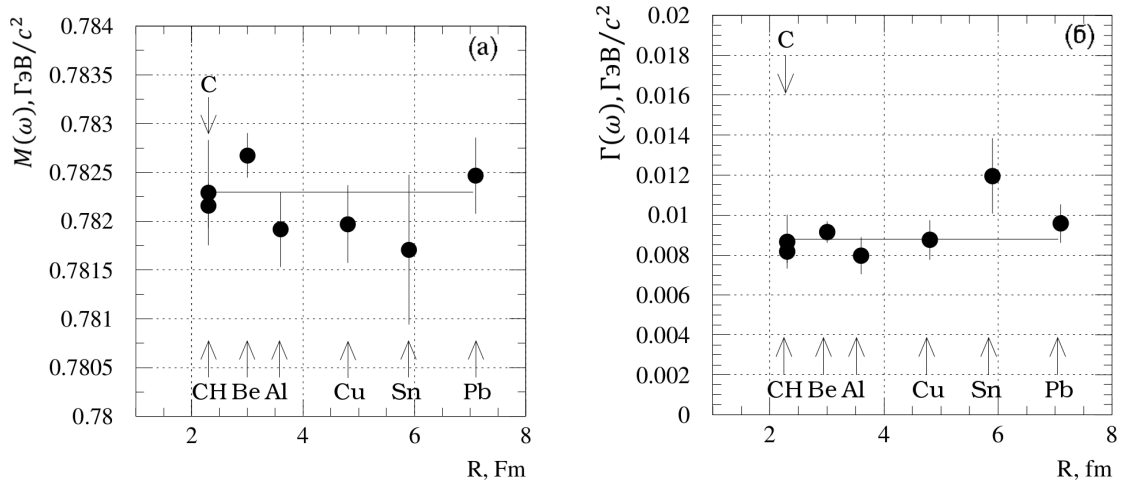


Рис. 5. Масса (а) и ширина (б)  $\omega$ -мезона в зависимости от радиуса ядра-мишени, измеренные в сеансах 2008-2018 гг.,  $E_{\pi^0\gamma} > 4000$  МэВ. Прямыми линиями на рисунках показаны фитирование полиномами нулевой степени (константами) массы и ширины  $\omega$ -мезона в зависимости от радиуса ядра-мишени  $R$ .

На Рис.5а показаны полученные в соответствии с уравнением (8) значения массы  $\omega$ -мезонов в зависимости от радиуса ядра-мишени  $R$ , поправленные на массы  $\eta$ -мезонов, измеренные по ансамблям двухфотонных событий, зарегистрированных

в том же наборе данных и на той же мишени. На Рис.5б показаны измеренные при этом ширины  $\omega$ -мезонов, также поправленные на соответствующие значения масс  $\eta$ -мезонов. На обоих рисунках показаны только статистические ошибки.

Как видно из рисунков, в эксперименте не наблюдается статистически значимой зависимости измеренных параметров  $\omega$ -мезона от радиуса ядра-мишени. Данные на рисунках были профитированы полиномами нулевой степени, т.е. константами, в зависимости от радиуса ядра-мишени. Полученные значения констант в отсутствие зависимости параметров  $\omega$ -мезона от радиуса ядра-мишени следует рассматривать как параметры (массу и ширину)  $\omega$ -мезона, измеренные по всей статистике эксперимента Гиперон-М в 2008-2018 гг.

Оценки систематических ошибок проведенных измерений массы и ширины  $\omega$ -мезона были получены при вариации области фитирования экспериментально наблюдаемого спектра масс  $\pi^0\gamma$ -систем аппаратурной функцией и фоном, см. Рис.2 , а также при вариации энергетического порога  $E_{th}$  при отборе  $\pi^0\gamma$ -систем  $E(\pi^0\gamma) > E_{th}$  для изложенного выше анализа данных. Окончательно оценки параметров  $\omega$ -мезона были получены равными:

$$m_\omega = 782.30 \pm 0.13(st) \pm 0.26(sys) \text{ MeV}/c^2, \Gamma_\omega = 8.78 \pm 0.30(st) \pm 0.35(sys) \text{ MeV}/c^2. \quad (9)$$

Приведенные ошибки сравнимы со среднемировыми ошибками параметров  $\omega$ -мезона

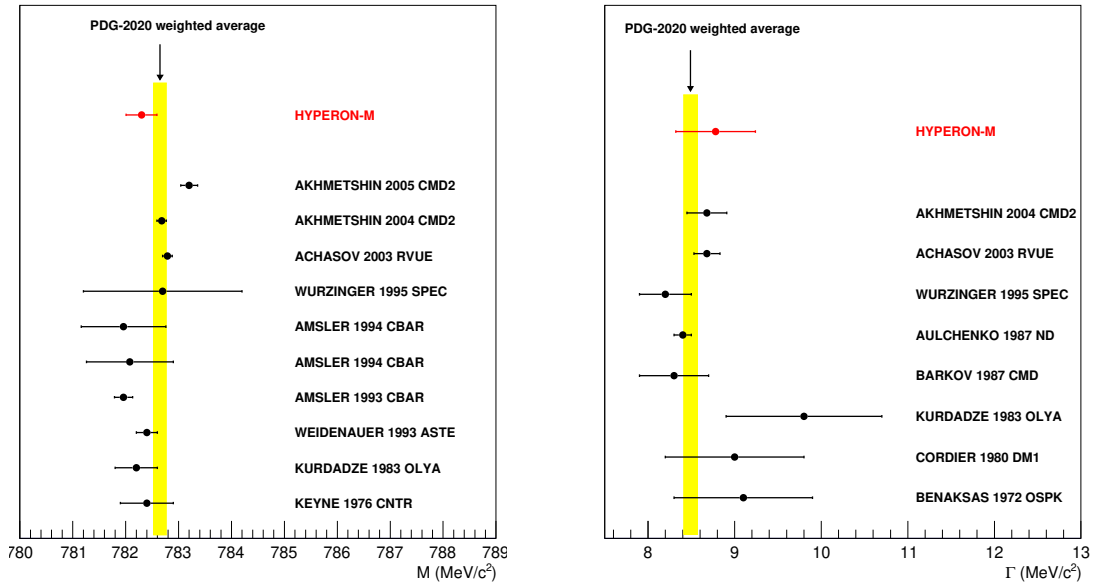


Рис. 6. Параметры  $\omega$ -мезона, измеренные в настоящем эксперименте (HYPERON-M), в сравнении с мировыми данными, см. [11]. Слева представлены данные по массе, а справа – по ширине  $\omega$ -мезона. В качестве погрешностей измерений эксперимента Гиперон-М здесь показаны квадратичные суммы статистических и систематических погрешностей (9).

в Таблицах частиц [11], а сами значения параметров в пределах ошибок измерения



согласуются с таковыми в указанных Таблицах. На Рис.6 результаты измерения массы и ширины  $\omega$ -мезона с полными погрешностями, вычисленными как квадратичные суммы статистических и систематических погрешностей, показаны в сравнении с мировыми данными измерения параметров  $\omega$ -мезона [11].

## Заключение

На установке Гиперон-М в мезон-ядерных взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с проведены прецизионные измерения параметров  $\omega$ -мезона в моде распада на  $\pi^0\gamma$  на семи ядерных мишенях: С, СН (полистирол), Ве, Al, Cu, Sn, Рb. Суммарная статистика составляет 550 тыс. зарегистрированных событий распада. Статистически значимой зависимости параметров  $\omega$ -мезона от радиуса ядра мишеней не обнаружено. Усредненные по данным со всех мишеней параметры  $\omega$ -мезона в пределах ошибок измерения согласуются с таковыми в Таблицах частиц [11]. При этом достигнутая в настоящем эксперименте относительная точность измерения массы  $\omega$ -мезона составляет  $3.7 \cdot 10^{-4}$ , а его ширины — 5.3%.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00266.

Авторы выражают благодарность А.М. Зайцеву за стимулирование данной работы, а также М.Ю. Боголюбскому, В.А. Викторову, Д.И. Паталахе и М.В. Столповскому за сотрудничество на ранних этапах проведения данного эксперимента.

## Список литературы

- [1] T.Hatsuda and S.H.Lee, Phys. Rev. C **46** (1992) no.1, 34 doi:10.1103/PhysRevC.46.R34
- [2] S.Leupold, V.Metag and U.Mosel, Int. J. Mod. Phys. E **19** (2010), 147-224 doi:10.1142/S0218301310014728 [arXiv:0907.2388 [nucl-th]].
- [3] A.Ramos, L.Tolos, R.Molina and E.Oset, Eur. Phys. J. A **49** (2013), 148 doi:10.1140/epja/i2013-13148-x [arXiv:1306.5921 [nucl-th]].
- [4] R.S.Hayano and T.Hatsuda. Rev. Mod. Phys., Vol. 82, No. 4, 2949, (2010).
- [5] K.Ozawa *et al.* [E325], Phys. Rev. Lett. **86** (2001), 5019-5022 doi:10.1103/PhysRevLett.86.5019 [arXiv:nucl-ex/0011013 [nucl-ex]].
- [6] M.Kotulla *et al.* [CBELSA/TAPS], Phys. Rev. Lett. **100** (2008), 192302 [erratum: Phys. Rev. Lett. **114** (2015) no.19, 199903] doi:10.1103/PhysRevLett.100.192302 [arXiv:0802.0989 [nucl-ex]].
- [7] А.А.Асеев, М.Ю. Боголюбский, В.А.Викторов и др., Препринт ИФВЭ 2002-3, Протвино, 2002.

- [8] М.Ю.Боголюбский, С.В.Евдокимов, В.И.Изучеев и др., ЯФ 2013б том 76, N°11, с.1-15.
- [9] М.Ю.Боголюбский, В.А.Викторов, В.С.Петров и др., ПТЭ, 2006, номер 1, стр. 67-75.
- [10] М.Ю.Боголюбский В.А.Викторов, В.А.Онучин и др., ПТЭ, 2007, номер 5, стр. 93-101.
- [11] P.A.Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020).
- [12] С.А.Акименко и др., Препринт ИФВЭ 82-149, Серпухов, 1982.
- [13] С.А.Акименко и др., ПТЭ, 1984, 1, с.66.
- [14] В.Ю.Батусов, Н.Л.Русакович, Препринт ОИЯИ Р1-95-423, Дубна, 1995.
- [15] М.Ю. Боголюбский и др., ПТЭ, 2011, номер 5, стр. 88-92.
- [16] D.Alde et al., Eur.Phys.J. A3, 361-371 (1998).
- [17] J.Blatt, W.Weiskopf: Theoretical nuclear physics, Wiley, 1952, p. 359.

*Рукопись поступила 23 декабря 2020 г.*

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

С.В.Евдокимов, В.И.Изучеев, Е.С.Кондратюк и др.  
Измерение массы  $\omega$ -мезона в мезон-ядерных взаимодействиях в эксперименте  
Гиперон-М.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X**.

---

Подписано к печати 25.12.2020 Формат 60 × 84/16. Цифровая печать.  
Печ.л. 1,25. Уч.-изд.л. 1,7. Тираж 80. Заказ 13. Индекс 3649.

---

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

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

Индекс 3649

---

П Р Е П Р И Н Т 2020–8,  
НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ, 2020

---