

ИЗУЧЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ $\phi\pi^0$ -СИСТЕМЫ В РЕАКЦИИ ПЕРЕЗАРЯДКИ 29-ГэВ ПИОННОГО ПУЧКА НА БЕРИЛЛИЕВОЙ МИШЕНИ УСТАНОВКИ ВЕС

*В. Г. Готман*¹, *В. А. Дорофеев*^{1,*}, *Д. Р. Еремеев*¹,
А. М. Зайцев^{1,2}, *А. В. Ивашин*¹, *И. А. Качаев*¹,
*В. Ф. Константинов*¹, *В. И. Лисин*¹, *В. Д. Матвеев*¹,
*Е. В. Назаров*¹, *А. Н. Плеханов*¹, *Д. И. Рябчиков*¹,
*В. П. Сугоняев*¹, *М. С. Холоденко*¹, *Ю. А. Хохлов*^{1,2},
*А. А. Шумаков*¹

¹ Институт физики высоких энергий им. А. А. Логунова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Протвино, Россия

² Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

Представлен статус изучения (2403 ± 98) событий $\pi^- + \text{Be} \rightarrow \phi\pi^0 + A^*$, полученных в экспозиции $2,5 \cdot 10^{11}$ π^- -мезонами с импульсом 29 ГэВ бериллиевой мишени установки ВЕС. Наблюдается образование $\phi\pi^0$ в векторном состоянии предпочтительно вместе с $\Delta(1232)$ -изобарой в процессе с преобладанием π -обмена. Спектр масс $\phi\pi^0$ имеет сложную форму.

Status of study of (2403 ± 98) events of the $\pi^- + \text{Be} \rightarrow \phi\pi^0 + A^*$ collected in exposition of the Be target of ВЕС setup by $2.5 \cdot 10^{11}$ π^- mesons with 29 GeV momentum is presented. The $\phi\pi^0$ production in vector state is observed preferably associated with the $\Delta(1232)$ isobar in a process with the π -exchange dominance. The $\phi\pi^0$ mass spectrum has complicated shape.

PACS: 14.40.Cs; 13.25.-k; 13.60.Le

ВВЕДЕНИЕ

Изучается реакция перезарядки $\pi^- + \text{Be} \rightarrow \phi\pi^0 + A^*$, $\phi \rightarrow K^+K^-$ и $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, где A^* — возбужденное ядро или его остатки. Система $\phi\pi^0$ имеет изоспин $I = 1$ и, следовательно, состоит из $q\bar{q}s\bar{s}$ -кварков, где $q(\bar{q})$ -, u - или d -(анти)кварк. Соответственно, ожидается подавление по правилу Цвейга (OZI) [1–3] по сравнению с образованием $\omega\pi^0$ в реакции с π -пучком. Для набора квантовых чисел системы $\phi\pi^0$ наиболее

* E-mail: Valery.Dorofeev@ihep.ru

вероятно образование состояний b_1 , ρ_3 и возбуждений ρ . В эксперименте «Лептон-Ф» [4] обнаружено узкое экзотическое состояние $C(1480)$, нарушающее правило OZI в реакции перезарядки 32,5-ГэВ пионного пучка. В эксперименте E852 [5] не нашли $C(1480)$ в спектре масс $M_{\phi\pi} < 1,75$ ГэВ в реакции перезарядки при 18 ГэВ. В последнее время $\phi\pi^0$ -система изучалась в экспериментах ВаВаг [6, 7], SND [8], BESIII [9] на небольшой статистике из-за малого сечения процесса рождения на e^+e^- -коллайдерах.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка ВЕС (рис. 1) — это комбинированный широкоапертурный магнитный спектрометр заряженных и нейтральных частиц с фиксированной мишенью 3. Магнитный спектрометр состоит из магнита 5, системы пропорциональных камер 4 до магнита, двух дрейфовых камер 6 в магните и системы дрейфовых трубок 10 после магнита. Многоканальный черенковский счетчик 9 (МЧС) [10] предназначен для идентификации заряженных частиц. Фотоны регистрируются многоканальным электромагнитным калориметром 11 (ЭМК) [11] с радиатором счетчиков в виде набора чередующихся пластин из свинца и скintиллятора. Пучковая частица регистрируется и идентифицируется в пучковом спектрометре (1, 2). Для регистрации событий применяются триггеры:

- MWG: $S_1 S_2 S_3 \overline{A_{10}} \overline{A_{11}} \overline{K_1} \overline{K_2}$;
- MAIN: $MWG \cdot \overline{\text{TargetVeto}}$.

Триггер MWG формируется на основе информации от сцинтилляционных счетчиков. Счетчики $S_{1,2,3}$, $A_{10,11}$ расположены до мишени и опре-

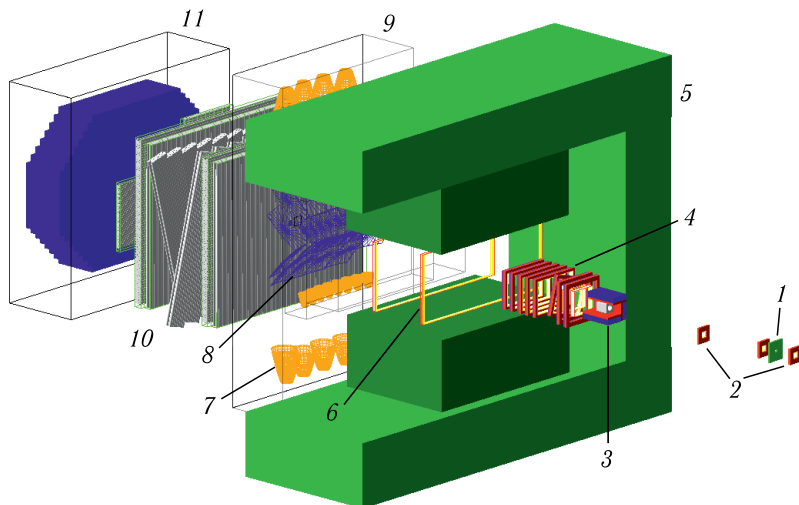


Рис. 1. Установка ВЕС

деляют апертуру пучка, $K_{1,2}$ — после магнита и запрещают события с непроизводившейся частицей пучка. В триггере MAIN добавлен запрет охранной системы вокруг мишени событий с энергичными заряженными частицами, вылетающими вбок, а также с частицами и фотонами, летящими вперед под большими углами.

ДАННЫЕ И МЕТОД МОНТЕ-КАРЛО

Анализировались данные экспозиции $2,5 \cdot 10^{11}$ пучковых частиц без учета мертвого времени. Экспозиция состояла из 5 сеансов. Распределение количества набранных данных по сеансам представлено в таблице.

Распределение данных по сеансам и годам. В скобках — коэффициент подавления при записи

Триггер	gun44 (2012)	gun45 (2013)	gun47 (2015)	gun48 (2015)	gun59 (2022)	Сумма
MAIN, 10^9	2,20	1,46	1,08	1,29	0,87	6,90
MWG, 10^8	0,15 (255)	0,10 (255)	1,50 (10)	1,90 (10)	1,58 (10)	5,23

Прохождение частиц через установку и процесс их регистрации моделировался программой, созданной на основе GEANT4 версии 10.05.p01. Параметры модели детекторов подбирались из сравнения откликов в известном физическом процессе, полученных методом Монте-Карло (МК) и в данных. Для настройки ЭМК, МЧС, вето-мишени использовались дифракционные реакции образования $\pi^- 2\pi^0$, $\pi^+ 2\pi^-$, $K^- K^0(\pi^+\pi^-)$. Для определения эффективностей и сравнения с данными были сгенерированы наборы событий образования на нуклонах $\phi\pi^0$ -системы в волне $J^P M^n = 1^- 0^-$ с $\Delta(1232)$ и $\phi\rho^-$ в волне $J^P M^n LS = 2^- 0^+ P2$ с нуклоном для оценки фона, где J^P — полный момент и четность, M^n — проекция J на ось z и натуральность частицы обмена. Распределения по массе и по величине $t' = t - t_{\min}$ брались из результатов этого эксперимента, где t , t_{\min} — квадрат переданного четырехимпульса и его минимальное значение [12]. Процесс рождения $\phi\pi^0$ на ядре Ве представляется как сумма вкладов процессов на отдельных нуклонах.

ОТБОРЫ СОБЫТИЙ $\pi^- + \text{Ве} \rightarrow K^+ K^- \pi^0 + A^*$

Первоначально проводилась реконструкция зарегистрированных событий, которая для каждого события включала нахождение траекторий пучковых и вторичных заряженных частиц в трековых детекторах пучкового и магнитного спектрометров, определение параметров треков, нахождение вершин взаимодействий, ассоциацию треков с сигналами в МЧС и ЭМК, нахождение и классификацию кластеров ячеек с энергоделиением в ЭМК и определение параметров фотонов. Для отбора

событий $\pi^- + \text{Be} \rightarrow h^+h^-\pi^0 + A^*$ из данных после реконструкции применялись следующие требования:

- флаг успешной реконструкции;
- метка триггера MAIN;
- 1 вершина и 1 пучковая частица, идентифицированная как π -мезон;
- z -координата вершины совпадает с геометрическим положением мишени;
- 2 противоположно заряженных трека в магнитном спектрометре;
- 2–3 фотона с $|m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}| < 20$ МэВ, где $m_{\gamma\gamma}$ — дифотонная масса, m_{π^0} — табличное значение массы π^0 -мезона. Энергия неспаренного фотона $E_\gamma < 0,5$ ГэВ;
- проекция импульса $h^+h^-\pi^0$ -системы на направление пучка P_{xL} . $26 \leq P_{xL} < 30$ ГэВ;
- отсутствие коротких треков, наблюдаемых только в трех соседних камерах, стоящих сразу за мишенью.

Для отбора событий с K^+K^- в конечном состоянии производилась идентификация заряженных частиц. Был применен амплитудный метод [10] с 4 гипотезами $\pi\pi$, πK , $K\pi$, KK . Критерием идентификации служило условие, что отношение второй по величине вероятности к максимальной $\alpha = \frac{P(\text{hyp})_{\text{next}}}{P(\text{hyp})_{\text{max}}} \leq 0,4$. С таким критерием вклад e , π в отобранные события является пренебрежимо малым. В спектре масс $K^+K^-\pi^0$ (рис. 2, а) наблюдаются плечо распада $f_1(1285)$ -мезона

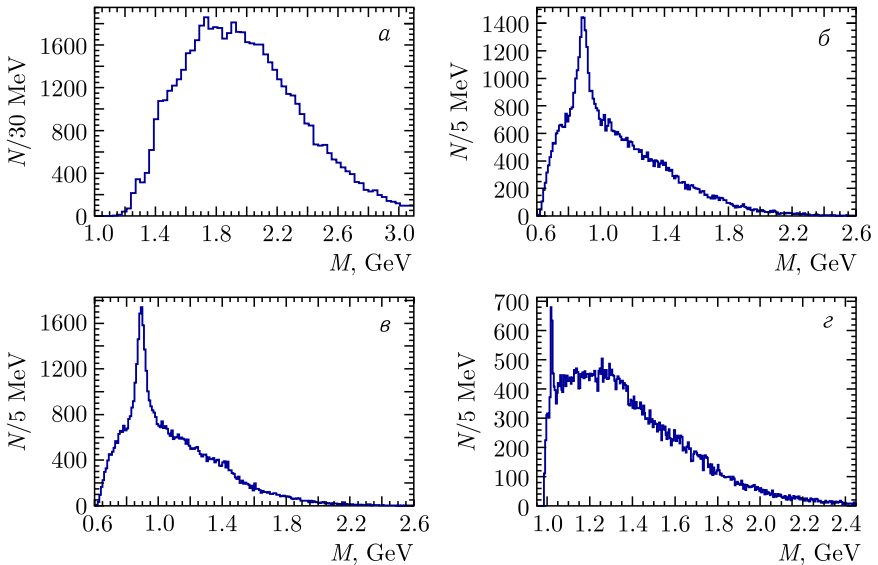


Рис. 2. Спектры инвариантных масс: а) $K^+K^-\pi^0$; б) $K^+\pi^0$; в) $K^-\pi^0$; г) K^+K^-

и открытие порога K^*K около 1,4 ГэВ. В спектрах масс $K^+K^-\pi^0$ (рис. 2, б, в) виден пик распада K^* -мезона. В спектрах масс K^+K^- (рис. 2, г) наблюдается пик распада ϕ -мезона на большой фоновой подложке.

ВЫДЕЛЕНИЕ $\phi\pi^0$ -СИСТЕМЫ В СОБЫТИЯХ $K^+K^-\pi^0$ И ОЦЕНКА ФОНА

Для выделения сигнала $\phi\pi^0$ применялся интегральный метод вычитания фона под пиком ϕ -мезона (рис. 3). Для этого в спектре масс K^+K^- M_{KK} были определены сигнальный ($1,015 \leq M_{KK} < 1,025$ ГэВ) и фоновые интервалы слева от пика ($1,000 \leq M_{KK} < 1,010$ ГэВ) и справа ($1,030 \leq M_{KK} < 1,040$ ГэВ) (см. рис. 3). Распределение интересующей характеристики $\phi\pi^0$ получалось вычитанием оценки фона под пиком из распределения событий с M_{KK} из сигнального интервала. Оценкой фона являлась полусумма распределений для фоновых интервалов. Вычитание фона проводилось для каждого сеанса отдельно. Границы интервалов являлись общими для всех сеансов ввиду тождественности формы сигнала в пределах ошибки. После вычитания фона осталось (2403 ± 98) событий $\phi\pi^0$.

Источником фона в изучаемую реакцию может быть дифракционное рождение системы $\phi\pi^-\pi^0$ с потерей π^- . Полученные непоправленные на эффективность характеристики процессов образования и распада на $\phi\pi^-\pi^0$ представлены на рис. 4. МК события нормировались на число событий в спектре масс $\phi\pi^-\pi^0$ на рис. 4, а. В спектре масс $\phi\pi^0$ на рис. 4, б широкий бугор с максимумом в $\sim 1,5$ ГэВ. Система $\pi^-\pi^0$ образуется

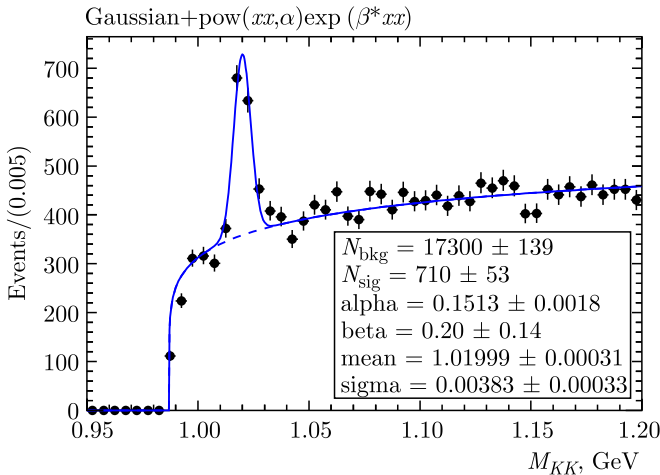


Рис. 3. Спектр инвариантных масс K^+K^- для $K^+K^-\pi^0$ событий run44

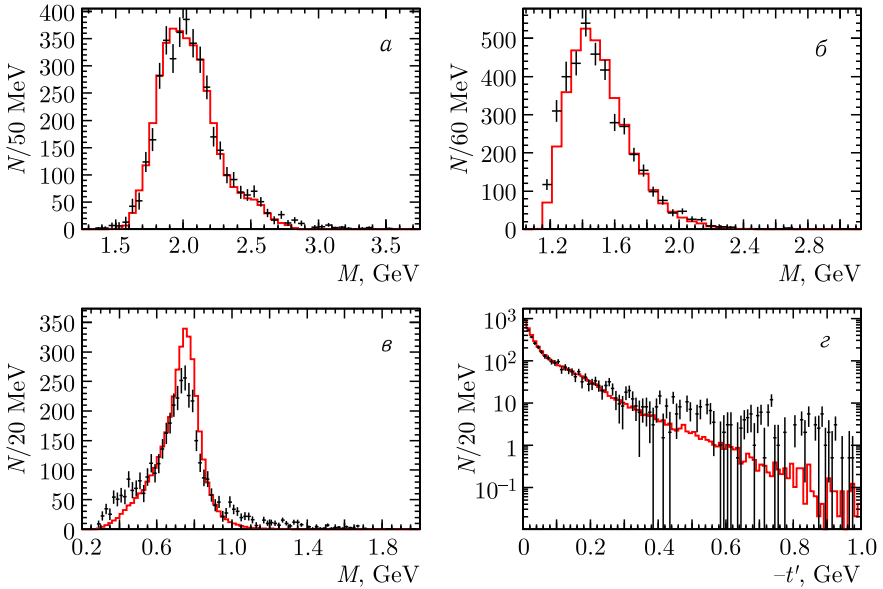


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Спектры инвариантных масс: а) $K^+K^-\pi^-\pi^0$; б) $K^+K^-\pi^0$; в) $\pi^-\pi^0$; з) $-t'$. Красным цветом показан МК

не только из распада ρ -мезона. Распределение по $-t'$ (рис. 4, з) имеет характерную для дифракционных процессов форму. События с потерянным π^- -мезоном из этого МК-набора $\phi\pi^-\pi^0$ были использованы для получения оценки вклада фона $\phi\pi^-\pi^0$ в $\phi\pi^0$. На рис. 5 видно, что этот фон мало влияет на форму спектра масс $\phi\pi^0$.

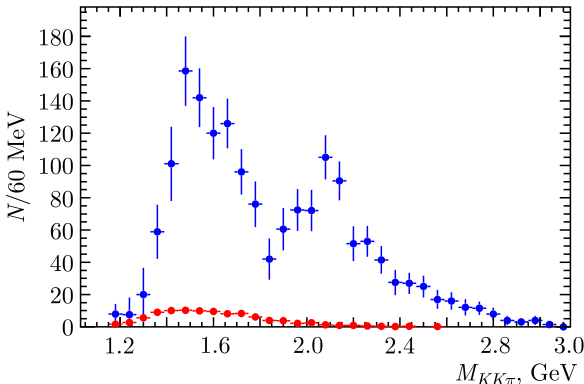


Рис. 5 (цветной в электронной версии). Оценка вклада фона (красный цвет) в спектр масс $\phi\pi^0$ (без данных гип59)

СВОЙСТВА СОБЫТИЙ С $\phi\pi^0$

На рис. 6 приведены распределения непоправленных на эффективность событий образования $\phi\pi^0$ -системы. Спектр масс $\phi\pi^0$ (рис. 6, а) имеет двугорбую структуру с пиками в районе $\sim 1,5$ и $\sim 2,1$ ГэВ. В спектрах масс $K^+K^-\pi^0$ $M_{K\pi}$ (рис. 6, б, в) наблюдаются широкие пики с максимумами около ~ 1 и $\sim 1,4$ ГэВ, которые близки к табличным значениям масс $K^*(892)$ - и $K_{0,2}^*(1430)$ -мезонов.

В формализме Земаха [13] амплитуда распада векторного мезона в состоянии $J^P M^\eta = 1^- 0^-$ на вектор и псевдоскаляр записывается в виде

$$A = P_{\pi^0} P_{K^-} \sin \Theta_{\pi^0} \sin \Theta_{CK^-} \sin (\phi_{CK^-} - \phi_{\pi^0}),$$

где P_{π^0} , Θ_{π^0} , ϕ_{π^0} — импульс π^0 в системе Готтфрида–Джексона $\phi\pi^0$, а P_{K^-} , Θ_{CK^-} , ϕ_{CK^-} — импульс K^- -мезона в канонической системе покоя K^+K^- .

На рис. 7 приведены угловые распределения в распаде $\phi\pi^0$ для непоправленных событий в сравнении с МК. Распределения для π^0 (рис. 7, а, б) и K^- (рис. 7, в, г) в системах координат Готтфрида–Джексона и канонической ϕ -мезона соответственно имеют одинаковый вид и хорошо описываются МК. Эффективности для углов, исключая полярный угол π^0 (рис. 7, а) с большей, чем данные точностью, постоянны во всем

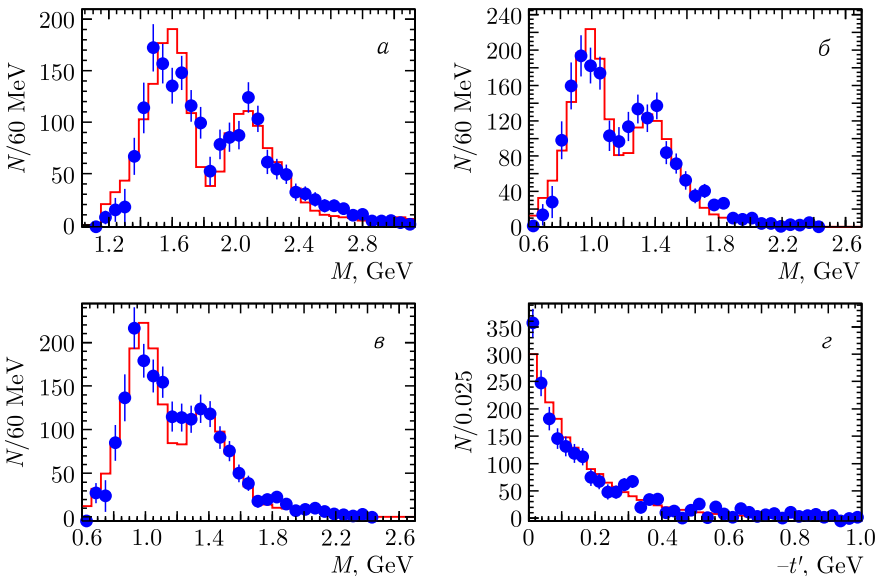


Рис. 6 (цветной в электронной версии). Спектры инвариантных масс: а) $K^+K^-\pi^0$; б) $K^+\pi^0$; в) $K^-\pi^0$; г) $-t'$. Красным цветом показан МК

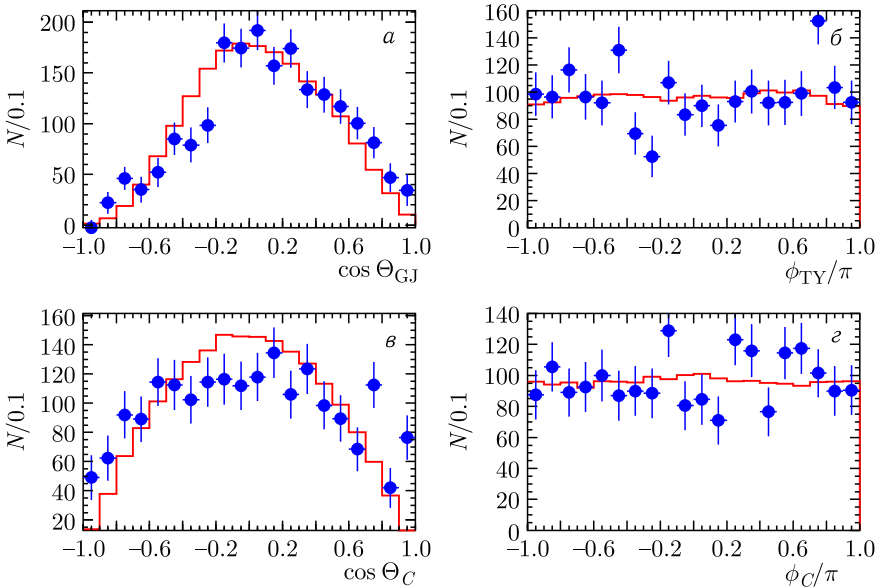


Рис. 7 (цветной в электронной версии). Распределения по: а) $\cos \Theta_{\pi^0}$; б) ϕ_{π^0}/π ; в) $\cos \Theta_{CK^-}$; з) ϕ_{CK^-}/π . Красным цветом показан МК

диапазоне масс. Соответственно, можно сделать вывод о доминировании векторного состояния в системе $\phi\pi^0$, которое рождается с $M^n = 0^-$.

На рис. 8, а, б приведены угловые распределения K^- в спиральной системе координат распада $\phi \rightarrow K^+K^-$ в сравнении с МК. Ортогональность импульса K^- импульсу ϕ -мезона означает параллельность орбитального момента, который определяет направление спина ϕ , направлению его импульса, т. е. спиральность ϕ -мезона равна ± 1 . Форма пика в распределении по P_{xL} (рис. 8, в) в целом описывается МК эксклюзивного процесса. Положение пика в распределении по квадрату недостающей массы MM^2 описывается МК с ассоциированным $\phi\pi^0$ -рождением $\Delta(1232)$ -изобары.

Форма спектра на рис. 6, а может быть результатом вкладов $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$ в левый пик, а $\rho(2150)$ — в правый. Другим вариантом может быть интерференция $\rho(1900)$ и $\rho(2150)$ с ρ -мезоном. Также возможна нерезонансная природа, когда из рожденной K^*K -системы после перерассеивания с обменом K -мезоном образуется $\phi\pi^0$.

Исследуемая реакция может проходить с обменом в t -канале системой с квантовыми числами пиона или a_2 -мезона. Форма $-t'$ -распределения для $\phi\pi^0$ (см. рис. 6, з), описанная экспонентой с наклоном $(6,6 \pm 0,4)$ ГэВ $^{-2}$, значительно отличается от таковой a_2 -обмена, полученной в данном эксперименте в реакции образования η -мезона и описываемой функцией $(1 - cgt') \exp(ct')$, где $c = (7,8 \pm 0,1)$ ГэВ $^{-2}$ и

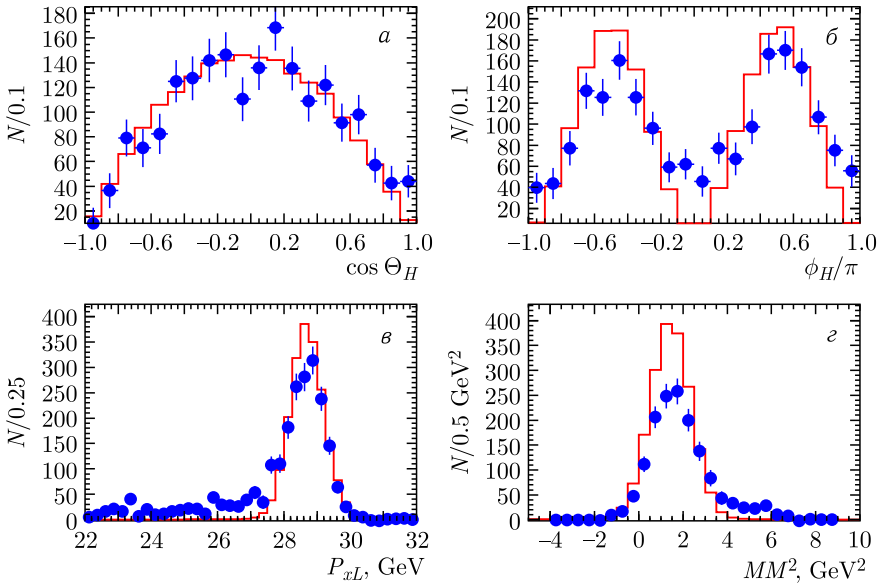


Рис. 8 (цветной в электронной версии). Распределения по: а) $\cos \Theta_{HK-}$; б) ϕ_{HK-}/π ; в) P_{xL} ; г) MM^2 . Красным цветом показан МК

$g = 5,6 \pm 0,5$. Ввиду малости вклада дифракционного фона, который может имитировать π -обмен, можно сделать заключение о доминировании π -обмена. Изовекторные состояния только с $J^{PC} = 1^{--}, 3^{--} \dots$ могут образовываться π -пучком в π -обмене, что согласуется с независимым анализом угловых распределений.

СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ

Для изучения систематических погрешностей изменялись параметры процедур, использованные в анализе, и налагались дополнительные требования.

- Применена другая процедура вычитания фона под ϕ -мезоном — фильтрация. В ней диапазон величины, для которой надо получить распределение событий $\phi\pi^0$, разбивается на интервалы. Для событий из каждого интервала строится спектр масс K^+K^- , который подгоняется суммой сигнала ϕ -мезона фиксированной формы и фона. Полученный набор чисел событий с ϕ -мезоном представляет искомое распределение.

- Проверена устойчивость процедур вычитания и фильтрации:

- сдвиг начала бинов на 0,03 ГэВ в вычитании и на 0,0025 МэВ в гистограмме M_{KK} для фильтрации;
- расширение на 4 МэВ интервалов в вычитании;
- добавление $\pm\sigma$ к ширине сигнала ϕ -мезона в фильтрации.

• Исследована зависимость спектра масс $\phi\pi^0$ от порога и метода идентификации:

- $\alpha = [0, 2, 0, 4, 0, 6, 0, 8, 1]$;
- применен пороговый метод [10].

• Исследована зависимость спектра масс $\phi\pi^0$ от нижнего предела отбора по $P_{xL} = [26, 27, 27, 5, 28]$ ГэВ.

• Введены дополнительные требования:

- обрезание по $-t' < 0, 2$ ГэВ²;
- отсутствие сигнала в сэндвичах из свинца и сцинтиллятора охранной системы мишени.

• Проведено сравнение со свойствами $\phi\pi^0$ -системы, образованной в K -пучке.

• Оценен фон от $\phi\pi^0\pi^0$ и $\phi\pi^-\pi^0$ в виде фазового объема $\phi\pi\pi$ или $\phi\rho^-$.

• Выполнена оценка вклада $J^P M^\eta = 1^- 1^+$ волны, образованной в результате a_2 -обмена.

Форма распределений сохраняется в пределах статистических ошибок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проводится изучение $\phi\pi^0$ -системы, образующейся в реакции перезарядки 29-ГэВ пионного пучка на Ве-мишени установки ВЕС, в данных, полученных в экспозиции интегральным потоком $2,5 \cdot 10^{11}$ пучковых частиц. Наблюдается (2403 ± 98) событий рождения $\phi\pi^0$ -системы в состоянии $J^P M^\eta = 1^- 0^-$ в основном вместе с $\Delta(1232)$ -изобарой в процессе с доминированием π -обмена. Спектр масс имеет сложную двугорбую форму.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Okubo S. // Phys. Lett. 1963. V. 5. P. 165–168; doi: 10.1016/S0375-9601(63)92548-9.
2. Zweig G. doi: 10.17181/CERN-TH-412.
3. Iizuka J. // Prog. Theor. Phys. Suppl. 1966. V. 37. P. 21–34; doi: 10.1143/PTPS.37.21.
4. Bitjukov S. I. et al. // Phys. Lett. B. 1987. V. 88. P. 383; doi: 10.1016/0370-2693(87)91402-X.
5. Adams G. S. et al. (E852 Collab.) // Phys. Lett. B. 2001. V. 516. P. 264–272; doi: 10.1016/S0370-2693(01)00951-0; arXiv:hep-ex/0107042 [hep-ex].
6. Aubert B. et al. (BaBar Collab.) // Phys. Rev. D. 2008. V. 77. P. 092002; doi: 10.1103/PhysRevD.77.092002; arXiv:0710.4451 [hep-ex].
7. Lees J. P. et al. (BaBar Collab.) // Phys. Rev. D. 2017. V. 95, No. 5. P. 052001; doi: 10.1103/PhysRevD.95.052001; arXiv:1701.08297 [hep-ex].
8. Achasov M. N. et al. (SND Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2020. V. 80, No. 12. P. 1139; doi: 10.1140/epjc/s10052-020-08719-9; arXiv:2007.04527 [hep-ex].

9. *Ablikim M. et al. (BESIII Collab.) // JHEP. 2022. P.045; doi: 10.1007/JHEP07(2022)045; arXiv:2202.06447 [hep-ex].*
10. *Kholodenko M. S. // J. Instrum. 2020. V. 15, No. 07. P.07024.*
11. *Dorojcev V. A. et al. (VES Collab.) // Instrum. Exp. Tech. 2016. V. 59, No. 5. P. 658–665.*
12. *Workman R. L. et al. Review of Particle Physics // PTEP. 2022. V.083-01. P.745; <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>.*
13. *Zemach C. // Phys. Rev. 1965. V.140. P.B97–B108; doi: 10.1103/PhysRev.140.B97.*