

# КОГЕРЕНТНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ $K^+\pi^0$ -СИСТЕМЫ НА ЯДРАХ МЕДИ В ПУЧКЕ ЗАРЯЖЕННЫХ КАОНОВ НА УСТАНОВКЕ ОКА

*В. С. Буртовой*<sup>a\*</sup>, *С. А. Акименко*<sup>a</sup>, *А. В. Артамонов*<sup>a</sup>, *А. М. Блик*<sup>a</sup>,  
*В. В. Бреховский*<sup>a</sup>, *А. М. Горин*<sup>a</sup>, *С. В. Донсков*<sup>a</sup>, *А. В. Инякин*<sup>a</sup>, *В. Н. Колосов*<sup>a</sup>,  
*В. Ф. Куршеев*<sup>a</sup>, *В. А. Лишин*<sup>a</sup>, *М. В. Медынский*<sup>a</sup>, *Ю. В. Михайлов*<sup>a</sup>,  
*В. Ф. Образцов*<sup>a</sup>, *В. А. Поляков*<sup>a</sup>, *В. И. Романовский*<sup>a</sup>, *В. И. Рыкалин*<sup>a</sup>,  
*А. С. Садовский*<sup>a</sup>, *В. Д. Самойленко*<sup>a</sup>, *О. В. Стенякин*<sup>a</sup>, *В. А. Уваров*<sup>a</sup>, *А. П. Филин*<sup>a</sup>,  
*Г. В. Хаустов*<sup>a</sup>, *С. А. Холоденко*<sup>a</sup>, *О. Г. Чикилёв*<sup>a</sup>, *О. П. Ющенко*<sup>a</sup>, *Е. Н. Гуцин*<sup>b</sup>,  
*В. А. Дук*<sup>b\*\*</sup>, *В. И. Кравцов*<sup>b</sup>, *Ю. Г. Куденко*<sup>b\*\*\*</sup>, *А. Ю. Поляруш*<sup>b</sup>, *С. Н. Филиппов*<sup>b</sup>,  
*А. А. Худяков*<sup>b</sup>, *В. Н. Бычков*<sup>c</sup>, *Б. Ж. Залиханов*<sup>c</sup>, *Г. Д. Кекелидзе*<sup>c</sup>, *В. М. Лысан*<sup>c</sup>

<sup>a</sup> *Институт физики высоких энергий им. А. А. Логанова,  
 НИЦ «Курчатовский институт»  
 142280, Протвино, Московская обл., Россия*

<sup>b</sup> *Институт ядерных исследований Российской академии наук  
 142190, Троицк, Москва, Россия*

<sup>c</sup> *Объединенный институт ядерных исследований  
 141980, Дубна, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 11 июня 2020 г.,  
 после переработки 8 июля 2020 г.  
 Принята к публикации 9 июля 2020 г.

На статистике  $\approx 1.7 \cdot 10^8$  взаимодействий положительно заряженных каонов с ядрами меди проведено выделение когерентных событий образования  $K^+\pi^0$ -системы. Определено число кулоновских и сильных взаимодействий и соответствующих им сечений в области  $K^*(892)$ -мезона. Измерена парциальная ширина распада  $K^*(892) \rightarrow K^+\gamma$ . При изучении спектра масс системы  $K^+\pi^0$  обнаружен эффект, который можно интерпретировать как интерференцию амплитуд киральной аномалии и  $K^*(892)$ -мезона в  $s$ -канале. Отсюда получена оценка для отношения наблюдаемой амплитуды киральной аномалии к теоретическому значению:  $A_{exp}/A_{th} = 0.90 \pm 0.24$  (стат.)  $\pm 0.30$  (сист.)

DOI: 10.31857/S0044451020120068

зовании  $K^*(892)$ -мезона фундаментальным условием когерентности является соотношение [1]

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие заряженного каона с ядром, при котором внутреннее состояние ядра не изменяется, называется когерентным. Такие взаимодействия характеризуются малыми значениями квадрата переданного 4-импульса ядру  $t$ . При когерентном обра-

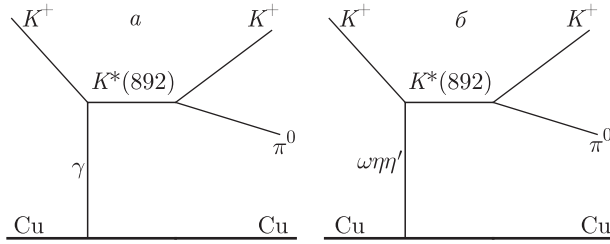
$$P_L R_N \leq 1, \quad (1)$$

где  $P_L \approx \frac{m_R^2 - m_K^2}{2P_b}$  — импульс ядра в лабораторной системе отсчета вдоль направления пучкового каона, который оно приобретает после взаимодействия,  $m_R$  — масса  $K^*(892)$ -мезона,  $m_K$  — масса каона,  $P_b$  — импульс пучкового каона,  $R_N$  — радиус ядра. При больших  $m_R$  и малых  $P_b$  условие (1) может нарушаться и резонанс с массой  $m_R$  будет образовываться только некогерентно. В рассматриваемом эксперименте  $P_b = 17.7$  ГэВ, а радиус ядра меди

\* E-mail: Vladimir.Burtovoy@ihep.ru

\*\* Также INFN — Sezione di Perugia, Via A. Pascoli, 06123 Perugia, Italy.

\*\*\* Также МФТИ, Москва и НИЯУ МИФИ, Москва.



**Рис. 1.** Диаграммы когерентного образования пар  $(K^+\pi^0)$ -мезонов: а) в кулоновском поле ядра через  $K^*(892)$ -мезон в  $s$ -канале; б) в сильном поле ядра  $\omega$ -,  $\eta$ - и  $\eta'$ -мезонов через  $K^*(892)$ -мезон в  $s$ -канале

$R_{Cu} \approx 4.2$  фм. Тогда  $P_L R_{Cu} \approx 0.33$ , что удовлетворяет условию (1).

При эффективных массах  $(K^+\pi^0)$ -пары, близких к массе  $K^*(892)$ -мезона, основной вклад в амплитуду когерентного взаимодействия дают диаграммы с промежуточным  $K^*(892)$ -мезоном в  $s$ -канале [2–4], которые показаны на рис. 1. Диаграмме кулоновского взаимодействия каона с ядром (рис. 1а) соответствует амплитуда [3]

$$M_\gamma = 4eZ \frac{g_{K\gamma} g_{K\pi}}{q^2} \frac{\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{1\mu} q_\nu b_\alpha f_\beta}{w - m_*^2 + i m_* \Gamma_*} F_C(q^2), \quad (2)$$

где  $e$  — электрический заряд протона,  $Z$  — число протонов в ядре,  $g_{K\gamma} \approx 0.25$  ГэВ $^{-1}$  — постоянная распада  $K^*(892) \rightarrow K^+\gamma$ ,  $g_{K\pi} \approx 3.23$  — постоянная распада  $K^*(892) \rightarrow K^+\pi^0$  [3, 4],  $p_1$  — 4-импульс ядра до взаимодействия,  $q_\nu$ ,  $b_\alpha$ ,  $f_\beta$  — 4-импульсы виртуального фотона, пучкового и образовавшегося каонов соответственно,  $w$  — квадрат эффективной массы  $(K^+\pi^0)$ -пары,  $m_*$ ,  $\Gamma_*$  — масса и ширина  $K^*(892)$ -мезона,  $F_C(q^2)$  — электромагнитный формфактор ядра.

Диаграмма для сильного взаимодействия каона с ядром (рис. 1б) может быть с промежуточными  $\omega$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$  и другими мезонами. Все они имеют нулевой изотопический спин. Амплитуды взаимодействия, включающие промежуточный  $\pi^0$ - или  $\rho^0$ -мезоны, с ядром, у которого количество протонов и нейтронов одинаково, принимают нулевое значение. Поэтому диаграммы с промежуточными  $\rho^0$ ,  $\pi^0$  и с аналогичными им мезонами далее не рассматриваем. Более того, как будет видно из экспериментальных угловых распределений, доминирует диаграмма с промежуточным  $\omega$ -мезоном. Поэтому в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением одной сильной диаграммы.

Не рассматриваем и траектории Редже, так как при импульсе пучкового каона 17.7 ГэВ и массе яд-

ра меди  $m_{Cu} \approx 59.1$  ГэВ значение инварианта  $s = (P_b + P_{Cu})^2 \approx 5588$  ГэВ $^2$ , а квадрата массы ядра меди  $m_{Cu}^2 \approx 3481$  ГэВ $^2$ . Видно, что условие применения траекторий Редже  $s \gg m_{Cu}^2$  в этом эксперименте не выполняется.

Амплитуда сильного взаимодействия каона с ядром, соответствующая диаграмме с промежуточным  $\omega$ -мезоном, может быть представлена в виде

$$M_\omega = \frac{g_{N\omega} g_{K\omega} g_{K\pi} A_{Cu}^{2/3}}{q^2 - m_\omega^2 + i m_\omega \Gamma_\omega} \times \frac{\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{1\mu} q_\nu b_\alpha f_\beta}{w - m_*^2 + i m_* \Gamma_*} F_S(q^2), \quad (3)$$

где  $g_{N\omega}$  — постоянная взаимодействия  $\omega$ -мезона с нуклоном,  $g_{K\omega}$  — постоянная вершины  $K^+ \rightarrow \omega K^*(892)$ ,  $m_\omega$ ,  $\Gamma_\omega$  — масса и ширина  $\omega$ -мезона,  $F_S(q^2)$  — формфактор ядра по сильному взаимодействию.

Обе амплитуды (2), (3) содержат знаменатель пропагатора  $K^*(892)$ -мезона  $(w - m_*^2 + i m_* \Gamma_*)$ . Он будет определять поведение сечения в зависимости от  $w$  вблизи этого резонанса. Величина  $q^2$  фотонного пропагатора в знаменателе амплитуды  $M_\gamma$  объясняет узкий когерентный кулоновский пик в сечении и вместе со сверткой импульсов с тензором Леви-Чивиты этот пик представляется в виде  $(t - t_{min})/t^2$  [3], где  $t = -q^2$ . Такого поведения не наблюдается в амплитуде  $M_\omega$ , поскольку знаменатель пропагатора  $(q^2 - m_\omega^2 + i m_\omega \Gamma_\omega)$  содержит квадрат массы  $m_\omega^2$ . Для когерентных событий в этом эксперименте  $|q^2| \leq 0.025$  ГэВ $^2$ , что пренебрежимо мало по сравнению с  $m_\omega^2 \approx 0.61$  ГэВ $^2$ . Поэтому  $q^2$ -зависимость в амплитуде  $M_\omega$  определяется в основном формфактором  $F_S(q^2)$ . Кроме того, знаменатель пропагатора  $\omega$ -мезона является комплексным, что отличает его от вещественного знаменателя ( $q^2$ ) пропагатора в кулоновской амплитуде  $M_\gamma$ .

При вычислении сечения когерентных событий квадрат модуля суммы кулоновской амплитуды  $M_C = M_\gamma$  и амплитуды сильного взаимодействия  $M_S = M_\omega$  можно представить в виде

$$|M_C + M_S|^2 = |M_C| e^{i\varphi_C} + |M_S| e^{i\varphi_S} |^2 = |M_C|^2 + |M_S|^2 + 2|M_C||M_S| \cos(\varphi_C - \varphi_S), \quad (4)$$

где  $\varphi_C, \varphi_S$  — фазы кулоновской амплитуды и амплитуды сильного взаимодействия соответственно. Из этого выражения следует, что сечение когерентного взаимодействия зависит от разности фаз и, поскольку знаменатель пропагатора  $K^*(892)$ -мезона  $(w - m_*^2 + i m_* \Gamma_*)$  есть во всех амплитудах, соответствующая ему комплексная фаза в выражении (4)

вычитается. Разности фаз от других промежуточных мезонов будут порядка отношения их ширины к массе и составляют малые величины:  $\Gamma_\omega/m_\omega \approx 1.1 \cdot 10^{-2}$ ,  $\Gamma_\eta/m_\eta \approx 2.4 \cdot 10^{-6}$ ,  $\Gamma_{\eta'}/m_{\eta'} \approx 2.1 \cdot 10^{-4}$ .

Формфакторы  $F_C(q^2)$  и  $F_S(q^2)$  вычислялись из выражений [5]

$$F_C(q^2) = -4\pi \frac{q^2}{P_t} \times \int_0^\infty b^2 db J_1(P_t b) e^{i\chi_C(b) - A_{Cu} \sigma'_K T(b)/2} \times \int_0^\infty \frac{\cos(\Delta z) dz}{(b^2 + z^2)^{3/2}} \int_0^\tau r^2 \rho_A(r) dr, \quad (5)$$

$$F_S(q^2) = \frac{2\pi}{a P_t} \times \int_0^\infty b^2 db J_1(P_t b) e^{i\chi_C(b) - A_{Cu} \sigma'_K T(b)/2} \times \int_0^\infty \frac{\rho_o \cos(\Delta z) dz}{\sqrt{b^2 + z^2} \left(1 + \text{ch} \frac{\sqrt{b^2 + z^2} - R}{a}\right)}, \quad (6)$$

где  $q^2 \approx -P_t^2 - \Delta^2$ ,  $P_t$  — модуль проекции импульса ядра после взаимодействия на плоскость  $U$ , перпендикулярную импульсу пучкового каона,  $\Delta = \sqrt{t_{min}} \approx (m_*^2 - m_K^2)/(2P_b) \approx 15.6$  МэВ — проекция импульса ядра в конечном состоянии на направление импульса пучкового каона (на ось  $z$ ),  $\tau = \sqrt{b^2 + z^2}$ ,  $b$  — модуль прицельного параметра в плоскости  $U$ ,  $J_1(x)$  — функция Бесселя,  $\rho_A(r)$  — ядерная плотность Вудса – Саксона [6]:

$$\rho_A(r) = \rho_o \frac{1 + j \frac{r^2}{R^2}}{1 + \exp \frac{r - R}{a}}, \quad (7)$$

для ядра меди параметры  $j = 0$ ,  $R = 4.20641$  фм,  $a = 0.59777$  фм. Параметр  $\rho_o$  определяется из нормировки  $4\pi \int_0^\infty r^2 \rho_A(r) dr = 1$  и его значение составляет [7]

$$\rho_o = \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \left(1 + \frac{\pi^2 a^2}{R^2}\right)\right)^{-1} \approx 2.67 \cdot 10^{-3} \text{ фм}^{-3}.$$

Ядерная «толщина»  $T(b) = \int_{-\infty}^\infty \rho_A(\tau) dz$ ;

$$\chi_C(b) = -\frac{Z\alpha}{v_b} \int_{-\infty}^\infty \phi(\sqrt{b^2 + z^2}) dz$$

— фаза от кулоновского потенциала ядра [8, 9]:

$$\chi_C(b) = 2\frac{Z\alpha}{v_b} \left( \ln(kb) + 4\pi \int_b^\infty \left( \ln\left(\frac{r}{b}(1+\lambda)\right) - \lambda \right) \rho_A(r) r^2 dr \right), \quad (8)$$

где  $Z\alpha\phi(r)$  — электрический потенциал ядра,  $\alpha = e^2/4\pi$  — постоянная тонкой структуры,  $v_b \approx 1$  — скорость пучкового каона в единицах  $c$ ,  $\lambda = \sqrt{1 - b^2/r^2}$ ,  $k$  — произвольный параметр, значение которого можно не определять, так как в формулы (5) и (6) он войдет как постоянная фаза  $\exp(2iZ\alpha \ln(k)/v_b)$ , что не скажется на результате при вычислении модуля амплитуды.

Сечение

$$\sigma'_K = \sigma(1 - i\beta_K) = \frac{4\pi}{iP_b} f_K(0), \quad (9)$$

где  $\beta_K = \frac{\text{Re} f_K(0)}{\text{Im} f_K(0)} = -0.26$  [5, 10],  $\sigma = 17$  мб — полное сечение взаимодействия  $K^+$ -мезонов с нуклоном,  $f_K(0)$  — амплитуда упругого каон-нуклонного рассеяния на нулевой угол. В формулах (5) и (6) предполагается, что сечения взаимодействия для пучковых каонов и образовавшихся  $K^*(892)$ -мезонов с нуклонами ядра одинаковы [9]. В основном  $K^*(892)$ -мезон будет покидать ядро меди до своего распада, так как этот мезон будет проходить расстояние около 77 фм.

Из приведенных выше формул видно, что формфакторы  $F_C(q^2)$  и  $F_S(q^2)$  тоже являются комплексными величинами и их фазы зависят от  $P_t^2$ . Представим разность фаз в (4) в виде суммы разности фаз  $\Delta\psi(P_t^2)$  от формфакторов и разности фаз  $\Delta\varphi$  от остальных членов в амплитудах  $M_C$  и  $M_S$ :

$$\varphi_C - \varphi_S = \Delta\psi(P_t^2) + \Delta\varphi. \quad (10)$$

## 2. ВЫДЕЛЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ СОБЫТИЙ

В установке ОКА [11] пучок положительно заряженных каонов взаимодействовал с медной мишенью диаметром 10 см и толщиной 2 мм. Мишень располагалась внутри распадного объема, оснащенного охранной системой (GS) (рис. 2).

Исследование проводилось на статистике  $\sim 8 \cdot 10^9$  каонов, пропущенных через мишень в 2011 и 2012 гг. Изучались события с одним заряженным треком

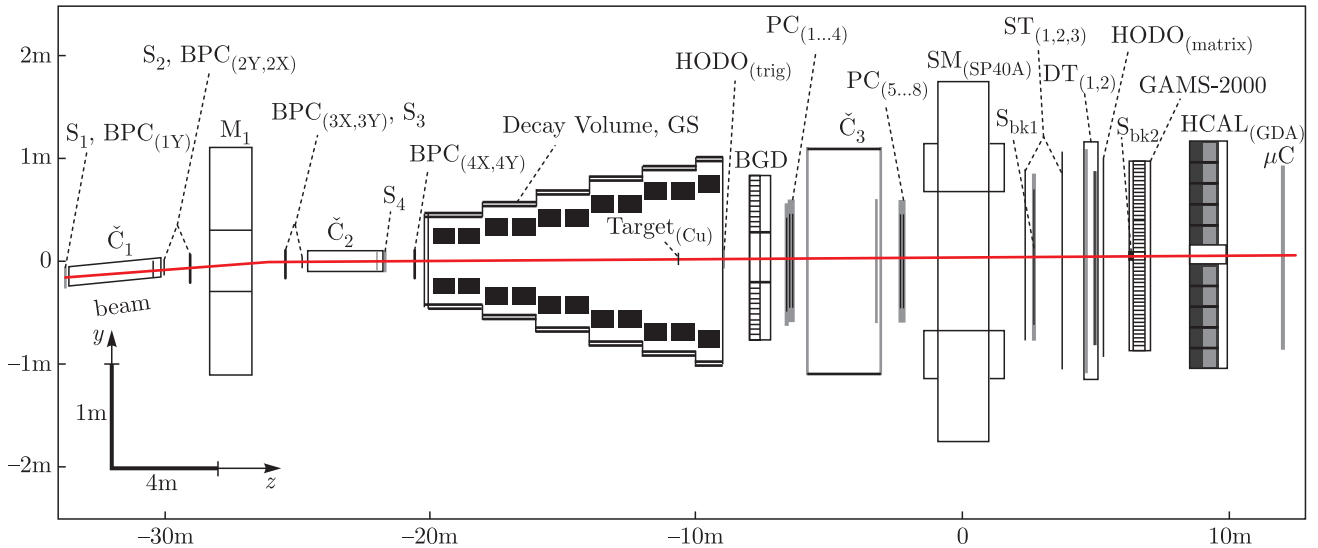


Рис. 2. Схематичное изображение детекторов в установке ОКА

и двумя  $\gamma$ -квантами, зарегистрированными в детекторе GAMS-2000. В каждом событии требовалось отсутствие энерговыделения в охранной системе распадного объема и в боковом гамма-детекторе (BGD). Вторичный каон выделялся по отсутствию сигнала в четырехканальном пороговом черенковском счетчике (С3), заполненном воздухом (порог по импульсу  $\pi^+$ -мезона составляет 6 ГэВ).

Основным фоном для когерентных событий с ( $K^+\pi^0$ )-парой в конечном состоянии является распад  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ , в котором  $\pi^+$ -мезон был ошибочно идентифицирован в черенковском счетчике (С3) как вторичный каон. Целью последующих отборов является максимальное уменьшение фона при минимальном подавлении количества когерентных взаимодействий.

Выделялись события с импульсом пучкового каона в диапазоне  $16.8 \text{ ГэВ} < P_b < 18.8 \text{ ГэВ}$ , с углом между направлениями импульсов пучкового и вторичного каонов  $\theta_{bs} > 2 \text{ мрад}$ , с энерговыделением в боковом гамма-детекторе  $E_\gamma < 100 \text{ МэВ}$ , с энерговыделением в охранной системе  $E_{GS} < 40 \text{ МэВ}$ . Для того чтобы вторичный пион в черенковском счетчике (С3) хорошо отделялся от вторичного каона, импульс последнего удовлетворял условию отбора  $P_{sK} > 7 \text{ ГэВ}$ . Неупругость, которая определялась как  $dE = E_K + E_\pi - E_b$ , где  $E_b, E_K, E_\pi$  — энергии пучкового каона, вторичного каона и пиона соответственно, требовалась в пределах  $-0.6 \text{ ГэВ} < dE < 1 \text{ ГэВ}$ . Распределения по  $dE$  для экспериментальных и смоделированных кулоновских событий показаны на рис. 5б). Реконструированная вершина пе-

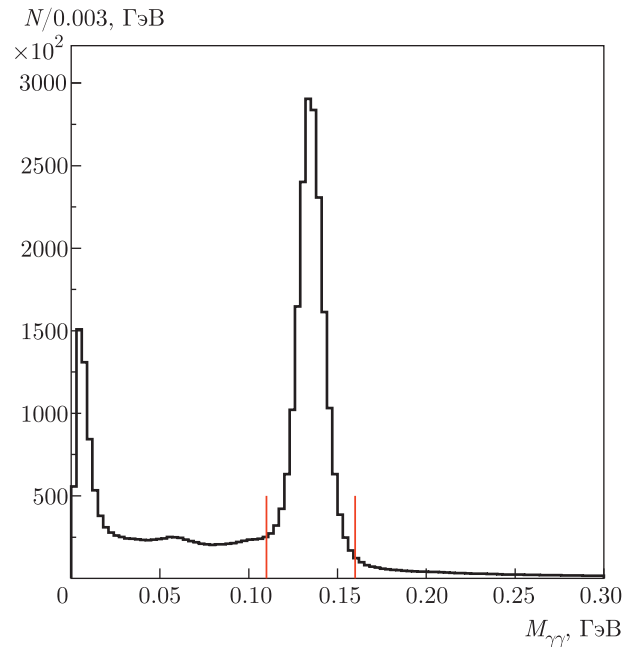


Рис. 3. Распределение по эффективной массе двух  $\gamma$ -квантов

ресечения пучкового и вторичного треков рассматривалась в пределах  $-10.9 \text{ м} < Z_{vtx} < -10.3 \text{ м}$ . Координата мишени  $z = -10.647 \text{ м}$ .

Экспериментальное распределение по эффективной массе двух  $\gamma$ -квантов  $M_{\gamma\gamma}$  показано на рис. 3. Для выделения  $\pi^0$ -мезона использовалось ограничение  $110 \text{ МэВ} < M_{\gamma\gamma} < 160 \text{ МэВ}$  и в дальнейшем двум  $\gamma$ -квантам приписывалось табличное значение массы  $\pi^0$ -мезона ( $M_{\pi^0} = 134.9764 \text{ МэВ}$ ) с последующим вычислением энергии каждого  $\gamma$ -кванта.

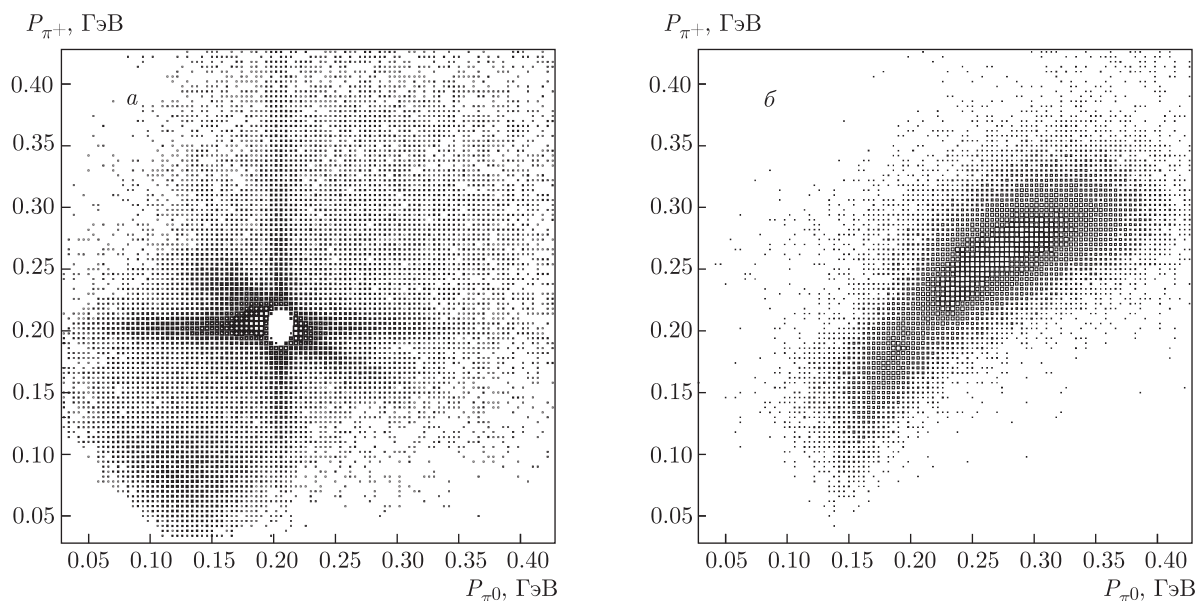


Рис. 4. Двумерные распределения модулей импульсов  $\pi^+$ - и  $\pi^0$ -мезонов в системе покоя каона: а) для экспериментальных событий, б) для смоделированных когерентных кулоновских событий

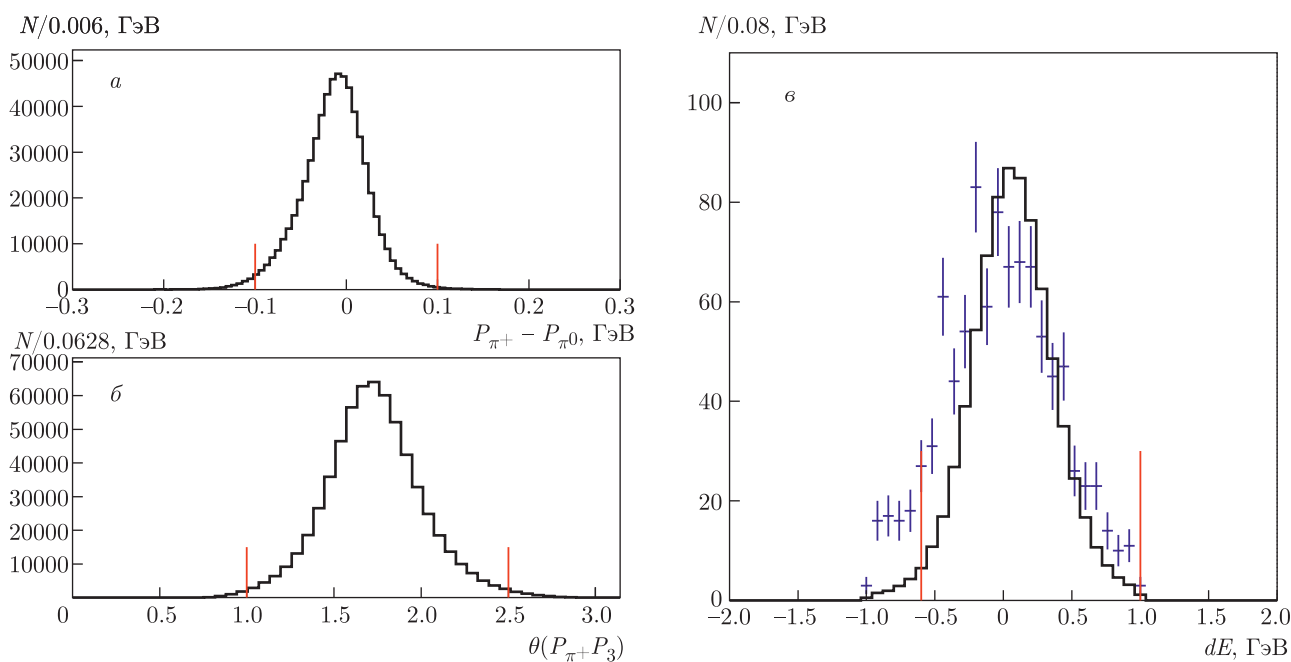
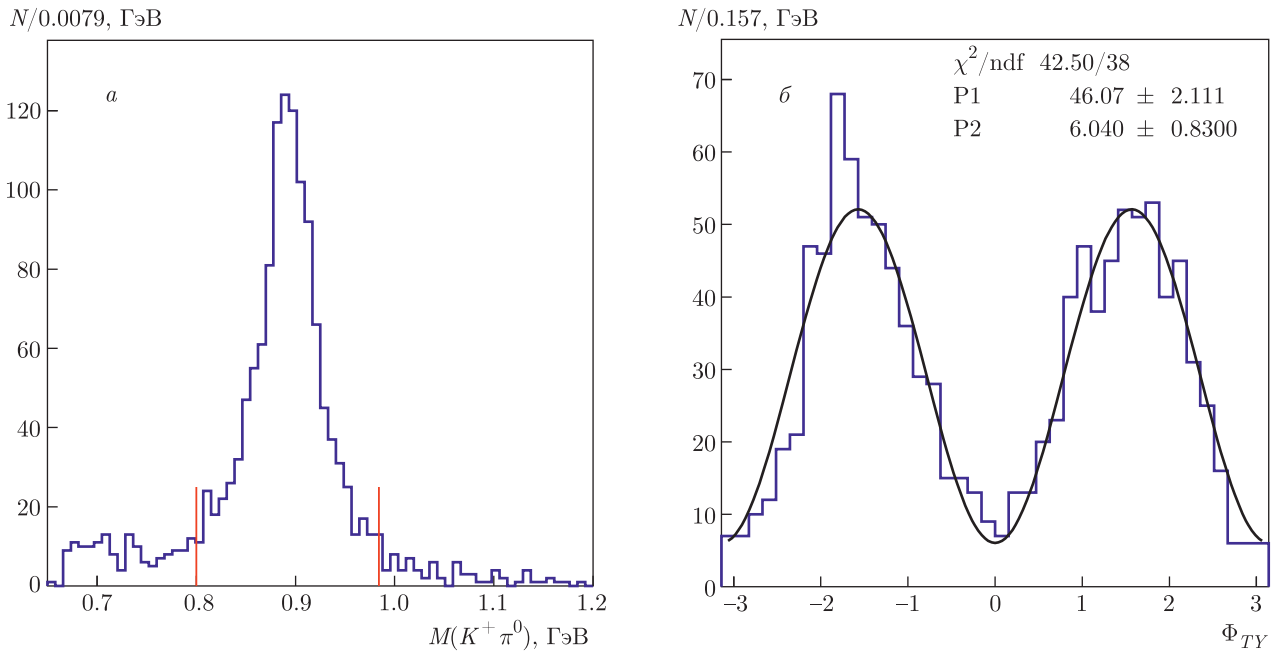


Рис. 5. а) Распределение Монте-Карло (МК) смоделированных событий по разности модулей импульсов  $P_{\pi^+}$  и  $P_{\pi^0}$  в системе покоя каона. б) Распределение МК событий по углу  $\theta(P_{\pi^+}, P_3)$  между векторами  $\mathbf{P}_{\pi^+}$  и  $\mathbf{P}_3$  в системе покоя каона. в) Распределения по неупругости  $dE$  для экспериментальных (точки с ошибками синего цвета) и смоделированных (гистограмма черного цвета) кулоновских событий

Поскольку в этом эксперименте измеряются импульс и углы для пучкового каона, система покоя каона, распавшегося на  $\pi^+\pi^0$ -пару, определяется без

использования импульсов и углов вторичных частиц. В этом случае угол  $\theta_{\pi^+\pi^0}$  между направлениями импульсов  $\pi^+$ -мезона и  $\pi^0$ -мезона в такой систе-



**Рис. 6.** а) Распределение по эффективной массе ( $K^+\pi^0$ )-пары. б) Распределение событий по углу Треймана–Янга, где черная кривая — результат фитирования функцией  $P_1 \sin^2(\Phi_{TY}) + P_2$

ме для распада будет близок к числу  $\pi$  и его измеренное значение можно использовать для подавления фона. Чтобы уменьшить количество таких распадов в выборке когерентных взаимодействий, было введено ограничение  $\theta_{\pi^+\pi^0} < 3$  рад. В системе покоя пучкового каона модуль импульса каждого пиона составляет 205 МэВ. Двумерное распределение модулей импульсов  $\pi^0$ -мезона и вторичного трека с массой  $\pi^+$ -мезона, которое было получено с приведенными выше отборами, показано на рис. 4а. Здесь исключены события из эллипса

$$\left(\frac{P_{\pi^+} - 203.5}{16}\right)^2 + \left(\frac{P_{\pi^0} - 205}{12}\right)^2 = 1,$$

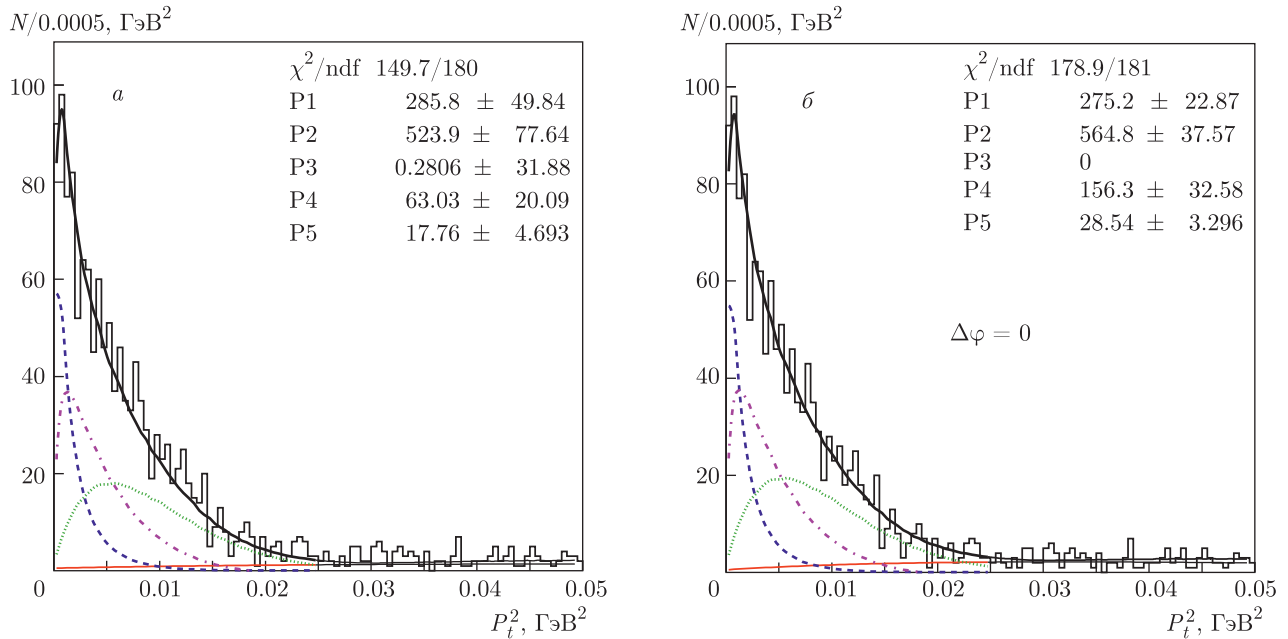
где импульс  $P_{\pi^+}$  вычислен из измерений вторичного трека, а импульс  $P_{\pi^0}$  — из измерений  $\gamma$ -квантов. В этом распределении хорошо видно превышение числа событий над средним уровнем при  $P_{\pi^+} \approx 205$  МэВ, при  $P_{\pi^0} \approx 205$  МэВ и на полосе с полярным углом  $\approx 120$  град с центром в эллипсе. Для удаления этих полос не рассматривались события со значениями  $P_{\pi^+} < 150$  МэВ и  $150 \text{ МэВ} < P_{\pi^0} < 220$  МэВ. Кроме того, были исключены события, для которых  $P_{\pi^0} > 150$  МэВ и  $150 \text{ МэВ} < P_{\pi^+} < 212$  МэВ.

Такого превышения не наблюдается в распределении смоделированных когерентных кулоновских событий, которое показано на рис. 4б. Видно, что

эти события распределены преимущественно по диагонали. Это объясняет максимум вблизи нуля в распределении смоделированных событий по разности модулей импульсов  $P_{\pi^+}$  и  $P_{\pi^0}$  в системе покоя каона, которое показано на рис. 5а. Из этого распределения для дальнейших вычислений получено условие отбора  $|P_{\pi^+} - P_{\pi^0}| < 100$  МэВ. То, что векторы импульсов  $\mathbf{P}_{\pi^+}$  и  $\mathbf{P}_{\pi^0}$  (в системе покоя каона) не удовлетворяют условию  $\mathbf{P}_{\pi^+} = -\mathbf{P}_{\pi^0}$ , позволяет ввести третий вектор  $\mathbf{P}_3 = -\mathbf{P}_{\pi^+} - \mathbf{P}_{\pi^0}$ . Распределение угла  $\theta(P_{\pi^+}P_3)$  между векторами  $\mathbf{P}_{\pi^+}$  и  $\mathbf{P}_3$  показано на рис. 5б. Это распределение имеет пик при  $\theta(P_{\pi^+}P_3) \approx 1.7$  рад, поэтому далее, при выделении когерентных событий, применялось условие отбора  $1 \text{ рад} < \theta(P_{\pi^+}P_3) < 2.5 \text{ рад}$ .

После этих отборов было получено распределение по эффективной массе ( $K^+\pi^0$ )-пары, которое показано на рис. 6а. Далее, для изучения рождения  $K^*(892)$ -мезона рассматривались эффективные массы ( $K^+\pi^0$ )-пары в пределах  $0.8 \text{ ГэВ} < M(K^+\pi^0) < 0.984 \text{ ГэВ}$ .

На рис. 6б показано распределение событий по углу Треймана–Янга ( $\Phi_{TY}$ ), которое было получено при дополнительном отборе  $P_t^2 < 0.015 \text{ ГэВ}^2$ . Оно хорошо описывается ( $\chi^2/\text{ndf} \approx 1.1$ ) функцией  $P_1 \sin^2(\Phi_{TY}) + P_2$ , что ожидается во взаимодействии при обмене векторной частицей ( $\gamma$ -квантом или  $\omega$ -мезоном).



**Рис. 7.** а) Распределение по  $P_t^2$  для взаимодействий пучковых каонов с ядром после учета всех отборов. б) Фит этого же распределения по  $P_t^2$  с фиксированным параметром  $P_3 = \Delta\varphi = 0$ . Синяя штриховая кривая — вклад кулоновского взаимодействия, зеленая пунктирная — когерентного сильного взаимодействия, фиолетовая штрихпунктирная кривая — интерференционный член, красная сплошная кривая у нижней оси — вклад некогерентного сильного взаимодействия

### 3. $P_t^2$ -РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Полученные условия отбора применялись при накоплении распределения по  $P_t^2$  для статистики двух сеансов, которое показано на рис. 7а. Для правильной интерпретации этого распределения надо знать точность измерения  $P_t$ . Поскольку в распадах пучковых каонов  $P_t = 0$ , точность измерения этой величины можно оценить из распределения по  $P_t^2$  для распадов (рис. 8д), которое фитировалось функцией вида

$$\frac{dN_d}{dP_t^2} = c_1 \exp\left(-\frac{P_t^2}{2\sigma_1^2}\right) + c_2 \exp\left(-\frac{P_t^2}{2\sigma_2^2}\right), \quad (11)$$

где  $c_1, c_2, \sigma_1, \sigma_2$  — параметры фита. Полученные значения  $\sigma_1 = 8.6 \pm 0.1$  МэВ и  $\sigma_2 = 13.9 \pm 0.3$  МэВ определяют ошибку измерения  $P_t$  в нашем эксперименте, которая приблизительно в пять раз меньше, чем размер бина в распределении по  $P_t^2$  на рис. 7. Наблюдаемое распределение по  $P_t^2$  заметно шире, чем ожидаемое для чистого кулоновского взаимодействия. Это вызвано наличием когерентного сильного взаимодействия и интерференции.

При фитировании распределений на рис. 7 рассматривались остаточный фон от распадов пучковых каонов, когерентные и некогерентные взаимо-

действия. Функцию для когерентных взаимодействий можно получить из выражения (4), если подставить амплитуды (2) и (3) и проинтегрировать по всем переменным, за исключением  $P_t^2$ :

$$f(P_t^2) = P_t^2 \left( \frac{k_1 |F_C|^2}{(P_t^2 + \Delta^2)^2} + k_2 |F_S|^2 + \frac{2\sqrt{k_1 k_2}}{P_t^2 + \Delta^2} |F_C| |F_S| \cos(\Delta\psi(P_t^2) + \Delta\varphi) \right), \quad (12)$$

где  $k_1, k_2$  — постоянные величины,  $F_C, F_S$  — формфакторы ядра как функции от  $P_t^2$ , задаваемые формулами (5) и (6). По первому слагаемому в выражении (12) программой Geant-3 были смоделированы когерентные кулоновские взаимодействия каонов с образованием  $(K^+\pi^0)$ -пары, по второму — события сильного взаимодействия. После их реконструкции получены распределения  $Y_C$  и  $Y_S$  по  $P_t^2$  для кулоновского и сильного взаимодействий соответственно. Они показаны на рис. 8а,б. Каждое распределение было нормировано на единицу. Кроме того, из формул (5) и (6) была получена зависимость от  $P_t^2$  для разности фаз от формфакторов  $\Delta\psi(P_t^2)$ , которая показана на рис. 8в. Тогда вклад когерентных событий в распределении по  $P_t^2$  может быть записан в виде

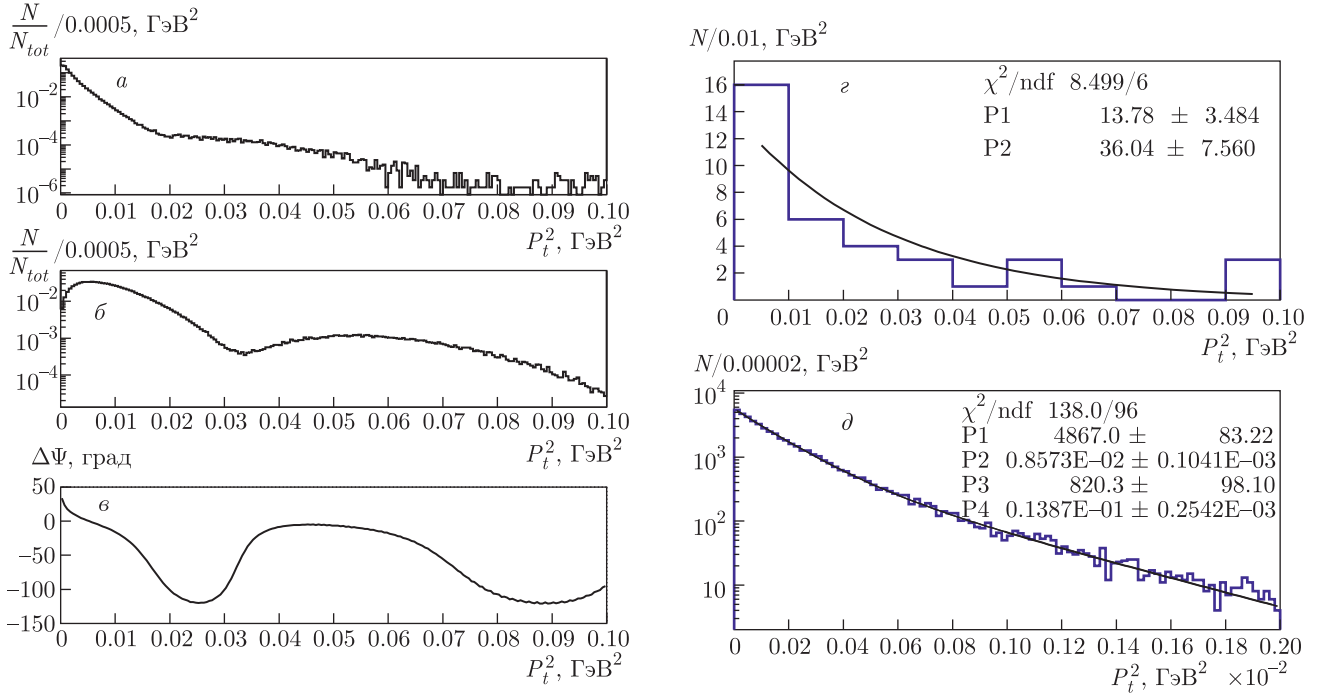


Рис. 8. Распределения по  $P_t^2$  для смоделированных когерентных событий после реконструкции: а) для кулоновских событий, б) для событий сильного взаимодействия. в) Разность фаз  $\Delta\psi$  для смоделированных когерентных событий в зависимости от  $P_t^2$ . з) Распределение по  $P_t^2$  для событий без мишени. д) Распределения по  $P_t^2$  для распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$

$$\frac{dN_{coh}}{dP_t^2} = p_1 Y_C + p_2 Y_S + 2\sqrt{p_1 p_2 Y_C Y_S} \times \cos(\Delta\psi(P_t^2) + p_3), \quad (13)$$

где  $p_1, p_2, p_3$  — параметры фита, которые при единичной нормировке распределений  $Y_C$  и  $Y_S$  будут определять количество когерентных событий кулоновского и сильного взаимодействия, наблюдаемых в эксперименте.

Распределение по  $P_t^2$  для некогерентных взаимодействий пучковых каонов с нуклонами ядра описывается функцией вида [10]

$$\frac{dN_{inc}}{dP_t^2} = p_4 P_t^2 e^{-p_5 P_t^2}, \quad (14)$$

где  $p_4, p_5$  — параметры фита. Из экспериментального распределения по  $P_t^2$  (рис. 7а) видно, что оно заметно шире, чем ожидаемое для чистого кулоновского взаимодействия. Это вызвано вкладом когерентного сильного взаимодействия и интерференции между ними.

Фон от распадов пучковых каонов  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$  определялся на статистике, набранной в том же сеансе, но без мишени. Для этого было построено распределение по  $P_t^2$  с такими же отборами, как и на рис. 7а. Оно показано на рис. 8з. Это

распределение фитировалось спадающей экспонентой  $P_1 \exp(-P_2 P_t^2)$ . В диапазоне реконструированных вершин  $-10.9 \text{ м} < Z_{vtx} < -10.3 \text{ м}$  были выделены  $n_{nt} = 65459$  распадов на статистике без мишени и  $n_t = 51909$  распадов на статистике с мишенью. Используя эти значения, фон от распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$  в распределении на рис. 7а можно записать в виде

$$\frac{dN_{dec}}{dP_t^2} = \frac{n_t}{20n_{nt}} P_1 e^{-P_2 P_t^2}, \quad (15)$$

где параметры  $P_1$  и  $P_2$  получены из фита распределения на рис. 8з. Множитель 20 в знаменателе этой формулы появился из-за различия ширины бина в распределениях на рис. 7а и 8з.

После фитирования распределения по  $P_t^2$  на рис. 7а суммой функций

$$\frac{dN}{dP_t^2} = \frac{dN_{coh}}{dP_t^2} + \frac{dN_{inc}}{dP_t^2} + \frac{dN_{dec}}{dP_t^2}$$

было получено количество когерентных кулоновских событий  $N_C = 285.8^{+60.0}_{-39.7}$ , количество когерентных событий сильного взаимодействия  $N_S = 523.9^{+106.1}_{-49.2}$ , разность фаз  $\Delta\varphi = 0.3^{+25.3}_{-38.5}$  град. По результатам этого фита было определено, что количество событий интерференции между кулоновс-



ким и сильным взаимодействиями составляет  $N_I = 464.4^{+68.0}_{-39.8}$ , а суммарное количество когерентных взаимодействий  $N_{coh} = 1274.1^{+139.5}_{-74.7}$ . Разность фаз получилась  $\Delta\varphi \approx 0$  и из теории ожидается  $\Delta\varphi \approx 0$ , поскольку  $\Gamma_\omega/m_\omega \approx 1.1 \cdot 10^{-2}$ . Поэтому был сделан дополнительный фит с нулевым фиксированным третьим параметром, который показан на рис. 7б. Получены количества когерентных кулоновских событий  $N_C = 275.2^{+23.5}_{-22.2}$ , когерентных событий сильного взаимодействия  $N_S = 564.8^{+38.4}_{-36.7}$ , событий интерференции  $N_I = 473.1^{+25.8}_{-24.5}$  и суммарное количество когерентных взаимодействий  $N_{coh} = 1313.1^{+51.9}_{-49.4}$ . Эти величины близки к значениям предыдущего фита, но ошибки у них меньше.

#### 4. ВЫЧИСЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ

Определив количество когерентных событий, можно вычислить соответствующее сечение по формуле

$$\sigma_{coh} = \frac{m_{Cu} N_{coh}}{\rho d \varepsilon_{coh} \varepsilon_{tg} N_K}, \quad (16)$$

где  $m_{Cu} \approx 1.05 \cdot 10^{-22}$  г — масса ядра меди,  $\rho = 8.96$  г/см<sup>3</sup> — плотность меди,  $d = 0.2$  см — толщина медной мишени,  $N_{coh}$  — количество зарегистрированных когерентных событий из фита на рис. 7б,  $\varepsilon_{coh}$  — эффективности регистрации когерентных взаимодействий, которые определялись при моделировании распределений  $Y_C$  и  $Y_S$  (рис. 8а,б). Получены значения для кулоновского взаимодействия  $\varepsilon_C = 0.0806 \pm 0.0001$ , для сильного —  $\varepsilon_S = 0.06855 \pm 0.00009$ ,  $\varepsilon_{tg} \approx 0.936$  — вероятность того, что пучковый каон пройдет через диск мишени.

Количество попавших на мишень пучковых каонов  $N_K$  определялось по средней плотности распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$  в области  $z = (-1248 \div -1168)$  см перед мишенью, где оно имеет плато (рис. 9):

$$N_K = \frac{\gamma\sigma\tau}{\varepsilon_{\pi\pi} Br_{\pi\pi}} \frac{N_{\pi\pi}}{\Delta z}, \quad (17)$$

где для пучковых каонов  $\gamma\sigma\tau = 133.819$  м;  $N_{\pi\pi} = 45295 \pm 46$  — среднее количество распадов каонов на два пиона в бине  $\Delta z = 4$  см, полученное из фита экспериментального распределения на рис. 9 (кривая 1);  $Br_{\pi\pi} = 0.2067$  — табличная вероятность распада  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ ;  $\varepsilon_{\pi\pi} = 0.143 \pm 0.0002$  — средняя эффективность регистрации распада каона на два пиона, полученная из фита распределения  $\varepsilon_{\pi\pi}$  по  $z$ , которое также показано на рис. 9 (кривая 2).

Для сеанса 2012 г. таким образом получено  $N_{K1} = 5.13 \cdot 10^9$  каонов, для сеанса 2011 г. —

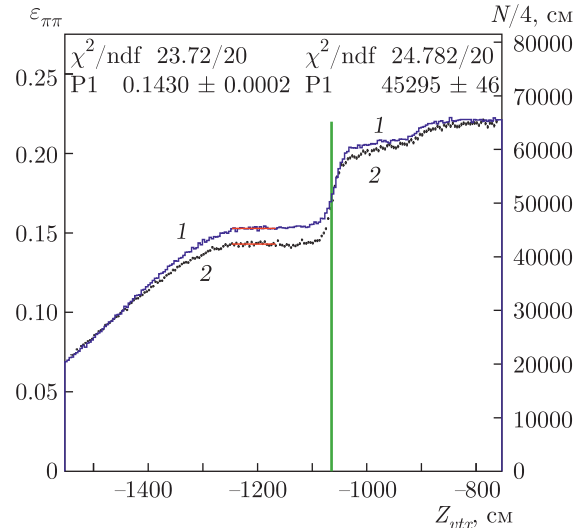


Рис. 9. Распределение по  $z$ -координате вершины распада  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$  — синяя кривая (1) с правой шкалой; эффективность регистрации распада каона на два пиона при различных  $z$ -координатах вершины распада — черная кривая (2) с левой шкалой. Вертикальной линией показано положение мишени

$N_{K2} = 2.93 \cdot 10^9$  каонов. В сумме это составляет  $N_K = 8.06 \cdot 10^9$  каонов. Сечения когерентных событий, полученных из фита распределения по  $P_t^2$  (рис. 7б) при фиксированной разности фаз  $\Delta\varphi = 0$ , составляют  $\sigma_C = 26.6^{+2.3}_{-3.5}$  (стат.)  $^{+5.5}_{-3.5}$  (сист.) мкб для когерентных кулоновских событий,  $\sigma_S = 64.2^{+4.4}_{-4.2}$  (стат.)  $^{+13.6}_{-8.5}$  (сист.) мкб для когерентных событий сильного взаимодействия,  $\sigma_I = 49.4^{+2.7}_{-2.6}$  (стат.)  $^{+7.9}_{-5.3}$  (сист.) мкб для событий их интерференции,  $\sigma_{coh} = 137.2^{+5.4}_{-5.2}$  (стат.)  $^{+18.7}_{-14.1}$  (сист.) мкб — сумма всех трех сечений. Основной вклад в систематические ошибки сечений вносит неопределенность угла  $\Delta\varphi$ : в полюсном приближении он близок к нулю, в теории Редже, применимость которой в нашем случае не очевидна (см. Введение), его значение определяется сигнатурным множителем  $\omega$ -траектории и он равен  $\pi(1-\alpha_\omega)/2 \approx 50.4$  град (здесь  $\alpha_\omega \approx 0.44$  — наклон  $\omega$ -траектории). Из наших данных угол определяется с большой ошибкой. Другой источник систематики — отборы, приведенные в разд. 2, и неидеальное соответствие данных и результатов моделирования.

По значению сечения  $\sigma_C$  когерентных кулоновских событий можно определить  $\Gamma_{K+\gamma}$  — парциальную ширину распада  $K^*(892) \rightarrow K^+\gamma$ . Известно [3, 4], что  $\sigma_C \sim \Gamma_{K+\gamma}$ . Теоретическое значение сечения, вычисленное при указанных выше отборах и табличной [12] парциальной ширине  $\Gamma_{K+\gamma}^0 =$

$= 50.3$  кэВ составляет  $\sigma_C^0 = 24.06$  мкб. Тогда измеренное значение парциальной ширины  $\Gamma_{K+\gamma} = \sigma_C \Gamma_{K+\gamma}^0 / \sigma_C^0 = 55.6_{-4.4}^{+4.8}$  (стат.)  $_{-7.3}^{+11.5}$  (сист.) кэВ. Табличное значение базируется на работе [13], выполненной в FNAL в 1983 г.

### 5. ПОИСК ЭФФЕКТОВ КИРАЛЬНОЙ АНОМАЛИИ

Киральная аномалия является широко известным следствием КХД. Впервые она была применена при вычислении вклада треугольных диаграмм в амплитуде распада  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  [14]. Далее было показано, что киральная аномалия может быть представлена в эффективном лагранжиане [15] и были получены предсказания для различных процессов.

В работах [16,17] предполагается, что амплитуда образования  $K^+\pi^0$ -пары при отсутствии аномалии равна нулю при  $w = 0$ . Чтобы это получить, вычтем из формулы (2) ее значение при  $w = 0$ . В результате имеем следующее выражение:

$$M_\gamma = 4eZ \frac{g_{K\gamma} g_{K\pi}}{q^2} \frac{\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{1\mu} q_\nu b_\alpha f_\beta}{w - m_*^2 + i m_* \Gamma_*} \times \frac{w F_C(q^2)}{m_*^2 - i m_* \Gamma_*}, \quad (18)$$

где произведение постоянных  $g_{K\gamma} g_{K\pi}$  может быть как положительным, так и отрицательным. Вклад киральной аномалии Весса–Зумино–Виттена [2, 4, 15] при рождении  $K^+\pi^0$ -пары в электрическом поле ядра определяется амплитудой [3]:

$$M_d = -\frac{2\alpha Z}{\pi F_\pi^3 q^2} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{1\mu} q_\nu b_\alpha f_\beta, \quad (19)$$

где  $\alpha = e^2/4\pi \approx 1/137$  — постоянная тонкой структуры,  $F_\pi \approx 93$  МэВ — постоянная распада  $\pi \rightarrow l\nu$ ,  $p_2$  — 4-импульс ядра после взаимодействия.

Задачей эксперимента является обнаружение и измерение амплитуды (19). Это можно попытаться сделать несколькими способами. Первый способ основан на том, что в сечении, вычисленном для суммы амплитуд (18) и (19), вклад интерференции приведет к изменению формы распределения по эффективной массе  $K^+\pi^0$ -пары в окрестности  $K^*(892)$ -мезона. Задача усложняется необходимостью учета когерентной сильной амплитуды (3), которая также интерферирует с аномалией и кулоновской амплитудой (18). Изучение распределения проводилось в расширенном диапазоне по массе  $M(K^+\pi^0)$ . Так как после расширения изучаемого диапазона фон увеличивается, то были предприняты усилия для его

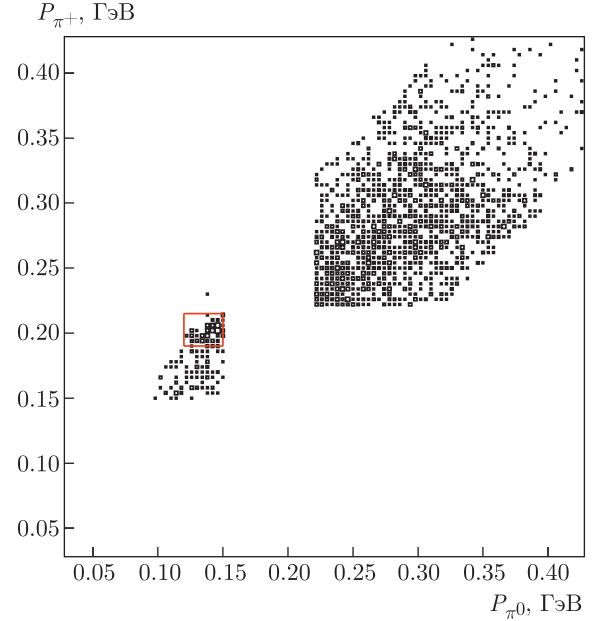


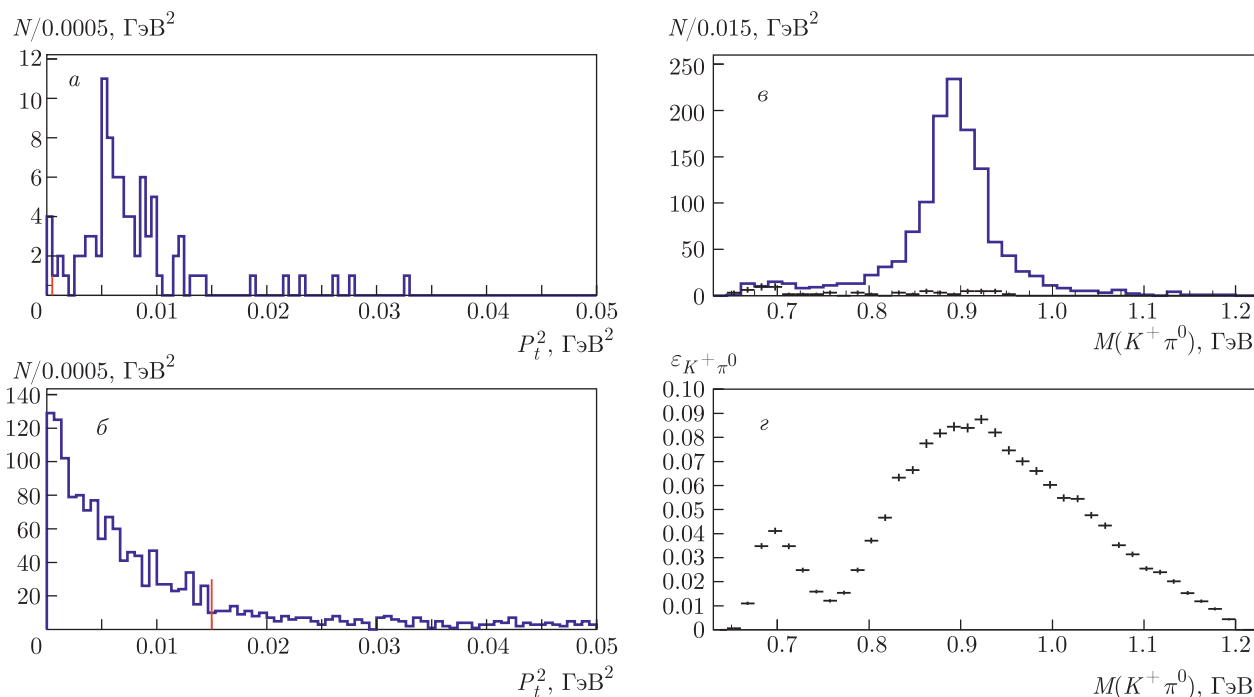
Рис. 10. Двумерное распределение модулей импульсов  $\pi^+$ - и  $\pi^0$ -мезонов в системе покоя каона без отбора по массе  $M(K^+\pi^0)$

дополнительного подавления. Двумерное распределение модулей импульсов  $\pi^+$ - и  $\pi^0$ -мезонов в системе покоя каона (рис. 10) показывает на увеличение числа событий при  $P_{\pi^+} \approx 0.215$  ГэВ и при  $P_{\pi^0} \approx 0.145$  ГэВ. Выделим область превышения следующим прямоугольником (в единицах ГэВ):

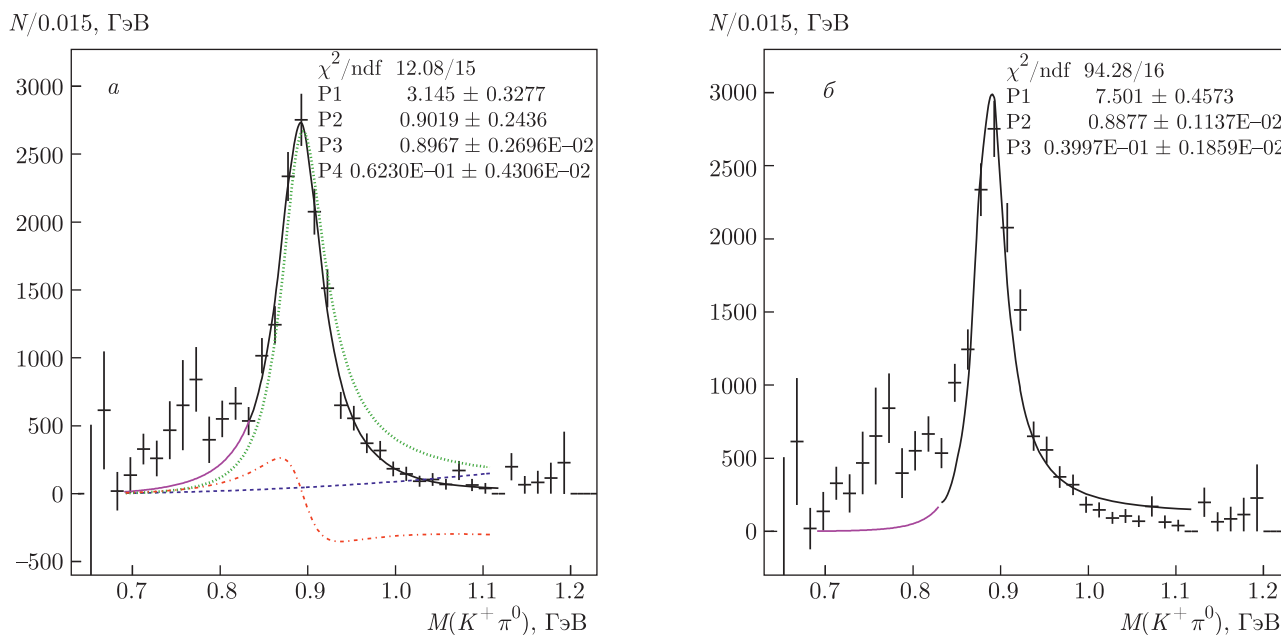
$$0.19 < P_{\pi^+} < 0.215, \quad 0.12 < P_{\pi^0} < 0.15. \quad (20)$$

Распределение по  $P_t^2$  для событий из прямоугольника (20) представлено на рис. 11а. При  $P_t^2 \approx 0.006$  ГэВ<sup>2</sup> наблюдается пик, что указывает на возможную потерю незарегистрированной частицы в событии. При  $P_t^2 < 0.0005$  ГэВ<sup>2</sup> видно указание на намного меньший когерентный пик. Распределение по  $P_t^2$  для событий вне прямоугольника (20) показано на рис. 11б. При  $P_t^2 < 0.015$  ГэВ<sup>2</sup> наблюдается четкий когерентный пик.

Далее, на рис. 11в представлены распределения по эффективной массе ( $K^+\pi^0$ )-пары, которые получены с условиями, что  $P_t^2 < 0.0005$  ГэВ<sup>2</sup>, если событие попадает в прямоугольник (20), или  $P_t^2 < 0.015$  ГэВ<sup>2</sup>, если событие находится вне этого прямоугольника. Гистограммой (на рис. 11в) показано распределение для событий с медной мишенью, точками с ошибками — для событий без мишени, все точки которого были умножены на коэффициент 1.559, равный отношению полного числа событий с мишенью и без мишени.



**Рис. 11.** Распределения по  $P_t^2$  для событий: *а*) из прямоугольника (20), *б*) вне его. *в*) Распределения по эффективной массе  $(K^+\pi^0)$ -пары для событий с медной мишенью (сплошная гистограмма) и для событий без мишени (точечная гистограмма). *г*) Эффективность регистрации  $(K^+\pi^0)$ -пары при различных массах, полученная на смоделированных событиях



**Рис. 12.** *а*) Разность между распределением по эффективной массе  $(K^+\pi^0)$ -пары для событий с медной мишенью и распределением событий без мишени, деленная на эффективность. *б*) То же распределение, что на рис. *а*), но функция фита без киральной аномалии. Черная кривая — результат фита. Фиолетовая кривая — ее продолжение на диапазон масс  $(0.7 \div 0.83)$  ГэВ. Синяя штриховая кривая — вклад киральной аномалии. Зеленая пунктирная кривая — вклад диаграммы с промежуточным  $K^*(892)$ -мезоном. Красная штрихпунктирная кривая — вклад интерференции

В распределении на рис. 11*г* приведена эффективность регистрации  $(K^+\pi^0)$ -пары при различных массах, которая была получена на смоделированных событиях. Разность двух распределений на рис. 11*б* была поделена на эффективность регистрации (рис. 11*г*) и показана на рис. 12*а*. Функция для фита этого распределения кулоновским распределением Брейта – Вигнера (BW) с вычитанием (18), киральной аномалией (19), сильным BW (3) и их интерференцией принимает следующий вид [3, 4]:

$$F(x) = p_1 \left( (x^2 - m_K^2 - m_\pi^2)^2 - 4m_K^2 m_\pi^2 \right)^{3/2} \times \\ \times \left( \frac{p_2^2 \alpha}{4\pi^3 x^3 F^6} + \frac{2p_2 \sqrt{\alpha} (m^2 - x^2) (g + I g_S)}{x \pi^{3/2} F^3 \left( (m^2 - x^2)^2 + m^2 \Gamma^2 \right) m^2} + \right. \\ \left. + \frac{4x(g^2 + 2I g g_S + g_S^2)}{\left( (m^2 - x^2)^2 + m^2 \Gamma^2 \right) m^4} \right), \quad (21)$$

где  $x$  — эффективная масса  $(K^+\pi^0)$ -пары,  $p_1, p_2, p_3 \equiv m$  — параметры фита,  $g = g_{K\gamma} g_{K\pi}$ ,  $g_S = g \frac{m^2}{x^2} \sqrt{\frac{\sigma_S}{\sigma_C}}$  — эффективная константа когерентного сильного взаимодействия,  $\sigma_S, \sigma_C$  — сечения когерентного сильного и кулоновского процессов, измеренные в разд. 4. Множитель  $m^2/x^2$  учитывает отсутствие вычитания в амплитуде когерентного сильного взаимодействия (3).  $I = 0.6$  — это перекрытие нормированных  $P_t^2$ -распределений для кулоновского и сильного взаимодействий:

$$I = \sum \sqrt{Y_C(P_t^2) Y_S(P_t^2) \cos[\Delta\psi(P_t^2)]}$$

(суммирование по бинам гистограмм на рис. 8*а–в*). Все определения даны в формулах (12) и (13) разд. 3,  $m_K, m_\pi$  — массы  $K^+$ - и  $m_\pi$ -мезонов,  $m$  — фитуемое значение массы  $K^*(892)$ -мезона. В этой формуле ширина  $\Gamma$  является функцией от импульса  $K^+$ -мезона  $q$  в системе покоя  $K^*(892)$ -мезона [18]:  $\Gamma = \Gamma_0 \frac{m_{K^*}}{x} \left( \frac{q}{q_0} \right)^3$ , где  $\Gamma_0$  — фитуемое значение ширины  $K^*(892)$ -мезона ( $p_4 \equiv \Gamma_0$ ),  $m_{K^*}$  — табличное значение массы  $K^*(892)$ -мезона,  $q = \sqrt{(m_\pi^2 - m_K^2 + x^2)^2 / (4x^2) - m_\pi^2}$ ,  $q_0 = q$  при  $x = m_{K^*}$ . Параметр  $p_2$ , который часто называют «силой сигнала», учитывает отличие измеренной амплитуды киральной аномалии от амплитуды (19). В результате фитирования получаем  $p_2 = 0.9 \pm 0.24$  (стат.)  $\pm 0.3$  (сист.). Значения для массы и ширины  $K^*(892)$ -мезона составляют  $m = 896.7 \pm 2.7$  МэВ и  $\Gamma_0 = 62.3 \pm \pm 4.3$  МэВ. Табличные значения для этих величин [12]:  $m_{K^*} = 891.66 \pm 0.25$  МэВ и  $\Gamma_{K^*} = 50.3 \pm \pm 0.8$  МэВ. Качество фита определяется параметром

$\chi^2/\text{ndf} = 0.81$ . Фит проведен для эффективных масс  $(K^+\pi^0)$ -пары  $0.83 \text{ ГэВ} < M(K^+\pi^0) < 1.1 \text{ ГэВ}$ . Положительное значение параметра фита  $p_2$  в распределении на рис. 12*а* позволяет сделать вывод, что произведение постоянных  $g_{K\gamma} g_{K\pi}$  положительно.

Фит экспериментального распределения по эффективной массе  $(K^+\pi^0)$ -пары функцией  $F(x)$  без киральной аномалии (т.е. при фиксированном значении параметра  $p_2 = 0$ ) дает следующие значения для массы и ширины  $K^*(892)$ -мезона:  $m = 887.7 \pm 1.1$  МэВ и  $\Gamma = 40.0 \pm 1.9$  МэВ, а параметр  $\chi^2/\text{ndf} = 5.9$  (рис. 12*б*) при том, что значения массы и ширины  $K^*(892)$ -мезона существенно отличаются от табличных. То есть этот фит значительно хуже первого фита, при котором  $p_2 \neq 0$ . Мы интерпретируем этот результат как указание на наличие киральной аномалии в процессе образования  $(K^+\pi^0)$ -пары.

Если экстраполировать результаты фита в область масс  $700 \text{ МэВ} < M(K^+\pi^0) < 830 \text{ МэВ}$  (фиолетовая кривая на рис. 12*б*), то становится очевидным присутствие в этой области фона или неучтенных физических процессов. В статьях [3, 4] рассматриваются ряд дополнительных процессов с промежуточными  $\rho$ -,  $\omega$ -,  $\phi$ -мезонами в  $t$ - и  $u$ -каналах, но делается вывод о малости вклада по сравнению с процессами с амплитудами (18) и (19).

Второй способ наблюдения киральной аномалии основан на том, что, как показано в [2–4], сечение образования  $K^+\pi^0$ -пары у порога определяется киральной аномалией, что дает возможность ее экспериментального обнаружения. Такой метод поиска киральной аномалии является предпочтительным с теоретической точки зрения, так как амплитуда (19) справедлива в околороговой области. В интервале эффективных масс  $(K^+\pi^0)$ -пары  $675 \text{ МэВ} < M(K^+\pi^0) < 720 \text{ МэВ}$  и при  $P_t^2 < 0.005 \text{ ГэВ}^2$  определялось количество зарегистрированных событий с последующим вычитанием количества событий без мишени и делением на эффективность. Полученное значение позволяет по формуле (16) вычислить сечение, которое составляет  $\sigma_{exp} = 2.8 \pm 1.8$  мкб. Аналогично было получено сечение из смоделированных по формулам [3] когерентных кулоновских событий  $\sigma_{th} = 0.45 \pm 0.05$  мкб. Видно, что экспериментальное значение заметно превышает теоретическое. Причина этого, как уже отмечалось, неизвестна. Корень из отношения экспериментальной величины к модельной дает верхний предел для амплитуды киральной аномалии. Отсюда получаем  $A_{exp}/A_{th} < 3.2$  90% C.L.

Как отмечено в работах [2–4], вопрос о присутствии киральной аномалии в амплитуде процесса  $K^+Z \rightarrow K^+\pi^0Z$  можно прояснить путем сравнения этого процесса с  $K^+Z \rightarrow K_s\pi^+Z$ , в котором аномалии нет.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На установке ОКА на статистике  $\approx 1.7 \cdot 10^8$  взаимодействий положительно заряженных каонов с ядрами меди проведено выделение когерентных событий с определением числа кулоновских и сильных взаимодействий и соответствующих им сечений в области  $K^*(892)$ -мезона:  $\sigma_C = 26.6_{-2.1}^{+2.3}$  (стат.)  $_{-3.5}^{+5.5}$  (сист.) мкб для когерентных кулоновских событий,  $\sigma_S = 64.2_{-4.2}^{+4.4}$  (стат.)  $_{-8.5}^{+13.6}$  (сист.) мкб для когерентных событий сильного взаимодействия,  $\sigma_I = 49.4_{-2.6}^{+2.7}$  (стат.)  $_{-5.3}^{+7.9}$  (сист.) мкб для событий их интерференции;  $\sigma_{coh} = 137.2_{-5.2}^{+5.4}$  (стат.)  $_{-14.1}^{+18.7}$  (сист.) мкб — сумма всех трех сечений.

Получено значение парциальной ширины распада  $K^*(892) \rightarrow K^+\gamma$ :  $\Gamma_{K^+\gamma} = 55.6_{-4.4}^{+4.8}$  (стат.)  $_{-7.3}^{+11.5}$  (сист.) кэВ.

Проведены поиски эффектов киральной аномалии с помощью оценки сечения образования  $(K^+\pi^0)$ -системы в околопороговой области. Получено ограничение на амплитуду киральной аномалии  $A_{exp}/A_{th} < 3.2$  на 90 %-ном уровне достоверности.

При изучении формы спектра масс  $(K^+\pi^0)$ -системы в области  $K^*(892)$ -мезона обнаружен эффект, который можно интерпретировать как интерференцию амплитуды киральной аномалии и амплитуды с  $K^*(892)$ -мезоном в  $s$ -канале. Отсюда получена оценка для амплитуды киральной аномалии:  $A_{exp}/A_{th} = 0.9 \pm 0.24$  (стат.)  $\pm 0.3$  (сист.).

**Благодарности.** Авторы благодарны М. И. Высоцкому, А. А. Годизову, Е. В. Жемчугову, А. К. Лиходеду и М. Л. Некрасову за многочисленные обсуждения.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-02-00179а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. О. Займидорога, ЭЧАЯ **30**(1), 68 (1999).
2. Р. Роголёв, ЯФ **64**, 72 (2001); R. Rogalyov, Phys. Atom. Nucl. **64**, 68 (2001); Р. Роголёв, Препринт № 2000-3, ИФВЭ, Протвино (2000).
3. V. Burtovoy, Phys. Atom. Nucl. **76**, 450 (2013).
4. M. Vysotsky and E. Zhemchugov, Phys. Rev. D **93**, 094029 (2016).
5. S. Gevorkyan et al., Phys. Rev. C **80**, 055201 (2009); <https://arxiv.org/abs/0903.4715>.
6. S. Gevorkyan et al., Primex Note 45 (2007), URL: [www.jlab.org/primex](http://www.jlab.org/primex).
7. W. Czyz et al., Ann. Phys. **42**, 97 (1967).
8. G. Faldt, Phys. Rev. B **2**, 846 (1970).
9. G. Faldt, Nucl. Phys. B **43**, 591 (1972).
10. C. Bemporad et al., Nucl. Phys. B **51**, 1 (1973).
11. A. Sadovsky et al., Eur. Phys. J. C **78**, 92 (2018).
12. P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020); <http://pdg.lbl.gov/2019/tables/rpp2019-sum-mesons.pdf>.
13. C. Chandlee et al., Phys. Rev. Lett. **51**, 168 (1983).
14. S. Adler, Phys. Rev. **177**, 2426 (1969); J. Bell and R. Jackiw, Nuovo Cim. **60**, 147 (1969).
15. J. Wess and B. Zumino, Phys. Lett. B **37**, 95 (1971); E. Witten, Nucl. Phys. B **223**, 422 (1983).
16. M. Terent'ev, Phys. Lett. B **38**, 419 (1972); М. В. Терентьев, УФН **112**, 37 (1974).
17. B. Holstein, <https://arxiv.org/abs/hep-ph/9512338v1>.
18. G. J. Gounaris and J. J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. **21**, 244 (1968).