ЖЭТФ, 2020, том 158, вып. 6 (12), стр. 1070–1082

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

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

[a] *Институт физики высоких энергий им. А. А. Логунова, НИЦ «Курчатовский институт» 142280, Протвино, Московская обл., Россия*

[b] *Институт ядерных исследований Российской академии наук 142190, Троицк, Москва, Россия*

[c] *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 $K^*(892) \to K^+\gamma$. 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.) ± 0.30 (сист.)

DOI: 10.31857/S0044451020120068

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

$$P_L R_N \leq 1, \tag{1}$$

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.

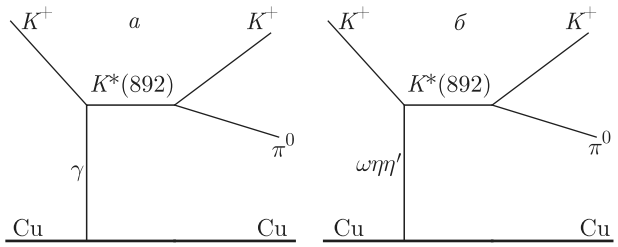

Рис. 1. Диаграммы когерентного образования пар $(K^+\pi^0)$-мезонов: *а*) в кулоновском поле ядра через $K^*(892)$-мезон в s-канале; *б*) в сильном поле ядра ω-, η- и η'-мезонов через $K^*(892)$-мезон в s-канале

$R_{\rm Cu} \approx 4.2$ фм. Тогда $P_L R_{\rm Cu} \approx 0.33$, 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. 1*а*) соответствует амплитуда [3]

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

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

Диаграмма для сильного взаимодействия каона с ядром (рис. 1*б*) может быть с промежуточными ω, η, η' и другими мезонами. Все они имеют нулевой изотопический спин. Амплитуды взаимодействия, включающие промежуточный π^0- или ρ^0-мезоны, с ядром, у которого количество протонов и нейтронов одинаково, принимают нулевое значение. Поэтому диаграммы с промежуточными ρ^0, π^0 и с аналогичными им мезонами далее не рассматриваем. Более того, как будет видно из экспериментальных угловых распределений, доминирует диаграмма с промежуточным ω-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 ядра меди $m_{\rm Cu} \approx 59.1$ ГэВ значение инварианта $s = (P_b + P_{\rm Cu})^2 \approx 5588$ ГэВ^2, а квадрата массы ядра меди $m_{\rm Cu}^2 \approx 3481$ ГэВ^2. Видно, что условие применения траекторий Редже $s \gg m_{\rm Cu}^2$ в этом эксперименте не выполняется.

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

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

где $g_{N\omega}$ — постоянная взаимодействия ω-мезона с нуклоном, $g_{K\omega}$ — постоянная вершины $K^+ \to \omega K^*(892)$, m_ω, Γ_ω — масса и ширина ω-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_γ 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_ω, поскольку знаменатель пропагатора $(q^2 - m_\omega^2 + i\,m_\omega\Gamma_\omega)$ содержит квадрат массы m_ω^2. Для когерентных событий в этом эксперименте $|q^2| \le 0.025$ ГэВ^2, что пренебрежимо мало по сравнению с $m_\omega^2 \approx 0.61$ ГэВ^2. Поэтому q^2-зависимость в амплитуде M_ω определяется в основном формфактором $F_S(q^2)$. Кроме того, знаменатель пропагатора ω-мезона является комплексным, что отличает его от вещественного знаменателя (q^2) пропагатора в кулоновской амплитуде M_γ.

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

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

где φ_C, φ_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: $\Gamma_\omega/m_\omega \approx \approx 1.1\cdot 10^{-2}$, $\Gamma_\eta/m_\eta \approx 2.4\cdot 10^{-6}$, $\Gamma_{\eta'}/m_{\eta'} \approx 2.1\cdot 10^{-4}$.

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

$$F_C(q^2) = -4\pi\frac{q^2}{P_t}\times \int\limits_0^\infty b^2 db\, J_1\left(P_t b\right) e^{i\chi_C(b)-A_{\mathrm{Cu}}\sigma_K' T(b)/2}\times \int\limits_0^\infty \frac{\cos(\Delta z)dz}{\left(b^2+z^2\right)^{3/2}}\int\limits_0^\tau r^2\rho_A(r)\,dr, \quad (5)$$

$$F_S\left(q^2\right) = \frac{2\pi}{aP_t}\times \int\limits_0^\infty b^2 db\, J_1\left(P_t b\right) e^{i\chi_C(b)-A_{\mathrm{Cu}}\sigma_K' T(b)/2}\times \int\limits_0^\infty \frac{\rho_o\cos(\Delta z)dz}{\sqrt{b^2+z^2}\left(1+\mathrm{ch}\,\dfrac{\sqrt{b^2+z^2}-R}{a}\right)}, \quad (6)$$

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]:

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

для ядра меди параметры $j=0$, $R=4.20641$ фм, $a=0.5977$ фм. Параметр ρ_o определяется из нормировки $4\pi\int\limits_0^\infty r^2\rho_A(r)dr = 1$ и его значение составляет [7]

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

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

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

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

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

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 $\beta_K = \frac{\mathrm{Re}\, f_K(0)}{\mathrm{Im}\, f_K(0)} = -0.26$ [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 OKA [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

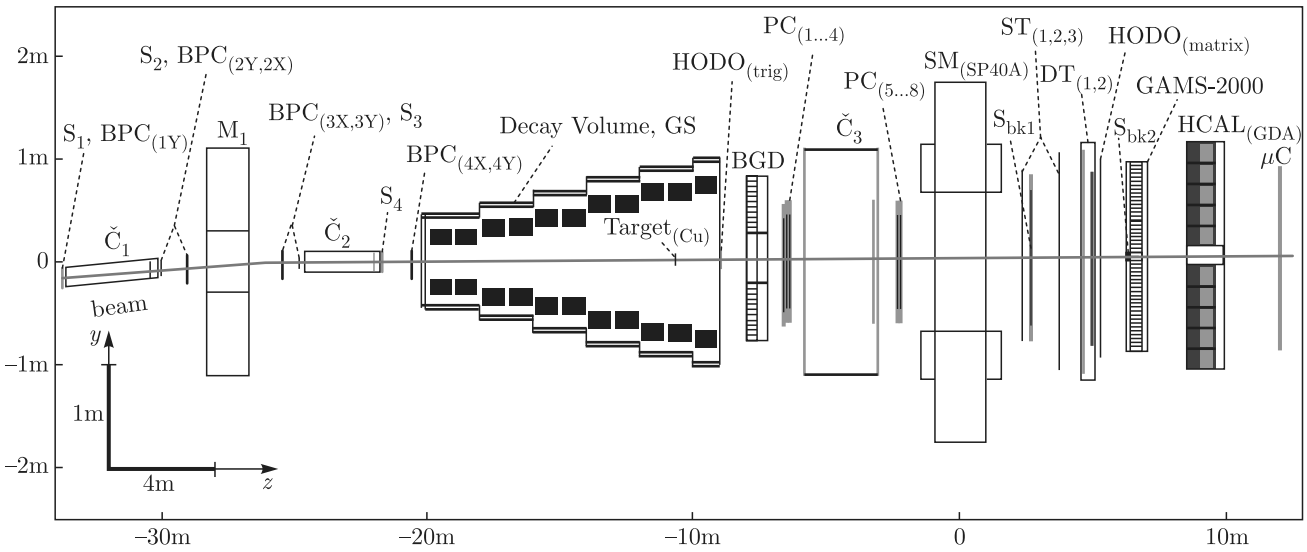

Рис. 2. Схематичное изображение детекторов в установке OKA

и двумя γ-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 (C3), заполненном воздухом (порог по импульсу π^+-мезона составляет 6 ГэВ).

Основным фоном для когерентных событий с $(K^+\pi^0)$-парой в конечном состоянии является распад $K^+ \to \pi^+\pi^0$, в котором π^+-мезон был ошибочно идентифицирован в черенковском счетчике (C3) 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 ГэВ $< P_b <$ 18.8 ГэВ, с углом между направлениями импульсов пучкового и вторичного каонов $\theta_{bs} > 2$ мрад, с энерговыделением в боковом гамма-детекторе $E_\gamma < 100$ МэВ, с энерговыделением в охранной системе $E_{GS} < 40$ МэВ. Для того чтобы вторичный пион в черенковском счетчике (C3) хорошо отделялся от вторичного каона, импульс последнего удовлетворял условию отбора $P_{sK} > 7$ ГэВ. Неупругость, которая определялась как $dE = E_K + E_\pi - E_b$, где E_b, E_K, E_π — энергии пучкового каона, вторичного каона и пиона соответственно, требовалась в пределах -0.6 ГэВ $< dE <$ < 1 ГэВ. Распределения по dE для экспериментальных и смоделированных кулоновских событий показаны на рис. 5*в*). Реконструированная вершина пересечения пучкового и вторичного треков рассматривалась в пределах -10.9 м $< Z_{vtx} < -10.3$ м. Координата мишени $z = -10.647$ м.

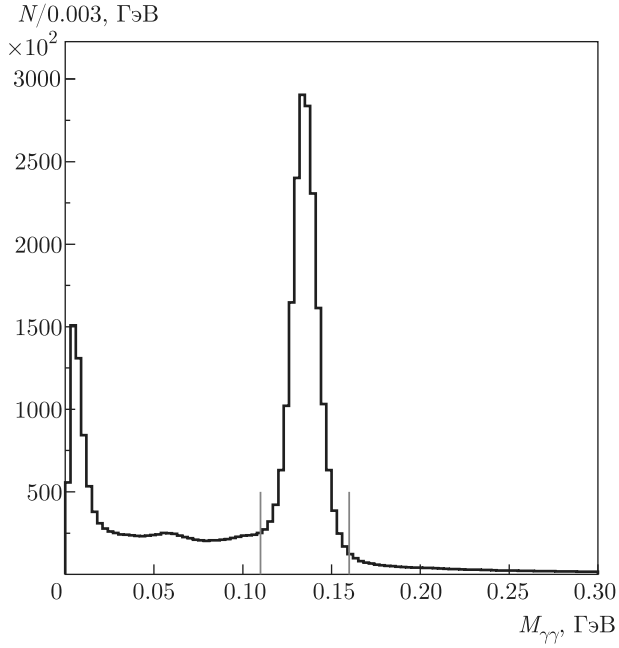

Рис. 3. Распределение по эффективной массе двух γ-квантов

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

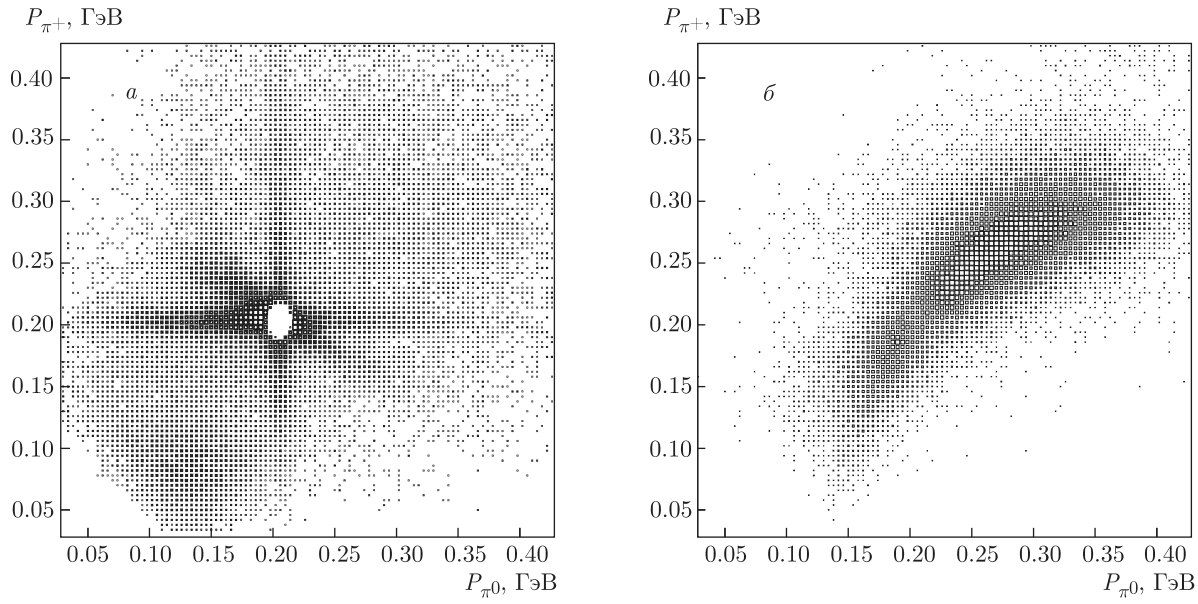

Рис. 4. Двумерные распределения модулей импульсов π^+- и π^0-мезонов в системе покоя каона: *а*) для экспериментальных событий, *б*) для смоделированных когерентных кулоновских событий

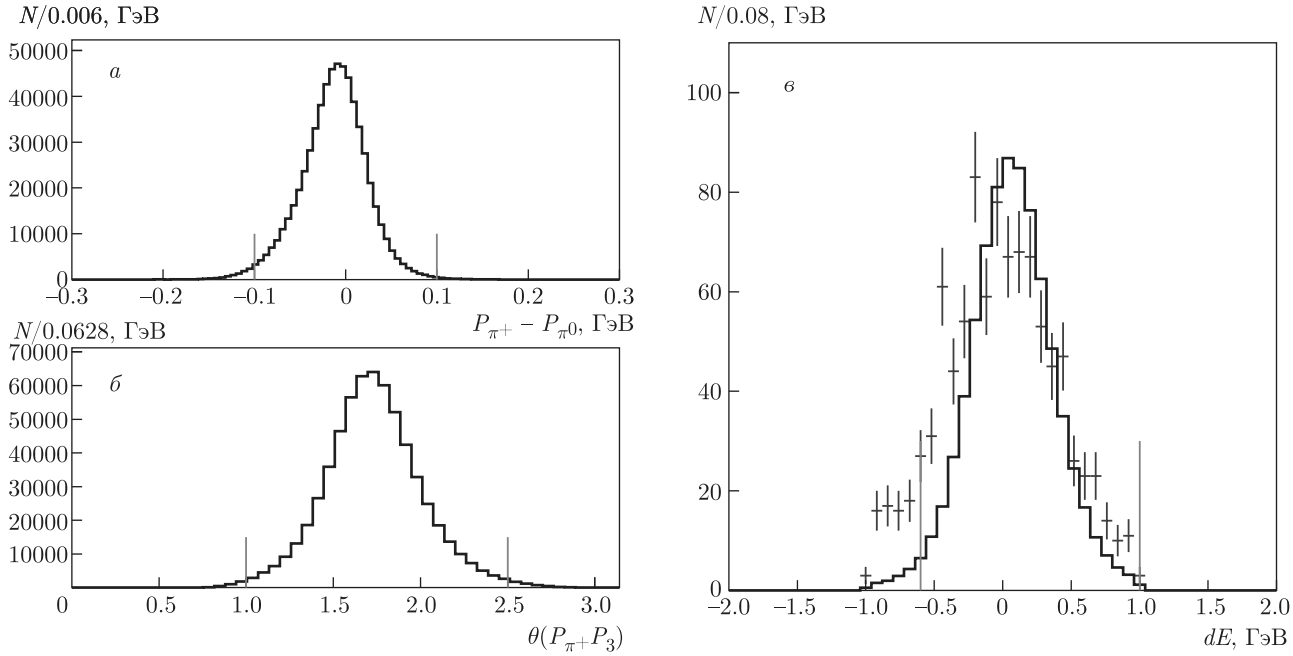

Рис. 5. *а*) Распределение Монте-Карло (МК) смоделированных событий по разности модулей импульсов P_{π^+} и P_{π^0} в системе покоя каона. *б*) Распределение МК событий по углу $\theta(P_{\pi^+}P_3)$ между векторами $\mathbf{P}_{\pi^+}$ и $\mathbf{P}_3$ в системе покоя каона. *в*) Распределения по неупругости 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 π^+-мезона и π^0-мезона в такой систе-

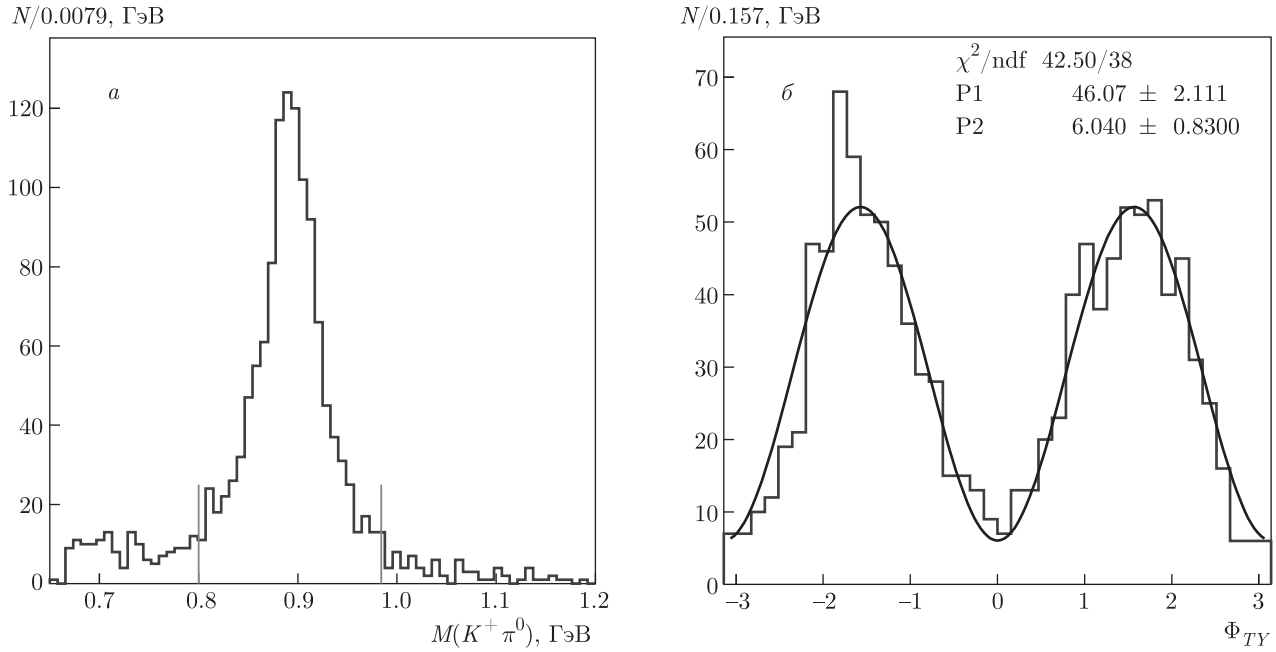

Рис. 6. *а*) Распределение по эффективной массе $(K^+\pi^0)$-пары. *б*) Распределение событий по углу Треймана–Янга, где черная кривая — результат фитирования функцией $P_1 \sin^2(\Phi_{TY}) + P_2$

ме для распада будет близок к числу π 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 π^0-мезона и вторичного трека с массой π^+-мезона, которое было получено с приведенными выше отборами, показано на рис. 4*а*. 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_{π^+} вычислен из измерений вторичного трека, а импульс P_{π^0} — из измерений γ-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 ≈ 120 град с центром в эллипсе. Для удаления этих полос не рассматривались события со значениями $P_{\pi^+} < 150$ МэВ и 150 МэВ $< P_{\pi^0} <$ < 220 МэВ. Кроме того, были исключены события, для которых $P_{\pi^0} > 150$ МэВ и 150 МэВ $< P_{\pi^+} <$ < 212 МэВ.

Такого превышения не наблюдается в распределении смоделированных когерентных кулоновских событий, которое показано на рис. 4*б*. Видно, что эти события распределены преимущественно по диагонали. Это объясняет максимум вблизи нуля в распределении смоделированных событий по разности модулей импульсов P_{π^+} и P_{π^0} в системе покоя каона, которое показано на рис. 5*а*. 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. 5*б*. Это распределение имеет пик при $\theta(P_{\pi^+}P_3) \approx 1.7$ рад, поэтому далее, при выделении когерентных событий, применялось условие отбора 1 рад $< \theta(P_{\pi^+}P_3) < 2.5$ рад.

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

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

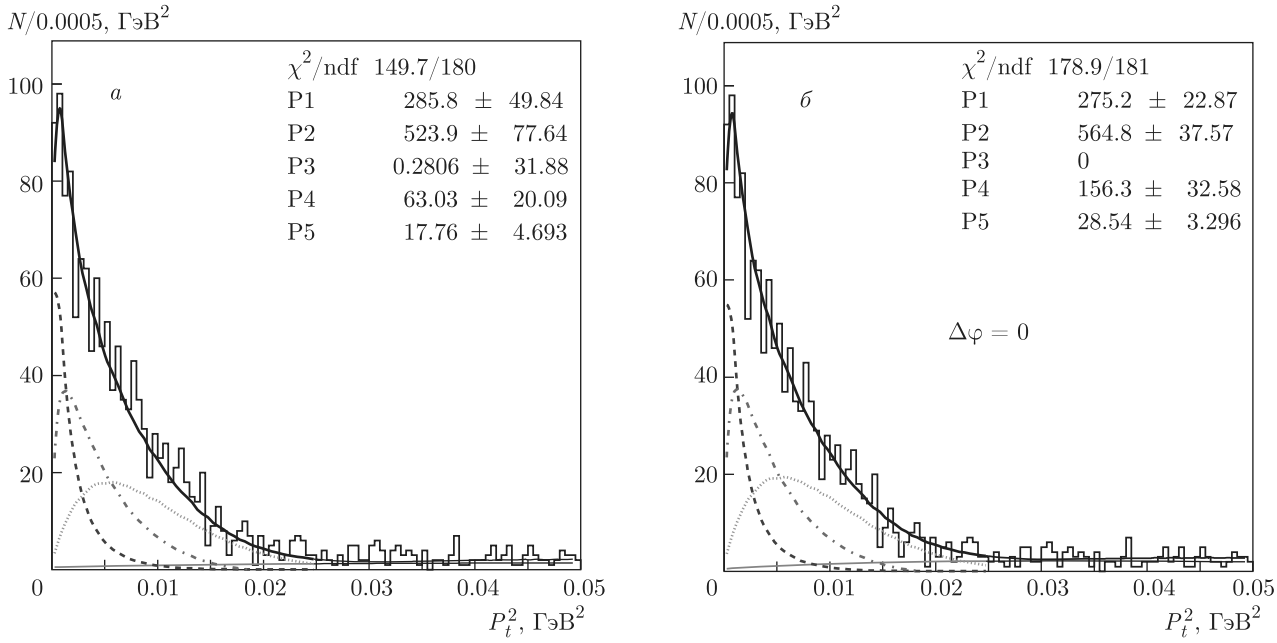

Рис. 7. *а*) Распределение по P_t^2 для взаимодействий пучковых каонов с ядром после учета всех отборов. *б*) Фит этого же распределения по P_t^2 с фиксированным параметром $P_3 = \Delta\varphi = 0$. Синяя штриховая кривая — вклад кулоновского взаимодействия, зеленая пунктирная — когерентного сильного 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. 7*а*. 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. 8*д*), которое фитировалось функцией вида

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

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 взаимодействия. 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:

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

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. 8*а,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. 8*в*. Тогда вклад когерентных событий в распределении по P_t^2 может быть записан в виде

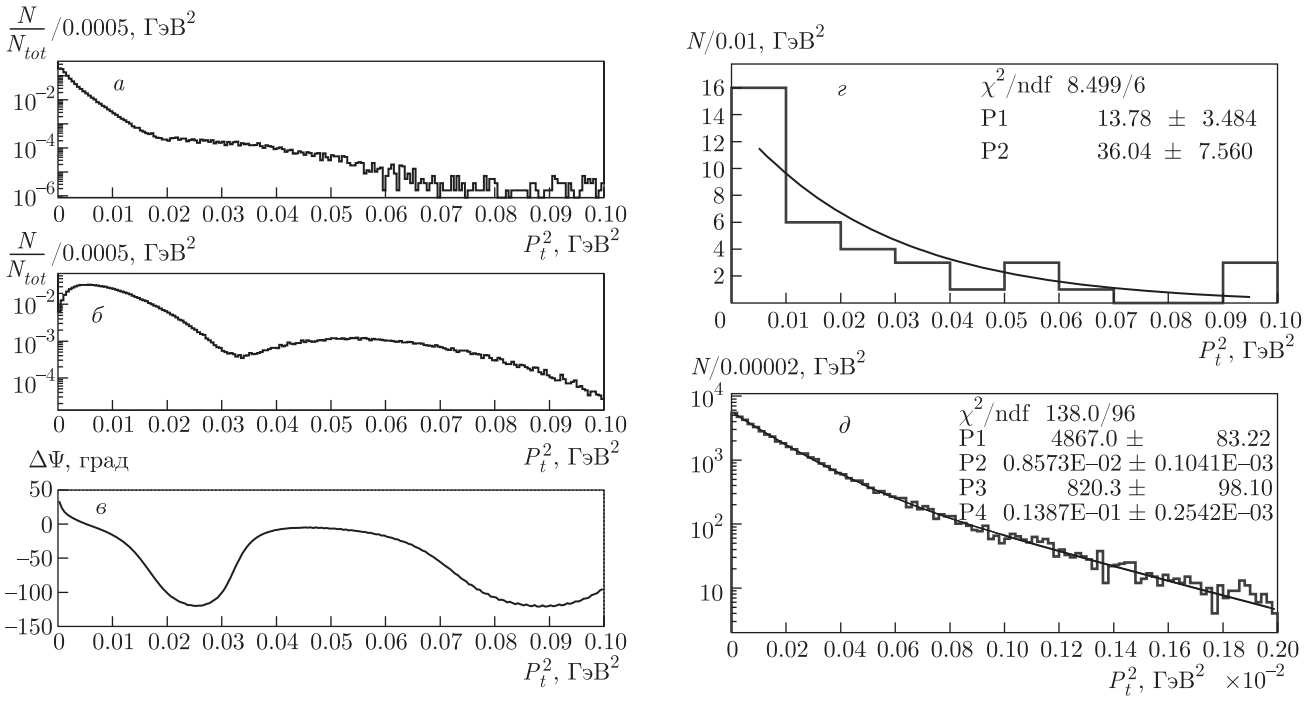

Рис. 8. Распределения по P_t^2 для смоделированных когерентных событий после реконструкции: *а*) для кулоновских событий, *б*) для событий сильного взаимодействия. *в*) Разность фаз $\Delta\psi$ для смоделированных когерентных событий в зависимости от P_t^2. *г*) Распределение по P_t^2 для событий без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

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

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. 7*а*) 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 $K^+ \to \pi^+\pi^0$ 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. 7*а*. Оно показано на рис. 8*г*. Это распределение фитировалось спадающей экспонентой $P_1 \exp(-P_2 P_t^2)$. В диапазоне реконструированных вершин -10.9 м $< Z_{vtx} < -10.3$ 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 $K^+ \to \pi^+\pi^0$ в распределении на рис. 7*а* можно записать в виде

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

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

После фитирования распределения по P_t^2 на рис. 7*а* 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. 7*б*. 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

$$\sigma_{coh} = \frac{m_{\mathrm{Cu}}\, N_{coh}}{\rho\, d\, \varepsilon_{coh}\, \varepsilon_{tg}\, N_K}, \tag{16}$$

где $m_{\mathrm{Cu}} \approx 1.05 \cdot 10^{-22}$ г — масса ядра меди, $\rho = 8.96$ г/см^3 — плотность меди, $d = 0.2$ см — толщина медной мишени, N_{coh} — количество зарегистрированных когерентных событий из фита на рис. 7*б*, ε_{coh} — эффективности регистрации когерентных взаимодействий, которые определялись при моделировании распределений Y_C и Y_S (рис. 8*а,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 $K^+ \to \pi^+\pi^0$ в области $z = (-1248 \div -1168)$ см перед мишенью, где оно имеет плато (рис. 9):

$$N_K = \frac{\gamma c\tau}{\varepsilon_{\pi\pi}\, Br_{\pi\pi}}\, \frac{N_{\pi\pi}}{\Delta z}, \tag{17}$$

где для пучковых каонов $\gamma c\tau = 133.819$ 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 $K^+ \to \pi^+\pi^0$; $\varepsilon_{\pi\pi} = 0.143 \pm 0.0002$ — 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. —

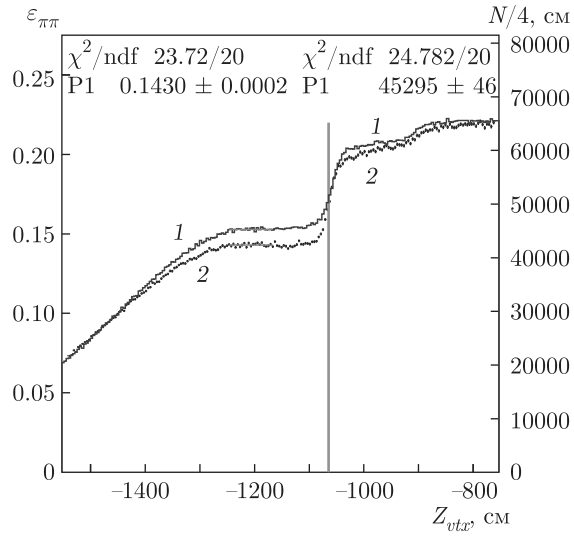

Рис. 9. Распределение по z-координате вершины распада $K^+ \to \pi^+\pi^0$ — синяя кривая (*1*) с правой шкалой; эффективность регистрации распада каона на два пиона при различных z-координатах вершины распада — черная кривая (*2*) с левой шкалой. Вертикальной линией показано положение мишени

$N_{K2} = 2.93 \cdot 10^9$ 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. 7*б*) при фиксированной разности фаз $\Delta\varphi = 0$, составляют $\sigma_C = 26.6^{+2.3}_{-2.1}$ (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 ω-траектории и он равен $\pi(1-\alpha_\omega)/2 \approx 50.4$ град (здесь $\alpha_\omega \approx 0.44$ — наклон ω-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 σ_C когерентных кулоновских событий можно определить $\Gamma_{K^+\gamma}$ — парциальную ширину распада $K^*(892) \to K^+\gamma$. Известно [3, 4], что $\sigma_C \sim \Gamma_{K^+\gamma}$. Теоретическое значение сечения, вычисленное при указанных выше отборах и табличной [12] парциальной ширине $\Gamma^0_{K^+\gamma} =$

$= 50.3$ кэВ составляет $\sigma_C^0 = 24.06$ мкб. Тогда измеренное значение парциальной ширины $\Gamma_{K^+\gamma} = \sigma_C \Gamma^0_{K^+\gamma}/\sigma_C^0 = 55.6^{+4.8}_{-4.4}$ (стат.) $^{+11.5}_{-7.3}$ (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 $\pi^0 \to \gamma\gamma$ [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:

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

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 $\pi \to l\nu$, 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 дополнительного подавления. Двумерное распределение модулей импульсов π^+- и π^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):

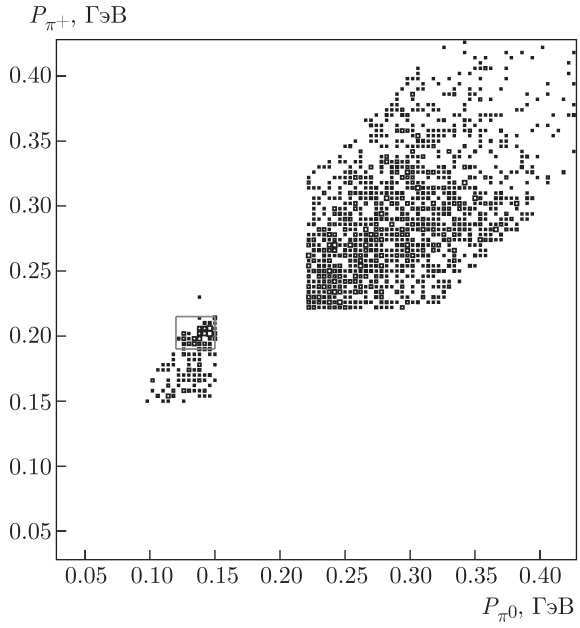

Рис. 10. Двумерное распределение модулей импульсов π^+- и π^0-мезонов в системе покоя каона без отбора по массе $M(K^+\pi^0)$

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

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

Далее, на рис. 11*в* представлены распределения по эффективной массе $(K^+\pi^0)$-пары, которые получены с условиями, что $P_t^2 < 0.0005$ ГэВ^2, если событие попадает в прямоугольник (20), или $P_t^2 < 0.015$ ГэВ^2, если событие находится вне этого прямоугольника. Гистограммой (на рис. 11*в*) 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.

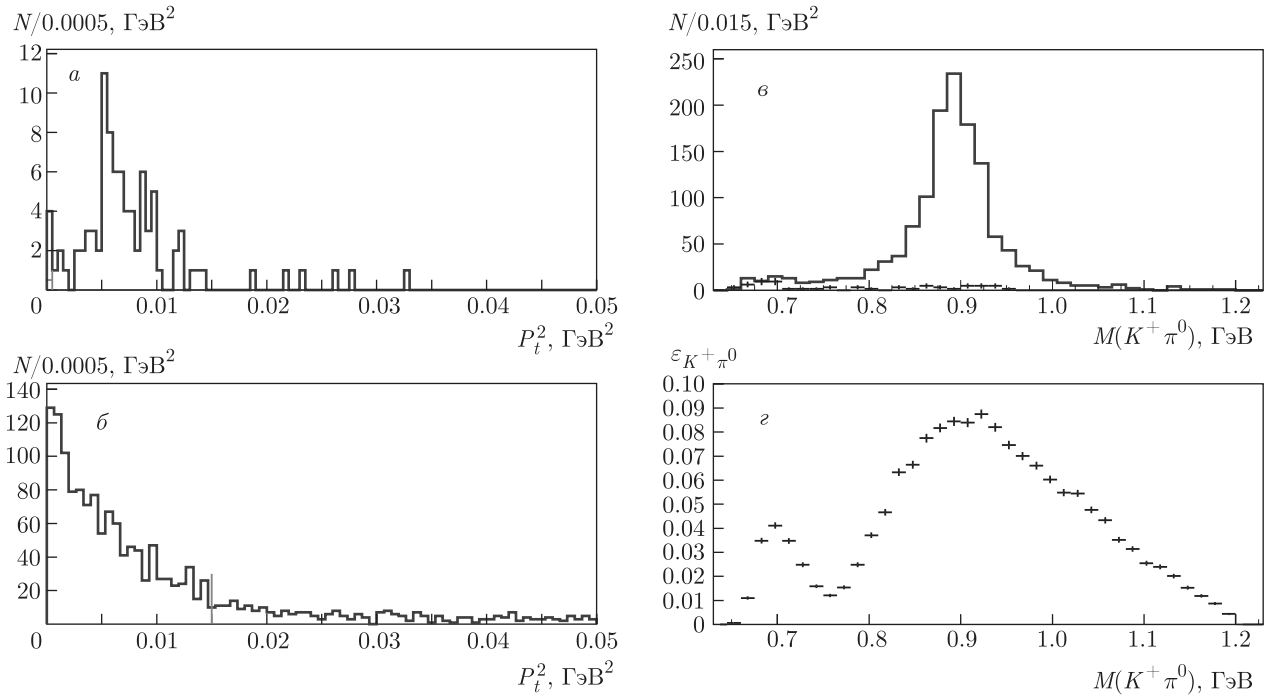

Рис. 11. Распределения по P_t^2 для событий: *а*) из прямоугольника (20), *б*) вне его. *в*) Распределения по эффективной массе $(K^+\pi^0)$-пары для событий с медной мишенью (сплошная гистограмма) и для событий без мишени (точечная гистограмма). *г*) Эффективность регистрации $(K^+\pi^0)$-пары при различных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

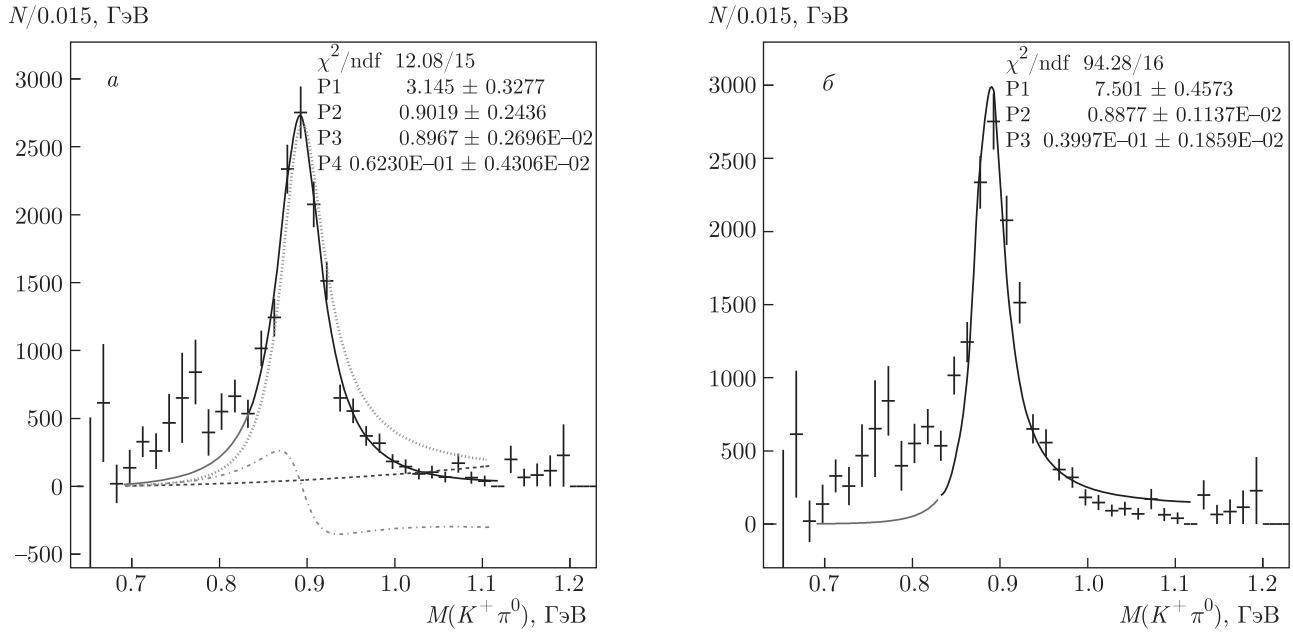

Рис. 12. *а*) Разность между распределением по эффективной массе $(K^+\pi^0)$-пары для событий с медной мишенью и распределением событий без мишени, деленная на эффективность. *б*) То же распределение, что на рис. *а*, но функция фита без киральной аномалии. Черная кривая — результат фита. Фиолетовая 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*в* 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]:

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

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, σ_S, σ_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_π — массы K^+- и m_π-мезонов, m — фитируемое значение массы $K^*(892)$-мезона. В этой формуле ширина Γ 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 Γ_0 — фитируемое значение ширины $K^*(892)$-мезона ($p_4 \equiv \Gamma_0$), m_{K^*} — табличное значение массы $K^*(892)$-мезона, $q = \sqrt{\left(m_\pi^2 - m_K^2 + x^2\right)^2/(4x^2) - m_\pi^2}$, $q_0 = q$ 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 $\Gamma_0 = 62.3 \pm 4.3$ МэВ. Табличные значения для этих величин [12]: $m_{K^*} = 891.66 \pm 0.25$ МэВ и $\Gamma_{K^*} = 50.3 \pm 0.8$ МэВ. Качество фита определяется параметром $\chi^2/\mathrm{ndf} = 0.81$. Фит проведен для эффективных масс $(K^+\pi^0)$-пары 0.83 ГэВ $< M(K^+\pi^0) <$ 1.1 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 $\chi_2^2/\mathrm{ndf} = 5.9$ (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 МэВ $< M(K^+\pi^0) <$ 830 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 ρ-, ω-, ϕ-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 околопороговой области. В интервале эффективных масс $(K^+\pi^0)$-пары 675 МэВ $< M(K^+\pi^0) <$ 720 МэВ и при $P_t^2 < 0.005$ 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 $K^+Z \to K^+\pi^0 Z$ можно прояснить путем сравнения этого процесса с $K^+Z \to K_s\pi^+Z$, 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: $\sigma_C = 26.6^{+2.3}_{-2.1}$ (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.

Получено значение парциальной ширины распада $K^*(892) \to K^+\gamma$: $\Gamma_{K^+\gamma} = 55.6^{+4.8}_{-4.4}$ (стат.) $^{+11.5}_{-7.3}$ (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.) ± 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. Рогалёв, ЯФ **64**, 72 (2001); R. Rogalyov, Phys. Atom. Nucl. **64**, 68 (2001); Р. Рогалёв, 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.

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).