

Измерение T -нечетной корреляции в радиационном распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e \gamma$ с помощью установки ОКА

А. Ю. Поляруш^{a,1)}, С. А. Акименко^b, А. В. Артамонов^b, В. Н. Бычков^c, А. М. Горин^b, Е. Н. Гуцин^a, С. В. Донсков^b, В. А. Дук^{a,d}, Б. Ж. Залиханов^c, А. В. Инякин^b, Г. Д. Кекелидзе^c, В. Н. Колосов^b, В. И. Кравцов^a, Ю. Г. Куденко^{a,e,f}, А. В. Кулик^a, В. Ф. Куршецов^b, В. А. Лишин^b, В. М. Лысан^c, М. В. Медынский^b, В. Ф. Образцов^b, А. В. Охотников^b, В. А. Поляков^b, В. И. Романовский^b, В. И. Рыкалин^b, А. С. Садовский^b, В. Д. Самойленко^b, И. С. Тюрин^b, В. А. Уваров^b, А. П. Филин^b, С. Н. Филиппов^a, Г. В. Хаустов^b, С. А. Холоденко^b, А. А. Худяков^a, О. Г. Чикилев^b, О. П. Ющенко^b

^aИнститут ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия

^bИнститут физики высоких энергий им. А. А. Логонова, Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 142280 Протвино, Россия

^cОбъединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

^dIstituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN), Sezione di Perugia, Via A. Pascoli, 06123 Perugia, Italy

^eМосковский физико-технический институт (МФТИ), 117303 Москва, Россия

^fНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ” (НИЯУ МИФИ), 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 сентября 2022 г.

После переработки 26 сентября 2022 г.

Принята к публикации 26 сентября 2022 г.

В работе представлено измерение T -нечетной корреляции в радиационном распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e \gamma$, выполненное на установке ОКА. Было выделено 101200 событий-кандидатов исследуемого распада. Измеряемая корреляция $\xi_{\pi e \gamma}$ – это смешанное произведение импульсов e^+ , π^0 , и γ в системе покоя каона, нормированное на M_K^3 . Для оценки асимметрии распределения по $\xi_{\pi e \gamma}$ используется величина $A_\xi = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$, где $N_{+(-)}$ – число событий с ξ больше (меньше) нуля. Для асимметрии A_ξ получено значение $A_\xi = (+0.1 \pm 3.9 \text{ (стат.)} \pm 1.7 \text{ (сист.)}) \times 10^{-3}$ или $|A_\xi| < 5.4 \times 10^{-3}$ (90% CL).

DOI: 10.31857/S1234567822210030, EDN: lgpwxw

В данной статье мы продолжаем начатое в работе [1] экспериментальное изучение распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e \gamma$ ($K_{e3\gamma}$) на утроенной статистике. Этот распад представляет большой интерес, так как он позволяет осуществить поиск T -нечетных тройных корреляций. Обнаружение T -нечетных корреляций по CP -теореме эквивалентно нарушению CP -инвариантности, что в физике каонов до настоящего времени наблюдалось только в распадах нейтральных каонов. Поэтому радиационные распады заряженных K -мезонов представляют большой интерес и для теоретиков и для экспериментаторов, как возможный альтернативный источник информации о нарушениях CP -инвариантности.

Существующие к настоящему времени экспериментальные данные по нарушению CP -инвариантности объясняются комплексной фазой

матрицы смешивания кварков Кабиббо–Кобаяши–Маскава [2–4]. Однако доказано, что этот механизм не достаточен для объяснения наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной [5–7]. Это заставляет искать новые источники нарушения CP -инвариантности. В целом поиск новых процессов с нарушением CP -инвариантности дает возможность исследовать новую физику вне Стандартной Модели (СМ).

Хотя в СМ CP -нарушение крайне мало в лептонных и полулептонных распадах каонов, в различных моделях вне СМ предсказываются относительно большие CP -нарушающие эффекты. Так, в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_e \gamma$ различные модели [8–13] предсказывают T -нечетную поперечную поляризацию мюона на уровне от 5×10^{-3} [11, 12] до 5×10^{-2} [13], а в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_e \pi^0$ от 5×10^{-5} [14] до 5×10^{-3} [15]. Экспериментальные ограничения (90% CL) : $P_T < 3.1 \times 10^{-2}$ и $P_T < 5.0 \times 10^{-3}$ [16, 17]. Эти экспери-

¹⁾e-mail: polyarush@inr.ru

менты дают лучшие возможности для обнаружения скалярного (псевдоскалярного) варианта Новой физики (НФ), для векторного (аксиального) варианта НФ.

Как было отмечено в работах [18, 19], распад $K_{e3\gamma}$ позволяет провести поиск векторного (аксиального) варианта НФ, для которого матричный элемент распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu \gamma$ имеет вид

$$T = \frac{G_F}{\sqrt{2}} e V_{us} \varepsilon^\mu(q) \left\{ (V_{\mu\nu} - A_{\mu\nu}) \bar{u}(p_\nu) \gamma^\nu (1 - \gamma_5) v(p_l) + \frac{F_\nu}{2p_l q} \bar{u}(p_\nu) \gamma^\nu (1 - \gamma_5) (m_l - \hat{p}_l - \hat{q}) \gamma_\mu v(p_l) \right\}, \quad (1)$$

где адронные тензоры $V_{\mu\nu}^{\text{had}}$ и $A_{\mu\nu}^{\text{had}}$ определены как $I_{\mu\nu} = i \int d^4 e^{iqx} \langle \pi^0(p') | T V_{\mu\nu}^{em}(x) I_\nu^{\text{had}}(0) | K^+(p) \rangle$, $I = V, A$, $c V_\nu^{\text{had}} = (1 + g_V) \bar{s} \gamma_\nu u$, $A_\nu^{\text{had}} = (1 - g_A) \bar{s} \gamma_\nu \gamma_5 u$, $V_\mu^{em} = (2\bar{u} \gamma_\mu u - \bar{d} \gamma_\mu d - \bar{s} \gamma_\mu s)/3$ и F_ν – это K_{e3}^+ матричный элемент $F_\nu = (1 + g_V) \langle \pi^0(p') | V_\nu^{\text{had}}(0) | K^+(p) \rangle$, здесь g_V, g_A – векторная и псевдовекторная константы, которые могут быть комплексными. Первый член уравнения (1) описывает внутреннее тормозное излучение и структурное излучение, диаграмма (рис. 1а). Лептонное тормозное излучение представлено второй частью уравнения (1) и диаграммой (рис. 1б).

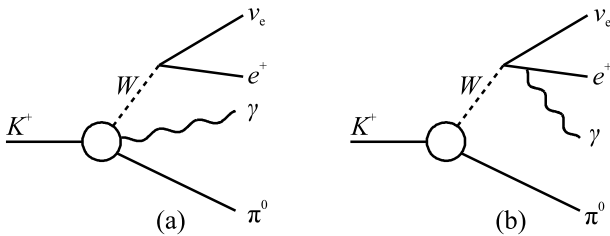


Рис. 1. Диаграммы распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu \gamma$

Для изучения тройных T -нечетных корреляций используется переменная

$$\xi_{\pi e \gamma} = \frac{1}{M_K^3} \mathbf{p}_\gamma \cdot [\mathbf{p}_\pi \times \mathbf{p}_l]. \quad (2)$$

Впервые искать тройные T -нечетные корреляции в радиационных распадах K -мезонов было предложено в работе [20].

Для оценки асимметрии распределения по переменной ξ мы используем величину

$$A_\xi = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \quad (3)$$

где $N_{+(-)}$ – число событий с ξ больше (меньше) нуля. В работах [18, 19] для векторного и аксиального варианта Новой физики в рамках модели, основанной

на калибровочной группе $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$, было получено следующее теоретическое ограничение:

$$|A_\xi(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e \gamma)| < 0.8 \cdot 10^{-4}. \quad (4)$$

В СМ в древесном приближении асимметрия равна нулю, сравнимое значение A_ξ появляется в результате электромагнитного взаимодействия в конечном состоянии. Этот эффект в однопетлевом приближении вычислялся в работах [19, 21, 22], были получены значения: в первой работе $A_\xi = -0.59 \cdot 10^{-4}$, во второй – $A_\xi = -0.93 \cdot 10^{-4}$.

1. Эксперимент. Эксперимент выполнен на ускорителе ИФВЭ У-70 на сепарированном пучке K -мезонов с энергией 17.7 ГэВ, обогащенном K -мезонами до 20%. Эксперимент проводился на установке ОКА, она подробно описана в наших недавних публикациях [1, 23, 24]. Схема установки ОКА представлена на рис. 2. Установка состоит из пучкового спектрометра, распадного объема с вето системой, спектрометра заряженных частиц, электромагнитного калориметра, адронного калориметра и мюонного детектора. Используемый для набора данных триггер описан в [1]. Монте-Карло (МК) расчеты для фоновых и сигнальных процессов проводились с помощью пакета GEANT3 [25]. События взвешивались в соответствии с теоретическими матричными элементами. В сигнальном МК использовалось приближение $O(p^4)$ Киральной пертурбативной модели [19, 21].

2. Отбор событий. В качестве кандидатов на распад $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e \gamma$ мы отбирали события с одним положительно заряженным треком, зарегистрированным трековой системой детектора и четырьмя ливнями в электромагнитном калориметре. Один из ливней должен ассоциироваться с заряженным треком. Идентификация позитрона осуществлялась по отношению энергии этого ливня и импульса позитрона, измеренного трековой системой. Кроме того, для идентификации позитрона использовалось ограничение на расстояние от экстраполированной точки попадания трека в электромагнитный калориметр и центром ассоциированного ливня – оно не должно быть более 3 см.

Для реконструкции π^0 использовалась пара из трех оставшихся неассоциированных с треком ливней (фотонов) с инвариантной массой, ближайшей к табличному значению массы π^0 (рис. 3). Для подавления фона использовался отбор $|m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}| < 30$ МэВ. Энергия фотонов от распада π^0 должна быть больше 0.5 ГэВ. Энергия оставшегося фотона должна превышать 0.7 ГэВ.

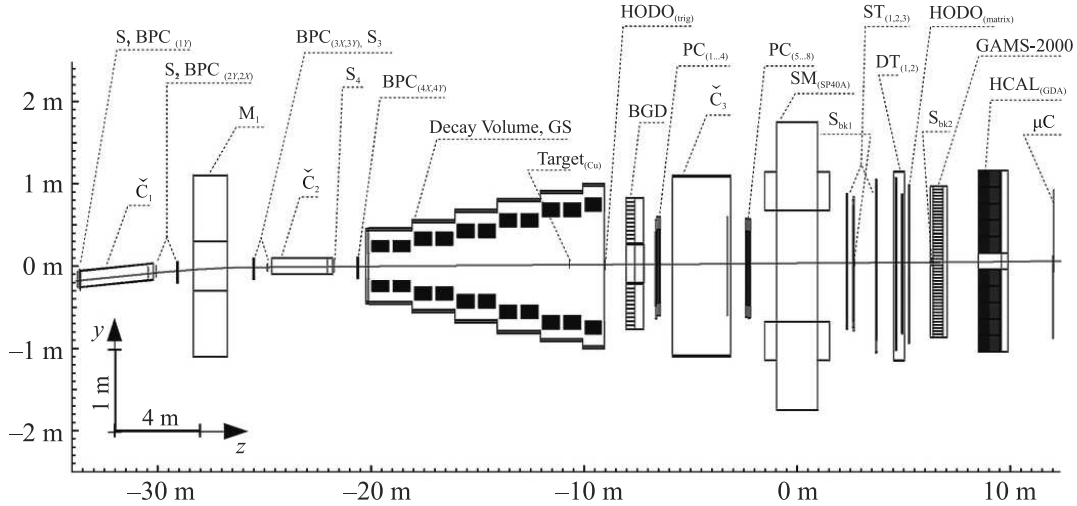
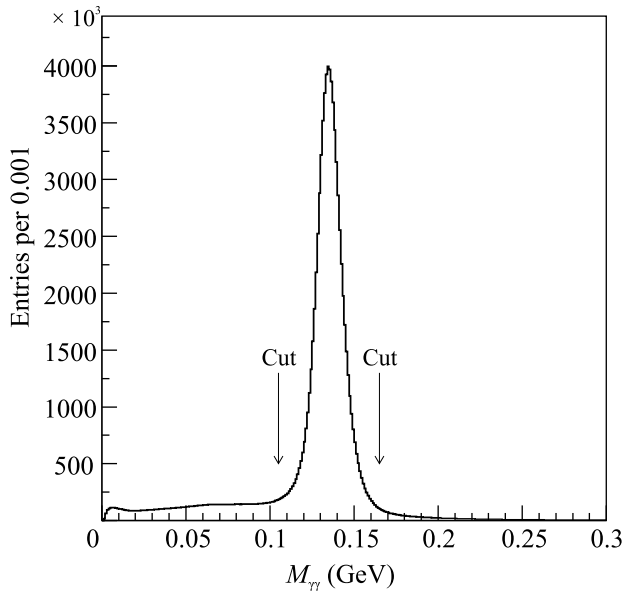


Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки ОКА

Рис. 3. Инвариантная масса $\gamma\gamma$ -пары, имеющая значение, ближайшее к табличному значению массы π^0

3. Подавление фонов. Основными фонами к исследуемому распаду являются:

- 1) $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$ с 1 потерянным γ -квантом и π^+ , ложно идентифицированным как позитрон.
- 2) $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ со случайным дополнительным γ -квантом и π^+ , ложно идентифицированным как позитрон.
- 3) $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ с дополнительным γ -квантом из-за взаимодействия e^+ с веществом установки.
- 4) $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\gamma$ с π^+ , ложно идентифицированным как позитрон.

5) $K^+ \rightarrow \pi^0\pi^0 e^+ \nu_e$ с 1 потерянным γ -квантом. Все эти фоновые процессы включены в Монте-Карло расчеты.

Для подавления фонов 1)–5) мы применяли отборы:

1. $E_{\text{miss}} = E_{\text{beam}} - E_{\text{detected}} > 0.5$ ГэВ.

Требование на недостающую энергию, подавляющее фон 4).

2. $\Delta y = |y_\gamma - y_{e^+}| > 3$ см, где y – вертикальная координата точки попадания позитрона и фотона в электромагнитный калориметр. Магнитное поле поворачивает трек заряженной частицы в xz -плоскости. Этот отбор подавляет прежде всего фон 3) от распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$.

3. $|x_\nu, y_\nu| < 100$ см. Прямая вдоль направления недостающего импульса должна пересекать апертуру электромагнитного калориметра. Этот отбор подавляет фон 4), где нет нейтрино.

4. $0.004 < \Theta_{e\gamma} < 0.080$ рад. Левая часть этого отбора введена именно для подавления фона 3). Правая часть отбора 4) применяется против фона 2) от K_{π^2} распадов.

5. $M_{K \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e \gamma} > 0.45$ ГэВ. $M_{K \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e \gamma}$ – реконструированная масса системы ($\pi^0 e^+ \nu_e \gamma$) – в предположении, что масса незарегистрированной частицы равна нулю, $m_\nu = 0$. Распределение по M_K на данном этапе отборов представлено на рис. 4.

6. $-0.006 < M_\nu^2 < 0.006$ ГэВ². Для усиления отбора 5) мы используем требование к недостающей массе в квадрате $M_\nu^2 = (P_K - P_{\pi^0} - P_e - P_\gamma)^2$. Здесь $P_K, P_{\pi^0}, P_e, P_\gamma$ – 4-импульсы соответствующих частиц. Для сигнальных событий эта переменная соответствует квадрату массы нейтрино и должна быть равна нулю в пределах точности измерения,

а для большинства фоновых событий распределение по данной переменной значительно шире.

Доминирующим фоном для исследуемого распада $K_{e3\gamma}$ является фон от K_{e3} распада с дополнительным фотоном – фон 3). Этот фон подавляется отбором 2, а также ограничением на угол между позитроном и радиационным фотоном в лабораторной системе $\Theta_{e\gamma}$. Распределение по $\Theta_{e\gamma}$ для событий K_{e3} -фона имеет очень узкий пик под нулевым углом. Этот пик значительно уже, чем в сигнальных событиях. Это происходит потому, что излучение фотонов позитроном в фоновом процессе происходит в результате взаимодействий в материале детектора после вершины распада, а угол в программе реконструкции вычисляется так, как если бы излучение исходило из первичной вершины.

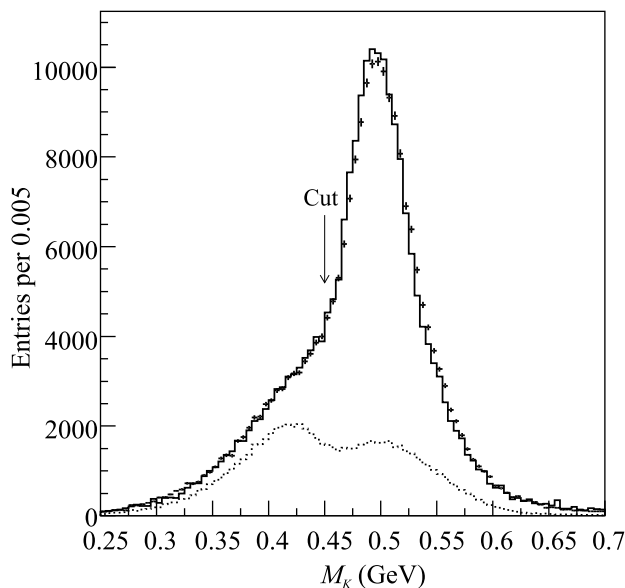


Рис. 4. Распределение по реконструированной массе каона. Пунктирная кривая – суммарный фон. Сплошная гистограмма – сумма МК фона и сигнала

Фоновый распад 4) имеет относительную вероятность распада на уровне исследуемого и подавляется правильной идентификацией позитрона, а также отбором по недостающей энергии 1.

Фоновый канал 5) подавляется отбором 6 по недостающей массе.

В результате после всех отборов осталось 101200 событий-кандидатов распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e \gamma$. Суммарный фон при этом составил 17700 событий. Нормировка фонов проводилась путем сравнения количества зарегистрированных $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ распадов в данных и МК.

4. Результаты. Было построено распределение по переменной ξ (формула (2)). Асимметрия в распределении по переменной ξ будет однозначно указывать на нарушение T -инвариантности. Распределение по переменной ξ представлено на рис. 5.

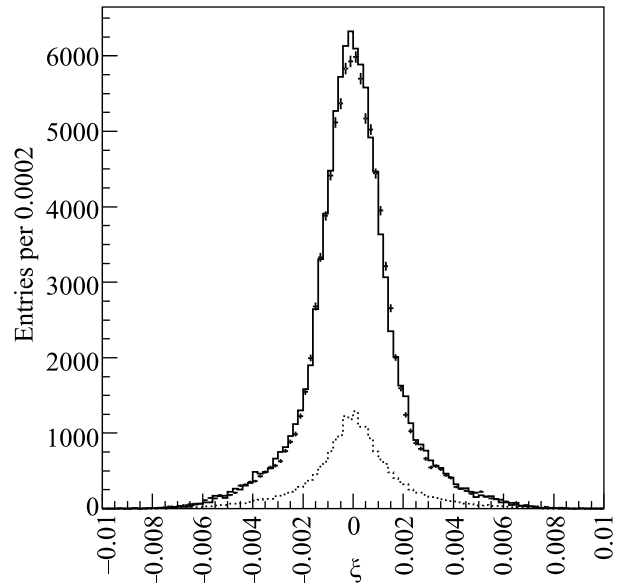


Рис. 5. Распределение по переменной ξ . Пунктирная кривая – суммарный фон. Сплошная гистограмма – сумма МК фона и сигнала

Измеренная величина A_ξ (формула (3)), характеризующая асимметрию, для $E_\gamma^* > 10$ МэВ и $\Theta_{e\gamma}^* > 10^\circ$ равна:

$$A_\xi = (+0.1 \pm 3.9 (\text{стат.}) \pm 1.7 (\text{сист.})) \times 10^{-3}.$$

Статистическая ошибка вычислялась с учетом фона. Соответствующее ограничение $|A_\xi| < 5.44 \times 10^{-3}$ (90% CL).

Сравнение с результатом предыдущего эксперимента приводится в табл. 1 для ограничений $E_\gamma^* > 10$ МэВ, $0.6 < \cos \Theta_{e\gamma}^* < 0.9$, которые применялись в работе [26].

Таблица 1. Сравнение экспериментальных результатов

A_ξ	N_{ev}	Эксперимент
$-0.007 \pm 0.008 \pm 0.002$	19295	Настоящий эксперимент
-0.015 ± 0.021	1456	ISTRA+ [26]

Для ограничений $E_\gamma^* > 30$ МэВ и $\Theta_{e\gamma}^* > 20^\circ$, использовавшихся в теоретических работах [18, 22], получен следующий результат:

$$A_\xi = (+4.4 \pm 7.9 (\text{стат.}) \pm 1.9 (\text{сист.})) \times 10^{-3}.$$

Рассмотрим подробнее оценку систематики для случая $E_\gamma^* > 10$ МэВ и $\Theta_{e\gamma}^* > 10^\circ$. Вклад в систематическую ошибку из-за отборов определялся варьированием каждого из них и приведен в табл. 2. Дополнительная систематика получается из неопределенности 0- шкалы из-за ошибок измерения $\xi_{\pi e\gamma}$. Оценка этого вклада дает ± 0.00065 .

Таблица 2. Вклад варьирования каждого из катов в систематическую ошибку для $E_\gamma^* > 10$ МэВ и $\Theta_{e\gamma}^* > 10^\circ$

N_{cut}	1	2	3	4	5	6
$\Delta \cdot 10^3$	0.03	0.04	0.04	0.03	0.96	0.70

Оценка ложной асимметрии в распределении по $\xi_{\pi e\gamma}$ из-за акцептанса установки, эффективностей реконструкции и отборов проводилась с помощью сигнального МС, в котором нет нарушения CP . Измеренная разница между исходным и реконструированным значением A_ξ оказалась равной: $\Delta_A = 0.0012 \pm 0.0011$, т.е. не наблюдается значимого эффекта. Ошибка в оценке смещения была добавлена в систематику.

Исследовалась также систематика, связанная с моделями, используемыми в Монте-Карло. В сигнальном Монте-Карло приближение $O(p^4)$ Киральной модели заменялось на $O(p^2)$. Это дало пренебрежимо малый эффект.

5. Заключение. В работе продолжено изучение распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e \gamma$ на статистике 10^5 событий, втрое превышающей использованную в [1]. Произведен поиск $T(CP)$ -нечетных эффектов в этом распаде, которые могли проявляться в ненулевом значении асимметрии A_ξ (3) по $T(CP)$ -нечетной переменной ξ (2). В результате получены значения A_ξ для трех областей по энергии и углу вылета фотона в системе покоя каона:

$$A_\xi = (+0.1 \pm 3.9 \text{ (стат.)} \pm 1.7 \text{ (сист.)}) \times 10^{-3},$$

$$|A_\xi| < 5.44 \times 10^{-3} (90\% \text{ CL})$$

для $E_\gamma^* > 10$ МэВ и $\Theta_{e\gamma}^* > 10^\circ$.

$$A_\xi = (-7.0 \pm 8.1 \text{ (стат.)} \pm 1.5 \text{ (сист.)}) \times 10^{-3},$$

$$|A_\xi| < 1.05 \times 10^{-2} (90\% \text{ CL})$$

для $E_\gamma^* > 10$ МэВ, $0.6 < \cos \Theta_{e\gamma}^* < 0.9$.

$$A_\xi = (+4.4 \pm 7.9 \text{ (стат.)} \pm 1.9 \text{ (сист.)}) \times 10^{-3},$$

$$|A_\xi| < 1.04 \times 10^{-2} (90\% \text{ CL})$$

для $E_\gamma^* > 30$ МэВ и $\Theta_{e\gamma}^* > 20^\circ$.

В рамках расширений СМ асимметрию можно улучшить из векторных и аксиально-векторных теорий,

которые в самом общем виде можно описать матричным элементом (1), в котором константы g_A и g_V – комплексны. В работах [18, 19] из (1) в рамках ChPT в порядке $O(p^4)$ получено: $A_\xi = \text{Im}(g_A + g_V) \times 3 \cdot 10^{-3}$ для $E_\gamma^* > 30$ МэВ и $\Theta_{e\gamma}^* > 20^\circ$. Отсюда и из нашего результата получаем ограничение $\text{Im}(g_A + g_V) < 3.5$ (90% CL). Этот результат можно попытаться улучшить, подобрав оптимальные ограничения по $(E_\gamma^*, \Theta_{e\gamma}^*)$. Для более конкретных расширений СМ, например, рассмотренных в [27], в [18, 19] получена оценка $|A_\xi| < 0.8 \times 10^{-4}$.

Работа выполнена с поддержкой гранта Российского научного фонда # 22-12-0051.

1. A. Yu. Polyarush, S. A. Akimenko, A. V. Artamonov et al. (OKA), Eur. Phys. J. C **81**(2), 161 (2021).
2. N. Cabibbo Phys. Rev. Lett **10**, 531 (1963).
3. M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
4. C. Jarlskog, Z. Phys. C **29**, 491 (1985).
5. G. F. Farrar and M. E. Shaposhnikov, Phys. Rev. Lett. **70**, 2833 (1993); Erratum ibid: Phys. Rev. Lett. **71**, 210 (1993); hep-ph/9305274.
6. P. Het and E. Sather, Phys. Rev. D **51**, 379 (1995); hep-ph/9404302.
7. M. Carena, M. Quiros, and C. E. Wagner, Phys. Lett. B **380**, 81 (1996); hep-ph/9303420.
8. J. F. Donoghue and B. Holstein, Phys. Lett. B **113**, 382 (1982).
9. L. Wolfenstein, Phys. Rev. D **29**, 2130 (1984).
10. G. Barenboim, J. Bernabeu, J. Prades, and M. Raidal, Phys. Rev. D **55**, 4213 (1997).
11. M. Kobayashi, T. T. Lin, and Y. Okada, Prog. Theor. Phys. **95**, 361 (1996).
12. R. Garisto and G. Kane Phys. Rev. D **44**, 2038 (1991).
13. G. Belanger and C. Q. Geng, Phys. Rev. D **44**, 2789 (1991).
14. Y. Grossman and Y. Nir, Phys. Lett. B **313**, 126 (1993).
15. G. H. Wu and J. N. Ng, Phys. Lett. B **392**, 93 (1997).
16. M. Abe, M. Aliev, V. Anisimovsky et al. (KEK-E246 Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 072005 (2006).
17. V. V. Anisimovsky, A. N. Khotjantsev, and A. P. Ivashkin, Phys. Lett. B **562**, 166 (2003).
18. V. V. Braguta, A. A. Likhoded, and A. E. Chalov, Phys. Rev. D **68**, 094008 (2003).
19. В. В. Брагута, А. А. Лиходел, А. Е. Чалов, ЯФ **67**, 1025 (2004) [V. V. Braguta, A. A. Likhoded, and A. E. Chalov, Phys. Atom. Nucl. **67**, 1003 (2004)].
20. J. Gevas, J. Pliopolus, and J. Kaplan, Phys. Lett. **20**, 432 (1966).
21. V. V. Braguta, A. A. Likhoded, and A. E. Chalov, Phys. Rev. D **65**, 054038 (2002).

22. I. B. Khriplovich and A. S. Rudenko, *Phys. Atom. Nucl.* **74**, 1214 (2011).
23. V. S. Burtovoy, S. A. Akimenko, A. V. Artamonov et al. (ОКА), *ЖЭТФ* **131**(6), 928 (2020).
24. V. I. Kravtsov, S. A. Akimenko, A. V. Artamonov et al. (ОКА), *Eur. Phys. J. C* **79**(7), 635 (2019).
25. R. Brun, F. Bruyant, M. Maire et al. (Collaboration), CERN-DD/EE/84-1, CERN, Geneva (1987).
26. S. A. Akimenko, V. N. Bolotov, G. I. Britvich et al. (ISTRA+), *ЯФ* **70**, 1 (2007) [*Phys. Atom. Nucl.* **70**, 29 (2007)].
27. J. C. Pati and A. Salam, *Phys. Rev. D* **10**, 275 (1975).