

Когерентное образования $(K^+ \pi^0)$ -мезонов на ядрах в пучке заряженных каонов.

В. Буртовой

Введение

При кулоновском взаимодействии K^+ - мезонов с ядром наблюдается когерентное увеличение сечения в Z^2 раз (где Z - число протонов в ядре) по сравнению с сечением взаимодействия на одиночном протоне. Эти события характеризуются малыми (по модулю) значениями квадрата переданного импульса $t = (P - P')^2$, где P, P' - 4-х импульсы ядра до и после взаимодействия. Это позволяет выделять такие процессы в эксперименте по характерному когерентному пику. Кроме этого, малые значения t есть та область, где можно изучать эффекты аномального нарушения киральной симметрии [1,2]. Целью этой работы является изучить возможность обнаружения этих эффектов в кулоновских взаимодействиях каонов с ядром.

Вычисление амплитуды

В пучке каонов возможны когерентные процессы электромагнитного образования пар $(K \pi)$ - мезонов с различными резонансами в промежуточном состоянии. Некоторые из них показаны на Рис. 1. Мезоны без знака заряда на рисунке означают, что возможно образование как $(K^0 \pi^+)$ так и $(K^+ \pi^0)$ -мезонов. Диаграмма d) предсказывается следующим выражением в эффективном действии Весса-Зумино-Виттена [3], возникающем при аномальном нарушении киральной симметрии,

$$L_{WZW} = \frac{ie}{4\pi^2 F^3} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} A_\beta \partial_\mu K^+ \partial_\nu K^- \partial_\alpha \pi^0 \quad (1)$$

где $e = \sqrt{4\pi\alpha}$, $\alpha \simeq \frac{1}{137}$ – постоянная тонкой структуры, $F = 93 \text{ MeV}$, A_β - вектор электромагнитного поля ядра, K^+, K^- - поля каонов, π^0 - поле пиона.

В этом действии нет члена с множителем $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} A_\beta \partial_\mu K^+ \partial_\nu K^0 \partial_\alpha \pi^-$ или с $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} A_\beta \partial_\mu K^- \partial_\nu K^0 \partial_\alpha \pi^+$. Это значит, что в когерентных событиях $K^+ Z \rightarrow K^0 \pi^+ Z$, идущих без промежуточных резонансов, нет вклада от киральной аномалии. Этим свойством можно воспользоваться при выделении аномальных событий в эксперименте.

Амплитуда вероятности верхней части диаграммы на Рис. 1d (без линий ядра) была получена методом возмущений и имеет следующий вид:

$$M_o = \frac{e}{4\pi^2 F^3} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\mu b_\nu h_\alpha \epsilon_\beta,$$

где q_μ, ϵ_β - импульс и поляризация фотона, b_ν - импульс пучкового каона, h_α — импульс образовавшегося пиона.

Метод возмущений выполняется при $|M_o|^2 < 1$. Вычислив $|M_o|^2$, получаем условие на f_t^2 :

$$|M_o|^2 = \frac{\alpha f_t^2}{32\pi^3 F^6} ((w + m_K^2)^2 - 4w m_K^2) < 1,$$

где f_t^2 — квадрат поперечного импульса образовавшегося каона по отношению к направлению пучкового каона в системе центра масс $(K\pi)$ -пары, w — квадрат массы этой пары, m_K^2 — квадрат массы пучкового каона.

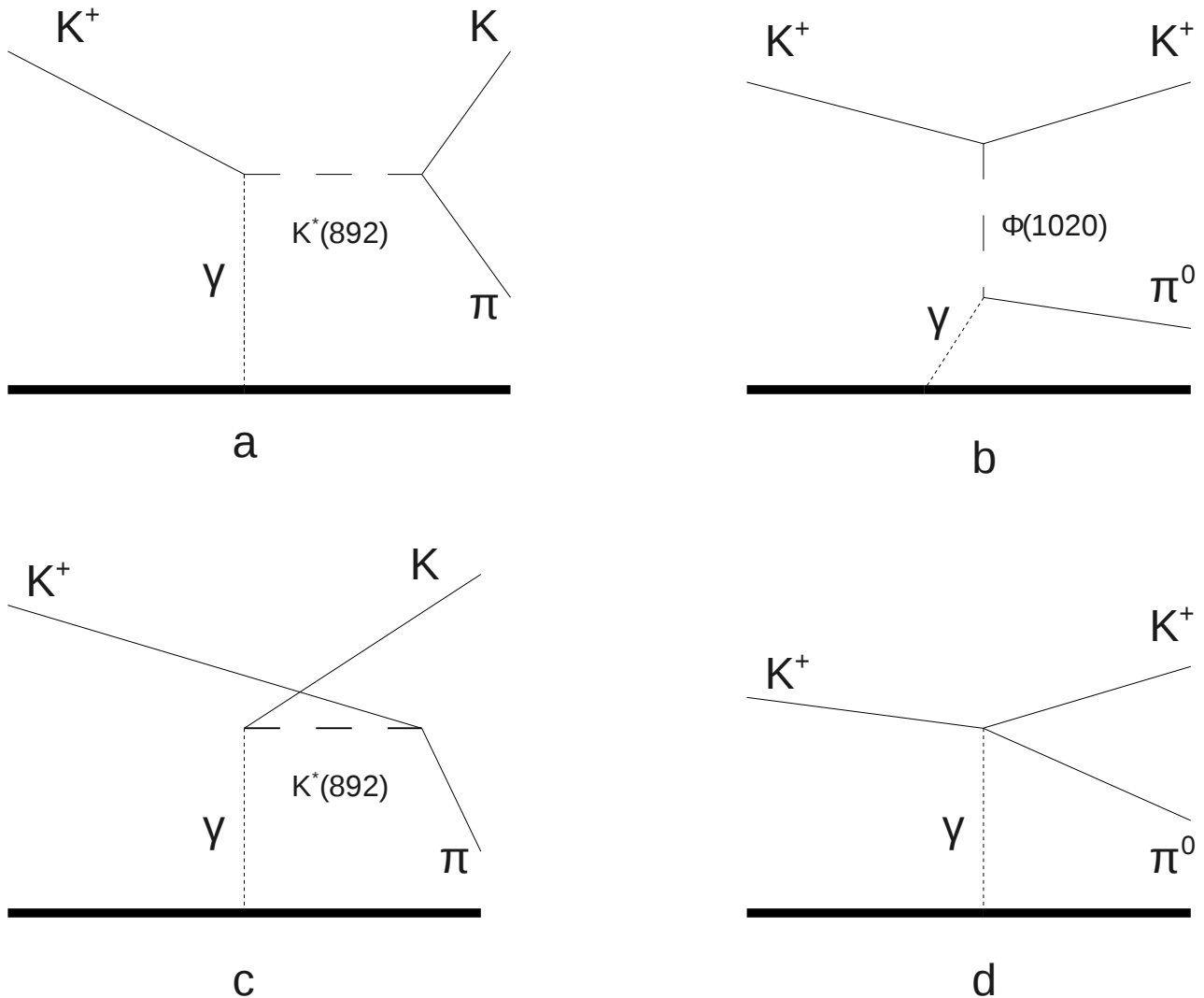


Рис. 1. Когерентное образование пар $(K\pi)$ -мезонов в кулоновском поле ядра:
 а) - в s- канале через $K^*(892)$ -мезон, б) - в t- канале через $\phi(1020)$ -мезон, в) - в u- канале через $K^*(892)$ -мезон, д) без промежуточных мезонов.

С другой стороны, квадрат модуля импульса образовавшегося каона

$$f^2 = \frac{(w + m_K^2 - m_\pi^2)^2}{4w} - m_K^2 ,$$

где m_K^2 — квадрат массы образовавшегося каона, m_π^2 — квадрат массы образовавшегося пиона.

Поскольку $f_t^2 \leq f^2$, то получаем, что условие $|M|^2 < 1$ будет выполняться при любых возможных значениях f_t^2 , если $w < 1.04 \text{ GeV}^2$.

Это условие на w легко выполнить, поскольку его минимальное значение составляет около 0.4 GeV^2 .

Если спин ядра равен нулю, то амплитуда вероятности диаграммы на Рис. 1d можно выписать в виде:

$$M_d = \frac{-eZ}{q^2} (p_1 + p_2)_\beta \frac{e}{4\pi^2 F^3} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\mu b_\nu h_\alpha ,$$

где p_1, p_2 — 4-х импульсы ядра до и после взаимодействия, соответственно, h_α — импульс образовавшегося пиона. Если воспользоваться законом сохранения энергии-импульса ($p_1 + b = p_2 + f + h$), то амплитуда M_d приобретает вид:

$$M_d = \frac{2\alpha Z}{\pi F^3 q^2} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{2\mu} b_\nu f_\alpha p_{1\beta} .$$

Диаграмма процесса образования $(K\pi)$ -пары через $K^*(892)$ -мезон показана на Рис. 1a. Его амплитуда вероятности может быть представлена как произведение $M_a = M_1 M_2$, где M_1 - амплитуда вероятности образования стабильного $K^*(892)$ -мезона, а M_2 - амплитуда вероятности последующего его распада на $(K\pi)$ -пару:

$$M_1 = \frac{-eZ}{q^2} g_{K\gamma} (p_1 + p_2)_\mu \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\nu \lambda_\alpha^* k_\beta ,$$

$$M_2 = g_{K\pi} \lambda_\mu (f^\mu - h^\mu) ,$$

где k_β, λ_α — 4-х вектора импульса и поляризации $K^*(892)$ -мезона, соответственно, $g_{K\gamma}$ — постоянная перехода $K^+ \rightarrow K^*(892)\gamma$, $g_{K\pi}$ — постоянная распада $K^*(892) \rightarrow K\pi$.

В произведении амплитуд $M_1 M_2$ заменим произведение поляризаций $\lambda_\mu \lambda_\alpha^*$ на пропагатор векторного мезона:

$$\lambda_\mu \lambda_\alpha^* \rightarrow \frac{-g_{\mu\alpha} + k_\mu k_\alpha / m^2}{k^2 - m^2 + im\Gamma} .$$

Тогда, после применения закона сохранения энергии-импульса и упрощения, получаем:

$$M_a = -4eZ \frac{g_{K\pi} g_{K\gamma}}{q^2} \frac{\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{2\mu} b_\nu f_\alpha p_{1\beta}}{(f+h)^2 - m_{K^*}^2 + im_{K^*}\Gamma_{K^*}} ,$$

где $m_{K^*} \Gamma_{K^*}$ — масса и ширина $K^{*+}(892)$ - мезона, соответственно.

Аналогично вычисляются амплитуды M_b с промежуточным $\Phi(1020)$ - мезоном и M_c с промежуточным $K^{*+}(892)$ - мезоном, если образуется $(K^+ \pi^0)$ - пара, или с $K^{*0}(892)$ - мезоном, если образуется $(K^0 \pi^+)$ - пара.

$$M_b = 2eZ \frac{g_{KK} g_{\pi\gamma}}{q^2} \frac{\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{2\mu} b_\nu f_\alpha p_{1\beta}}{(b-f)^2 - m_\Phi^2 + im_\Phi \Gamma_\Phi}$$

$$M_c = 2eZ \frac{g_{K\pi} g_{K\gamma}}{q^2} \frac{\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{2\mu} b_\nu f_\alpha p_{1\beta}}{(b-h)^2 - m_{K^*}^2 + im_{K^*} \Gamma_{K^*}} ,$$

где g_{KK} — постоянная распада $\Phi(1020) \rightarrow K^+ K^-$, $g_{\pi\gamma}$ — постоянная распада $\Phi(1020) \rightarrow \pi^0 \gamma$, $m_\Phi \Gamma_\Phi$ — масса и ширина $\Phi(1020)$ - мезона, соответственно.

Заметим, что все четыре амплитуды имеют одинаковую свёртку $\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{2\mu} b_\nu f_\alpha p_{1\beta}$ и их сумму можно представить в виде:

$$M = Z \frac{\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}}{q^2} p_{2\mu} b_\nu f_\alpha p_{1\beta} \left(\frac{2\alpha}{\pi F^3} - \frac{4e g_{K\pi} g_{K\gamma}}{w - m_{K^*}^2 + im_{K^*} \Gamma_{K^*}} + \frac{2e g_{K\pi} g_{K\gamma}}{u - m_{K^*}^2 + im_{K^*} \Gamma_{K^*}} + \frac{2e g_{KK} g_{\pi\gamma}}{v - m_\Phi^2 + im_\Phi \Gamma_\Phi} \right) \quad (2)$$

где $w = (f+h)^2$, $u = (b-h)^2$, $v = (b-f)^2$.

Постоянные величины $g_{K\pi}, g_{K\gamma}, g_{KK}$ и $g_{\pi\gamma}$ можно вычислить из экспериментальных значений парциальных ширин соответствующих распадов $K^*(892)$ и $\Phi(1020)$ - мезонов. Они будут вычислены с точностью до знака, поскольку ширины выражаются через квадраты от этих величин. В результате вычислений получаем:

$$g_{K\pi} = \frac{\sqrt{48\pi m_{K^*}^5 \Gamma_{K^*} B_{K\pi}}}{((m_{K^*}^2 + m_{K^*}^2 - m_{\pi^0}^2)^2 - 4m_{K^*}^2 m_{K^*}^2)^{3/4}} \simeq 3.23 ,$$

где $B_{K\pi} = 1/3$ – относительная вероятность распада $K^*(892)$ - мезона на $(K^+ \pi^0)$ - пару.

$$g_{K\gamma} = \frac{\sqrt{96\pi m_{K^*}^3 \Gamma_{K^*} B_{K\gamma}}}{(m_{K^*}^2 - m_{K^*}^2)^{3/2}} \simeq 0.25 \text{ GeV}^{-1} ,$$

где $B_{K\gamma} = 9.9 \cdot 10^{-4}$ – относительная вероятность распада $K^*(892) \rightarrow K^+ \gamma$.

$$g_{KK} = \frac{m_\Phi \sqrt{48\pi \Gamma_\Phi B_{KK}}}{(m_\Phi^2 - 4m_{K^*}^2)^{3/4}} \simeq 4.47 ,$$

где $B_{KK} = 0.489$ – относительная вероятность распада $\Phi(1020) \rightarrow K^+ K^-$.

$$g_{\pi\gamma} = \frac{\sqrt{96\pi m_\phi^3 \Gamma_\phi B_{\pi\gamma}}}{(m_\phi^2 - m_{\pi^0}^2)^{3/2}} \simeq 0.04 \text{ GeV}^{-1},$$

где $B_{\pi\gamma} = 1.27 \cdot 10^{-3}$ – относительная вероятность распада $\Phi(1020) \rightarrow \pi^0 \gamma$.

Подставляем эти значения в формулу (2), выносим из скобок множитель $\frac{2\alpha}{\pi F^3}$ и для амплитуды M получаем выражение:

$$M = 2\alpha Z \frac{\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}}{\pi F^3 q^2} p_{2\mu} b_\nu f_\alpha p_{1\beta} \left(1 - \frac{0.22 m_{K^*}^2}{w - m_{K^*}^2 + i m_{K^*} \Gamma_{K^*}} + \frac{0.11 m_{K^*}^2}{u - m_{K^*}^2 + i m_{K^*} \Gamma_{K^*}} + \frac{0.018 m_\phi^2}{v - m_\phi^2 + i m_\phi \Gamma_\phi} \right) \quad (2a)$$

При малых значениях w, u и v по сравнению с соответствующими значениями квадратов масс относительные вклады 4-х диаграмм в этой формуле будут определяться численными коэффициентами в скобках.

В работе [3] предлагается способ проверки модели Vando-Kugo-Yamawaki [4].

В этой модели привлекаются векторные мезоны ($K^*(892), \rho, \omega, \Phi(1020)$) для того, чтобы вместе с псевдоскалярными мезонами (K, π, η, η') объяснить киральную аномалию.

В статье [3] выписана амплитуда процесса $K^+ \gamma \rightarrow K^+ \pi^0$:

$$A_{K\gamma \rightarrow K\pi} = \frac{-ie}{8\pi^2 F^3} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\mu b_\nu h_\alpha \epsilon_\beta \left(1 + \frac{0.5 m_{K^*}^2}{s - m_{K^*}^2 + i\sqrt{s} \Gamma_{K^*}} + \frac{0.5 m_{K^*}^2}{u - m_{K^*}^2} + \frac{2m_\rho^2}{t - m_\rho^2} \right) \quad (3)$$

где значения численных коэффициентов в скобках определялись из условия, что если занулить инварианты $s=t=u=0$, то выражение в скобках будет равно

$$(1 - 0.5 - 0.5 - 2) = -2. \text{ После умножения его на } \frac{-1}{8} \text{ получаем } \frac{1}{4}, \text{ что и ожидалось}$$

согласно лагранжиану (1). В работе [3] утверждается, что резонансные вклады в амплитуде (3) не являются фоном к сигналу от киральной аномалии, а сами являются частью её сигнала.

Но если допустить рождение $K^*(892)$ – мезонов по кирально-аномальному механизму, то они будут распадаться на ($K^0 \pi^+$) – пары, которые не ожидаются, если в лагранжиане ограничиваться только псевдоскалярными мезонами.

При этом получилось, что амплитуда (3) очень похожа на амплитуду M (формулы (2) и (2a)), за исключением числителей дробей от резонансов.

После этих вычислений возникают вопросы к эксперименту:

Являются ли резонансные вклады в формуле (3) проявлениями киральной аномалии или подтвердится их неаномальная природа в формуле (2)? Другими словами верна ли модель Vando-Kugo-Yamawaki [4] или когерентное образование ($K\pi$) - пар можно предсказывать без этой модели по формуле (2)?

Вычисление сечения

Имея амплитуду M (2), мы можем вычислить сечение[5]:

$$d\sigma = \frac{\delta^{(4)}(f+h+p_2-p_1-b)}{16(2\pi)^5 E_f E_h E_N} |M|^2 \frac{df_x df_y df_z dh_x dh_y dh_z dP_{Nx} dP_{Ny} dP_{Nz}}{\sqrt{(s-(m_N+m_{K^*})^2)(s-(m_N-m_{K^*})^2)}} ,$$

где E_f, E_h – энергии образовавшихся каона и пиона, соответственно, E_N, P_N – энергия и импульс ядра после взаимодействия ($p_2 = \{E_N, \vec{P}_N\}$), m_N – масса ядра, $s = (b+p_1)^2$.

После интегрирования по импульсам получаем сечение для диаграмм Рис. 1а и 1d:

$$d\sigma_o = \frac{\alpha Z^2 dt dw}{192\pi^2 w^2} V_o \left(\frac{\alpha}{16\pi^3 F^6} - \frac{\sqrt{\alpha}}{2\pi^{\frac{3}{2}} F^3} \frac{g_{K\pi} g_{K\gamma} (w-m_{K^*}^2)}{(w-m_{K^*}^2)^2 + w\Gamma_{K^*}^2} + \frac{g_{K\pi}^2 g_{K\gamma}^2}{(w-m_{K^*}^2)^2 + w\Gamma_{K^*}^2} \right) ,$$

$$V_o = \left(-\frac{U_o}{t} - \frac{t_{mo}}{t^2} - G_o \right) (w-(m_K+m_\pi)^2)^{\frac{3}{2}} (w-(m_K-m_\pi)^2)^{\frac{3}{2}} ,$$

$$U_o = 1 - \left(1 + \frac{E_K}{m_N}\right) \frac{w-m_{K^*}^2}{2P_K^2} , \quad t_{mo} = \frac{(w-m_{K^*}^2)^2}{4P_K^2} , \quad G_o = \frac{1}{4P_K^2} \left(1 + 2\frac{E_K}{m_N} + \frac{m_{K^*}^2}{m_N^2}\right) ,$$

где $t = q^2 < 0$ – квадрат переданного импульса ядру, w – квадрат эффективной массы образовавшейся ($K\pi$) – пары, E_K, P_K – энергия и импульс пучкового каона в лабораторной системе отсчёта.

Из этой формулы видно, что зависимость сечения от w и t имеет пороговый характер с минимальными значениями $w_{min} = (m_K+m_\pi)^2 \simeq 0.395 \text{ GeV}^2$ и $t_{min} \approx t_{mo}$. При $|t| \approx 2 t_{mo}$ сечение имеет максимум, который тем уже, чем меньше w . Переменная $|t|$ имеет максимальное значение, которое тоже зависит от w . Например, для ядра меди и для импульса пучкового каона $P_K = 17.7 \text{ GeV}$ при $w = w_{min}$ имеем $t_{min} = 1.8 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^2$ и $t_{max} = 783.4 \text{ GeV}^2$.

При вычислении сечения когерентного взаимодействия каона с ядром неявно предполагалось, что ядро имеет малые размеры или взаимодействие происходит при малых $|t|$.

Вклад больших $|t|$ в сечение $d\sigma_o$ можно ограничить, если умножить его на формфактор

ядра: $e^{\frac{t}{a^2}}$, где $a^2 = \frac{3}{0.94^2 A^{2/3} 10^{-26} \text{ cm}^2}$, A – атомный номер ядра [6]. Например, для ядра

свинца $a^2 \approx 3.8 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$, для ядра меди – $8.3 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$, для ядра алюминия –

$14.7 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$ и для ядра бериллия – $30.5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$. Зависимость полученного сечения от t и w показана на Рис. 2. При $w \sim 0.8 \text{ GeV}^2$ наблюдается пик от $K^*(892)$ - мезона.

Если ограничиться вкладом только диаграммы киральной аномалии (Рис. 1d) и зафиксировать величину w (например значениями $w = 1.2 w_{min}$ или $w = 2 w_{min}$), то получим зависимости сечения от t , которые показаны на Рис. 3.

После интегрирования произведения $d\sigma_o e^{\frac{t}{a^2}}$ по t получаем сечения (Рис. 4 и 5) в зависимости от w для диаграммы киральной аномалии (Рис. 1d), для диаграммы с виртуальным $K^*(892)$ - мезоном (Рис. 1a) и для вклада их интерференции.

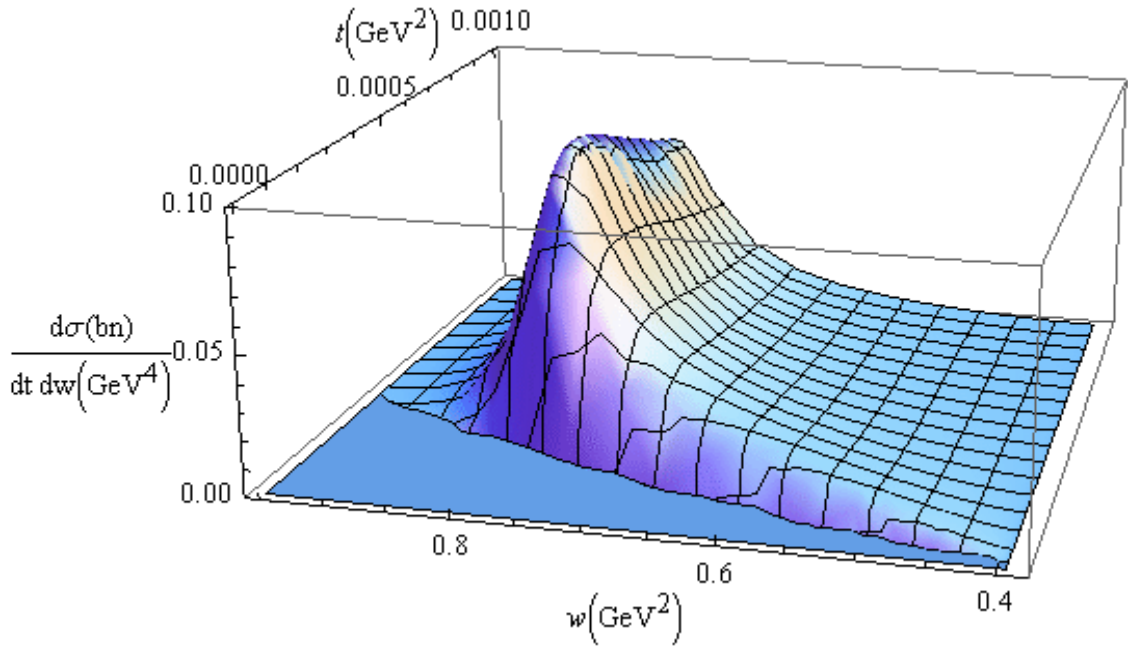


Рис. 2. Сечение для диаграмм Рис. 1а и 1d при импульсе пучкового каона 17.7 GeV на ядре меди в зависимости от квадрата переданного импульса ядру t и от квадрата эффективной массы образовавшейся $(K\pi)$ – пары w с учётом формфактора.

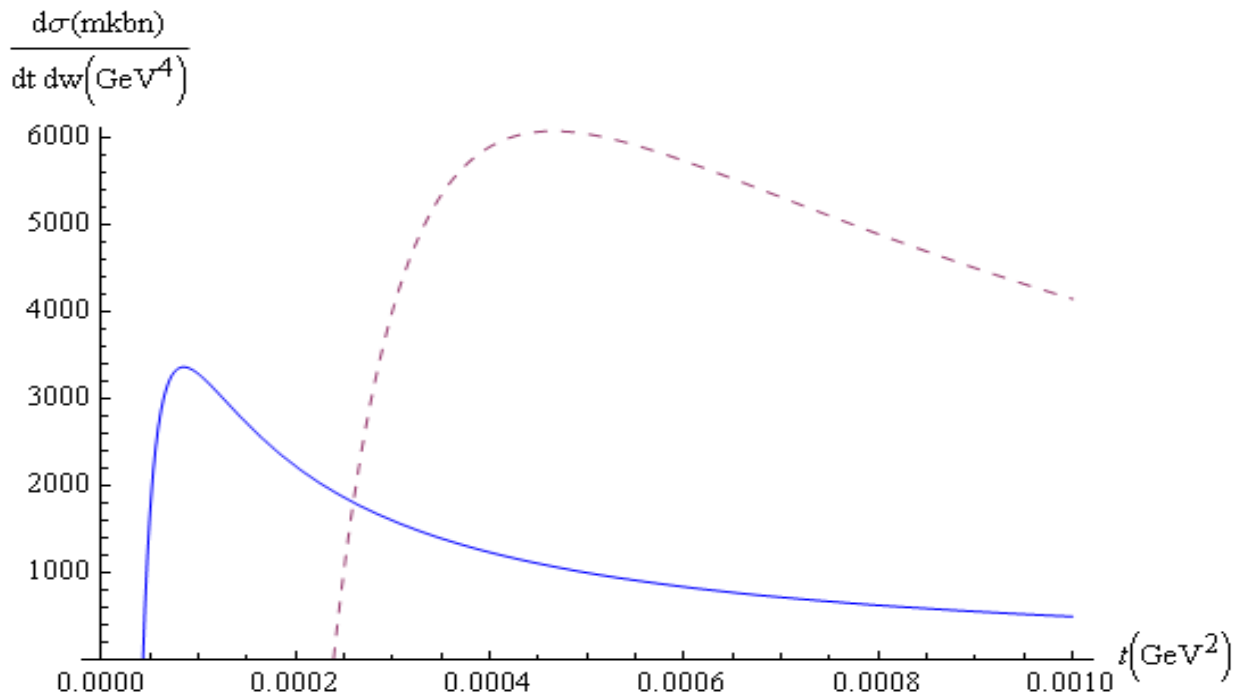


Рис. 3. Сечение диаграммы киральной аномалии (Рис. 1d) в зависимости от квадрата переданного импульса ядру t . Сплошная линия – при $w = 1.2 w_{min}$, пунктирная – при $w = 2 w_{min}$.

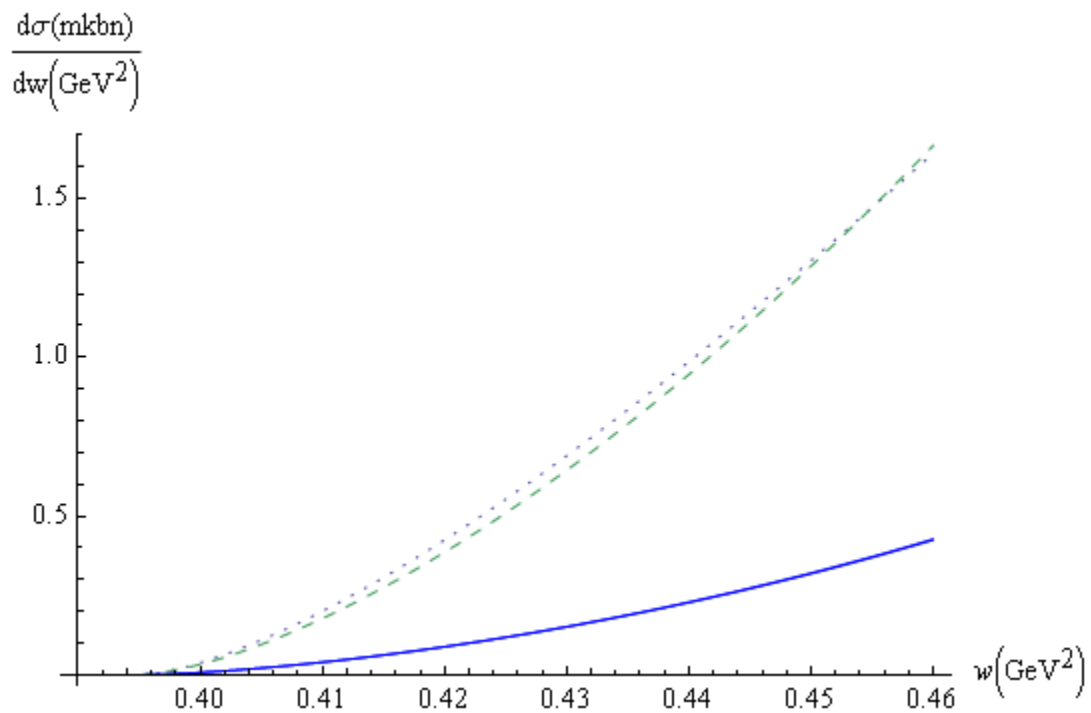


Рис. 4. Зависимость сечений от w . Точечная линия – вклад диаграммы киральной аномалии, сплошная – вклад от диаграммы с $K^*(892)$ - мезоном с распадом на $(K^+ \pi^0)$ – пару, пунктирная – вклад от их интерференции.

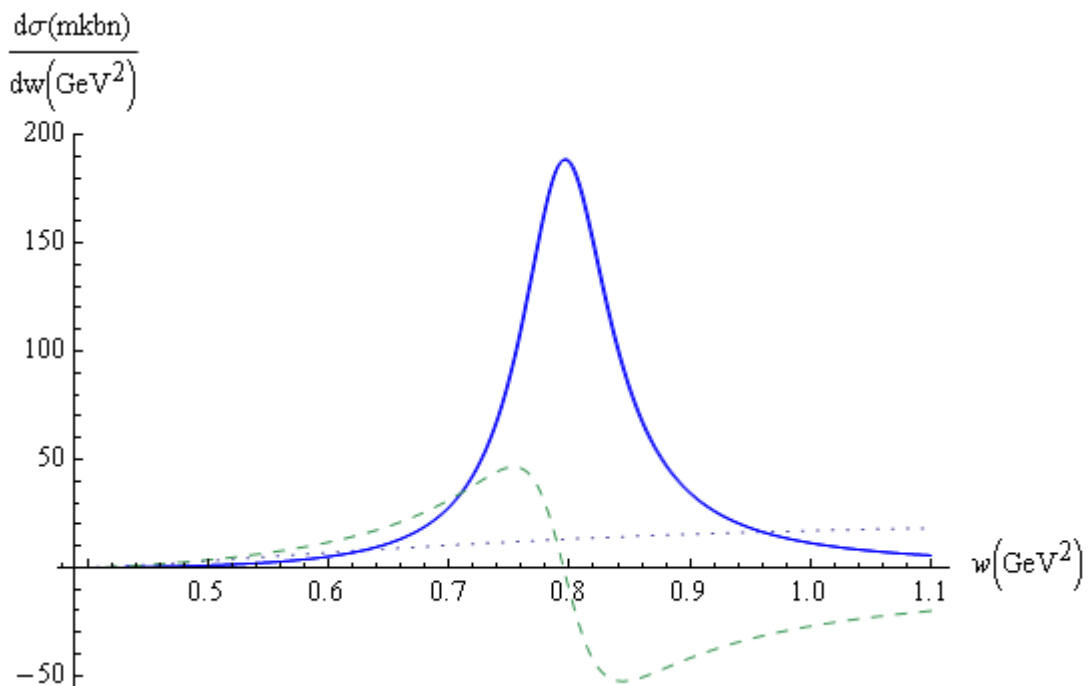


Рис. 5. Зависимость сечений от w . Точечная линия – вклад диаграммы киральной аномалии, сплошная – вклад от диаграммы с $K^*(892)$ - мезоном с распадом на $(K^+ \pi^0)$ – пару, пунктирная – вклад от их интерференции.

Из Рис. 4 и 5 видно, что у порога вклад от диаграммы с $K^*(892)$ - мезоном меньше вклада киральной аномалии и вклада от их интерференции, а вклад от интерференции немного меньше вклада киральной аномалии. При $w \simeq 0.455(GeV^2)$ последние два вклада пересекаются. Вклад от диаграммы с $K^*(892)$ - мезоном пересекается при $w \simeq 0.62(GeV^2)$ с вкладом киральной аномалии и при $w \simeq 0.71(GeV^2)$ – с вкладом от интерференции.

Если знак произведения величин $g_{K\pi} g_{K\gamma}$ окажется отрицательным, то при $0.395 < w < 0.5(GeV^2)$ вклад диаграммы киральной аномалии практически будет вычтен вкладом интерференции.

Сплошная синяя кривая на этих рисунках есть два графика сечения с немного отличающимися знаменателями: $\frac{1}{(w-m_{K^*}^2)^2+w\Gamma_{K^*}^2}$ и $\frac{1}{(w-m_{K^*}^2)^2+m_{K^*}^2\Gamma_{K^*}^2}$. Видно, что различия между двумя синими кривыми незначительны.

Если проинтегрировать сечение киральной аномалии в диапазоне w от $0.395 GeV^2$ до $0.6 GeV^2$, то получим $0.64 mkb n$. Это позволяет ожидать одно событие в час, если мишенью будет медная пластинка толщиной 2mm при интенсивности пучка каонов $2.4 \cdot 10^5$ за сброс и длительности цикла 9 сек. В том же диапазоне по w и при тех же условиях ожидается одно событие за два часа с промежуточным $K^*(892)$ - мезоном (с сечением $0.3 mkb n$ для моды распада на $(K^+ \pi^0)$ – пару) и 1.4 событий в час от их интерференции (с сечением $0.86 mkb n$).

Аналогично, проинтегрировав сечение диаграммы с виртуальным $K^*(892)$ - мезоном в диапазоне w от $0.7 GeV^2$ до $0.9 GeV^2$, получим $19.5 mkb n$ для моды его распада на $(K^+ \pi^0)$ – пару. Это соответствует 32-м событиям в час при той же мишени и интенсивности пучка.

Если вычислять сечение взаимодействия каона с ядром со спином $\hbar/2$, то нужно во всех амплитудах величину $(p_1+p_2)^\mu$ заменить на $\bar{u}_2 \gamma^\mu u_1$, где $\bar{u}_2, u_1, \gamma^\mu$ спиноры ядра и матрица Дирака. В результате, для диаграмм Рис. 1a и 1d получаем сечение в следующем виде:

$$d\sigma_{1/2} = \frac{\alpha Z^2 V_{1/2} dt dw}{384 \pi^2 w^2 P_K^2} \left(\frac{\alpha}{16 \pi^3 F^6} - \frac{\sqrt{\alpha}}{2\pi^{\frac{3}{2}} F^3} \frac{g_{K\pi} g_{K\gamma} (w-m_{K^*}^2)}{(w-m_{K^*}^2)^2+m_{K^*}^2\Gamma_{K^*}^2} + \frac{g_{K\pi}^2 g_{K\gamma}^2}{(w-m_{K^*}^2)^2+m_{K^*}^2\Gamma_{K^*}^2} \right),$$

$$V_{1/2} = \left(\frac{-t}{4m_N^2} - \frac{1}{2} \left(1 + 2 \frac{E_K}{m_N} - \frac{w}{m_N^2} \right) + U_{1/2} \frac{-t-t_{min}}{t^2} \right) (w-(m_K+m_\pi)^2)^{\frac{3}{2}} (w-(m_K-m_\pi)^2)^{\frac{3}{2}},$$

$$t_{min} = \frac{1}{2} \frac{(w-m_{K^*}^2)^2}{U_{1/2}}, \quad U_{1/2} = \left(E_K - \frac{w-m_{K^*}^2}{2m_N} \right)^2 + P_K^2 - w.$$

На первый взгляд это сечение отличается от сечения $d\sigma_0$. Однако, если дальнейшие вычисления проводить для многонуклонных ядер и пучковые каоны релятивистские, то это выражение можно упростить :

$$d\sigma = \frac{\alpha Z^2 V dt dw}{192 \pi^2 w^2} \left(\frac{\alpha}{16 \pi^3 F^6} - \frac{\sqrt{\alpha}}{2\pi^{\frac{3}{2}} F^3} \frac{g_{K\pi} g_{K\gamma} (w-m_{K^*}^2)}{(w-m_{K^*}^2)^2+m_{K^*}^2\Gamma_{K^*}^2} + \frac{g_{K\pi}^2 g_{K\gamma}^2}{(w-m_{K^*}^2)^2+m_{K^*}^2\Gamma_{K^*}^2} \right)$$

$$V = \left(\frac{-t - t_{m_0}}{t^2} \right) (w - (m_K + m_\pi)^2)^{\frac{3}{2}} (w - (m_K - m_\pi)^2)^{\frac{3}{2}} .$$

К точно такому же виду упрощается сечение $d\sigma_o$. Это значит, что учёт спина ядра не приводит к существенным эффектам.

Заключение

Кулоновские взаимодействия K^+ - мезонов с ядром характеризуются когерентным пиком в распределении по квадрату переданного импульса t . Этот пик тем выше и шире, чем больше квадрат эффективной массы образовавшейся $(K\pi)$ - пары w .

Сечение процесса киральной аномалии в диапазоне w от 0.395 GeV^2 до 0.6 GeV^2 составляет 0.64 mbn , что в ≈ 2 раза больше сечения образования $K^*(892)$ - мезона и в ≈ 1.4 раза меньше вклада интерференции между ними.

Коэффициенты в амплитуде взаимодействия в работе [3] не подтверждаются расчётом с использованием парциальных ширин распадов резонансов.

Различия между сечениями взаимодействия каонов на скалярном или на спинорном ядрах незначительны при большой энергии пучка и большом числе нуклонов в ядре.

Список литературы

1. J. Vijnens, Int. J. Mod. Phys. A 8, 3045 (1993).
2. T. Fujiwara et al., Prog. Theor. Phys. 73, 926 (1985).
3. Р. Роголёв, ЯФ, 64, 72, (2001).
4. Bando M., Kugo T. and Yamawaki K., Phys. Rep. (1988), 164, p. 217.
5. Л.Ландау, Е.Лифшиц, Теоретическая физика, том IV,
Квантовая электродинамика, 1989г., стр. 289.
6. Л. Ландсберг, ЯФ, 59, 2161, (1996).