Когерентное образованияи $(K^+\pi^o)$ -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 $(K^o\pi^+)$ так и $(K^+\pi^o)$ -мезонов. Диаграмма d) предсказывается следующим выражением в эффективном действии Весса-Зумино-Виттена [3], возникающем при аномальном нарушении киральной симметрии,

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

где e — заряд протона, $F=93\ MeV$, A_β - вектор электромагнитного поля ядра, K^+, K^- - поля каонов, π^o - поле пиона.

В этом действии нет члена с множителем $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}A_\beta\partial_\mu K^+\partial_\nu K^o\partial_\alpha\pi^-$ или с $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}A_\beta\partial_\mu K^-\partial_\nu K^o\partial_\alpha\pi^+$. Это значит, что в когерентных событиях $K^+Z\to K^o\pi^+Z$, 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:

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

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

Величина $\frac{e}{4\pi^2 F^3}$ имеет размерность. Поэтому, для справедливости этого метода необходимо выполнить условие $|M_o|^2 < 1$. Вычислив $|M_o|^2$, имеем условие на f_t^2 :

$$|M_o|^2 = \frac{\alpha f_t^2}{128\pi^4 F^6}((w+m_K^2-q^2)^2-4\mathrm{w}\, m_K^2) < 1 ,$$

где $\alpha = e^2 \simeq \frac{1}{137}$, 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, q^2 — квадрат импульса виртуального фотона.

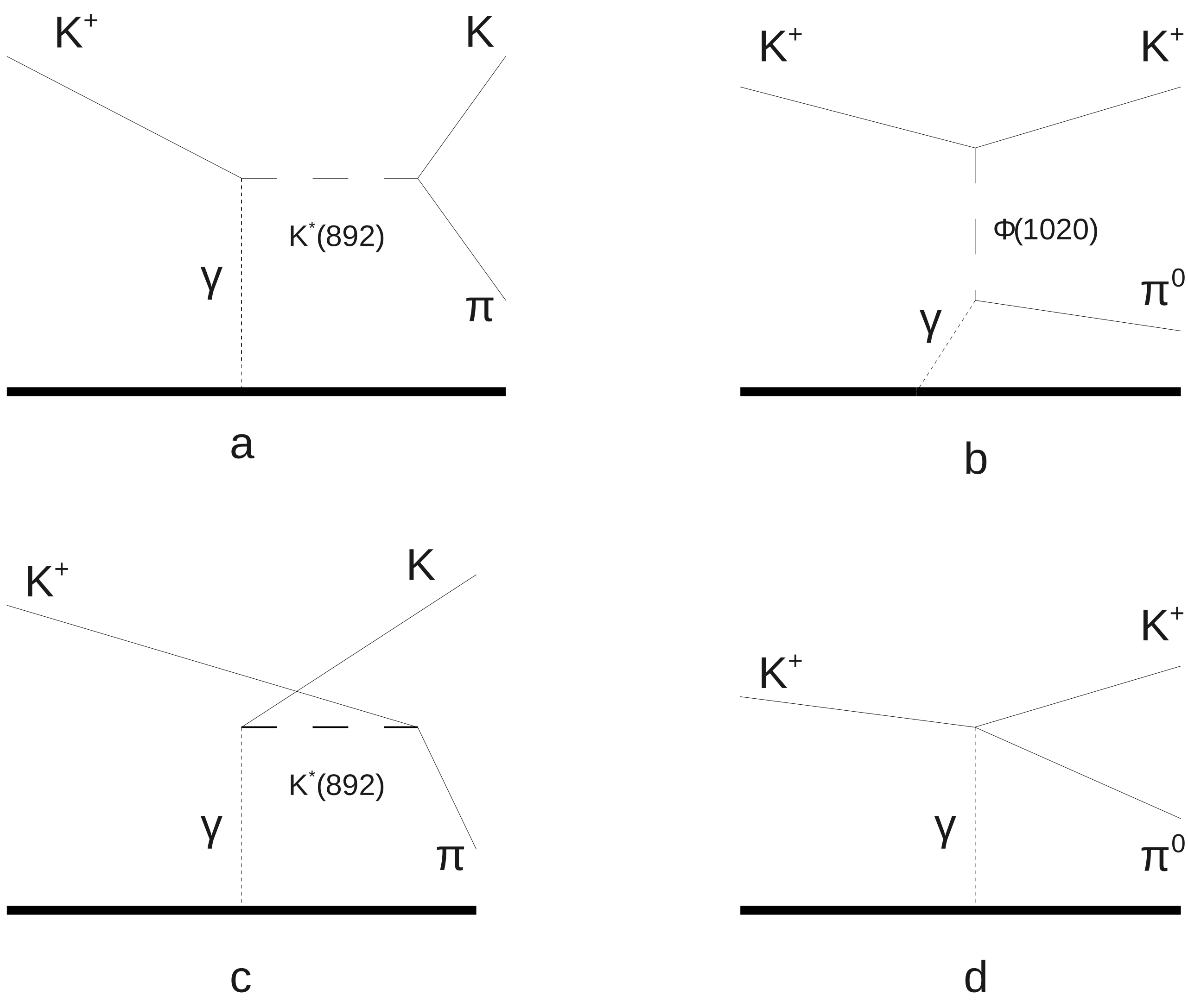

Рис. 1. Когерентное образование пар $(K\pi)$ -мезонов в кулоновском поле ядра: a) - в s- канале через $K^*(892)$ -мезон, b) - в t- канале через $\phi(1020)$ -мезон, c) - в u-канале через $K^*(892)$ -мезон, d) без промежуточных мезонов.

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 $f_t^2 \leqslant f^2$, то получаем, что условие $|M|^2 < 1$ будет выполняться при любых значениях f_t^2 , если $w < 2\ GeV^2$. При этом полагалось $q^2 = -0.008\, GeV^2$ (значение, при котором сечение для ядра меди ограничивается формфактором).
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:

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

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 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 $M_a = M_1 M_2$, где M_1 - амплитуда вероятности образования стабильного $K^*(892)$ - мезона, а M_2 - амплитуда вероятности последующего его распада на $(K\pi)$ - пару:

$$M_1 = eZ\frac{4\pi}{q^2} g_{K\gamma}(p_1+p_2)_\mu \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\nu \lambda^*_\alpha k_\beta ,$$

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

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

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

$$\lambda_\mu \lambda^*_\alpha \to \frac{-g_{\mu\alpha} + k_\mu k_\alpha / m^2}{k^2 - m^2 + i m\Gamma} .$$

Тогда после упрощения и применения закона сохранения энергии-импульса:

$$M_a = 16\pi\, e Z \frac{g_{K\pi}\, g_{K\gamma}}{q^2} \frac{\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\, p_{2\mu}\, b_\nu\, f_\alpha\, p_{1\beta}}{(f+h)^2 - m_{K^*}^2 + i\, m_{K^*}\, \Gamma_{K^*}} \quad ,$$

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 . В последней амплитуде промежуточным является $K^{*+}(892)$ - мезон, если образуется $(K^+\pi^o)$ - пара, и – $K^{*o}(892)$ -мезон, если образуется $(K^o\pi^+)$ - пара.

$$M_b = -8\pi\, e Z \frac{g_{KK}\, g_{\pi\gamma}}{q^2} \frac{\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\, p_{2\mu}\, b_\nu\, f_\alpha\, p_{1\beta}}{(b-f)^2 - m_\Phi^2 + i\, m_\Phi\, \Gamma_\Phi}$$

$$M_c = -8\pi\, e Z \frac{g_{K\pi}\, g_{K\gamma}}{q^2} \frac{\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\, p_{2\mu}\, b_\nu\, f_\alpha\, p_{1\beta}}{(b-h)^2 - m_{K^*}^2 + i\, m_{K^*}\, \Gamma_{K^*}} \quad ,$$

где g_{KK} — постоянная распада $\Phi(1020) \to K^+ K^-$, $g_{\pi\gamma}$ — постоянная распада $\Phi(1020) \to \pi^o \gamma$, $m_\Phi \Gamma_\Phi$ — 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:

$$M = Z \frac{\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}}{q^2} p_{2\mu}\, b_\nu\, f_\alpha\, p_{1\beta} \left(\frac{-2\alpha}{\pi F^3} + \frac{16\pi\, e\, g_{K\pi}\, g_{K\gamma}}{w - m_{K^*}^2 + i\, m_{K^*} \Gamma_{K^*}} - \frac{8\pi\, e\, g_{K\pi}\, g_{K\gamma}}{u - m_{K^*}^2 + i\, m_{K^*} \Gamma_{K^*}} - \frac{8\pi\, e\, g_{KK}\, g_{\pi\gamma}}{v - m_\Phi^2 + i\, m_\Phi \Gamma_\Phi} \right) \tag{2}$$

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:

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

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

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

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

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

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

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

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

В работе [3] предлагается способ проверки модели Bando-Kugo-Yamawaki [4].
В этой модели привлекаются векторные мезоны $(K^*(892),\rho,\omega,\Phi(1020))$ для того, чтобы вместе с псевдоскалярнами мезонами (K,π,η,η') объяснить киральную аномалию.
В статье [3] выписана амплитуда процесса $K\gamma\to K\pi$:

$$A_{K\gamma\to K\pi}=\frac{-ie}{16\pi^2F^3}\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}q_\mu b_\nu h_\alpha\epsilon_\beta\left(C_o+\frac{C_s m_{K^*}^2}{s-m_{K^*}^2+i\sqrt{s}\Gamma_{K^*}}+\frac{C_t m_\rho^2}{t-m_\rho^2}+\frac{C_u m_{K^*}^2}{u-m_{K^*}^2}\right) \qquad (3) \quad .$$

где, в частности, для взаимодействия $K^+\gamma\to K^+\pi^o$ приводятся следующие значения коэффициентов $C_o=2,\ C_s=1,\ C_t=4$ и $C_u=1$. Эти значения определялись из условия, что если в формуле (3) занулить инварианты $s=t=u=0$, то выражение в скобках будет равно $(C_o-C_s-C_t-C_u)=-4$. После умножения его на $\frac{-1}{16}$ получаем $\frac{1}{4}$, 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 $(K^o\pi^+)$ – пары, которые не ожидаются, если в лагранжиане ограничиваться только псевдоскалярными мезонами.

При этом получилось, что амплитуда (3) очень похожа на амплитуду M (формула (2)), за исключением числителей дробей от резонансов. Соотношения коэффициентов в этих формулах тоже отличаются. Например, в амплитуде (3) $\frac{C_s}{C_u}=1$, а в формуле (2) это соотношение равно -2 . Последнее число не равно единице и это можно объяснить тем, что при одинаковых постоянных величинах $g_{K\pi}$ и $g_{K\gamma}$ виртуальный $K^*(892)$ - мезон в процессах на Рис. 1a и 1c переносит разные импульсы ($(f+h)$ и $(b-h)$, соответственно). Аналогично вычисляем отношение коэффициентов в формуле (3) $\frac{C_o}{C_s m_{K^*}^2}=2.52\ GeV^{-2}$. Соответствующее отношение в формуле (2) – $\frac{\alpha}{\pi F^3\,16\pi\ e\ g_{K\pi}\,g_{K\gamma}}=0.82\ GeV^{-2}$. Для правильного сравнения, последнее выражение было поделено ещё на (-2) , поскольку амплитуда (2) вычислялась для коэффициента $\frac{1}{4}$ в лагранжиане (1), а амплитуда (3) – для коэффициента $\frac{-1}{8}$.

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

Bando-Kugo-Yamawaki [4] или когорентное образование $(K\pi)$ - пар можно предсказывать без этой модели по формуле (2)?

Вычисление сечения

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

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

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. 1a и 1d :

$$d\sigma_o = \frac{\alpha\, Z^2 dt\, dw}{192\pi\, w^2} V_o \left(\frac{\alpha}{16\pi^4 F^6} - \frac{\sqrt{\alpha}}{\pi^2 F^3}\, \frac{g_{K\pi}\, g_{K\gamma}\, (w-m^2_{K^*})}{(w-m^2_{K^*})^2+w\Gamma^2_{K^*}} + \frac{4\, g^2_{K\pi}\, g^2_{K\gamma}}{(w-m^2_{K^*})^2+w\Gamma^2_{K^*}}\right) \quad ,$$

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

$$U_o = 1 - \left(1+\frac{E_K}{m_N}\right) \frac{w-m^2_{K^+}}{2P^2_K} \quad , \quad t_{mo} = \frac{(w-m^2_{K^+})^2}{4P^2_K} \quad , \quad G_o = \frac{1}{4P^2_K}\left(1+2\frac{E_K}{m_N}+\frac{m^2_{K^+}}{m^2_N}\right) \quad ,$$

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 $w_{min}=(m_K+m_\pi)^2 \simeq 0.395\ GeV^2$ 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 зависят от w . Например, для ядра меди и для импульса пучкового каона $P_K = 17.7\ GeV$ при $w=w_{min}$ имеем $t_{min} = 1.8\ 10^{-5} GeV^2$ и $t_{max} = 783.4\ GeV^2$.

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 $a^2 = \frac{3}{0.94^2 A^{2/3} 10^{-26} cm^2}$, A – атомный номер ядра [6]. Например, для ядра свинца $a^2 \approx 3.8\ 10^{-3} GeV^2$, для ядра меди – $8.3\ 10^{-3} GeV^2$, для ядра алюминия – $14.7\ 10^{-3} GeV^2$ и для ядра бериллия – $30.5\ 10^{-3} GeV^2$.

Зависимость полученного сечения от t и w показана на Рис. 2. При $w \sim 0.8\, GeV^2$ наблюдается пик от $K^*(892)$ - мезона.

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

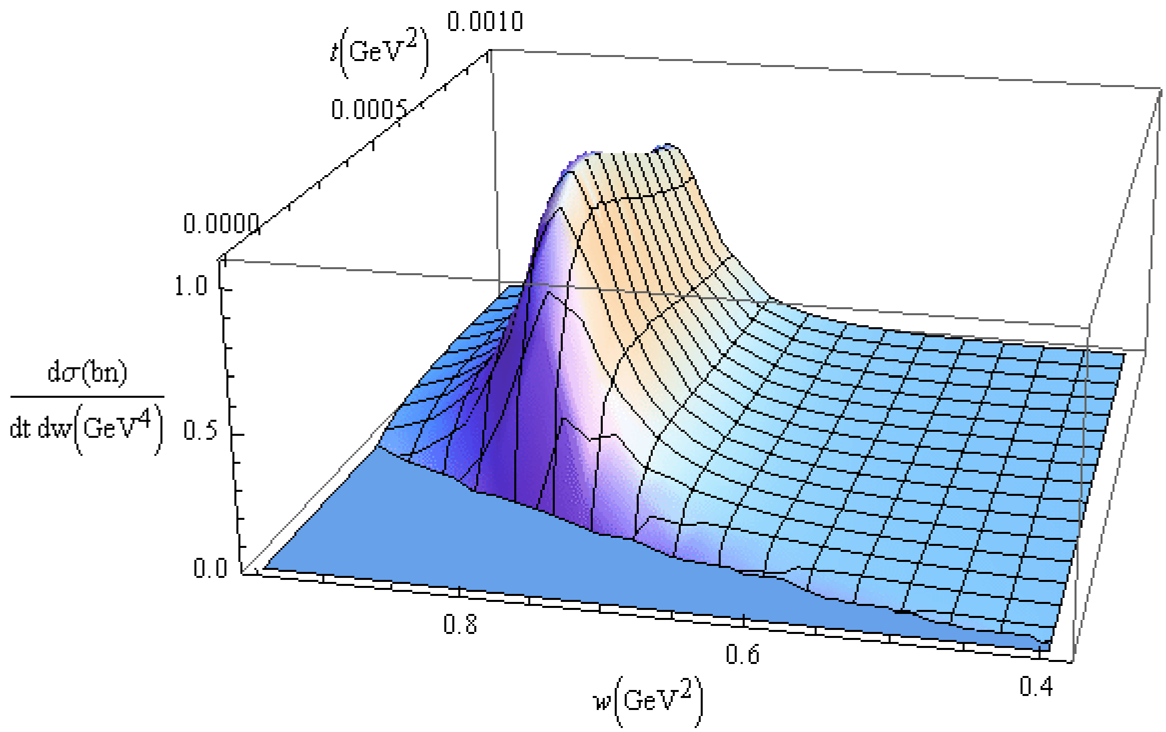

Рис. 2. Сечение при импульсе пучкового каона $17.7\ GeV$ на ядре меди в зависимости от квадрата переданного импульса ядру t и от квадрата эффективной массы образовавшейся $(K\pi)$ – пары w с учётом формфактора.

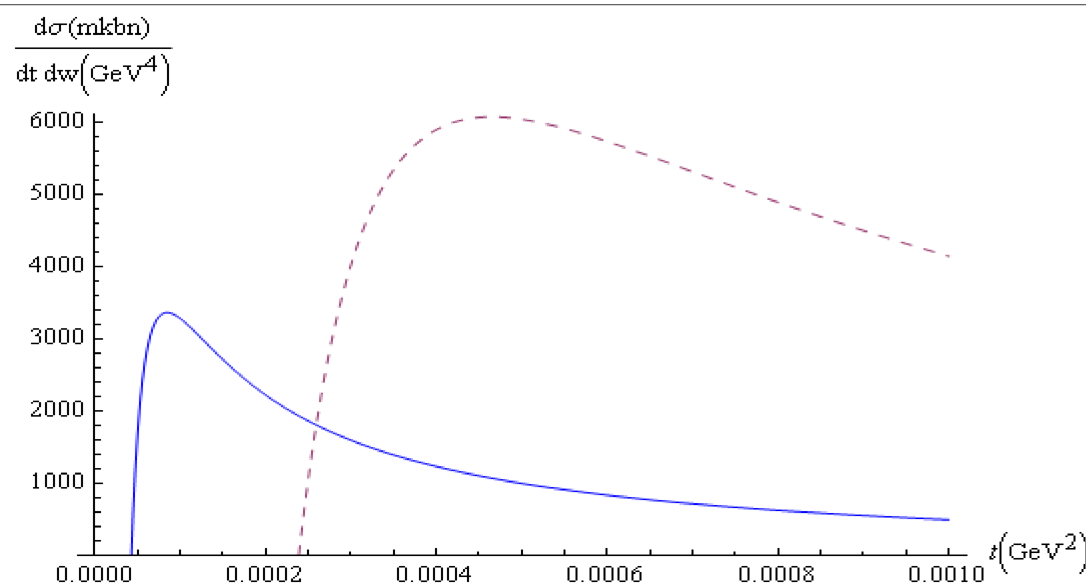

Рис. 3. Сечение диаграммы киральной аномалии (Рис. 1d) в зависимости от квадрата переданного импульса ядру t. Сплошная линия – при $w = 1.2\ w_{min}$, пунктирная – при $w = 2\ w_{min}$.

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

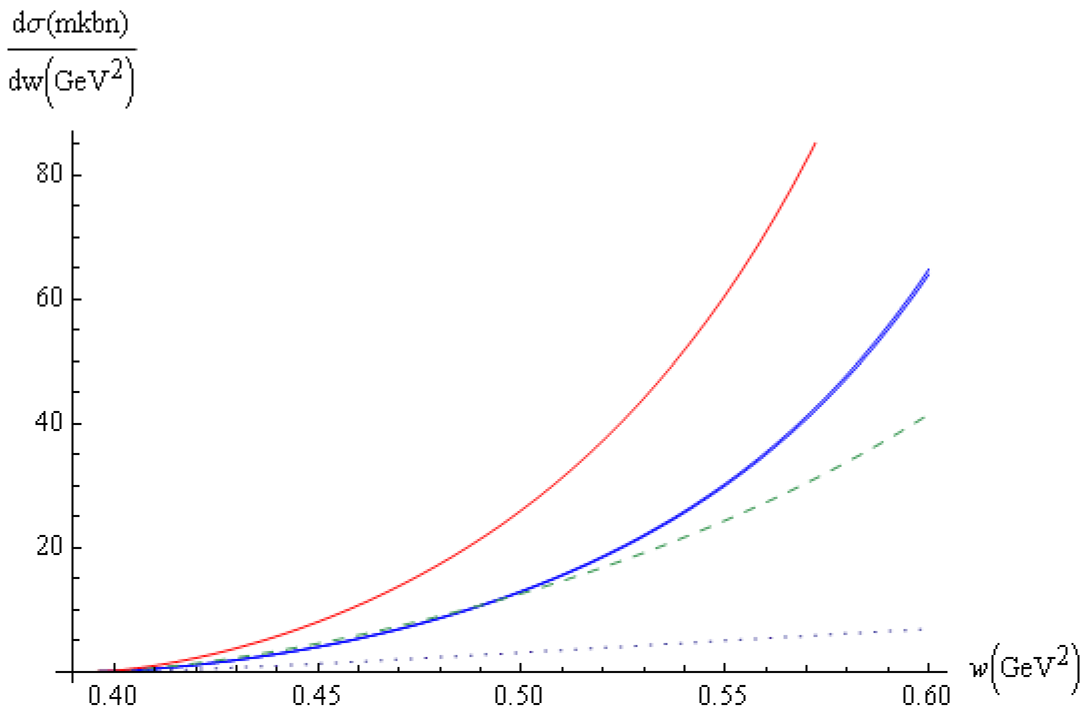

Рис. 4. Зависимость сечений от w. Точечная линия – вклад диаграммы киральной аномалии, сплошная синяя – вклад от диаграммы с $K^*(892)$ – мезоном с распадом на $(K^+\pi^o)$ – пару, сплошная красная – вклад от диаграммы с $K^*(892)$ – мезоном с распадом на $(K^o\pi^+)$ – пару, пунктирная – вклад от интерференции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

Из Рис. 4 видно, что вклад от диаграммы с $K^*(892)$ - мезоном больше вклада киральной аномалии, а вклад от интерференции при значениях $0.4 < w < 0.49(GeV^2)$ чуть больше вклада от $K^*(892)$ - мезона (по распаду на $(K^+\pi^o)$ – пару). Если знак произведения величин $g_{K\pi}\,g_{K\gamma}$ окажется отрицательным, то вклад диаграммы с виртуальным $K^*(892)$ - мезоном практически вудет вычтен вкладом интерференции. Вклады от $K^*(892)$ - мезона с распадами на $(K^+\pi^o)$ и на $(K^o\pi^+)$ – пары отличаются в два раза, что объясняется их парциальными ширинами. Однако, если учесть, что из образовавшихся K^o - мезонов будут регистрироваться, в основном, K_S - мезоны, то вклады от двух этих мод распадов будут близкими.
Сплошная синяя кривая на этом рисунке 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.
Эти же сечения (без моды распада на $(K^o\pi^+)$ – пару), но при больших значениях w, показаны на Рис. 5.

Если проинтегрировать сечение киральной аномалии в диапазоне w от $0.395\ GeV^2$ до $0.6\ GeV^2$, то получим $0.64\ mkbn$. Это позволяет ожидать одно событие в час, если мишенью будет медная пластинка толщиной 2mm при интенсивности пучка каонов $2.4\ 10^5$ за сброс и длительности цикла 9 сек. В том же диапазоне по w и при тех же условиях ожидается шесть событий в час с промежуточным $K^*(892)$ - мезоном (с сечением $3.8\ mkbn$ для моды распада на $(K^+\pi^o)$ – пару) и пять событий в час от интерференции (с сечением $3.0\ mkbn$).

Аналогично, проинтегрировав сечение диаграммы с виртуальным $K^*(892)$ - мезоном в диапазоне w от $0.7\ GeV^2$ до $0.9\ GeV^2$, получим $244.7\ mkbn$. Это соответствует четырёмстам событиям в час, если регистрировать $K^*(892)$ - мезон по распаду на $K^+\pi^o$ – пару при той же интенсивности пучка.

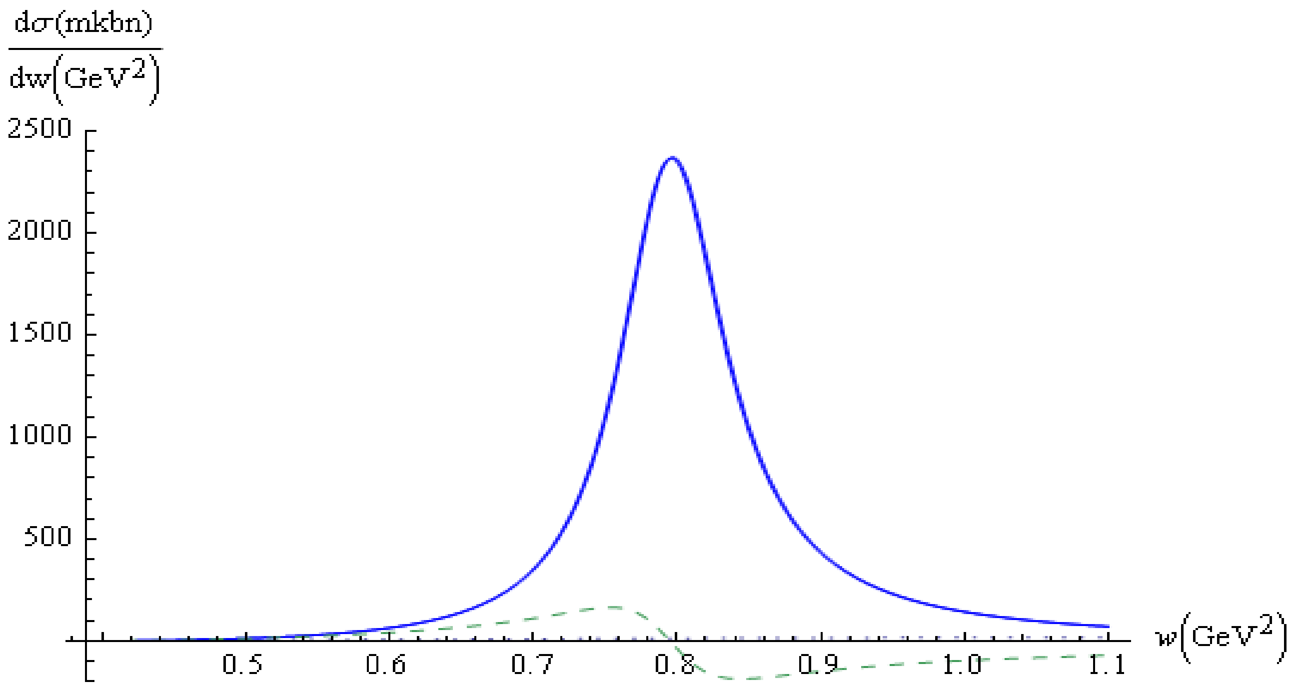

Рис. 5. Зависимость сечений от w. Точечная линия – вклад диаграммы киральной аномалии, сплошная – вклад от диаграммы с $K^*(892)$ - мезоном с распадом на $(K^+\pi^o)$ – пару, пунктирная – вклад от их интерференции.

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. 1а и 1d получаем сечение в следующем виде:

$$d\sigma_{1/2} = \frac{\alpha Z^2 V_{1/2} dt\, dw}{384\pi\, w^2 P_K^2}\left(\frac{\alpha}{16\pi^4 F^6} - \frac{\sqrt{\alpha}}{\pi^2 F^3}\frac{g_{K\pi}\, g_{K\gamma}(w-m_{K^*}^2)}{(w-m_{K^*}^2)^2+m_{K^*}^2\Gamma_{K^*}^2} + \frac{4\, g_{K\pi}^2\, g_{K\gamma}^2}{(w-m_{K^*}^2)^2+m_{K^*}^2\Gamma_{K^*}^2}\right) ,$$

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

$$t_{min} = \frac{1}{2}\frac{(w-m_{K^+}^2)^2}{U_{1/2}} , \qquad U_{1/2} = \left(E_K - \frac{w-m_K^2}{2\mathrm{m}_N}\right)^2 + P_K^2 - w .$$

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

$$d\sigma = \frac{\alpha Z^2 V\, dt\, dw}{192\pi\, w^2}\left(\frac{\alpha}{16\pi^4 F^6} - \frac{\sqrt{\alpha}}{\pi^2 F^3}\, \frac{g_{K\pi}\, g_{K\gamma}\, (w - m_{K^*}^2)}{(w - m_{K^*}^2)^2 + m_{K^*}^2 \Gamma_{K^*}^2} + \frac{4\, g_{K\pi}^2\, g_{K\gamma}^2}{(w - m_{K^*}^2)^2 + m_{K^*}^2 \Gamma_{K^*}^2}\right)$$

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

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 $0.64\ mkbn$, что в несколько раз меньше сечения образования $K^*(892)$ - мезона и 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.

Список литературы

1. J. Bijnens, Int. J. Mod. Phys. A 8, 3045 (1993).
2. T. Fujiwara et al., Prog. Theor. Phys. 73, 926 (1985).
3. Р. Рогалёв, 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).