



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2012–1  
ОЭФ

В.С. Буртовой

**Когерентное образование пар  $(K^+ \pi^0)$  -мезонов  
на ядрах в пучке заряженных каонов**

Направлено в ЯФ

Протвино 2012

**Аннотация**

Буртовой В.С. Когерентное образование пар  $(K^+ \pi^0)$  -мезонов на ядрах в пучке заряженных каонов: Препринт ИФВЭ 2012–1. – Протвино, 2012. – 16 с., 9 рис., библиогр.: 8.

Для кулоновского взаимодействия  $K^+$  -мезонов с ядром вычисляются амплитуды и сечения когерентного образования пар  $(K^+ \pi^0)$  -мезонов от киральной аномалии и диаграмм с промежуточными  $K^*(892)$  и  $\phi(1020)$  -мезонами. Приводится ожидаемое число таких событий на установке «ОКА».

**Abstract**

Burtovoy V.S. Coherent Production of  $(K^+ \pi^0)$  -Pairs by Charged Kaons on Nuclei: IHEP Preprint 2012–1. – Protvino, 2012. – p. 16, figs. 9, refs.: 8.

The calculation of coherent amplitudes and cross sections was made for  $(K^+ \pi^0)$  -pairs production by chiral anomaly and propagated vector mesons in interactions of charged kaons with nuclei. The expected numbers of such events for “ОКА” detector are presented .

## Введение

Когерентные кулоновские взаимодействия заряженных мезонов с ядром характеризуются малыми значениями квадрата переданного импульса ядру  $t$ , а сечение пропорционально квадрату электрического заряда ядра. Такие процессы с образованием  $\pi^+\pi^0$  и  $\pi^-\pi^0$  изучались ранее на установке «СИГМА» [1] в пучке  $\pi^-$ -мезонов на ядрах углерода, алюминия и железа, а в другом эксперименте на установке «ВЕС» [2] изучалось кулоновское образование системы  $\eta\pi^-$  на ядрах бериллия.

Целью настоящей работы является вычисление сечения когерентного образования пар  $(K^+\pi^0)$ -мезонов заряженными каонами в кулоновском поле ядра меди и оценка возможности обнаружения нарушения киральной симметрии [3-6] в эксперименте на установке «ОКА».

## Вычисление амплитуды

В пучке каонов происходит когерентное образование пар  $(K\pi)$ -мезонов в различных подпроцессах. Основные из них показаны на Рис. 1. Диаграмма d) отвечает киральной аномалии и описывается следующим выражением в эффективном действии Весса-Зумино-Виттена [5]:

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

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

В этом действии нет члена с множителем  $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} A_\beta \partial_\mu K^+ \partial_\nu K^0 \partial_\alpha \pi^-$  и это означает, что в когерентных событиях  $K^+ Z \rightarrow K^0 \pi^+ Z$  нет вклада от киральной аномалии. Этим свойством можно воспользоваться при выделении аномальных событий в эксперименте. Амплитуда вероятности верхней части диаграммы Рис. 1d (без линий ядра) 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  $q_\mu, \epsilon_\beta$  – 4-импульс и поляризация фотона,  $b_\nu$  – 4-импульс пучкового каона,  $h_\alpha$  – 4-импульс образовавшегося пиона.

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

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

где  $f_i^2$  – 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.

С другой стороны, можно вычислить 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,  $m_\pi^2$  – квадрат массы образовавшегося пиона. Поскольку  $f_i^2 \leq f^2$ , то получаем, что условие  $|M_o|^2 < 1$  будет выполняться при любых возможных значениях  $f_i^2$ , если  $w < 1.04 \text{ GeV}^2$ .

Минимальное значение  $w$  составляет  $w_{min} = (m_K + m_\pi)^2 \approx 0.395 \text{ GeV}^2$ , таким образом  $0.395 < w < 1.04 (\text{GeV}^2)$ .

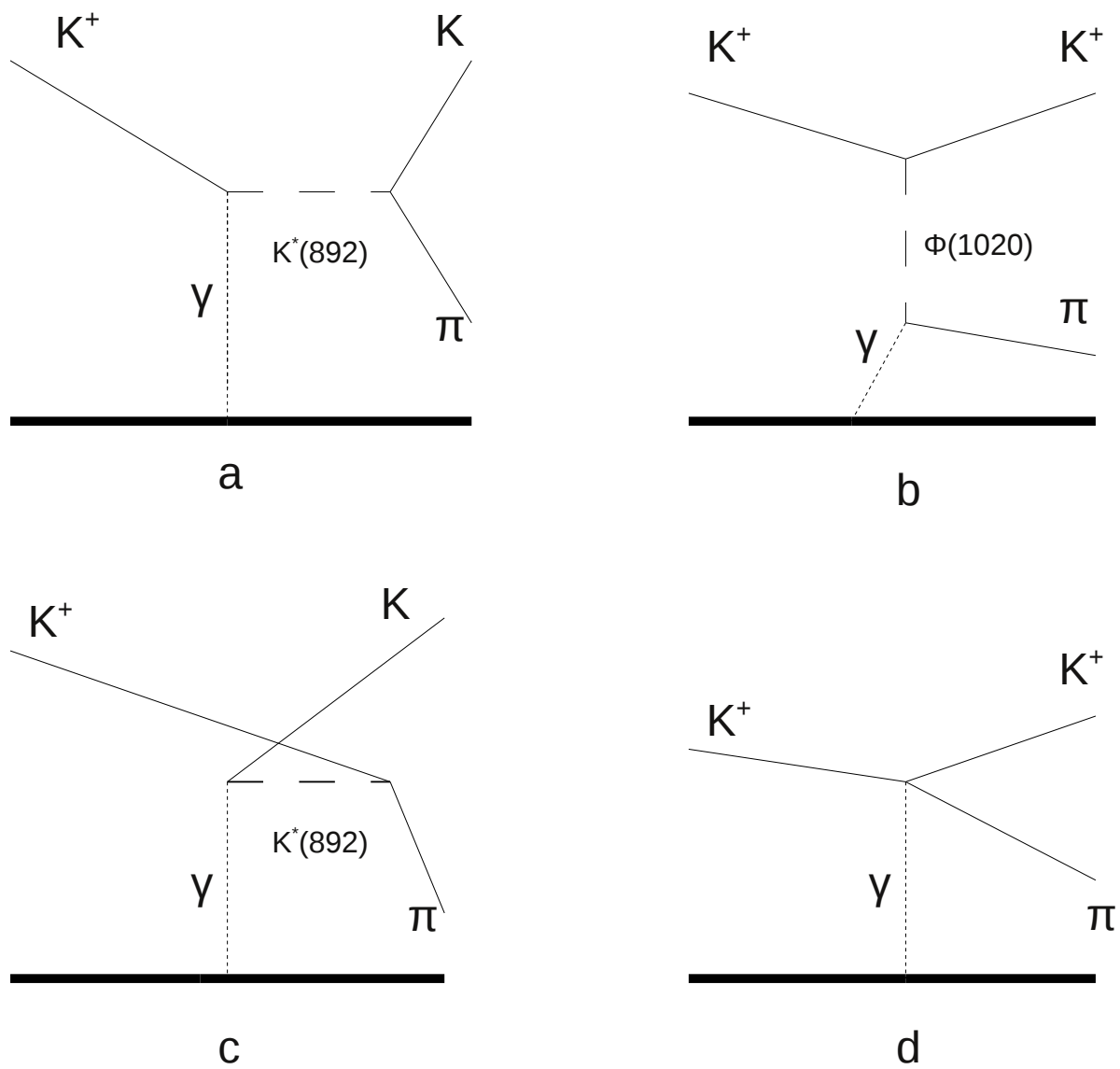


Рис. 1. Когерентное образование пар  $(K\pi)$  -мезонов в кулоновском поле ядра: а) в s- канале через  $K^*(892)$  -мезон, б) в t- канале через  $\phi(1020)$  -мезон, с) в u- канале через  $K^*(892)$  -мезон, д) по киральной аномалии.

Амплитуду вероятности диаграммы на Рис. 1d для нулевого спина ядра можно написать 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-импульсы ядра до и после взаимодействия, соответственно. 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  $k_\beta, \lambda_\alpha$  – 4-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 поляризации  $\lambda_\mu \lambda_\alpha^*$  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 про-

межуточным  $K^{*+}(892)$  -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:

$$M = A \left( \frac{2\alpha}{\pi F^3} - \frac{4e g_{K\pi}g_{K\gamma}}{w - m_{K^*}^2 + im_{K^*} \Gamma_{K^*}} + \frac{2e g_{K\pi}g_{K\gamma}}{u - m_{K^*}^2 + im_{K^*} \Gamma_{K^*}} + \frac{2e g_{KK}g_{\pi\gamma}}{v - m_\Phi^2 + im_\Phi \Gamma_\Phi} \right), \quad (2)$$

$$\text{где } A = Z \frac{\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}}{q^2} p_{2\mu} b_\nu f_\alpha p_{1\beta}, \quad w = (f+h)^2, \quad u = (b-h)^2, \quad v = (b-f)^2.$$

Сумма этих инвариантов равна:

$$w + u + v = 2m_K^2 + m_\pi^2 + q^2.$$

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 фазы, поскольку ширины выражаются через квадраты модуля 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  $\Phi(1020) \rightarrow \pi^0 \gamma$ .

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

$$M = D \left( 1 - \frac{0.22 m_{K^*}^2}{w - m_{K^*}^2 + i m_{K^*} \Gamma_{K^*}} + \frac{0.11 m_{K^*}^2}{u - m_{K^*}^2 + i m_{K^*} \Gamma_{K^*}} + \frac{0.018 m_\Phi^2}{v - m_\Phi^2 + i m_\Phi \Gamma_\Phi} \right) \quad (2a)$$

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

Из этой формулы видно, как соотносятся между собой четыре амплитуды. Вклады резонансных амплитуд будут минимальными, если инварианты  $w, u$  и  $v$  будут принимать значения вдали от значений квадратов масс соответствующих резонансов, например, при  $w \approx w_{min} = (m_K + m_\pi)^2$ .

### Вычисление сечения процесса $K^+ Z \rightarrow K^+ \pi^0 Z$

Имея амплитуду  $M$  (2), мы можем вычислить сечение [7]:

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

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,  $s = (b + p_1)^2$ . Для упрощения вычислений предполагалось, что  $|v| \ll m_\Phi^2$ . Тогда



$u \simeq 2m_K^2 + m_\pi^2 + t - w$  , где  $t = q^2$  . После интегрирования этого выражения с амплитудой для 4 диаграмм на Рис. 1 получаем зависимость сечения от  $t$  и  $w$  , состоящее из 4 квадратов модулей амплитуд и 6 интерференционных членов. Полученные выражения имеют следующий вид:

$$\frac{d\sigma_o}{dw dt} = \frac{d\sigma_{o1}}{dw dt} + \frac{d\sigma_{o2}}{dw dt} + \frac{d\sigma_{o3}}{dw dt} + \frac{d\sigma_{o4}}{dw dt} ,$$

$$\frac{d\sigma_{o1}}{dw dt} = V_o \left( \frac{4\pi g_{KK}^2 g_{\pi\gamma}^2}{m_\phi^2 (m_\phi^2 + \Gamma_\phi^2)} + \frac{4\pi g_{K\pi}^2 g_{K\gamma}^2}{Y^2 + \eta^2} + \frac{8\pi g_4 (\eta \Gamma_\phi - Y m_\phi)}{m_\phi (m_\phi^2 + \Gamma_\phi^2) (Y^2 + \eta^2)} \right) ,$$

$$\frac{d\sigma_{o2}}{dw dt} = V_o \frac{4}{F^3} \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \left( Y \frac{g_{K\pi} g_{K\gamma}}{Y^2 + \eta^2} - \frac{g_{KK} g_{\pi\gamma}}{m_\phi^2 + \Gamma_\phi^2} \right) ,$$

$$\frac{d\sigma_{o3}}{dw dt} = V_o \left( -\frac{16\pi g_4 (\eta \Gamma_\phi - X m_\phi)}{m_\phi (m_\phi^2 + \Gamma_\phi^2) (X^2 + \eta^2)} - \frac{16\pi g_{K\pi}^2 g_{K\gamma}^2 (XY + \eta^2)}{(X^2 + \eta^2) (Y^2 + \eta^2)} \right) ,$$

$$\frac{d\sigma_{o4}}{dw dt} = V_o \left( \frac{\alpha}{\pi^2 F^6} - \frac{8X}{F^3} \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \frac{g_{K\pi} g_{K\gamma}}{X^2 + \eta^2} + \frac{16\pi g_{K\pi}^2 g_{K\gamma}^2}{X^2 + \eta^2} \right) ,$$

$$V_o = \frac{-\alpha Z^2}{3072\pi^3 w^2} \left( \frac{U_o}{t} + \frac{t_{mo}}{t^2} + G_o \right) (w - (m_K + m_\pi)^2)^{\frac{3}{2}} (w - (m_K - m_\pi)^2)^{\frac{3}{2}} ,$$

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

$$\eta = m_{K^*} \Gamma_{K^*} , \quad g_4 = g_{KK} g_{\pi\gamma} g_{K\pi} g_{K\gamma} , \quad X = w - m_{K^*}^2 , \quad Y = t - w + 2m_{K^+}^2 - m_\pi^2 - m_{K^*}^2 ,$$

где  $E_K, P_K$  – энергия и импульс пучкового каона в лабораторной системе отсчёта. Из этой формулы следует, что зависимость сечения от  $w$  и  $t$  имеет пороговый характер с минимальными значениями  $w_{min} = (m_K + m_\pi)^2$  и  $t_{min} \approx t_{mo}$  . При  $|t| \approx 2 t_{mo}$  сечение имеет пик, который тем уже, чем меньше  $w$  . Переменная  $|t|$  имеет максимальное значение  $t_{max}$  , которое тоже зависят от  $w$  . Например, для ядра меди и для импульса пучкового каона  $P_K = 17.7 GeV$  при  $w = w_{min}$  имеем  $t_{min} = 1.8 \cdot 10^{-5} GeV^2$  и  $t_{max} = 783.4 GeV^2$  .

При вычислении сечения когерентного взаимодействия каона с ядром неявно предполагалось, что ядро имеет малые размеры или взаимодействия происходят при малых  $|t|$ . Вклад больших  $|t|$  в сечение можно ограничить, если умножить его на форм-фактор 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 [8]. 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  $\frac{d\sigma_o}{dt dw} e^{\frac{t}{a^2}}$  от  $t$  и  $w$  показана на Рис. 2. Из рисунка видно, как с ростом  $w$  увеличивается пороговое значение  $t_{min}$ . При  $w \sim 0.8 \text{ GeV}^2$  наблюдается пик от  $K^*(892)$ -мезона.

Если ограничиться только вкладом 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. Эти графики были вычислены только для одного из десяти слагаемых  $V_o \frac{\alpha}{\pi^2 F^6}$  в выражении для

$\frac{d\sigma_{o4}}{dw dt}$ . После интегрирования произведения  $\frac{d\sigma_o}{dt dw} e^{\frac{t}{a^2}}$  по  $t$  получаем сечение в зависимости от  $w$ . Наименьшие значения сечения (в пределах  $0.08 \mu \text{ bn/GeV}^2$ ) дают квадраты модуля амплитуд для диаграмм с промежуточным  $\Phi(1020)$ -мезоном (Рис. 1b), с промежуточным  $K^*(892)$ -мезоном в  $u$ -канале (Рис. 1c) и выражение для их интерференции. Эти три зависимости показаны на Рис. 4. Они соответствуют трём слагаемым в выражении для  $\frac{d\sigma_{o1}}{dw dt}$ . На Рис. 5 показаны четыре зависимости от  $w$ ,

полученные после интегрирования по  $t$  выражения  $(\frac{d\sigma_{o2}}{dt dw} + \frac{d\sigma_{o3}}{dt dw}) e^{\frac{t}{a^2}}$  для вкладов интерференции между диаграммами на Рис. 1. Эти кривые ограничены в пределах  $\pm 4 \mu \text{ bn/GeV}^2$ .

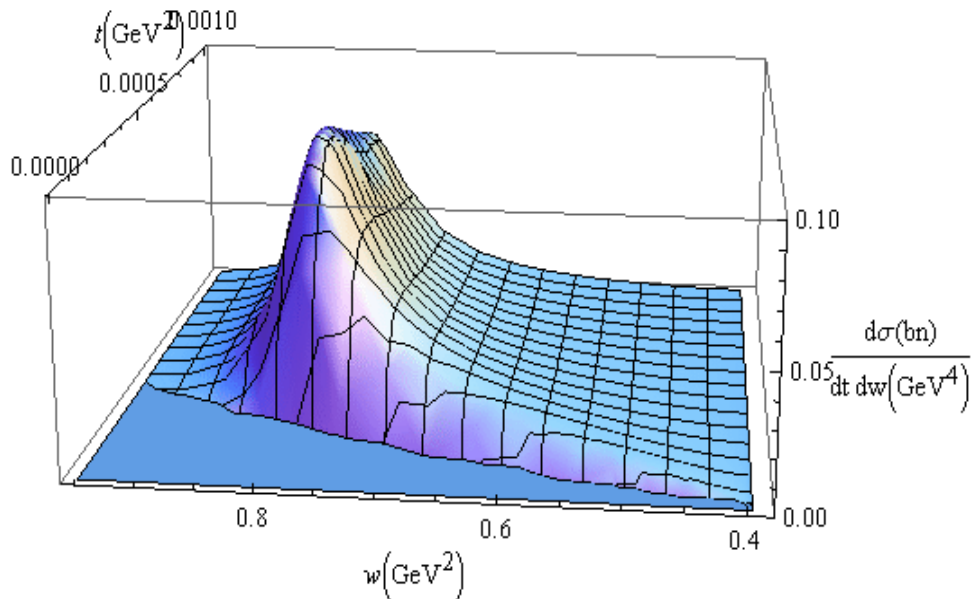


Рис. 2. Сечение для всех диаграмм Рис. 1 при импульсе пучкового каона  $17.7 \text{ GeV}$  на ядре меди в зависимости от квадрата переданного импульса ядру  $|t|$  и от квадрата эффективной массы образовавшейся  $(K \pi)$ -пары  $w$  с учётом формфактора.

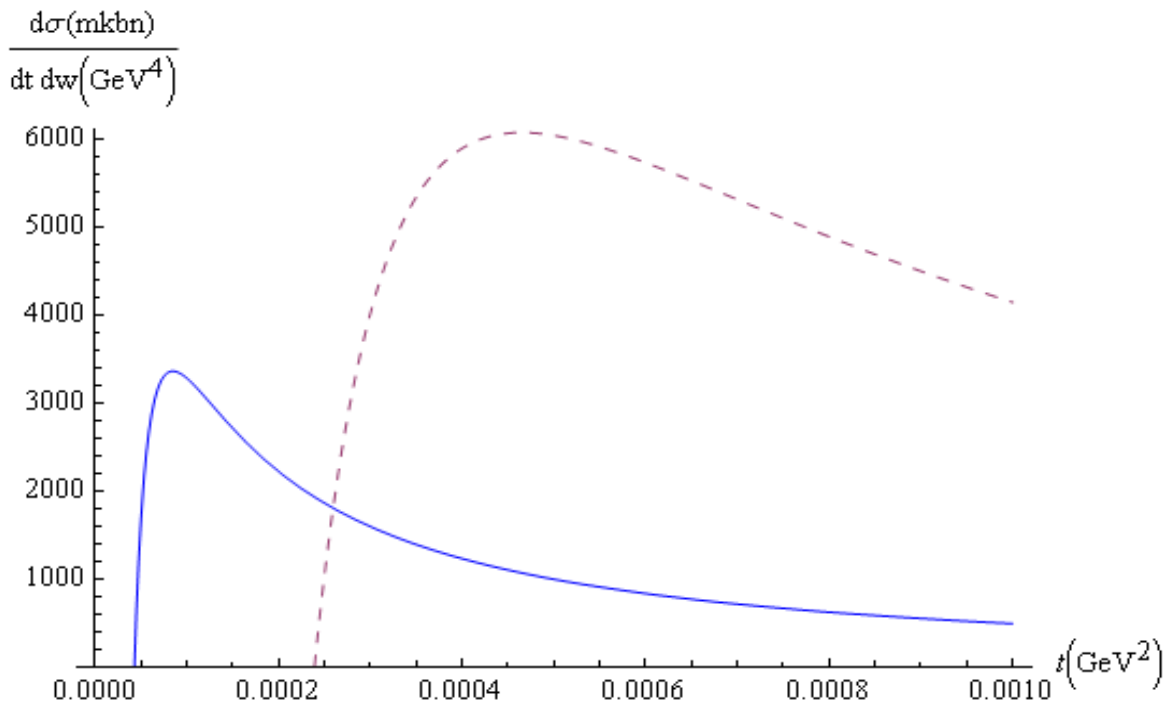


Рис. 3. Сечение диаграммы киральной аномалии (Рис. 1d) в зависимости от квадрата переданного импульса ядру  $|t|$ . Сплошная линия – при  $w = 1.2 w_{min}$ , пунктирная – при  $w = 2 w_{min}$ .

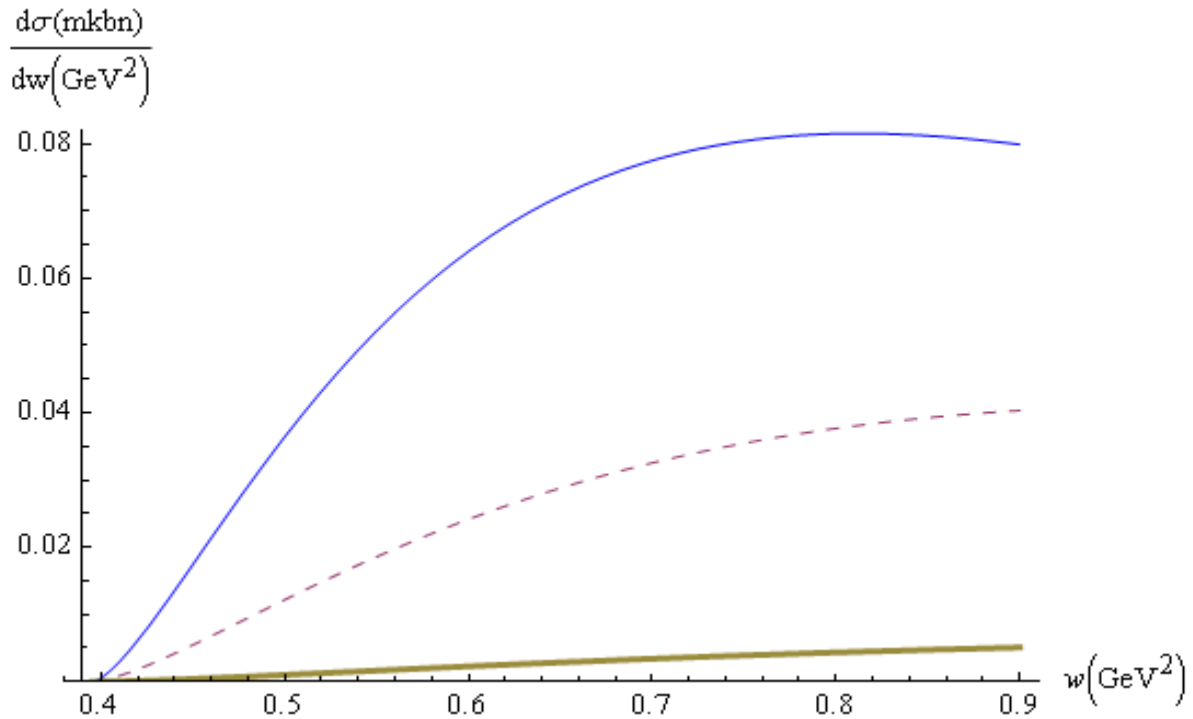


Рис. 4. Зависимость сечения от  $w$ . Сплошная тонкая линия – для диаграммы с промежуточным  $K^*(892)$ -мезоном в  $u$ -канале (Рис. 1с), сплошная толстая линия – для диаграммы с промежуточным  $\Phi(1020)$ -мезоном (Рис. 1б), пунктирная линия – вклад их интерференции.

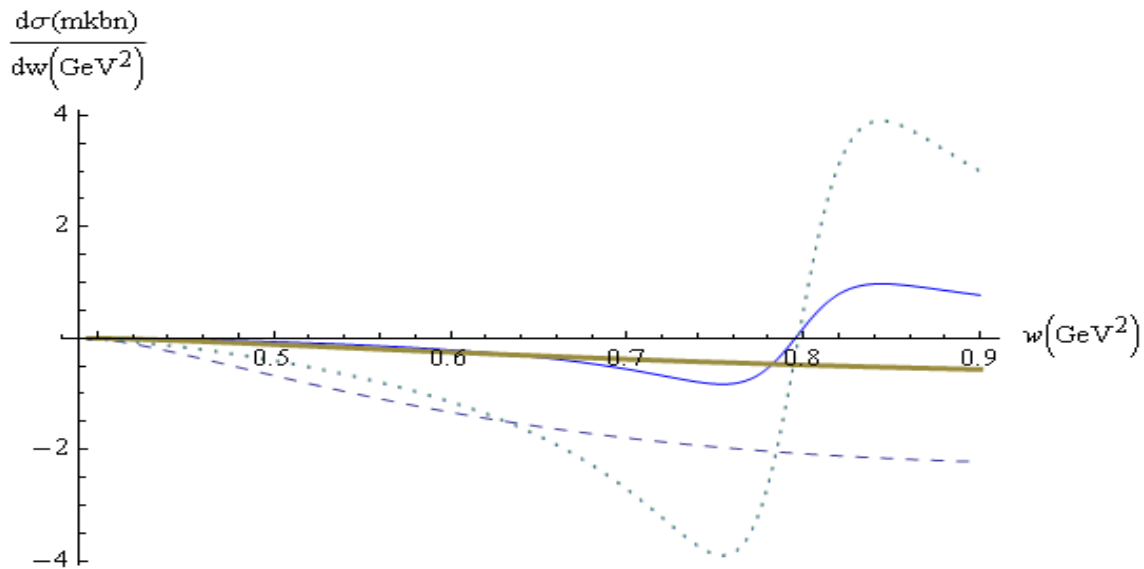


Рис. 5. Зависимость сечения от  $w$ . Тонкая линия – вклад интерференции  $\Phi(1020)$ -мезона и  $K^*(892)$ -мезона в  $s$ -канале, толстая линия – вклад интерференции киральной аномалии и  $\Phi(1020)$ -мезона, пунктирная линия – вклад интерференции киральной аномалии и  $K^*(892)$ -мезона в  $u$ -канале, точечная линия – вклад интерференции  $K^*(892)$ -мезона в  $s$  и  $u$ - канале,

На Рис. 6 и 7 показаны три зависимости от  $w$ , полученные после интегрирования по  $t$  выражения  $\frac{d\sigma_{o4}}{dt dw} e^{\frac{t}{a^2}}$  для диаграммы киральной аномалии (Рис. 1d), диаграммы с промежуточным  $K^*(892)$ -мезоном в s-канале (Рис. 1a) и интерференции между ними. Из этих рисунков видно, что у порога ( $w \simeq 0.4(GeV^2)$ ) вклады от киральной аномалии и интерференции приблизительно одинаковы, а сечение для диаграммы с промежуточным  $K^*(892)$ -мезоном в s-канале меньше. 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 вычтется вкладом интерференции. Соотношение между этими сечениями значительно меняется при  $w \simeq 0.8(GeV^2)$ , где сечение от  $K^*(892)$ -мезона самое большое, а вклад от интерференции меняет знак. Для сравнения, на этих же рисунках толстой линией показано суммарное значение остальных семи вкладов в сечении.

Из Рис. 8 видно, что разность между суммарным сечением для всех десяти вкладов и сечением, вычисленным только для диаграммы с промежуточным  $K^*(892)$ -мезоном в s-канале, в основном, определяется вкладом интерференции между диаграммами киральной аномалии и с  $K^*(892)$ -мезоном в s-канале. Таким образом, в эксперименте можно попытаться выделить сигнал от киральной аномалии по форме и положению пика в распределении по эффективной массе  $(K^+\pi^0)$ -пары  $m$ .

Зависимости сечения образования  $(K^+\pi^0)$ -пары от импульса пучкового каона  $P_k$  при двух значениях  $w$  показаны на Рис. 9. Наблюдается медленный рост с увеличением  $P_k$  и сечение при  $w = 0.8(GeV^2)$  значительно больше, чем при  $w = 0.5(GeV^2)$  потому, что  $V_o \sim ((w - m_K^2 - m_\pi^2)^2 - 4m_K^2 m_\pi^2)^{\frac{3}{2}} / w^2$  есть возрастающая функция от  $w$  и значение  $w = 0.8(GeV^2)$  практически совпадает с квадратом массы  $K^*(892)$ -мезона.

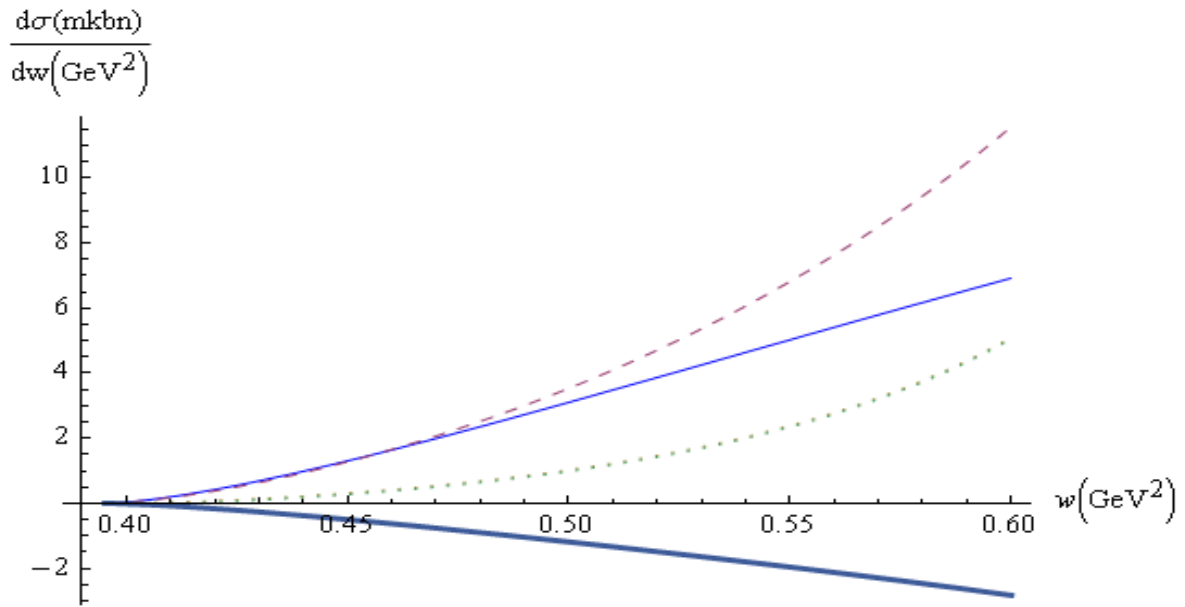
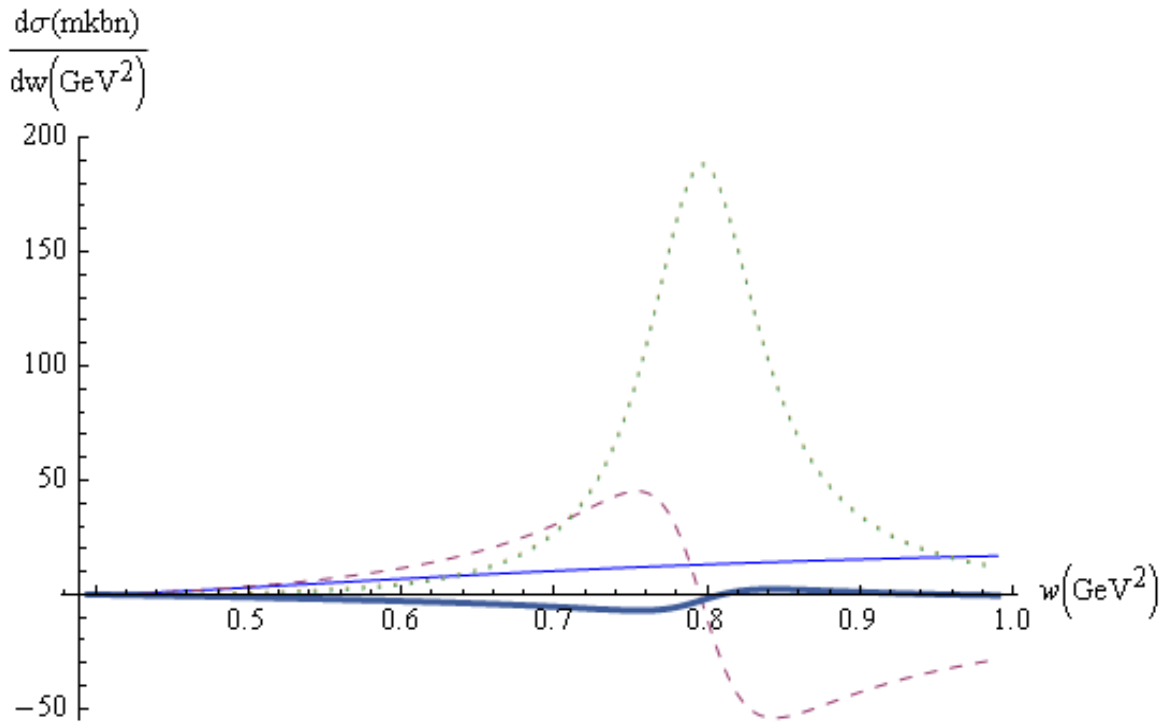


Рис. 6, 7. Зависимость сечения от  $w$ . Тонкая линия – вклад киральной аномалии (Рис. 1d), точечная линия – вклад диаграммы с промежуточным  $K^*(892)$ -мезоном в s-канале (Рис. 1a), пунктирная линия – вклад интерференции между ними, толстая линия – суммарное значение остальных семи вкладов в сечении.



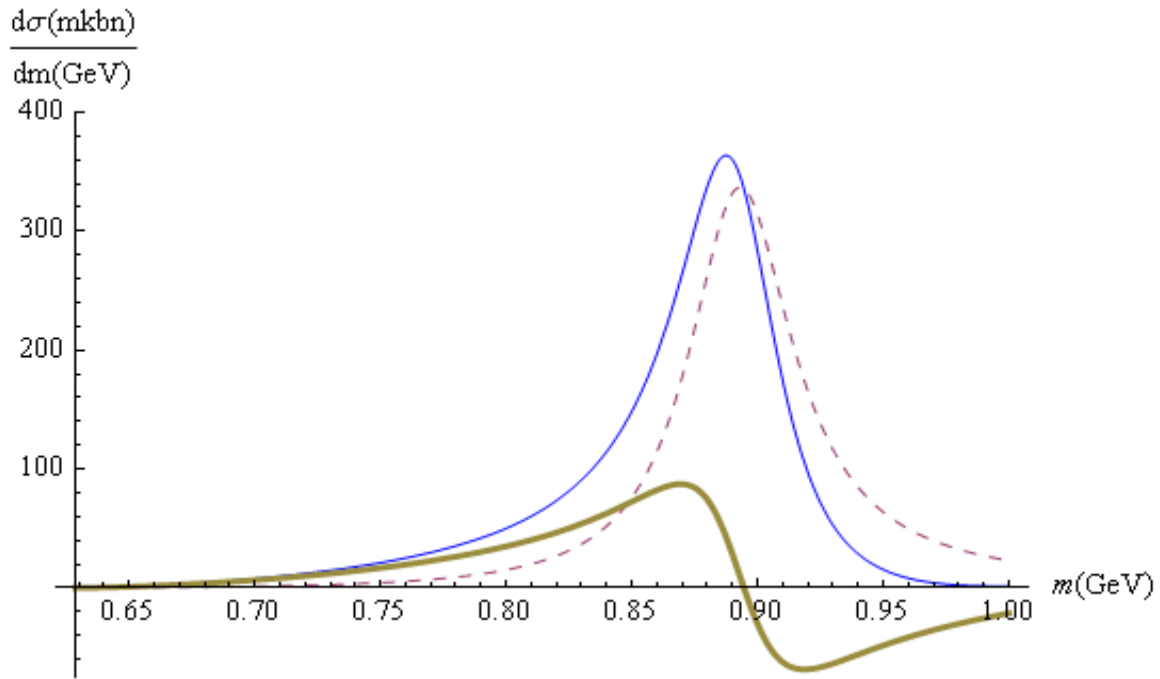


Рис. 8. Зависимость сечения от  $m = \sqrt{w}$ . Тонкая линия – суммарное значение всех десяти вкладов в сечение, пунктирная линия – вклад диаграммы с промежуточным  $K^*(892)$ -мезоном в s-канале (Рис. 1а), толстая линия – разница между ними.

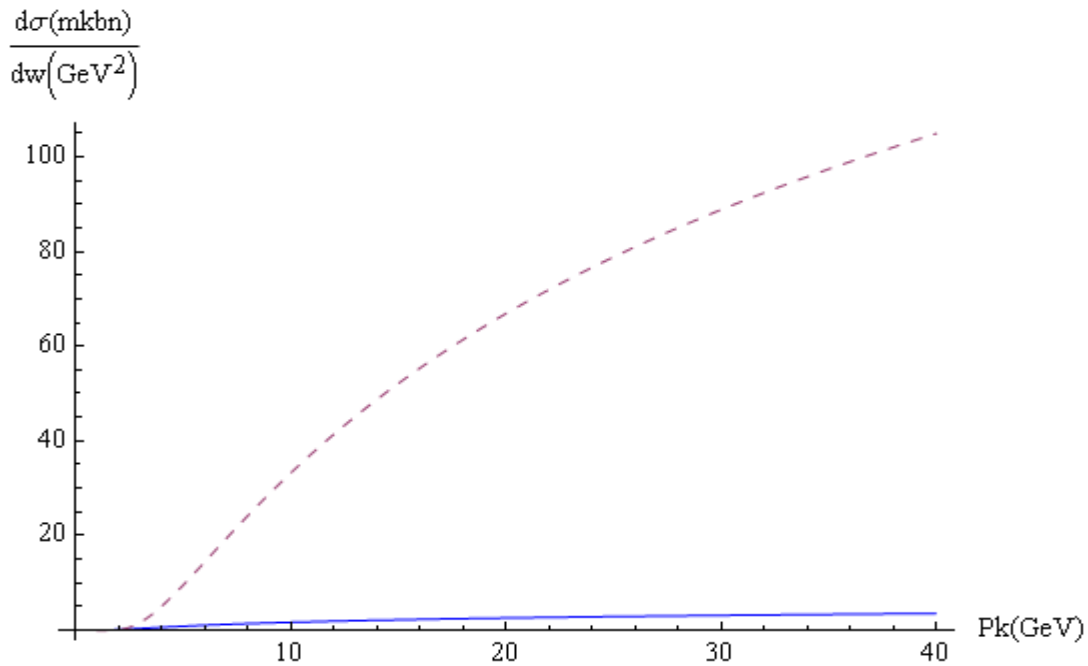


Рис. 9. Сечение в зависимости от импульса пучкового каона в лабораторной системе отсчёта. Сплошная линия – при  $w = 0.5 \text{ GeV}^2$ , пунктирная – при  $w = 0.8 \text{ GeV}^2$ .

Если вычислять сечение взаимодействия каона с ядром, спин которого равен  $\hbar/2$ , 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, по сравнению с сечением для ядра со спином 0, изменится только зависимость выражения  $V_o$  от  $t$ :

$$\tilde{V}_o = \frac{-\alpha Z^2}{6144 \pi^3 w^2 P_K^2} \left( \frac{t}{4m_N^2} + G_{1/2} + U_{1/2} \frac{t+t_{min}}{t^2} \right) (w - (m_K + m_\pi)^2)^{\frac{3}{2}} (w - (m_K - m_\pi)^2)^{\frac{3}{2}},$$

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

Как видно из формулы для  $\tilde{V}_o$ , в скобках появилось слагаемое с линейной зависимостью по  $t$  ( $t/(4m_N^2)$ ). Однако, если импульс пучкового каона  $P_K \gg \sqrt{w}$ , то формулы для  $V_o$  и  $\tilde{V}_o$  приводятся к одному виду:

$$V_o = \tilde{V}_o = \frac{-\alpha Z^2}{3072 \pi^3 w^2} \left( \frac{t+t_{mo}}{t^2} \right) (w - (m_K + m_\pi)^2)^{\frac{3}{2}} (w - (m_K - m_\pi)^2)^{\frac{3}{2}}.$$

Это означает, что при больших импульсах пучка каонов когерентное образование пар  $(K^+ \pi^0)$ -мезонов не зависит от спина ядра.

### Оценка числа событий на установке «ОКА»

Если проинтегрировать сечение киральной аномалии для ядра меди при импульсе пучка каонов  $17.7 \text{ GeV}/c$  в диапазоне  $0.395 < w < 0.6 (\text{GeV}^2)$ , то получим  $0.64 \mu \text{bn}$ . Это позволяет ожидать одно событие в час, если мишенью будет медная пластина толщиной 2 мм при интенсивности пучка каонов  $2.4 \cdot 10^5$  за сброс и длительности цикла ускорителя 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  $0.3 \mu \text{bn}$  для моды распада на  $(K^+ \pi^0)$ -пару) и 1.4 событий в час от их интерференции (с сечением  $0.86 \mu \text{bn}$ ). Аналогично, проинтегрировав сечение диаграммы с виртуальным  $K^*(892)$ -мезоном в диапазоне  $0.7 < w < 0.9 (\text{GeV}^2)$ , получим  $19.5 \mu \text{bn}$  для моды распада на  $(K^+ \pi^0)$ -пару. Это соответствует 32 событиям в час при той же



мишени и интенсивности пучка. Эффективность установки здесь не учитывалась, однако её вычисления уже проведены и результаты подробно будут представлены в следующей работе.

## Заключение

- Из эффективного действия Весса-Зумино-Виттена была получена амплитуда для киральной аномалии при когерентном образовании  $(K^+ \pi^0)$  -пар в кулоновских взаимодействиях  $K^+$  -мезонов с ядром.
- Из экспериментальных парциальных ширин распадов были вычислены амплитуды сопутствующих процессов с промежуточными  $K^*(892)$  и  $\Phi(1020)$  - мезонами.
- Когерентное образование  $(K^+ \pi^0)$  -пар при кулоновском взаимодействии  $K^+$  -мезонов с ядром характеризуются пиком в распределении по квадрату переданного импульса  $t$ . Этот пик тем выше и шире, чем больше квадрат эффективной массы образовавшейся  $(K \pi)$  -пары  $w$ .
- Зависимость сечения от  $w$  имеет пороговый характер для всех 4 диаграмм и  $d\sigma \sim (w - (m_K + m_\pi)^2)^{3/2} dw$ .
- При импульсе каонов  $17.7 \text{ GeV}/c$  на ядре меди сечение процесса киральной аномалии в диапазоне  $0.395 < w < 0.6 (\text{GeV}^2)$  составляет  $0.64 \mu\text{bn}$ , что в  $\simeq 2$  раза больше сечения образования  $K^*(892)$  -мезона и в  $\simeq 1.4$  раза меньше вклада интерференции между ними.
- При большом импульсе каонного пучка различия между сечениями когерентного образования  $(K^+ \pi^0)$  -пар на скалярном ядре или на ядре со спином  $\hbar/2$  незначительны.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 11-02-00870-а.

Выражаю большую благодарность В.Ф. Образцову, А.К. Лиходеду и А.В. Лучинскому за полезные обсуждения.

## Список литературы

- [1] Antipov Yu. et al, Phys. Rev D (1987), 36, p. 21.
- [2] Amelin D. et al, Phys.Atom.Nucl.,62, p. 454-458, (1999),  
Yad.Fiz., 62, p. 496-500, (1999), Preprint IHEP 98-62, hep-ex/9810032
- [3] J. Bijnens, Int. J. Mod. Phys. A 8, 3045 (1993).
- [4] T. Fujiwara et al., Prog. Theor. Phys. 73, 926 (1985).
- [5] Р. Роголёв, ЯФ, 64, 72, (2001).
- [6] Bando M., Kugo T. and Yamawaki K., Phys. Rep. (1988), 164, p. 217.
- [7] Л.Ландау, Е.Лифшиц, Теоретическая физика, том IV,  
Квантовая электродинамика, 1989, с. 289.
- [8] Л. Ландсберг, ЯФ, 59, 2161, (1996).

*Рукопись поступила 8 февраля 2012 г.*

В.С. Буртовой

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

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного автором.

---

Подписано к печати 01.03.2012.                      Формат 60 × 84/16.      Офсетная печать.  
Печ. л. 1,25.    Уч.– изд. л. 1,73.                      Тираж 80.      Заказ 30.                      Индекс 3649.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий  
142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

---

ПРЕПРИНТ 2012-1, ИФВЭ, 2012

---