

P2-2007-16

Х. М. Бештоев

ВИРТУАЛЬНЫЕ  $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ -ПЕРЕХОДЫ (ОСЦИЛЛЯЦИИ)  
ЗА СЧЕТ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ,  
НАРУШАЮЩИХ СТРАННОСТЬ, И ИХ ОБНАРУЖЕНИЕ

Бештоев Х. М.

P2-2007-16

Виртуальные  $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ -переходы (осцилляции)  
за счет слабых взаимодействий, нарушающих странность,  
и их обнаружение

При нарушении странности в слабых взаимодействиях должны возникать смешивания (переходы) между  $\pi^\pm$ - и  $K^\pm$ -мезонами. Так как массы этих адронов различаются, то такие смешивания (переходы) должны быть виртуальными. Подсчитывается недиагональный массовый член, ответственный за такое смешивание. Показано, что могут иметь место два типа переходов между этими мезонами:  $\pi^\pm$ -мезон может переходить в  $K^\pm$ -мезон с изменением массы и без изменения массы ( $K^\pm$  имеет массу  $\pi^\pm$ ). Вычислены вероятности вакуумных виртуальных переходов (осцилляций)  $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$  с учетом  $\pi^\pm$ -мезонных распадов. Произведена оценка экстремального расстояния  $R$  для наблюдения  $\pi^\pm \rightarrow K^\pm$ -перехода. Изучена кинематика процесса рождения  $K^\pm$ -мезона при его переходе на массовую поверхность для определения оптимальных энергий для наблюдения этих переходов.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ, Дубна, и Научно-исследовательском институте прикладной математики и автоматизации КБНЦ РАН, Нальчик, Россия.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2007

Beshtoev Kh. M.

P2-2007-16

Virtual Transitions (Oscillations) of  $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$  Mesons Caused  
by Strangeness Violating in the Weak Interactions

At strangeness violation by the weak interactions there should arise mixings (transitions) between  $\pi^\pm$  and  $K^\pm$  mesons. Since masses of these hadrons differ, these mixings (transitions) should be virtual. The nondiagonal mass term responsible for such mixing is computed. It is shown that two types of transitions can take place between these mesons:  $\pi^\pm$  meson is converted into  $K^\pm$  meson with mass changing, and without mass changing ( $K^\pm$  meson has mass of  $\pi^\pm$ ). Probabilities of vacuum  $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$  virtual transitions (oscillations) with taking into account of  $\pi^\pm$ -meson decays are calculated. The estimation of extreme distance  $R$  for observation of  $\pi^\pm \rightarrow K^\pm$  transition is made. The kinematics of process of  $K^\pm$  meson productions, at their transitions on mass shell, is investigated for determination of optimum energies for observation of these transitions.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR, and at the Scientific Research Institute of Applied Mathematics and Automation, KBSC of RAS, Nalchik, Russia.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2007

## ВВЕДЕНИЕ

Вакуумные осцилляции нейтральных  $K$ -мезонов хорошо изучены [1]. Эти осцилляции являются результатом смешивания  $d$ -,  $s$ -кварков и описываются матрицей Кабиббо–Кобаяши–Маскавы [2]. Угол смешивания нейтральных  $K$ -мезонов есть  $\theta = 45^\circ$ , так как массы  $K^0$ -,  $\bar{K}^0$ -мезонов равны (это следствие СРТ-теоремы). Кроме того, так как их массы равны, то осцилляции будут реальными, а не виртуальными. Случай осцилляций двух частиц, когда их массы перекрываются их ширинами, обсуждался в работах [3]. Далее были вычислены вероятности  $\pi \rightarrow K$ -переходов в подходе, где используется фазовый объем [4, 5].

Эта работа посвящена рассмотрению  $\pi \leftrightarrow K$ -переходов. Такие переходы возможны благодаря тому, что в слабых взаимодействиях странность нарушается. Так как массы  $\pi$ - и  $K$ -мезонов различаются, то эти переходы должны быть виртуальными. В работе производится расчет недиагонального массового члена, ответственного за такое смешивание. Изучаются все возможные типы переходов между  $\pi$  и  $K$ . Вычисляется вероятность вакуумных виртуальных переходов (осцилляций)  $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$  с учетом  $\pi^\pm$ -мезонных распадов. Как можно проверить существование виртуальных  $\pi \rightarrow K$ -переходов? Это можно сделать посредством сильного взаимодействия виртуальных  $K$ -мезонов в мишени для их перевода на массовую поверхность с последующим наблюдением их распада. Для этой цели производится оценка экстремального расстояния  $R$  для наблюдения  $\pi^\pm \rightarrow K^\pm$ -перехода. Также рассмотрена кинематика процесса рождения  $K^\pm$ -мезона при его переходе на массовую поверхность для определения оптимальных энергий для наблюдения этих переходов.

Вычисление вероятностей  $\pi \rightarrow K$ -переходов производится в рамках модели динамического аналога матриц Кабиббо–Кобаяши–Маскавы [6] и в диаграммном подходе [7], который использовался при описании  $K^0$ -,  $\bar{K}^0$ -переходов (осцилляций).

### 1. $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ -СМЕШИВАНИЯ (ОСЦИЛЛЯЦИИ)

В принципе возможны все допустимые виртуальные переходы  $p_\pi^2 \neq m_\pi^2$ . Время таких переходов определяется соотношением неопределенностей. Но нас будут интересовать только переходы, представляющие физический интерес, а именно переходы с  $p_\pi^2 = m_K^2$  и  $p_\pi^2 = m_\pi^2$ .

**Вероятности вакуумных  $\pi \leftrightarrow K$ -переходов (осцилляций).** Рассмотрим вероятности вакуумных  $\pi \leftrightarrow K$ -переходов (осцилляций) [8, 9]. Массовая матрица  $\pi$ - и  $K$ -мезонов имеет вид

$$\begin{pmatrix} m_\pi & 0 \\ 0 & m_K \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Благодаря наличию нарушения странности в слабых взаимодействиях в этой матрице появляется недиагональный массовый член (его значение дается выражением (21)). Тогда эта матрица приобретает следующий недиагональный вид:

$$\begin{pmatrix} m_\pi & m_{\pi K} \\ m_{\pi K} & m_K \end{pmatrix}, \quad (2)$$

который диагонализуется поворотом на угол  $\beta$ , и тогда

$$\begin{pmatrix} m_\pi & m_{\pi K} \\ m_{\pi K} & m_K \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} 2\beta &= \frac{2m_{\pi K}}{|m_\pi - m_K|}, \\ \sin 2\beta &= \frac{2m_{\pi K}}{\sqrt{(m_\pi - m_K)^2 + (2m_{\pi K})^2}}, \\ m_{1,2} &= \frac{1}{2}((m_\pi + m_K) \pm \sqrt{(m_\pi - m_K)^2 + 4(m_{\pi K})^2}); \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \pi &= \cos \beta \pi_1 + \sin \beta K_1, \\ K &= -\sin \beta \pi_1 + \cos \beta K_1, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \pi(t) &= \cos \beta e^{-iE_1 t} \pi_1(0) + \sin \beta e^{-iE_2 t} K_1(0), \\ K(t) &= -\sin \beta e^{-iE_1 t} \pi_1(0) + \cos \beta e^{-iE_2 t} K_1(0); \\ \pi(t) &= [e^{-iE_1 t} \cos^2 \beta + e^{-iE_2 t} \sin^2 \beta] \pi(0) + \\ &\quad + [e^{-iE_1 t} - e^{-iE_2 t}] \sin \beta \cos \beta K(0), \\ K(t) &= [e^{-iE_1 t} \sin^2 \beta + e^{-iE_2 t} \cos^2 \beta] K(0) + \\ &\quad + [e^{-iE_1 t} - e^{-iE_2 t}] \sin \beta \cos \beta \pi(0). \end{aligned}$$

Необходимо обратить внимание на то, что выражение (4) можно получить из распределения Брайта-Вигнера [10]

$$P \sim \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (5)$$

при следующей замене:

$$E = m_K, \quad E_0 = m_\pi, \quad \Gamma/2 = 2m_{\pi K}, \quad (6)$$

где  $\Gamma \equiv W(\dots)$ .

Если массовая матрица включает массы в квадратичном виде, то смешивания (осцилляции) будут описываться выражениями (3)–(6) при следующих заменах:

$$m_\pi \rightarrow m_\pi^2, \quad m_K \rightarrow m_K^2, \quad m_{\pi K} \rightarrow m_{\pi K}^2.$$

Здесь могут иметь место два типа  $\pi$ -,  $K$ -переходов (осцилляций).

1. Если мы рассматриваем переход  $\pi$ -мезона в  $K$ -мезон с изменением массы ( $p_K^2 = m_K^2$ ), то тогда вероятность  $\pi \rightarrow K$ -переходов (осцилляций) описывается выражением

$$P(\pi \rightarrow K, t) = \sin^2 2\beta \sin^2 \left[ \pi t \frac{\Delta m_{\pi K}^2}{2p} \right] = \sin^2 2\beta \sin^2 \left[ \pi \frac{L}{L_{\text{osc}}} \right], \quad (7)$$

$$\Delta m_{\pi K}^2 \simeq |m_\pi^2 - m_K^2|,$$

где  $L_{\text{osc}} = \frac{2pc}{\Delta m_{\pi K}^2}$ ;  $L \simeq ct$ ;  $p$  — импульс  $\pi$ -мезона.

Так как

$$\sin^2 2\beta = \frac{4m_{\pi K}^2}{(m_\pi - m_K)^2 + 4m_{\pi K}^2} \approx \frac{4m_{\pi K}^2}{(m_\pi - m_K)^2} \approx 0, \quad (8)$$

явно, что вероятность таких переходов  $\pi$  в  $K$  очень мала, потому что недиагональный массовый член  $m_{\pi K}$  является малой величиной. Возможно, такие процессы трудно наблюдать из-за малой вероятности, и они не представляют особого интереса. Видимо, это выражение требует некоторого разъяснения.

Так как недиагональный массовый член  $2m_{\pi K} = \frac{\Gamma}{2}$  есть удвоенная ширина  $\pi \rightarrow K$ -перехода, то выражение (4) для вероятности определяет вероятность такого перехода из-за отличия этой ширины от нуля. Очевидно, это и есть решение проблемы происхождения угла смешивания. Так как мы знаем, как вычислить ширину  $\Gamma$ , то эту проблему можно считать решенной.

Особо следует отметить, что в процессах с обменом виртуальными  $\pi$ -мезонами, где квадрат импульса  $\pi$ -мезона  $P_\pi^2$  может принимать значение  $-\infty \leq P_\pi^2 \leq +\infty$ , при значении  $P_\pi^2 = m_K^2$  должно иметь место резонансное усиление вероятности  $\pi \rightarrow K$ -перехода, и тогда вместо выражения (8) получим [11]

$$\sin^2 2\beta = \frac{4m_{\pi K}^2}{(m_K - m_K)^2 + 4m_{\pi K}^2} = 1. \quad (8')$$

2. Если мы рассматриваем переход  $\pi$ -мезона в  $K$ -мезон без изменения массы ( $p_K^2 = m_\pi^2$ ), т. е.  $m_K = m_\pi$ , то

$$\operatorname{tg} 2\beta = \infty.$$

Тогда  $\beta = \pi/4$  и

$$\sin^2 2\beta = 1. \quad (9)$$

В этом случае вероятность  $\pi \rightarrow K$ -перехода (осцилляции) описывается следующим выражением:

$$P(\pi \rightarrow K, t) = \sin^2 \left[ \pi \frac{L}{L_{\text{osc}}} \right], \quad (10)$$

где  $L = vt$ ;  $v$  — скорость  $\pi$ -мезона при  $v \cong c$ ,  $L \cong ct$ ,

$$L_{\text{osc}} = \frac{1,24 p_\pi (\text{МэВ})}{|m_1^2 - m_2^2| (\text{эВ}^2)} m, \quad |m_1^2 - m_2^2| = 4m_\pi \Delta m_{\pi K}.$$

Перейдем к рассмотрению расчета недиагонального массового члена при виртуальных  $\pi \leftrightarrow K$ -мезонных переходах в модели динамической аналогии матриц Кабиббо–Кобаяши–Маскавы. В работах [6, 7] было показано, что при малых передачах импульса результаты, получаемые в этом подходе и в стандартном диаграммном подходе, являются эквивалентными. Мы также оценим ширину виртуальных мезонных  $\pi \leftrightarrow K$ -переходов с использованием фазового подхода.

## 2. РАСЧЕТ НЕДИАГОНАЛЬНОГО МАССОВОГО ЧЛЕНА ПРИ $\pi \leftrightarrow K$ -МЕЗОННЫХ ПЕРЕХОДАХ В МОДЕЛИ ДИНАМИЧЕСКОЙ АНАЛОГИИ МАТРИЦ КАБИББО–КОБАЯШИ–МАСКАВЫ

Перейдем к рассмотрению расчета недиагонального массового члена при  $\pi \leftrightarrow K$ -мезонных переходах в модели динамической аналогии матриц Кабиббо–Кобаяши–Маскавы [8, 9]. Если странность сохраняется, то переход  $\pi \xrightarrow{B} K$ -мезон должен отсутствовать. Тогда массовая матрица  $\pi$ - и  $K$ -мезонов должна быть диагональной и иметь следующий вид (необходимо отметить, что в стандартной модели также должен происходить этот процесс, и тогда  $B$  надо заменить на  $W, \sin \theta$ ):

$$\begin{pmatrix} m_\pi & 0 \\ 0 & m_K \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Когда мы учитываем смешивания (переходы) между  $d$ -,  $s$ -кварками посредством обмена  $B$ -бозонами, то массовая матрица становится недиагональной

$$\begin{pmatrix} m_\pi & m_{\pi K} \\ m_{\pi K} & m_K \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Тогда значение недиагонального массового члена можно вычислить, используя следующую диаграмму перехода между  $\pi \xrightarrow{B} K$ -мезонами (см. рисунок).

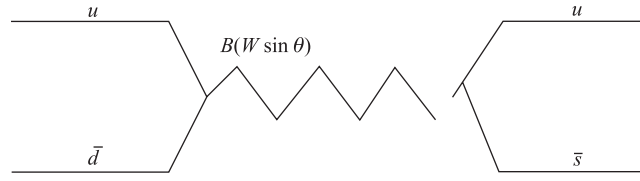


Диаграмма перехода  $\pi$ -мезона в  $K$ -мезон через  $B$ -бозон;  $u$ -,  $d$ -,  $s$ -кварки

Очевидно, что при смешивании  $d$ -,  $s$ -кварков изменение массовой поверхности  $\pi$ -мезона не будет происходить, т. е.  $K$ -мезон, возникший при таком переходе  $\pi$ -мезона, остается на массовой поверхности  $\pi$ -мезона (рассматриваемый переход является виртуальным).

Амплитуда такого процесса имеет следующий вид (далее используются правила Фейнмана):

$$M(\pi \rightarrow K) = G_B [\bar{d} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u] [\bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u],$$

или

$$M(\pi \rightarrow K) = G_B [\bar{d} Q_\mu u] [\bar{s} Q^\mu u], \quad (13)$$

где  $G_B$  — константа Ферми для  $B$ -бозона, связанная с обычной константой Ферми  $G_W$  для  $W$ -бозона следующим выражением:

$$G_B = G_F \sin \theta, \quad \frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2},$$

и  $Q_\mu = \gamma_\mu (1 - \gamma_5)$ .

Массовый лагранжиан  $L$  для этой диаграммы в рамках стандартного подхода [7] имеет вид

$$L = M(\pi \rightarrow K). \quad (14)$$

Тогда разность квадратов масс, которая отвечает за  $\pi \rightarrow K$ - и  $K \rightarrow \pi$ -переходы, есть

$$m_1^2 - m_2^2 = \langle \pi | L | K \rangle + \langle K | L | \pi \rangle, \quad (15)$$

$$\pi' = \frac{1}{\sqrt{2}}(\pi + K), \quad K' = \frac{1}{\sqrt{2}}(\pi - K),$$

$$m_1^2 = \langle \pi' | L | \pi' \rangle = \frac{1}{2}(\langle \pi | L | \pi \rangle + \langle \pi | L | K \rangle + \langle K | L | \pi \rangle + \langle K | L | K \rangle),$$

$$m_2^2 = \langle K' | L | K' \rangle = \frac{1}{2}(\langle \pi | L | \pi \rangle - \langle \pi | L | K \rangle - \langle K | L | \pi \rangle + \langle K | L | K \rangle)$$

(предполагается, что  $K$ -мезон находится на массовой поверхности  $\pi$ -мезона). Следовательно,

$$m_1^2 - m_2^2 \simeq 2m_\pi \Delta m_{12}, \quad (16)$$

или

$$\Delta m_{12} \simeq \frac{1}{2m_\pi} [\langle \pi | L | K \rangle + \langle K | L | \pi \rangle]. \quad (17)$$

Теперь подсчитаем разность масс. Для этой цели будут использоваться следующие выражения:

$$\langle 0 | \bar{d}Q_\mu u | \pi \rangle \phi_\pi f_\pi p_\mu, \quad (18)$$

$$\langle 0 | \bar{s}Q^\mu u | K \rangle = \phi_K f_K p^\mu,$$

где  $\phi_\pi$ ,  $\phi_K$ ,  $f_\pi$ ,  $f_K$  — волновые функции и константы распадов  $\pi$ - и  $K$ -мезонов;  $p_\mu$  — импульс  $\pi$ -мезона.

Необходимо отметить, что должно выполняться следующее соотношение для констант распадов на массовых поверхностях мезонов:

$$f_\pi(m_\pi) = f_K(m_\pi). \quad (19)$$

Из выражения (15), используя формулы (18), (19), получим следующее выражение для недиагонального массового члена массовой матрицы:

$$\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2 = f_\pi^2 m_\pi^2 G_B \simeq 0,79 \cdot 10^9 \text{ эВ}^2, \quad (20)$$

или

$$m_{\pi K} = \Delta m_{12} = f_\pi^2 m_\pi G_B / 2 \simeq 5,6 \text{ эВ}, \quad (21)$$

$$L_{\text{osc}} = \frac{1,24 p_\pi (\text{МэВ})}{|m_1^2 - m_2^2| (\text{эВ}^2)} m \simeq 1,57 \cdot 10^{-4} p_\pi (\text{ГэВ}) \text{ см}. \quad (21')$$

### 3. РАЗНОСТЬ МАСС (ИЛИ ШИРИНА ПЕРЕХОДА), ПОЛУЧАЕМАЯ В ПОДХОДЕ, ГДЕ ИСПОЛЬЗУЕТСЯ ФАЗОВЫЙ ОБЪЕМ

Перейдем к рассмотрению  $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ -смешиваний (осцилляций) [8, 9]. Кроме  $\gamma \leftrightarrow \rho^0$ -смешиваний (осцилляций) примером виртуальных смешиваний (осцилляций) являются смешивания (осцилляции)  $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ -мезонов, так как



при прямых и обратных переходах  $\pi^\pm$  в  $K^\pm$  в вакууме  $\pi^\pm, K^\pm$  не сходят с массовой поверхности.

Переходы

$$\bar{u}\gamma_5 d, \quad (\bar{d}\gamma_5 u) \xrightarrow{W^\pm, \cos \theta} \bar{u}\gamma_5 d, \quad (\bar{d}\gamma_5 u), \quad (22)$$

т. е.

$$\pi^\pm \rightarrow \pi^\pm,$$

происходят через стандартные слабые взаимодействия и

$$\Delta m(\pi \rightarrow \pi) = \frac{G^2 f_\pi^2 \cos^2 \theta (m_u + m_d)^2 m_\pi}{8\pi} \simeq 2,53 \cdot 10^{-8} \text{ эВ}. \quad (22')$$

А при учете недиагонального члена в матрице Кабиббо–Кобаяши–Маскавы возможны  $\pi^\pm \rightarrow K^\pm$ -переходы

$$\bar{u}\gamma_5 d, \quad (\bar{d}\gamma_5 u) \xrightarrow{W^\pm, \sin \theta} \bar{u}\gamma_5 s, \quad (\bar{s}\gamma_5 u). \quad (23)$$

Тогда ( $\text{tg}^2 \theta = 0,056$ )

$$\begin{aligned} \Delta m(\pi \rightarrow K) &= \frac{G^2 f_\pi^2 (m_u + m_d)^2 m_\pi}{8\pi} \sin^2 \theta \simeq \\ &\simeq 0,8 \cdot 10^{-10} \text{ эВ} = 0,8 \cdot 10^{-16} \text{ МэВ} \end{aligned} \quad (23')$$

и

$$\frac{\Delta m(\pi \rightarrow K)}{\Delta m(\pi \rightarrow \pi)} \simeq 3,2 \cdot 10^{-3},$$

$$L_{\text{osc}}(\pi \rightarrow K) \simeq 1,24 \frac{p_\pi (\text{МэВ})}{\Delta m^2 (\text{эВ}^2)} m = 5,53 \cdot 10^5 p_\pi (\text{ГэВ}) \text{ м}. \quad (23'')$$

Выражение (23'') получено в предположении, что при переходе  $\pi^\pm \rightarrow K^\pm$  имеет место осцилляция. Если в этом процессе имеет место только переход в отсутствие осцилляций, то время такого перехода можно вычислить, используя выражение (23'), и оно равно

$$\tau_{\pi^\pm \rightarrow K^\pm} = \frac{\hbar \hbar}{\Delta m(\pi^\pm \rightarrow K^\pm)} \simeq 8,22 \cdot 10^{-6} \text{ с}, \quad (23''')$$

$$c\tau = 2,47 \cdot 10^5 \text{ см}.$$

Выражения (22)–(23''') получены с использованием вышеприведенной диаграммы и правил Фейнмана для процессов  $\pi^\pm \rightarrow \pi^\pm$ - и  $\pi^\pm \rightarrow K^\pm$ -переходов при учете фазового объема.

Очевидно, что такие переходы могут быть только виртуальными. Для того чтобы сделать эти переходы реальными, необходимо, чтобы  $\pi^\pm$  участвовали во взаимодействиях для передачи импульса и перехода на массовую поверхность  $K^\pm$ -мезонов. Обратный процесс  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm$  можно видеть по распадам  $K^\pm$ -мезонов. Чтобы  $K^\pm$ -мезоны реально переходили в  $\pi^\pm$ -мезоны, также необходимо их участие во взаимодействиях для передачи импульса и перехода на массовую поверхность  $\pi^\pm$ -мезонов. Перейдем к более детальному рассмотрению этого процесса.

#### 4. ВЕРОЯТНОСТИ $\pi \leftrightarrow K$ -ПЕРЕХОДОВ (ОСЦИЛЛЯЦИЙ) С УЧЕТОМ $\pi$ -МЕЗОННЫХ РАСПАДОВ

В отличие от первого варианта, второй вариант перехода  $\pi \leftrightarrow K$  представляет определенный интерес и может использоваться для проверки в экспериментах.

Перейдем к рассмотрению вероятности  $\pi \leftrightarrow K$ -переходов (осцилляций) с учетом  $\pi$ -мезонных распадов [8, 9]. Если при  $t = 0$  имеется поток  $N(\pi, 0)$   $\pi$ -мезонов, то через время  $t \neq 0$  этот поток уменьшается, так как  $\pi$ -мезоны распадаются, и тогда поток  $N(\pi, t)$   $\pi$ -мезонов становится равным

$$N(\pi, t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) N(\pi, 0), \quad (24)$$

где  $\tau_0 = \tau'_0 \frac{E_\pi}{m_\pi}$ .

Полное выражение потока  $N(\pi \rightarrow K, t)$   $K$ -мезонов, т.е. вероятность  $\pi \rightarrow K$ -перехода за время  $t$ , имеет вид

$$N(\pi \rightarrow K, t) = N(\pi, t)P(\pi \rightarrow K, L), \quad (25)$$

где

$$P(\pi \rightarrow K, L) = \sin^2 \left[ \pi \frac{L}{L_{\text{osc}}} \right],$$

$$L_{\text{osc}} = \frac{1,24 p_\pi (\text{МэВ})}{|m_1^2 - m_2^2| (\text{эВ}^2)} m$$

и

$$m_1^2 - m_2^2 = f_\pi^2 m_\pi^2 G_B.$$

Вероятность для  $\pi \rightarrow K$ -переходов  $P(\pi \rightarrow K, t)$  в подходе, где учитывается обмен  $B$ -бозонами, имеет вид

$$\begin{aligned}
N(\pi \rightarrow K, t) &= N(\pi, t) \sin^2 \left[ \frac{\pi ct}{L_{\text{osc}}(\pi \xrightarrow{B} K)} \right] = \\
&= N(\pi, 0) \exp \left( -\frac{t}{\tau_0} \right) \sin^2 \left[ \frac{\pi ct}{L_{\text{osc}}} \right], \quad (26)
\end{aligned}$$

где используется  $L_{\text{osc}}$  из (13'').

Кинематика рождения  $K$ -мезонов в квазиупругих процессах рассматривалась автором в работах [9].

Так как  $\tau(\pi \rightarrow K) \gg \tau_0$ , при  $t = \tau(\pi \rightarrow K)$  почти все  $\pi$ -мезоны распадутся, следовательно, чтобы определить наиболее эффективное время или расстояния для наблюдения перехода  $\pi \rightarrow K$ , необходимо найти экстремум следующей функции или вероятности перехода  $N(\pi \rightarrow K, t)$ , т. е. выражения (26):

$$\frac{dN(\pi \rightarrow K, t)}{dt} = 0. \quad (27)$$

Из выражения (27), используя (26), можно получить следующее выражение:

$$\frac{\pi c \tau_0}{L_{\text{osc}}} = \text{tg} \left[ \frac{\pi ct}{L_{\text{osc}}} \right]. \quad (28)$$

Если учесть, что аргумент правой части (28) является очень маленькой величиной, то мы можем переписать правую часть (28) в виде

$$\text{tg} \left[ \frac{\pi ct}{L_{\text{osc}}} \right] \simeq \frac{\pi ct}{L_{\text{osc}}}. \quad (29)$$

Используя (28) и (29), мы находим, что экстремум  $N(\dots)$  достигается при

$$\frac{t}{\tau_0} \cong 2, \quad t \cong 2\tau_0. \quad (30)$$

И тогда экстремальное расстояние  $R$  для наблюдения  $\pi \rightarrow K$ -осцилляций есть

$$R = tv_\pi \cong 2\tau_0 v_\pi, \quad (31)$$

и выражение для  $N(\pi \rightarrow K, 2\tau_0)$  имеет вид

$$\begin{aligned}
N(\pi \rightarrow K, 2\tau_0) &= N(\pi, 0) \exp(-2) \sin^2 \left[ \frac{2\pi c \tau_0}{L_{\text{osc}}} \right] \simeq \\
&\cong N(\pi, 0) 1,06 \cdot 10^{-9}, \quad (32)
\end{aligned}$$

где  $m_u + m_{\bar{d}} \cong 25$  МэВ,

$$\text{tg}^2 \theta \cong 0,056.$$

Представляет интерес изучение кинематики процесса рождения  $K$ -мезонов.

## 5. КИНЕМАТИКА ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ $K$ -МЕЗОНА

Приступим к рассмотрению кинематики процесса рождения  $K$ -мезонов [8, 9]. Итак, если имеем  $\pi$ -мезоны, то с вероятностью, определяемой выражением (26), они виртуально переходят в  $K$ -мезоны. Если эти виртуальные  $K$ -мезоны участвуют в квазиупругих сильных взаимодействиях, то они могут стать реальными  $K$ -мезонами, переходя на массовую поверхность. Тогда по распаду  $K$ -мезонов мы можем проверить наличие осцилляции.

Энергетический порог  $E_{\text{thre},\pi}$  квазиупругой реакции

$$\pi^+ + p \rightarrow K^+ + p$$

есть

$$E_{\text{thre},\pi} = 0,61 \text{ ГэВ.}$$

Кроме этой квазиупругой реакции также могут быть реакции, в которых  $\pi$ -мезоны будут рождать  $K$ -мезоны в неупругих процессах. Примером такой реакции является следующая:

$$\pi^+ + n \rightarrow K^+ + \Lambda. \quad (33)$$

Энергетический порог  $E_{\text{thre},\pi}^{\text{inel}}$  этой реакции есть

$$E_{\text{thre},\pi}^{\text{inel}} = 0,91 \text{ ГэВ.}$$

Чтобы избежать проблемы с рождением  $K$ -мезонов в неупругих реакциях, очевидно, мы должны использовать  $\pi$ -мезоны с энергией  $E_\pi$  меньше чем 0,91 ГэВ, т. е.  $E_\pi$  должна быть в пределах

$$0,61 \leq E_\pi \leq 0,91 \text{ ГэВ.} \quad (34)$$

Оптимальные расстояния для наблюдения  $\pi \leftrightarrow K$ -осцилляции можно вычислить, используя выражения (31) и (34).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При нарушении странности в слабых взаимодействиях должны возникать смешивания (и переходы) между  $\pi^\pm$ - и  $K^\pm$ -мезонами. Так как массы этих адронов различаются, то такие смешивания (и переходы) должны быть виртуальными. Подсчитывается недиагональный массовый член, ответственный за такое смешивание. Показано, что могут иметь место два типа переходов между этими мезонами:  $\pi^\pm$ -мезон может переходить в  $K^\pm$ -мезон с изменением массы и без изменения массы ( $K^\pm$  имеет массу  $\pi^\pm$ ). Вычислены

вероятности вакуумных  $\pi^\pm \leftrightarrow K^\pm$ -виртуальных переходов (осцилляций) с учетом  $\pi^\pm$ -мезонных распадов. Произведена оценка экстремального расстояния  $R$  для наблюдения  $\pi^\pm \rightarrow K^\pm$ -перехода. Изучена кинематика процесса рождения  $K^\pm$ -мезона для определения оптимальных энергий для наблюдения этих переходов.

В заключение автор выражает глубокую благодарность М. К. Волкову, А. Е. Дорохову, Э. А. Кураеву и В. Н. Первушину за обсуждение работы.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Review of Part. Prop. Phys. Rev. D. 1992. V. 45, No. 11.
2. Cabibbo N. // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 10. P. 531;  
Kobayashi M., Maskawa K. // Prog. Theor. Phys. 1973. V. 49. P. 652.
3. Beshtoev Kh. M. JINR Commun. E2-93-167. Dubna, 1993; JINR Commun. E2-95-326. Dubna, 1995; Chinese J. of Phys. 1996. V. 34. P. 979.
4. Beshtoev Kh. M. JINR Commun. E2-98-387. Dubna, 1998.
5. Beshtoev Kh. M. JINR Commun. E2-99-137. Dubna, 1999.
6. Beshtoev Kh. M. JINR Commun. E2-94-293. Dubna, 1994; Turkish J. of Phys. 1996. V. 20. P. 1245; JINR Commun. E2-95-535. Dubna, 1995; Бештоев Х. М. Сообщение ОИЯИ P2-96-450. Дубна, 1996; JINR Commun. E2-97-210. Dubna, 1997.
7. Okun L. B. Leptons and Quarks. M.: Nauka, 1990.
8. Beshtoev Kh. M. // Hadronic J. 2000. V. 23. P. 295.
9. Beshtoev Kh. M. JINR Commun. E2-98-387. Dubna, 1998; JINR Commun. E2-99-137. Dubna, 1999; JINR Commun. E2-99-306. Dubna, 1999; JINR Commun. E2-2000-229. Dubna, 2000.
10. Blatt J. M., Weisskopf V. F. The Theory of Nuclear Reactions, ONR T. R. 42.
11. Dubnichkova A. Z. et al. hep-ph/0611175, 2006.

Получено 2 февраля 2007 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 02.04.2007.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,87. Уч.-изд. л. 1,02. Тираж 415 экз. Заказ № 55724.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)