ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

2 - 7714

БАРДИН Дмитрий Юрьевич

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Специальность 01.04.02 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник — С.М.БИЛЕНЬКИЙ

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук, профессор — С.С.ГЕРШТЕЙН,
кандидат физико-математических наук — Э.О.ОКОНОВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение - Институт теоретической и экспериментальной физики ГКАЭ, г. Москва.

Автореферат разослан "   " ____________ 1974 года.

Защита диссертации состоится в   час. "   "__________ 1974 г. на заседании Ученого совета Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в Центральной библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук — Ю.А.БАТУСОВ

БАРДИН Дмитрий Юрьевич

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Специальность 01.04.02 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Настоящая диссертация посвящена: I) анализу слабоэлектромагнитных распадов пионов и каонов

$$\pi(K) \to \ell + \nu_\ell + \gamma, \qquad (I)$$

$$\pi(K) \to \ell + \nu_\ell + \ell'^{+} + \ell'^{-} \qquad (2)$$

с точки зрения получения информации о структуре π- и K-мезонов; 2) анализу вопроса о том, какие выводы о взаимодействии между нейтрино позволяют сделать имеющиеся экспериментальные данные.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и трех приложений. Большая часть посвящена первому вопросу. Второй вопрос рассмотрен в четвертой главе.

Весьма интересными для изучения структуры адронов представляются такие полулептонные процессы, которые обусловлены совместным проявлением слабого и электромагнитного взаимодействий, поскольку их матричный элемент (м.э.) от двух адронных токов (слабого и электромагнитного) является объектом более сложным, чем м.э. слабых или электромагнитных процессов. Распады (I) и (2) описываются простейшим м.э. от двух токов - переход $\pi(K)$-мезон $\to$ вакуум, поэтому их исследование позволяет получить наиболее чистую информацию о таких фундаментальных объектах, как адронные токи. Естественно, что процессы (I) и (2) представляют большой интерес для теории /I-8/. Распады (I) и (2) весьма редки и изучены к настоящему времени недостаточно. Имеются лишь ограниченные экспериментальные данные /9-I2/. Можно, однако, надеяться, что после вступления в строй ускорителей типа "мезонных фабрик" детальное изучение распадов (I) и (2) на опыте станет вполне возможным, поэтому их подробное теоретическое рассмотрение представляется актуальным.

В первой главе диссертации дан обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных распадам (I) и (2). М.э. процессов

(2) можно записать в виде суммы двух членов: один пропорционален амплитуде $f_{\pi(K)}$ безрадиационных распадов $\pi(K) \to \ell \nu_\ell$ $\left[W_{\pi(K) \to \ell\nu_\ell} = \frac{G^2 f^2_{\pi(K)}}{8\pi} M m_\ell^2 \left(1 - \frac{m_\ell^2}{M^2}\right)^2 \right]$ и описывает внутреннее тормозное излучение (IB), а другой отвечает структурному излучению (SD) и характеризуется формфакторами (ф.ф.). Из общих требований градиентной и лоренц-инвариантностей следует, что м.э. может быть представлен в виде[I)]:

$$\langle f|S|i\rangle = \frac{e^2 G f_{\pi(K)}}{\sqrt{2}} \left(\frac{m^2 m_\ell}{2 q_0 p_{10} p_{20} p_{30}} \right)^{1/2} \frac{1}{K^2} \frac{1}{(2\pi)^{7/2}} \delta(q-k-Q)\, \epsilon_\alpha \Big\{ m_\ell \bar{u}(p)(1-\gamma_5) \Big[\frac{2Q_\alpha + K_\alpha}{2(qK)-K^2} -$$

$$- \frac{2p_{1\alpha} + \hat{K}\gamma_\alpha}{2(p_1 K)+K^2} \Big] u(-p_1) + \frac{i}{M^2} \Big[d(K^2) \frac{2Q_\beta}{Q^2+M^2} \left(K^2 Q_\alpha - (QK)K_\alpha\right) - a(K^2, Q^2)\, \epsilon_{\alpha\beta\rho\sigma} K_\rho Q_\sigma + \qquad (3)$$

$$+ b(K^2,Q^2)\left(Q_\alpha K_\beta - (QK)\delta_{\alpha\beta}\right) + c(K^2,Q^2)\left(K_\alpha K_\beta - K^2 \delta_{\alpha\beta}\right) + \frac{1}{M^2} h(K^2,Q^2) Q_\beta \left(K^2 Q_\alpha - (QK)K_\alpha\right) \Big] \ell_\beta \Big\}.$$

Здесь q, p, p_1, p_2, p_3 – 4-импульсы $\pi(K)$, ν_ℓ, ℓ^+, ℓ'^+, ℓ'^-, соответственно; M, m_ℓ, m – массы $\pi(K)$, ℓ и ℓ' ; $K = p_2 + p_3$, $Q = p + p_1$, $\epsilon_\alpha = \bar{u}(p_3)\gamma_\alpha u(-p_2)$, $\ell_\beta = \bar{u}(p)\gamma_\beta(1+\gamma_5)u(-p_1)$; a, b, c и h – ф.ф., зависящие от инвариантов K^2 и Q^2 , причем ф.ф. a обусловлен вкладом векторного тока, а остальные – вкладом аксиального тока; $d(K^2) = M^2 \frac{1 - F_M(K^2)}{K^2}$, $F_M(K^2) = F_M(K^2, Q^2 = -M^2)$– электромагнитный ф.ф. реального мезона. Только при такой записи м.э. (3) ф.ф. a , b , c и h не имеют $\pi(K)$-мезонного полюса при $Q^2 = -M^2$ /6/. При $K^2 = 0$ выражение (3) описывает амплитуду процессов (I), поэтому a , b , c и h не должны иметь полюса и при $K^2 = 0$. Если имеет место Т-инвариантность, то ф.ф., входящие в (3), вещественны. Выражение для амплитуды процессов (I) может быть получено из (3), если в последнем положить $K^2 = 0$, сделать замену нормировочного множителя и $\frac{1}{K^2}\epsilon_\alpha \to \epsilon_\alpha^\gamma(K)$ – 4-вектор поляризации реального фотона. Полученный м.э. характеризуется двумя ф.ф., зависящими от инварианта Q^2 , которые мы будем обозначать $a^\gamma(Q^2)$ и $b^\gamma(Q^2)$. Существует большое число работ, посвя-

I) Если м.э. (3) описывает процессы с тождественными частицами $\ell \equiv \ell'$, то его необходимо антисимметризовать.

щенных нахождению ф.ф. процессов (I) и (2) в рамках различных моделей.

В случае π -распадов из-за малости энерговыделения естественно предположить, что ф.ф. слабо зависят от K^2 и Q^2 , и обычно этой зависимостью пренебрегают. Тогда π -распады (I) описываются двумя параметрами: $a_\pi = a_\pi(0,0)$ и $b_\pi = b_\pi(0,0)$, а π -распады (2) – пятью: a_π, b_π, c_π , h_π и $d_\pi = \frac{1}{6} M_\pi^2 \langle r_\pi^2 \rangle$.

Гипотеза CVC позволяет связать параметр a_π с амплитудой $\bar{a}_\pi$ распада $\pi^0 \to \gamma\gamma$ /I/ $\left[W_{\pi^0 \to \gamma\gamma} = \alpha^2 \pi M_\pi |\bar{a}_\pi|^2 \right]$. В наших обозначениях эта связь имеет вид $a_\pi = -M_\pi \bar{a}_\pi / F_\pi$, где $F_\pi = f_\pi / \sqrt{2} \cos\theta$, а θ – угол Кабиббо.

Модуль параметра a_π связан с вероятностью распада $\pi^0 \to \gamma\gamma$ соотношением

$$|a_\pi| = \frac{M_\pi}{\alpha |F_\pi|} \sqrt{\frac{W_{\pi^0 \to \gamma\gamma}}{\pi M_\pi}} = 0.027 \qquad (4)$$

(численное значение отвечает $\tau_{\pi^0} = 0{,}84 \cdot 10^{-16}$ сек). Извлечение из экспериментов по исследованию распадов (I) и (2) параметра a_π позволит, следовательно, проверить соотношение (4). Такая проверка CVC представляет большой интерес из-за присутствия электромагнитного поля/7/. В работе/4/ a_π вычислен в предположении ρ -доминантности в безвычитательном дисперсионном соотношении (БДС) по переменной Q^2 . Найденное значение $a_\pi = 0{,}036$ довольно близко к (4). Предположение о слабой зависимости ф.ф. от K^2 и Q^2 в π -распадах позволяет получить ряд низкоэнергетических теорем для параметров. В работе/6/ показано, что $h_\pi \simeq 0$. Привлекая дополнительно гипотезу PCAC и алгебру токов, можно показать, что/2,6/

$$c_\pi = 2 d_\pi = \frac{1}{3} M_\pi^2 \langle r_\pi^2 \rangle . \qquad (5)$$

С помощью техники мягких пионов для b_π в работе/2/ найдено значение

$$b_\pi = \frac{M_\pi^2}{2M_\rho^2} = 0.016. \qquad (6)$$

Аксиальные параметры π -распадов могут быть вычислены в рамках техники жестких пионов/I3/ и выражены через единственный параметр δ_A ($1+\delta_A$ – а.м.м. A_1 -мезона). Ограничимся приведением результатов для b_π и c_π, поскольку, как показали расчеты, распады (2) нечувствительны к вкладам ф.ф. d и h.

$$b_\pi = -\delta_A \frac{M_\pi^2}{2M_\rho^2} = 0.82\cdot 10^{-2}, \quad c_\pi = \frac{M_\pi^2}{2M_\rho^2}(3-\delta_A) = 5.8\cdot 10^{-2} \qquad (7)$$

(численные значения отвечают δ_A =–I/2). Интересно отметить, что к выражению (7) для b_π приводит также ДС с одним вычитанием в предположении A_1 -доминантности, тогда как БДС приводят к результату, отличающемуся по величине и знаку/4/. Если принять справедливость CVC, то $|a_\pi|$ надо считать известным и тогда распады (I) можно описать параметрами $s = \mathrm{sign}(f_\pi \bar{a}_\pi)$ и $\gamma_\pi = b_\pi / a_\pi$, а распады (2) – $s, \gamma_\pi, \xi_\pi = c_\pi / a_\pi$. В эксперименте/9/ для γ_π было найдено два решения (γ_π =0,30 и –2,0 при τ_{π^0}=0,84·10^{-16}сек) из-за квадратичной зависимости вероятности от γ_π.

Для нахождения векторного ф.ф. в K -распадах (2) обычно используют предположение о K^*-доминантности, основываясь на том, что она хорошо описывает ф.ф. $K_{\ell 3}$ -распадов. В таком случае/5,8/

$$a(K^2,Q^2) = \frac{M_K^2 M_\rho^2 g_{K^*} g_{K^*K\gamma}}{F_K (M_{K^*}^2+Q^2)(M_\rho^2+K^2)}. \qquad (8)$$

Аксиальные ф.ф. могут быть найдены с помощью техники жестких каонов/5/. При представлении амплитуды в виде (3) для ф.ф. получаются/8/ существенно более компактные выражения, чем найденные в работе/5/:

$$b_K(K^2,Q^2) = \frac{-\delta_K M_K^2 M_\rho^2 g_{K_A}^2}{F_K^2 M_{K_A}^2 (M_\rho^2+K^2)(M_{K_A}^2+Q^2)}, \quad c_K(K^2,Q^2) = \frac{M_K^2}{M_\rho^2+K^2}\left\{\frac{M_\rho^2 g_{K_A}^2 \Delta}{F_K^2 M_{K_A}^2 (M_{K_A}^2+Q^2)}+1\right\}, \quad d_K(K^2) = \frac{c_K(K^2,0)}{2}. \qquad (9)$$

В формулах (8) и (9) g_{K^*}, g_{K_A} и $g_{K^*K\gamma}$ – константы распадов $K^*\to\ell\nu_\ell$, $K_A\to\ell\nu_\ell$ и $K^*\to K\gamma$, соответственно; $F_K = f_K/\sqrt{2}\sin\theta$, $1+\delta_K$ – а.м.м. K_A (I260) -мезона, а $\Delta = M_{K_A}^2/M_\rho^2 - 1 - \delta_K$. Поскольку K^2 и Q^2 сравнимы с квадратами масс M_ρ^2 и $M_{K_A}^2$, то предположение о слабой зависимости ф.ф. от K^2 и Q^2, справедливое для π -распадов, в данном случае неприменимо. Для феноменологического описания K -распадов (I) по аналогии с $K_{\ell 3}$ -распадами мы будем использовать следующее четырехпараметрическое представление/7/:

$$a_K^\gamma(Q^2) = a_K\left(1-\lambda_K^V \frac{Q^2}{M_K^2}\right), \quad b_K^\gamma(Q^2) = b_K\left(1-\lambda_K^A \frac{Q^2}{M_K^2}\right). \qquad (10)$$

Несмотря на то, что K -распады (2) нечувствительны к ф.ф. d и h и эффективно описываются тремя ф.ф., использование представления, аналогичного (I0), кажется неразумным, т.к. требует введения девяти параметров. Поэтому мы будем использовать следующие "полуфеноменологические" выражения для ф.ф./8/:

$$a_K(K^2,Q^2) = a_K\left[\left(1+\frac{K^2}{M_\rho^2}\right)\left(1+\frac{Q^2}{M_{K^*}^2}\right)\right]^{-1}, \qquad (11)$$

$$b_K(K^2,Q^2) = b_K\left[\left(1+\frac{K^2}{M_\rho^2}\right)\left(1+\frac{Q^2}{M_{K_A}^2}\right)\right]^{-1}, \qquad (12)$$

$$c_K(K^2,Q^2) = c_K\left[\left(1+\frac{K^2}{M_\rho^2}\right)\left(1+\frac{Q^2}{M_{K_A}^2}\right)\right]^{-1}. \qquad (13)$$

Оба представления учитывают зависимость от K^2 и Q^2. Представление (II)-(I3) применимо лишь в той степени, в которой справедливо предположение о доминантности ближайших резонансов. Отметим, что формула (9) для ф.ф. c не совпадает с (I3). Расчеты показали, однако, что различие двух формул практически не сказывается на наблюдаемых вероятностях (отличие менее 3%). Поэтому трехпараметрическое описание K -распадов (2) с помощью формул (II)-(I3) не противоречит модели, использующей технику жестких каонов. Параметризация (II)-(I3) представляется разумной и еще по двум причинам: I) если доминантность ближайших резонансов имеет место, то зависимость от K^2 и Q^2 определяется только массами этих резонансов; 2) существует большая неопределенность в теоретическом предсказании значений a_K, b_K и c_K, поэтому их удобно считать свободными параметрами и извлекать непосредственно из опыта, что позволит проверить предсказания моделей. Для численных оценок будем использовать следующие значения параметров: при g_{K^*} =0,I5 $M^2_{K^*}$ и $g_{K^*K\gamma}$ =I Гэв$^{-I}$

$$a_K = 0.35; \qquad (I4)$$

при δ_K =-I/2 из (9) следует

$$b_K = 0.048,\ c_K = 0.62; \qquad (I5)$$

при полной K^*- и K_A -доминантности

$$\lambda^V_K = M_K^2/M_{K^*}^2 = 0.31,\ \lambda^A_K = M_K^2/M_{K_A}^2 = 0.15. \qquad (I6)$$

В главе 2 выясняется вопрос о том, какую информацию о параметрах a, b, λ^V и λ^A можно получить, изучая распады (I) на опыте /7/. С этой целью вычислены и проанализированы энергетические спектры лептонов и γ -квантов при условии, что угол θ между ℓ и γ больше некоторого θ_0. При вычислении спектров мы ограничивались членами, линейными по λ^V и λ^A. Нормированный на полную вероятность спектр по энергии лептона представлен в виде

$$dR/dy = F_{IB} - aF_{INT} + (a+b)^2F_{SD}^{(+)} + (a-b)^2F_{SD}^{(-)} + \overline{F}_{SD}^{\lambda}. \qquad (I7)$$

Здесь F_{IB}, F_{INT}, $F_{SD}^{(\pm)}$ - функции от $y=-2(qp_l)/M^2$, описывающие вклад в спектр, обусловленный соответственно квадратом амплитуды IB, интерференцией амплитуд IB и SD и квадратом SD; $\overline{F}_{SD}^{\lambda}$ - часть SD -вклада, линейная по λ^V и λ^A. Аналогично представлен

спектр по энергии фотона $x=-2(qK)/M^2$. Соответствующие вклады обозначены через Φ_{IB}, Φ_{INT} и т.д. Приведем результаты выполненного анализа для трех рассмотренных распадов[2)].

В лептонный спектр для распада $\pi\to e\nu_e\gamma$ существенный вклад дают лишь F_{IB} и $F_{SD}^{(\pm)}$. Важной особенностью спектра является то, что $F_{SD}^{(+)}$ и $F_{SD}^{(-)}$ пересекаются. Это означает, что можно определить $(a_\pi+b_\pi)^2$ и $(a_\pi-b_\pi)^2$. При этом для $|a_\pi|$ и $|b_\pi|$ можно найти два решения ($|a_\pi| \rightleftarrows |b_\pi|$) и проверить (двузначно) предсказываемое CVC соотношение (4). Такая проверка CVC благодаря присутствию электромагнитного поля представляется весьма интересной.

Если для $|a_\pi|$ принять значение (4) и исследовать зависимость спектра от γ_π, то оказывается, что спектр весьма чувствителен к γ_π. Это позволяет однозначно определить параметр γ_π. Важно отметить, что такая возможность имеется в широкой области углов θ: $\pi/4 \leq \theta \leq 3\pi/4$. Функции $\Phi_{SD}^{(\pm)}$ имеют существенно отличное поведение: они нигде не пересекаются. Так же как и в случае лептонного спектра, вклады Φ_{INT} и $\overline{\Phi}_{SD}^{\lambda}$ пренебрежимо малы. Следовательно, изучая распад $\pi\to e\nu_e\gamma$, нельзя определить параметры λ и знаки a_π и b_π.

В случае распада $K\to e\nu_e\gamma$ функции, входящие в выражения (I7), обнаруживают весьма различное поведение в широких областях изменения x и y. Поэтому при измерении во всем фазовом объеме существует возможность получить информацию обо всех параметрах. Из-за малости интерференционных членов измерение лептонных и фотонных спектров не позволит однозначно определить параметры. При

2) Процесс $\pi\to\mu\nu_\mu\gamma$ не рассматривался, т.к. он не представляет интереса с точки зрения изучения структурного излучения /I4/.

фиксированном a_K [3)] спектры обнаруживают большую чувствительность к параметрам γ_K и λ_K , т.е. при анализе распада $K\to e\nu_e\gamma$ нельзя пренебрегать зависимостью ф.ф. от Q^2 .

Измерения в широких областях изменения x и y затруднены из-за фона от K_{e3} -распада, от которого, в принципе, можно избавиться, если достаточно точно измерять x, y и θ. В области, свободной от фона ($y \gtrsim$ 0,92), доминируют $\Phi_{SD}^{(+)}$ и $\bar{\Phi}_{SD}^{\lambda}$, поэтому в ней можно получить лишь ограниченную информацию о параметрах.

Полная вероятность распада определяется, в основном, вкладом SD ,который при $\lambda_K^{V,A}$ =0 и γ_K =0 составляет величину порядка 5·IO^{-5} W_K , т.е. превышает вероятность распада $K\to e\nu_e$.

В отличие от предыдущего случая, в спектры распада $K\to\mu\nu_\mu\gamma$ дают существенный вклад интерференционные члены, что позволит определить знаки параметров a_K и b_K . Из-за доминирования вклада IB спектры слабо чувствительны к параметрам λ_K . При энергии фотона, большей I Мэв, полная вероятность распада равна I,0·IO^{-2}W_K. В недавнем эксперименте /II/ была впервые измерена вероятность распада $K^+\to\mu^+\nu_\mu\gamma$. В определенной кинематической области было найдено значение (I,8±I,I)·IO^{-4} W_K . Усредненное по экспериментальной эффективности регистрации соответствующее теоретическое значение равно I,0·IO^{-4} W_K . Вклад в этой области обусловлен главным образом IB, поэтому на величину a_K можно получить лишь очень грубые ограничения $-9 < a_K < 3{,}5$, если считать b_K =0. Результаты теоретического анализа этого распада, выполненные в настоящей работе, использовались при обработке эксперимента /II/.

[3)] Если при анализе эксперимента /I2/ считать γ_K=0, то для a_K можно найти: $|a_K|$=0,45±0,IO. Этот эксперимент, однако, нечувствителен к $|a_K - b_K|$, что приводит к большой неопределенности в определении γ_K .

С целью получения дополнительной информации о структурной части амплитуды $K\to\ell\nu_\ell\gamma$ -распадов мы вычислили поляризацию лептонов и исследовали вопрос о ее чувствительности к параметрам.

В главе 3 вычислены дифференциальные dW , полные и интегральные[4)] вероятности шести распадов (2). Численные расчеты выполнялись путем усреднения выражения dW (оно приведено в Приложении А) методом Монте-Карло (ММК), для чего написана специальная программа (ее алгоритм описан в Приложении В), обеспечивающая возможность быстрого вычисления на ЭВМ.

Отношение R вероятности процессов (2) к полной вероятности $\pi(K)$ -распадов $W_{\pi(K)}$ представим в виде:

$$R_{\pi(K)} = W(\pi(K)\to\ell\nu_\ell\,\ell'^+\ell'^-)/W_{\pi(K)} = \mathrm{IB}+A^2+A+B^2+B+A\cdot B+C^2+C+A\cdot C+B\cdot C\,. \quad (\mathrm{I8})$$

Здесь А·С, например, - полный вклад (включая вклад обменных диаграмм[5)] для процессов с $\ell\equiv\ell'$) в R интерференции тех частей амплитуды, которые содержат ф.ф. a и c ; А - вклад в R интерференции амплитуды, содержащей ф.ф. a, с амплитудой IB и т.д. Представление вероятности процессов (2) в виде (I8) весьма удобно, т.к. позволяет выделить вклады каждого из ф.ф. (в выражении (I8) опущены вклады несущественных ф.ф. h и d). В Таблице приведены значения вкладов в полную вероятность всех членов формулы (I8). Вероятность распада $\pi\to e\nu_e e^+e^-$ вычислена для значений параметров (4) и (7), а вероятности K -распадов при ф.ф., определяемых формулами (II)-(I3), и значениях параметров (I4)-(I5). Поэтому малы вклады, содержащие ф.ф. b . Все вклады легко пересчитать для любых других a' , b' и c' . В случае K -распадов вычисления были выполнены

[4)] Т.е. вероятность в части фазового объема.

[5)] Как показали вычисления, учет тождественности частиц для процессов с $\ell\equiv\ell'$ в некоторых членах изменяет результат в два раза.

Таблица

Численные значения вкладов в полную вероятность величин, входящих в равенство (I8) (в единицах $IO^{-8}\ W_{\pi(K)}$)

Процесс	$\pi \to e\nu_e e^+e^-$	$K \to \mu\nu_\mu e^+e^-$	$K \to e\nu_e \mu^+\mu^-$	$K \to e\nu_e e^+e^-$	$K \to \mu\nu_\mu \mu^+\mu^-$
Вклад					
IB	$8{,}5\cdot IO^{-I}$	$2{,}5\cdot IO^{3}$	$3{,}0\cdot IO^{-5}$	$2{,}8\cdot IO^{-I}$	$3{,}8\cdot IO^{-I}$
A^2	$3{,}3\cdot IO^{-2}$	$I{,}2\cdot IO$	$4{,}6\cdot IO^{-2}$	$I{,}5\cdot IO$	$I{,}3\cdot IO^{-2}$
A	$-I{,}3\cdot IO^{-2}$	$-5{,}3\cdot IO$	$-I{,}2\cdot IO^{-5}$	$-6{,}3\cdot IO^{-2}$	$-8{,}3\cdot IO^{-2}$
B^2	$3{,}4\cdot IO^{-3}$	$2{,}0\cdot IO^{-I}$	$I{,}7\cdot IO^{-3}$	$2{,}8\cdot IO^{-I}$	$9{,}I\cdot IO^{-4}$
B	$4{,}I\cdot IO^{-3}$	9,5	$2{,}6\cdot IO^{-6}$	$8{,}4\cdot IO^{-3}$	$2{,}9\cdot IO^{-2}$
C^2	$I{,}8\cdot IO^{-2}$	I,2	$6{,}8\cdot IO^{-I}$	3,8	$2{,}7\cdot IO^{-I}$
C	$4{,}7\cdot IO^{-4}$	5,I	$4{,}7\cdot IO^{-5}$	$6{,}9\cdot IO^{-4}$	$3{,}9\cdot IO^{-I}$
B·C	$5{,}I\cdot IO^{-3}$	$2{,}5\cdot IO^{-I}$	$5{,}0\cdot IO^{-2}$	$6{,}0\cdot IO^{-I}$	$2{,}8\cdot IO^{-2}$
Сумма	$9{,}0\cdot IO^{-I}$	$2{,}5\cdot IO^{3}$	$7{,}8\cdot IO^{-I}$	$2{,}I\cdot IO$	I,0
Ошибка	$I{,}6\cdot IO^{-2}$	2,0	$2{,}I\cdot IO^{-3}$	$7{,}5\cdot IO^{-2}$	$2{,}0\cdot IO^{-3}$

Примечание: в последней строке приведена статистическая ошибка вычисления по ММК.

также и при постоянных ф.ф. ($K^2=Q^2=0$). Различие двух вычислений достигает 20% для процессов с e^+e^--парой и 35% - с $\mu^+\mu^-$. Таким образом, учет зависимости ф.ф. от K^2 и Q^2 является необходимым для K -распадов. Отметим, что знаки интерференционных членов A, A·B и т.д., вообще говоря, неизвестны. Обсудим теперь каждый распад отдельно.

Полная вероятность процесса $\pi \to \mu\nu_\mu e^+e^-$ определяется вкладом IB, поэтому он не представляет интереса для изучения SD-излучения. Мы нашли: $R_{IB}=0{,}33\cdot IO^{-6}$, в отличие от $R_{IB}=2{,}5\cdot IO^{-6}$, приведенного в работе /I5/, и от $R_{IB}=0{,}63\cdot IO^{-7}$ из работы /5/. Учитывая это расхождение, мы проверили наши расчеты по ММК путем сведения вкладов прямых диаграмм к двойным интегралам, которые были затем вычислена на ЭВМ. Подобное дублирование расчетов было сделано для всех шести

распадов всюду, где это возможно (так, например, обменные вклады не могут быть сведены к двойным интегралам). Мы получили одинаковые результаты при двух способах вычислений.

В процессе $\pi \to e\nu_e e^+e^-$ доминирует вклад IB. Для его подавления надо отбирать события со значениями инвариантных масс e^+e^--пар $|K^2|$ и $|n^2|$ $(n=p_1+p_3)$, большими некоторого $\bar{K}^2$ [6]. Мы рассчитали интегральные вероятности для различных $\bar{K}^2$. Кроме того, накладывались ограничения на энергии трех заряженных частиц: $E_i > \bar{E}$. Такое обрезание отвечает постановке эксперимента /I0/.

Если принять справедливость CVC, то, анализируя проведенные вычисления, можно сделать следующие выводы о возможности определения трех параметров γ_π, ξ_π и S, характеризующих в таком случае распад $\pi \to e\nu_e e^+e^-$:

I. Существует кинематическая область ($\bar{E} \sim IO \div I5$ Мэв; $|K^2|$ или $|n^2| \leqslant 0.01\, M_\pi^2$), где параметры ξ_π и S практически не сказываются на вероятности. Измерение в этой области позволит получить дополнительную информацию о параметре γ_π (по отношению к той, которую можно получить, изучая $\pi \to e\nu_e\gamma$). При этом необходимо проводить измерения на уровне $2\cdot IO^{-9}\, W_\pi$.

2. Если γ_π известно, то измерения в области $\bar{E} \sim IO \div I5$ Мэв, $|K^2|$ и $|n^2| \geqslant 0.01\, M_\pi^2$ позволяют определить (двузначно) параметр ξ_π. В этом случае нужно проводить измерения на уровне $4\cdot IO^{-IO}\, W_K$.

3. Если ξ_π определен из измерения в последней области, то с помощью соотношения $\xi_\pi = -S\langle r_\pi^2\rangle M_\pi |F_\pi| / 3|\bar{a}_a|$, следующего из (5), можно: а) проверить справедливость гипотез, лежащих в основе его

6) Из-за наличия двух тождественных частиц любые экспериментальные обрезания должны быть симметризованы.

вывода; б) получить информацию об электромагнитном радиусе π-мезона и об относительном знаке S амплитуд $\bar{a}_\pi$ и f_π. Проведенные расчеты широко используются при анализе эксперимента/I0/.

В распаде $K \to \mu \nu_\mu e^+ e^-$ также доминируют IB, и мы вычислили интегральные вероятности при $|k^2| \geq M_o^2$ и $2M_o^2$, где M_o – масса π^o-мезона. Обрезание M_o^2 выбрано из двух соображений: I) при таком обрезании уже сильно подавлено тормозное излучение, но еще велико структурное; 2) область $|k^2| \geq M_o^2$ свободна от фона, происходящего от $K_{\ell 3}$-распада с последующим распадом $\pi^o \to \gamma e^+ e^-$. Такой каскад имитирует распады с e^+e^--парой. В Приложении Б исследована возможность измерения этих распадов в области, занятой фоном. Для распада $K \to \mu \nu_\mu e^+ e^-$ такие измерения оказываются вполне возможными, но не представляют интереса из-за доминирования IB. Основной вклад при $|k^2| \geq M_o^2$ дают члены IB, A, C и C^2. При этом структурное излучение характеризуется вероятностью $2 \cdot 10^{-8} W_K$, что значительно больше, чем в области больших $|k^2|$ для процесса $\pi \to e \nu_e e^+ e^-$. Большая величина вкладов A, C и C^2 позволяет получить достаточно полную информацию о параметрах a_K и C_K. Таким образом, этот распад представляет значительный интерес для изучения структурного излучения.

В распаде $K \to e \nu_e \mu^+ \mu^-$ вклады IB, A, B и C подавлены из-за подавления распада $K \to e \nu_e$. Дают вклад только $A^2, B^2, B \cdot C$ и C^2, причем доминирует C^2. Исследование этого распада позволит найти величину C_K.

В полную вероятность распада $K \to \mu \nu_\mu \mu^+ \mu^-$ дают вклад все члены. Доминируют IB, C и C^2. Исследование этого распада даст информацию обо всех трех параметрах.

Распад $K \to e \nu_e e^+ e^-$ из-за большого энерговыделения имеет наибольшую вероятность структурного излучения. Бо́льшая часть фазового

объема процесса занята фоном от K_{e3}-распада. В Приложении Б мы исследуем возможность его экспериментального изучения во всем фазовом объеме/I6/ и показываем, что отношение фон/эффект может быть сделано достаточно малым. Так же как и для процесса $K \to e \nu_e \mu^+ \mu^-$, вклад практически дают только члены $A^2, B^2, B \cdot C$ и C^2. Самым важным свойством этого распада является то, что в его фазовом объеме существуют две различные области: при малых $|k^2|$ и $|n^2|$ доминируют A^2 и B^2, а при больших – C^2. Изучение распределения по k^2 и n^2 даст наиболее полную информацию о модулях параметров a_K, b_K и c_K.

Проведенный анализ K-распадов (2) показал, что их исследование на опыте позволит: I) измерить параметры a_K, b_K и c_K, что даст возможность проверить предсказания моделей; 2) проверить сделанное предположение, что зависимость ф.ф. от K^2 и Q^2 определяется только массами ближайших резонансов. Отметим, что уже сама возможность описания четырех процессов тремя параметрами будет служить доводом в пользу этого предположения.

Четвертая глава посвящена феноменологическому рассмотрению вопроса о взаимодействии между нейтрино/I7,I8/. Очевидно, что такое взаимодействие приведет: а) к новым распадам частиц, например:

$$\pi(K) \to \ell + \nu_\ell + \nu + \bar{\nu} \quad ; \tag{I9}$$

б) к новым процессам на пучке нейтрино высоких энергий, таким как:

$$\nu_\mu + n \to \mu^- + p + \nu_{\mu(e)} + \bar{\nu}_{\mu(e)} \quad , \tag{20}$$

$$\nu_\mu + p \to \mu^+ + n + \nu_\mu + \nu_\mu \quad ; \tag{20'}$$

в) к появлению нейтринных ф.ф в процессах рассеяния нейтрино. При рассмотрении распадов лучшее ограничение на константу $F_{\nu\nu}$ получается из анализа экспериментов по исследованию процесса $K^+ \to e^+ \nu_e$: $F_{\nu\nu} \lesssim 2 \cdot 10^{+6} G$ /I8/. Константа $F_{\nu\nu}$ определяется эффективным гамильтонианом $\nu\nu$ -взаимодействия, который выбран в виде: $\mathcal{H}_{\nu\nu} = F_{\nu\nu} (\bar{\nu}\gamma_\alpha \nu)(\bar{\nu}\gamma_\alpha \nu)$. Распады π -, μ -мезонов, нуклонов и гиперонов менее чувствительны к $F_{\nu\nu}$. Мы вычислили также сечения реакций (20). Ограничения на $F_{\nu_\mu \nu_\mu}$ можно получить из данных по возможному несохранению лептонного заряда (процесс (20') имитирует нарушение сохранения лептонного заряда). С учетом спектра падающего нейтрино мы нашли: $F_{\nu_\mu \nu_\mu} \leq 2\cdot 10^{6} G$ /I8/. Проведенный анализ, показывающий, что существующим экспериментальным данным не противоречит наличие даже относительно сильного $\nu\nu$ -взаимодействия, стимулировал постановку специального эксперимента по поиску $\nu\nu$ -взаимодействия в распаде $K^+ \to \mu^+ \nu_\mu \nu \bar{\nu}$ /I9/. В этом эксперименте было найдено ограничение, на порядок лучшее предыдущих: $F_{\nu\nu} <$ I,7·I0$^5 G$. Мы рассмотрели процесс $K^+ \to \mu^+ \nu_\mu \nu \bar{\nu}$ более подробно /20/. Были вычислены энергетический спектр и поляризация μ^+-мезона, а также полная вероятность распада при различных предположениях о виде эффективного гамильтониана $\nu\nu$ -взаимодействия (S , V , T -варианты). Оказалось, однако, что ни форма спектра, ни поляризация не зависят от вида $\nu\nu$ -взаимодействия, что является следствием V -A-структуры гамильтониана обычного слабого взаимодействия.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /6,7,8,I6,I8,20/.

Литература

I. В.Г.Вакс, Б.Л.Иоффе. ЖЭТФ, 35, 22I, 1958.

2. T.Das,V.S.Mathur,S.Okubo.Phys.Rev.Lett.,19,859,1967.

3. W.T.Chu,T.Ebata,D.M.Scott.Phys.Rev.,166,1577, 1968.

4. N.J.Carron,R.L.Schult.Phys.Rev.,D1, 3179, 1970.

5. S.Krishna,H.S.Mani.Phys.Rev.,D5,678, 1972.

6. Д.Ю.Бардин,С.М.Биленький,Г.В.Мицельмахер,Н.М.Шумейко.ЯФ,I4,427, 197I.

7. Д.Ю.Бардин, С.М.Биленький. ЯФ, I6, 557, 1972.

8. Д.Ю.Бардин,Г.В.Мицельмахер,Н.М.Шумейко.ОИЯИ,Р2-7347,Дубна,I973.

9. P.Depommier,J.Heintze,C.Rubbia,V.Soergel.Phys.Lett.,7,285,1963.

I0. С.М.Коренченко,Б.Ф.Костин,Г.В.Мицельмахер,К.Г.Некрасов,В.С.Смирнов. ЯФ, I3, 339, I97I.

II. А.О.Вайсенберг,М.И.Дайон,О.К.Егоров,С.А.Крылов,З.В.Минервина, Е.А.Пожарова,С.В.Скачков,В.А.Смирнитский,В.А.Ющенко.Препринт ИТЭФ,I0I,М.,I973.

I2. K.S.Heard,J.Heintze,G.Heinzelmann,P.Igo-Kemenes,W.Kalbreier, E.Mittag,H.Rieseberg,B.Schürlein,H.W.Siebert,V.Soergel, K.P.Streit,A.Wagner,A.H.Walenta.Preprint Submitted to the II. Aix-en-Provence Int.Conf.on Elementary Particles,6 to 12,Sept. 1973.

I3. H.J.Schnitzer,S.Weinberg.Phys.Rev.,164, 1828, 1967.

I4. Д.Ю.Бардин,Г.В.Мицельмахер,Н.М.Шумейко.Письма в ЖЭТФ,I3,383, I97I.

I5. С.А.Пикин,Ю.М.Харкац. ЯФ, I, 29I, 1965.

I6. Д.Ю.Бардин,Г.В.Мицельмахер,Н.М.Шумейко.ОИЯИ,Р2-7348,Дубна,I973.

I7. Z.Bialynicka-Birula.Nuovo Cim.,33, 1484, 1964.

I8. D.Yu.Bardin,S.M.Bilenky,B.Pontecorvo.Phys.Lett.,B32,121,1970.

I9. G.D.Gable,R.H.Hildebrand,C.Y.Pang,R.Stiening.Phys.Rev.,D8, 1989,1973.

20. D.Yu.Bardin,S.M.Bilenky.JINR,E2-5881,Dubna,1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 февраля I974 года.