

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ24.16

3-59

P2 - 7240

4509/2-73

К.Зибольд , В.Г.Мальшкин

μ -РАСПАД
И НЕЙТРИН-НЕЙТРИННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В НЕЛОКАЛЬНОЙ ТЕОРИИ
СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 7240

К.Зибольд*, В.Г.Малышкин**

μ -РАСПАД
И НЕЙТРИН-НЕЙТРИННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В НЕЛОКАЛЬНОЙ ТЕОРИИ
СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Направлено в Nuclear Physics

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

* Университет г. Карлсруэ, ФРГ.

** Саратовский государственный университет.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В последние годы в работах ^{1-4/} был предложен один из возможных вариантов нелокальной квантовой теории поля, охватывающий все наиболее интересные случаи взаимодействий. Доказано, что S -матрица в таком подходе конечна, лоренц-ковариантна, унитарна, причинна и градиентно-инвариантна в каждом порядке теории возмущений. Однако непосредственная экспериментальная проверка теории сталкивается с определенными трудностями.

Как правило, нелокальные поправки к физическим эффектам лежат на уровне погрешностей современных экспериментов. С другой стороны, теория содержит слишком много неизвестных параметров для того, чтобы говорить о том, верна она или нет. Напомним, что произвол подобного подхода это:

1/ произвол в выборе констант a_0, a_2, a_4 /см. /4//, связанных с регуляризацией заряженных циклов;

2/ функциональный произвол в выборе нелокального формфактора;

3/ произвол, связанный с неопределенностью "за-
травочных" констант связи для взаимодействий, возникающих при проведении перенормировки теории /этот произвол в какой-то мере связан ^{5/} с /1//.

Перечисленные трудности можно обойти при рассмотрении эффектов, возникающих лишь в высших порядках теории возмущений /т.е. эффектов, нелокальные поправки к которым заведомо велики/ и изучаемых при таких экспериментальных условиях, когда весь произвол можно свести эффективно к неопределенности в конечном числе констант. Подобная возможность открывается в экспериментах по рассеянию нейтрино на электроны.

В частности, процесс $\nu^\mu + e \rightarrow \nu^\mu + e$ в рамках не-локальной теории четырехфермионных слабых взаимодействий^{/3/} возникает уже во втором порядке по константам связи G и h /здесь h - константа для ν - ν взаимодействий/ и описывается следующими диаграммами:

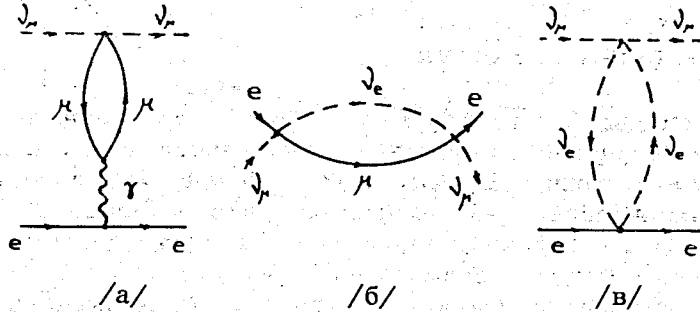


Рис. 1

Если принять во внимание энергии, при которых планируется провести эксперименты, можно показать, что эффективно сечение зависит лишь от конечного числа параметров теории: l_ν , a_0 , $u(-1)$, $v(1)$ и h ; l_ν - элементарная длина, характеризующая область нарушения локальности; $u(\zeta)$ и $v(\zeta)$ - функции, связанные некоторыми преобразованиями с нелокальным формфактором модели /здесь и далее приняты обозначения^{/5-7/}.

В работах^{/6,7/} были получены ограничения на l_ν из экспериментов по измерению $g-2$ -фактора и лэмбовского сдвига. Кроме того, в случае формфакторов порядка роста $\rho = \frac{1}{2}$ простые оценки приводят к неравенству

$$v(1) \geq 1.$$

Таким образом, полностью неопределенными для данного эксперимента остаются пока константы a_0 , h и $u(-1)$.

В настоящей работе рассматривается возможность получения ограничений на константу h . С этой целью исследуется спектр электронов в μ -распаде с учетом поправок II порядка на обычные слабые и нейтринно-нейтринные взаимодействия. Сравнение результатов рас-

чета с экспериментальными данными позволяет на один-два порядка улучшить известные теоретические оценки $1/8/h$, что находится в хорошем согласии с результатами эксперимента^{/9/} по измерению h .

2. СПЕКТР РАСПАДА μ -МЕЗОНА

Мы будем исходить из следующего лагранжиана взаимодействия^{/3/}:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\omega(x) = & \mathcal{L}_\omega^0(x) + h: \phi \{ m_e^2 (\bar{\nu}_e(x) O_\alpha \nu_e(x)) (\bar{\nu}_e(x) O_\alpha \nu_e(x)) + \\ & + (m_e^2 + m_\mu^2) (\bar{\nu}_\mu(x) O_\alpha \nu_e(x)) (\bar{\nu}_e(x) O_\alpha \nu_\mu(x)) + \\ & + m_\mu^2 (\bar{\nu}_\mu(x) O_\alpha \nu_\mu(x)) (\bar{\nu}_\mu(x) O_\alpha \nu_\mu(x)) \}: \end{aligned} \quad /2.1/$$

Здесь первый член - это обычный лагранжиан слабых четырехфермионных взаимодействий, включающий также диагональные взаимодействия; остальные члены возникают при проведении перенормировки теории и описывают ν - ν взаимодействие.

Если ограничиться порядком G^2 и Gh , то вклад в μ -распад дают следующие диаграммы:

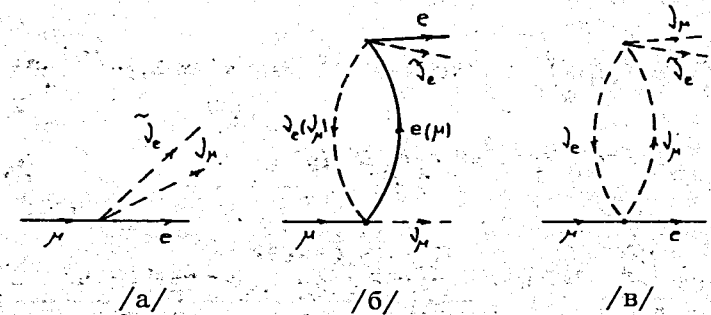


Рис. 2

В импульсном представлении соответствующая амплитуда записывается следующим образом:

$$F = - \frac{iG}{\sqrt{2}(2\pi)} (\bar{e}(k) O_a \nu_e(q_1)) (\bar{\nu}_\mu(q_2) O_a \mu(p)) + \frac{iG^2}{2(2\pi)^2} (\bar{e}(k) O_a \nu_e(q_1)) (\bar{\nu}_\mu(q_2) O_\beta \mu(p)) \sum_{j=e,\mu} K_{\alpha\beta}^{(j)}(k+q_1) - \frac{iGh(m_e^2+m^2)}{\sqrt{2}(2\pi)^2} (\bar{e}(k) O_a \mu(p)) (\bar{\nu}_\mu(q_2) O_\beta \nu_e(q_1)) N_{\alpha\beta}(k-p). \quad /2.2/$$

Здесь

$$K_{\alpha\beta}^{(j)}(p) = \frac{1}{(2\pi)^4 i} \int d^4 k \frac{V(-k^2 l_\nu^2) Sp \{ \hat{k} O_\alpha (\hat{k} + \hat{p}) O_\beta \}}{(-k^2 - i\epsilon) [m_j^2 - (k+p)^2 - i\epsilon]} \quad /2.3/$$

$$N_{\alpha\beta}(p) = \frac{1}{(2\pi)^4 i} \int d^4 k \frac{V(-k^2 l_\nu^2) V(-(p+k)^2 l_\nu^2) Sp \{ \hat{k} O_\alpha (\hat{k} + \hat{p}) O_\beta \}}{(-k^2 - i\epsilon) [-(p+k)^2 - i\epsilon]} \quad /2.4/$$

Функция $N_{\alpha\beta}(p)$ вычислялась нами в работе^{/6/} и имеет вид

$$N_{\alpha\beta}(p) = g_{\alpha\beta} N_1(p^2) + p_\alpha p_\beta N_2(p^2), \quad /2.5/$$

$$N_1(p^2) = \frac{1}{\pi i} \int_{-\beta+i\infty}^{-\beta-i\infty} \frac{d\zeta (-p^2)^\zeta l_\nu^{2\zeta-2} (1+\zeta) v(1+\zeta)}{2^{2\zeta} \Gamma(\zeta) \Gamma(1+\zeta) \Gamma(3+\zeta) \sin^2 \pi \zeta}, \quad (0 < \beta < 1) \quad /2.6/$$

$$N_2(p^2) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\beta+i\infty}^{-\beta-i\infty} \frac{d\zeta (-p^2 l_\nu^2)^\zeta v(\zeta+2)}{2^{2\zeta} \Gamma^2(1+\zeta) \Gamma(4+\zeta) \sin^2 \pi \zeta}, \quad (0 < \beta < 1) \quad /2.7/$$

Аналогичные вычисления для $K_{\alpha\beta}^{(j)}(p)$ приводят к выражениям

$$K_{\alpha\beta}^{(j)}(p) = g_{\alpha\beta} K_1^{(j)}(p^2) + \frac{p_\alpha p_\beta}{m_j^2} K_2^{(j)}(p^2), \quad /2.8/$$

$$K_1^{(j)}(p^2) = \frac{i}{8\pi^2} \int_{-\beta+i\infty}^{-\beta-i\infty} \frac{d\zeta l_\nu^{2\zeta} m_j^{2(\zeta+1)} u(\zeta) \Gamma(-\zeta)}{2^{2\zeta} \sin \pi \zeta} \times$$

$$\times \{ {}_2F_1(-\zeta-1, -\zeta+1; 3; \frac{p^2}{m_j^2}) - \frac{1}{3} \frac{p^2}{m_j^2} (1-\zeta^2) \times$$

$$\times {}_2F_1(-\zeta, -\zeta+2; 4; \frac{p^2}{m_j^2}) \}, \quad /2.9/$$

$$K_2^{(j)}(p^2) = \frac{i}{12\pi^2} \int_{-\beta+i\infty}^{-\beta-i\infty} \frac{d\zeta l_\nu^{2\zeta} m_j^{2(\zeta+1)} u(\zeta) \Gamma(-\zeta) (1-\zeta^2)}{2^{2\zeta} \sin \pi \zeta} \times$$

$$\times {}_2F_1(-\zeta, -\zeta+2; 4; \frac{p^2}{m_j^2}). \quad /2.10/$$

Принимая во внимание /2.5/ и /2.8/, легко получить следующее выражение для спектра распада поляризованного μ -мезона:

$$dW = \frac{2}{(2\pi)^5 p_0} \{ 4(k q_2)(p-m s) q_1 [\frac{G^2}{2} - \frac{G^3}{\sqrt{2}} \operatorname{Re} \sum_{j=e,\mu} K_1^{(j)}((k+q_1)^2) \}$$

$$-G^2 h (m_e^2 + m_\mu^2) \operatorname{Re} N_1 ((k-p)^2)] - \frac{G^3}{\sqrt{2}} (q_1 q_2) \operatorname{Re} \sum_{j=e,\mu} \frac{m_e^2 m_\mu^2}{m_j^2} \times$$

$$\times K_2^{(j)} ((k+q_1)^2) \left\{ \frac{d\vec{k}}{k^0} \frac{d\vec{q}_1}{q_1^0} \frac{d\vec{q}_2}{q_2^0} \delta^{(4)}(k+q_1+q_2-p) \right\} /2.11/$$

/мы опустили члены более высокого порядка, чем G^3 и $G^2 h$ /.

Последующие вычисления удобно проводить в системе покоя μ -мезона. Кроме этого, далее мы будем пренебрегать массой электрона по сравнению с его энергией /т.е. понимать /2.11/ в смысле предела $m_e \rightarrow 0$ /. Выполняя интегрирование по фазовому объему нейтрино, мы приходим к спектру распада в следующей форме:

$$dW = \frac{m_\mu^5 G^2}{192\pi^4} \{ f(x) - \cos\theta \cdot \phi(x) \} x dx d\Omega. /2.12/$$

Здесь $\cos\theta$ - косинус угла между \vec{k} и \vec{s} , $x = 2E_e/m_\mu$,

$$f(x) = \frac{x(3-2x)}{2} [1 - 2hm_\mu^2 \operatorname{Re} N_1 (m_\mu^2(1-x))] - \frac{G}{\sqrt{2}} \operatorname{Re} \sum_{j=e,\mu} J^{(j)}(x), /2.13/$$

$$\phi(x) = \frac{x(2x-1)}{2} [1 - 2hm_\mu^2 \operatorname{Re} N_1 (m_\mu^2(1-x))] + \frac{G}{\sqrt{2}} \operatorname{Re} \sum_{j=e,\mu} J_S^{(j)}(x). /2.14/$$

Явный вид функций $J^{(j)}(x)$ и $J_S^{(j)}(x)$ указан в приложении.

Заметим, что параметр G , входящий в /2.12/, не является физической константой связи. Для осуществления перенормировки мы вычислим полную вероятность распада μ -мезона. С этой целью проинтегрируем /2.12/ по dx и $d\Omega$. Мы получим следующее выражение полной вероятности распада:

$$W = \frac{m_\mu^5 G^2}{192\pi^3} \left\{ 1 - \frac{G}{\sqrt{2}} \operatorname{Re} \sum_{j=e,\mu} \tilde{J}^{(j)} - hm_\mu^2 \tilde{N}_1 \right\}. /2.15/$$

Явный вид $\tilde{J}^{(j)}$ и \tilde{N}_1 также указан в приложении.

Будем считать по определению, что физическая константа связи G_F такова, что полная вероятность распада определяется только ею:

$$W = \frac{m_\mu^5 G_F^2}{192\pi^3}. /2.16/$$

Сравнивая /2.15/ и /2.16/, мы приходим к следующей связи между затравочной (G) и физической (G_F) константами связи:

$$G^2 = G_F^2 \left[1 + \frac{G_F \operatorname{Re} \sum_{j=e,\mu} \tilde{J}^{(j)}}{\sqrt{2}} + hm_\mu^2 \tilde{N}_1 \right]. /2.17/$$

Таким образом, с точностью до членов G_F^3 и $G_F^2 h$ спектр распада принимает вид

$$dW = \frac{m_\mu^5 G_F^2}{192\pi^4} \{ \tilde{f}(x) - \cos\theta \tilde{\phi}(x) \} x dx d\Omega. /2.18/$$

Здесь

$$\tilde{f}(x) = \frac{x(3-2x)}{2} [1 - 2hm_\mu^2 \operatorname{Re} N_1 (m_\mu^2(1-x)) + hm_\mu^2 \operatorname{Re} \tilde{N}_1 +$$

$$+ \frac{G_F \operatorname{Re} \sum_{j=e,\mu} \tilde{J}^{(j)}}{\sqrt{2}}] - \frac{G_F \operatorname{Re} \sum_{j=e,\mu} J^{(j)}(x), /2.19/$$

$$\tilde{\phi}(x) = \frac{x(2x-1)}{2} [1 - 2hm_\mu^2 \operatorname{Re} N_1 (m_\mu^2(1-x)) + hm_\mu^2 \operatorname{Re} \tilde{N}_1 +$$

$$+ \frac{G_F \operatorname{Re} \sum_{j=e,\mu} \tilde{J}^{(j)}}{\sqrt{2}}] + \frac{G_F \operatorname{Re} \sum_{j=e,\mu} J_S^{(j)}(x). /2.20/$$

В работе /10/ показано, что при разумных значениях элементарной длины ℓ_V вклад диаграммы 2/б/ в спектр

распада пренебрежимо мал, поэтому в дальнейшем член, пропорциональный G_F^3 , мы будем опускать. Кроме того, предположив, что $m_\mu^2 \ell_\nu^2 \ll 1$, можно заменить /2.18/ следующим приближенным выражением /мы опускаем члены порядка $m_\mu^2 \ell_\nu^2$ и выше/:

$$dW = dW^0 \{ 1 + h m_\mu^4 \mathcal{F}(x) \}. \quad /2.21/$$

Здесь

$$dW^0 = \frac{m_\mu^5 G_F^2}{3 \cdot 2 \pi^4} x^2 \{ 3 - 2x - \cos \theta (2x - 1) \} dx d\Omega \quad /2.22/$$

и

$$\mathcal{F}(x) = \frac{1}{6\pi^2} \left\{ \frac{(7-10x)}{10} \left[\ln \frac{m_\mu^2 \ell_\nu^2}{4} + v'(2) + 3C \right] + \right.$$

$$\left. + (1-x) \ln(1-x) - \frac{809}{600} + \frac{7x}{3} \right\}$$

$$(C = 0,577 \dots). \quad /2.23/$$

Именно выражение /2.21/ будет использоваться нами для сравнения с экспериментом.

3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Вычисленный с помощью лагранжиана слабых четырехфермионных взаимодействий самого общего вида спектр электронов, образующихся при распаде покоящегося μ -мезона, характеризуется четырьмя безразмерными параметрами: ρ, η, δ, ξ . При экспериментальном измерении этих параметров исходят из формулы /см., например, /11//

$$dW = \frac{m_\mu^5 G_F^2}{192 \pi^4} x [M(x; \rho, \eta) - \xi \cos \theta B(x; \delta)] dx d\Omega, \quad /3.1/$$

где

Таблица

Ссылки	Интервал и способ подгонки	Экспериментальные значения	Поправки за счет ν -взаимод.		Верхняя граница для $h m_\mu^2 / G$
			$\Delta \rho(\eta) \cdot h m_\mu^2 \{ \Delta \rho(\eta), [\ln \frac{m_\mu^2 \ell_\nu^2}{4}, v'(2), \ln(1-x)] \}$	$\Delta \rho_2 \cdot \Delta \rho_1$	
[12]	$0.4 \div 1.0$ $\eta = 0$	$\rho = 0.7503$ ± 0.0026	$\Delta \rho_1 = -1.4 \cdot 10^{-3}$	$\Delta \rho_2 = 1.3 \cdot 10^{-9}$	$(1.2 \div 2.3) \cdot 10^6$
[13]	$0.5 \div 1.0$ $\eta = 0$	$\rho = 0.7523$ ± 0.0024	$\Delta \rho_1 = -1.3 \cdot 10^{-3}$	$\Delta \rho_2 = 1.3 \cdot 10^{-9}$	$(2.0 \div 4.0) \cdot 10^5$
[12]	$0.03 \div 0.13$ $\rho = 3/4$	$\eta = -0.13$ ± 0.36	$\Delta \eta_1 = 1.5 \cdot 10^{-5}$	$\Delta \eta_2 = -4.2 \cdot 10^{-9}$	$(1.9 \div 4.1) \cdot 10^6$
[12]	$0.03 \div 0.13$ $\rho = 5/4$	$\eta = -0.13$ ± 0.20	$\Delta \eta_1 = 1.5 \cdot 10^{-5}$	$\Delta \eta_2 = -4.2 \cdot 10^{-9}$	$(1.3 \div 2.8) \cdot 10^6$
[12]	$0.4 \div 1.0$ по двум параметрам	$\rho = 0.752$ ± 0.005	$\Delta \rho_1 = 1.4 \cdot 10^{-9}$	$\Delta \rho_2 = 1.2 \cdot 10^{-9}$	$(2.7 \div 5.6) \cdot 10^5$
[12]	$0.03 \div 0.13$ $0.4 \div 1.0$ по двум параметрам	$\rho = 0.751$ ± 0.003	$\Delta \rho_1 = -1.6 \cdot 10^{-9}$	$\Delta \rho_2 = 1.1 \cdot 10^{-9}$	$(1.4 \div 2.9) \cdot 10^5$

$$M(x; \rho, \eta) = 3x(1-x) + \frac{2}{3} \rho (4x^2 - 3x - 4 \frac{m_e^2}{m_\mu^2}) + 6\eta \frac{m_e}{m_\mu} (1-x),$$

/3.2/

$$B(x; \delta) = x(1-x) + \frac{2}{3} \delta x(4x-3),$$

/3.3/

учитывая также вклад в распад электродинамических поправок.

Для нахождения поправок к параметрам ρ, η, δ, ξ , обусловленных нейтрин-нейтринными взаимодействиями, мы аппроксимируем /2.21/ формулой /3.1/ с помощью метода наименьших квадратов. При минимизации функции отклонения мы учитываем, что экспериментальные данные обрабатываются обычно тремя способами:

- 1/ по форме спектра находятся ρ /при $\eta \equiv 0$ / или δ /при $\xi \equiv 1$ /;
- 2/ по форме спектра находятся η /при $\rho = 3/4$ / или ξ /при $\delta = 3/4$ /;
- 3/ по форме спектра параметры ρ, η или ξ, δ находятся одновременно.

Мы анализировали экспериментальные данные, полученные начиная с 1965 г. Из таблицы видно, что экспериментальные значения параметров, характеризующих спектр, довольно хорошо согласуются с предсказаниями стандартной V-A теории. Поэтому естественно считать, что вычисленные нами поправки лежат в пределах отклонений экспериментальных значений от стандартных. Это дает возможность установить ограничения на h , указанные в таблице.

Наилучшее ограничение получается при сравнении результатов расчета с данными эксперимента /12/ по измерению параметра ρ , что связано с большой точностью этого эксперимента. Именно:

$$hm_\mu^2 \leq (1,2 \div 2,3) 10^5 G_F. \quad /3.4/$$

Приведенное ограничение на один-два порядка улучшает оценку /8/ и совпадает с результатами последних экспериментов Хильдебранда /9/:

$$G_{\nu\nu} = hm_\mu^2 \leq 1,8 \times 10^5 G_F.$$

/3.5/

В заключение мы заметим, что теперь единственным полностью свободным параметром при описании процесса $\nu_\mu + e \rightarrow \nu_\mu + e$ осталась константа a_0 , связанная с регуляризацией спинорного цикла /рис. 1а/. Ограничения на эту константу могут быть получены из экспериментов по измерению лэмбовского сдвига. После того, как такая оценка будет выполнена, мы можем указать верхнюю границу для сечения рассеяния $\nu + e \rightarrow \nu + e$ в рамках нашего подхода. В настоящее время эти расчеты проводятся.

Авторы выражают глубокую признательность Г.В.Ефимову за постоянное внимание и ценные советы. Мы также рады возможности поблагодарить В.А.Алебастрова, Д.Ю.Бардина и С.М.Биленького за полезные обсуждения. Один из авторов /К.Зибольд/ выражает благодарность ОИЯИ за гостеприимство и ЦЕРНу за финансовую поддержку.

Приложение

Приведем точные выражения функций $J^{(j)}(x)$, $J_S^{(j)}(x)$, $\tilde{J}^{(j)}$ и \tilde{N}_1 , определяющих полный спектр распада.

$$J^{(\mu)}(x) = \frac{3m_\mu^2}{2\pi^2 i} \int_{-\beta-i\infty}^{-\beta+i\infty} d\zeta \ell_\nu^{2\zeta} m_\mu^{2\zeta} x u(\zeta) \Gamma(-\zeta) \times$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^{n+1} \Gamma(-\zeta-1+n)}{n! \Gamma(-\zeta-1)} \frac{\Gamma(-\zeta+1+n) [2x-(n+3)]}{\Gamma(-\zeta+1) \Gamma(n+4)(n+2)},$$

/П-1/

$$J^{(e)}(x) = \frac{3m_\mu^2 x^2}{2\pi^2 i} \int_{-\beta-i\infty}^{-\beta+i\infty} d\zeta (-\ell_\nu^2 m_\mu^2 x)^\zeta u(\zeta) [2x-(\zeta+4)] \zeta(\zeta+3) \Gamma(\zeta+5) \sin \pi \zeta,$$

/П-2/

Литература

$$J_S^{(\mu)}(x) = \frac{3m^2 - \beta - i\infty}{2\pi^2 i} \int_{-\beta+i\infty}^{\beta-i\infty} \frac{d\zeta l_\nu^{2\zeta} m_\mu^{2\zeta} u(\zeta) \Gamma(-\zeta)}{2^2 \zeta \sin \pi \zeta} \times$$

$$\times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^{n+1} \Gamma(-\zeta-1+n)}{n! \Gamma(-\zeta-1)} \frac{\Gamma(-\zeta+1+n)(2x+n-1)}{\Gamma(-\zeta+1) \Gamma(n+4)(n+2)},$$

/П-3/

$$J_S^{(e)}(x) = \frac{3m^2 x^2 - \beta - i\infty}{2\pi^2 i} \int_{-\beta+i\infty}^{\beta-i\infty} \frac{d\zeta (-l_\nu^2 m_\mu^2 x)^\zeta u(\zeta) (2x+\zeta)}{2^2 \zeta (\zeta+3) \Gamma(\zeta+5) \sin \pi \zeta},$$

/П-4/

$$\tilde{J}(\mu) = \frac{6im_\mu^2 - \beta - i\infty}{\pi^2} \int_{-\beta+i\infty}^{\beta-i\infty} \frac{d\zeta l_\nu^{2\zeta} m_\mu^{2\zeta} u(\zeta) \Gamma(-\zeta) \Gamma(2\zeta+5)}{2^2 \zeta \Gamma(\zeta+4) \Gamma(\zeta+6) \sin \pi \zeta},$$

/П-5/

$$\tilde{J}^{(e)} = \frac{6im_\mu^2 - \beta - i\infty}{\pi^2} \int_{-\beta+i\infty}^{\beta-i\infty} \frac{d\zeta (-l_\nu^2 m_\mu^2)^\zeta u(\zeta)}{2^2 \zeta \Gamma(\zeta+6) \sin \pi \zeta},$$

/П-6/

$$\tilde{N}_1 = \frac{6im_\mu^2 - \beta - i\infty}{\pi} \int_{-\beta+i\infty}^{\beta-i\infty} \frac{d\zeta (-m_\mu^2 l_\nu^2)^\zeta v(\zeta+2)}{2^2 \zeta \Gamma(\zeta+1) \Gamma(\zeta+2) \Gamma(\zeta+6) \sin 2\pi \zeta}.$$

/П-7/

Здесь во всех формулах $1 < \beta < 2$.

1. Г.В.Ефимов. *Commun.Math.Phys.*, 5, 42 (1967); 7, 138 (1968); *ЯФ*, 4, 432 /1966/; Препринт ИТФ-68-52, 54, 55. Киев, 1968.
2. Г.В.Ефимов. *Ann.Phys.*, N.Y., 71, 466 (1972); Препринт ОИЯИ, P2-5694, Дубна, 1971.
3. Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер. *Ann.Phys.*, N.Y., 67, 124 (1971); Препринт ОИЯИ, P2-5104, Дубна, 1970.
4. В.А.Алебастров, Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер. *Ann.Phys.*, N.Y., 76, 251 (1973); Препринт ОИЯИ, P2-6129, Дубна, 1971.
5. В.А.Алебастров, Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер. Препринт ОИЯИ, P2-6865, Дубна, 1972.
6. Г.В.Ефимов и др. Препринт ОИЯИ, P2-6334, Дубна, 1972.
7. В.Г.Малышкин и др. Препринт ОИЯИ, P2-6801, Дубна, 1972.
8. D.Yu.Bardin, S.M.Bilenky, V.M.Pontecorvo. *Phys.Lett.*, 32B, 121 (1970).
9. G.D.Cable, R.H.Hildebrand, C.Y.Pang. *Phys.Lett.*, 40B, 699 (1972).
10. Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер. *ЯФ*, 10, № 6, 1243 /1969/; Препринт ОИЯИ, P2-4374, Дубна, 1969.
11. T.Kinoshita, A.Sirlin. *Phys.Rev.*, 107, 593, 638 (1957); 108, 844 (1957).
12. S.E.Derenzo, R.H.Hildebrand. *Phys.Rev.Lett.*, 20, 614 (1968).
13. S.E.Derenzo, R.H.Hildebrand. *Phys.Lett.*, 28B, 401 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
12 июня 1973 года.