

## СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ

Б. Л. Иоффе

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение. Суть проблемы . . . . .	357
2. Форма слабого взаимодействия . . . . .	359
3. Реальные процессы при высоких энергиях . . . . .	360
3.1. Процессы первого порядка по $G$ (360). а) Упругое рассеяние лептонов (360). б) Взаимодействие нейтрино с нуклонами (363). 3.2. Процессы выше первого порядка по $G$ (367). а) Неупругое рассеяние лептонов (367). б) Нижняя граница для сечения упругого $e^+e^-$ -рассеяния (368). в) Поведение полных сечений слабых взаимодействий лептонов при энергиях выше унитарного предела (369).	
4. Виртуальные процессы . . . . .	372
4.1. Лептонные взаимодействия (375). 4.1.1. Электромагнитные взаимодействия лептонов (375). 4.1.2. Слабые взаимодействия лептонов (378). а) $\mu$ -распад (378). б) Упругое $\nu_e e$ -рассеяние (379). в) Упругое $\nu_\mu e$ -рассеяние (380). г) Упругое $ee$ -рассеяние и реакция $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (380). 4.2. Адрон-лептонные взаимодействия (381). 4.2.1. Слабые нейтральные токи (382). а) Распад $K_S^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ (теория с $W$ -бозоном) (382). б) Распад $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ (четырёхфермионная теория) (384). в) Другие адрон-лептонные взаимодействия (384). 4.2.2. Отношение векторных констант $\beta$ - и $\mu$ -распада (385). 4.3. Нелептонные взаимодействия (386). а) Разность масс $K_L^0$ - и $K_S^0$ -мезонов (386). б) Адронные процессы с изменением странности, четности или изотопического спина (389). в) Адронные процессы с испусканием фотонов (393).	
5. Попытки построения новой теории слабых взаимодействий . . . . .	396
6. Заключение . . . . .	401
Цитированная литература . . . . .	402

## 1. ВВЕДЕНИЕ. СУТЬ ПРОБЛЕМЫ

Слабое взаимодействие растет с ростом энергии. Это обстоятельство, на которое впервые указал еще в 1936 г. Гейзенберг <sup>1</sup>, связано с тем, что в четырехфермионной теории константа слабого взаимодействия  $G$  размерна:  $G = 10^{-5}/m^2$  ( $m$  — масса нуклона,  $\hbar = c = 1$ ). Из одного этого факта и соображений размерности следует, что в четырехфермионной теории сечения двухчастичных процессов, таких, как, например, упругое рассеяние нейтрино на электроны, должны (в первом приближении теории возмущений) вести себя при высоких энергиях как  $\sigma \sim G^2 s$ , где  $s = 4E^2$ ,  $E$  — энергия каждой из частиц в системе центра инерции. Экспериментально рост сечений слабого взаимодействия с энергией наблюдается <sup>2</sup> в рассеянии нейтрино на нуклонах, где приближенно имеет место равенство

$$\sigma_{\nu N}^{\text{tot}} \approx \frac{G_s^2}{4\pi}, \quad s \approx 2mE_\nu; \quad (1.1)$$

$\sigma_{\nu N}^{\text{tot}}$  — полное сечение взаимодействия мюонного нейтрино с нуклоном,  $E_\nu$  — энергия нейтрино в лабораторной системе. (Соотношение (1.1)

проверено до  $E_\nu \approx 10$  Гэв.) Из соображений размерности следует также, что при высоких энергиях сечения неупругих слабых процессов с рождением  $n$  лептонных пар в первом исчезающем приближении теории возмущений будут порядка  $\sigma_n \sim G^2 s (Gs)^{2n}$ . Таким образом (и это также было известно еще Гейзенбергу <sup>1)</sup>), при энергиях  $s \sim 1/G$  сечения неупругих слабых процессов оказываются того же порядка, что и сечения упругих, т. е. слабое взаимодействие эффективно становится сильным, хотя сечения слабых процессов при этом еще остаются малыми по сравнению с сечениями процессов сильных взаимодействий. Более точно следует говорить, что слабое взаимодействие становится сильным на малых расстояниях  $r \lesssim G^{1/2} \approx 6 \cdot 10^{-17}$  см, поскольку большие величины сечений неупругих процессов возникают при высоких энергиях за счет больших передаваемых импульсов  $q \sim s^{1/2}$ , отвечающих малым расстояниям  $r \sim 1/q$ .

Такое же положение (правда, в силу несколько иных причин) имеет место и в теории слабых взаимодействий с промежуточным векторным  $W$ -бозоном.

Рост с энергией сечений неупругих процессов связан с так называемой перенормируемостью теории слабых взаимодействий, т. е. с тем, что высшие порядки по слабому взаимодействию, вычисленные в теории возмущений, оказываются расходящимися, причем степень расходимости растет с номером приближения, и имеют порядок  $(G\Lambda^2)^n$ , где  $\Lambda^2$  — эффективный квадрат массы виртуальных частиц ( $\Lambda^2$  соответствует величине  $s$  для реального процесса). При этом естественно было бы ожидать такой картины, когда амплитуды слабых процессов растут в соответствии с теорией возмущений вплоть до тех энергий  $\Lambda^2 \sim 1/G$ , где слабое взаимодействие становится сильным, а затем слабое взаимодействие само себя обрезает. Такое поведение амплитуд, однако, означало бы одновременно, что поправки высших порядков по слабому взаимодействию к амплитудам процессов при малых энергиях были бы, вообще говоря, порядка единицы.

Мы приходим, следовательно, к следующей проблеме. С одной стороны, экспериментальные данные ( $\nu_\mu N$ -рассеяние) и теория говорят нам о том, что амплитуды слабых процессов растут с энергией в соответствии с теорией возмущений, так что поправки высших порядков по слабому взаимодействию к процессам при малых (по сравнению с  $1/G^{1/2}$ ) энергиях должны быть существенны. С другой стороны, слабое взаимодействие не сохраняет четность, странность и изотопический спин, тогда как из эксперимента хорошо известно, что в сильных и электромагнитных процессах при малых энергиях (по сравнению с  $G^{-1/2}$ ) четность и странность сохраняются с высокой точностью — порядка  $10^{-6}$ , а изотопический спин — с точностью порядка  $\alpha \sim 10^{-2}$ . Кроме того, за счет высших приближений по слабому взаимодействию должны возникать слабые адрон-лептонные процессы с испусканием нейтральных лептонных систем, которые до сих пор не были обнаружены на опыте, несмотря на высокую точность поставленных экспериментов.

Таким образом, вклад виртуальных слабых взаимодействий в процессы при малых энергиях экспериментально оказывается весьма малым, что указывает на несамосогласованность (или даже на противоречия) в современной трактовке теории слабых взаимодействий.

Выход из этого противоречия может состоять в том, что по какой-то неизвестной нам сейчас причине слабое взаимодействие обрезается на расстояниях, значительно больших  $G^{1/2}$ . Весьма вероятно, что такое обрезание может иметь фундаментальное физическое значение \*).

\*) Ситуация в теории слабых взаимодействий в какой-то мере напоминает то, что происходило в классической теории поля. Как известно, исходя из самой теории было установлено, что классическая электродинамика становится неприменимой (внутренне противоречивой) на расстояниях порядка классического радиуса электро-

Основной целью настоящего обзора является анализ поправок высших порядков теории возмущений по слабому взаимодействию к амплитудам процессов при малых энергиях с целью выяснения того, где такие противоречия носят наиболее острый характер, т. е. выявления «горячих точек» теории, что должно было бы способствовать построению новой теории слабых взаимодействий, свободной от указанных трудностей.

Вначале будет рассмотрено поведение сечений реальных слабых упругих и неупругих процессов при высоких энергиях. Изложение этих разделов обзора не претендует на полноту, а скорее на создание у читателя ясной физической картины. Затем последовательно (и, по возможности, наиболее полным образом) будет рассмотрен вклад виртуальных слабых взаимодействий при высоких энергиях в амплитуды различных процессов при малых энергиях. Наконец, в заключение обзора будут указаны предложенные в последнее время с целью выхода из возникающих трудностей новые теоретические схемы теории слабых взаимодействий.

## 2. ФОРМА СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Мы будем исходить из универсальной  $V - A$ -теории слабого взаимодействия<sup>3, 4</sup> и рассматривать два варианта теории: четырехфермионную, когда гамильтониан слабого взаимодействия имеет вид \*)

$$\mathcal{H}_w = \frac{G}{\sqrt{2}} j_\lambda^+(x), j_\lambda^-(x), \quad (2.1)$$

и теорию с промежуточным  $W$ -бозоном с гамильтонианом

$$\mathcal{H}_w = gj_\lambda^+(x) W_\lambda(x) + gj_\lambda(x) W_\lambda^+(x); \quad (2.2)$$

здесь  $j_\lambda^\pm(x)$  — слабый ток, являющийся суммой лептонного и адронного токов:

$$j_\lambda^-(x) = j_\lambda^{-l}(x) + j_\lambda^{-h}(x), \quad j_\lambda^+ = (j_\lambda^-)^+, \quad (2.3)$$

причем лептонный ток равен

$$j_\lambda^{-l} = j_\lambda^{-\mu} + j_\lambda^{-e}, \quad (2.4)$$

$$j_\lambda^{-\mu} = \bar{\psi}_\mu \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \psi_\mu, \quad j_\lambda^{-e} = \bar{\psi}_e \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \psi_e,$$

а адронный ток записывается в виде

$$j_\lambda^{-h} = (V_\lambda - A_\lambda)_2^1 \cos \theta_C + (V_\lambda - A_\lambda)_3^1 \sin \theta_C, \quad (2.5)$$

где  $\theta_C$  — угол Каббиво,  $V_{\lambda k}^i$  и  $A_{\lambda k}^i$  — векторный и аксиальный токи,  $i, k$  — индексы группы  $SU(3)$  (используются обозначения обзора Берестецкого<sup>5</sup>). Нормировка адронного тока такова, что, например,

на  $r_0 = e^2/mc^2$ . Однако, как показал опыт, из-за существования кванта действия  $\hbar$  справедливость законов классической электродинамики нарушилась значительно раньше, на расстояниях порядка  $\hbar/mc = r_0/\alpha$ . В настоящее время нельзя исключить возможности того, что «обрезание» слабых взаимодействий связано с причиной столь же фундаментальной, как и существование кванта действия. (Это замечание принадлежит С. С. Герштейну.)

\*) В обзоре используются следующие обозначения: компоненты метрического тензора  $\delta_{\mu\nu}$  равны  $\delta_{00} = -\delta_{11} = -\delta_{22} = -\delta_{33} = 1$ ,  $a_\mu b_\mu = a_0 b_0 - \mathbf{a} \cdot \mathbf{b}$ ,  $\partial_\mu = \partial/\partial x_\mu = (\partial/\partial t, -\partial/\partial \mathbf{x})$ , матрицы Дирака

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma = \begin{pmatrix} 0 & \sigma \\ -\sigma & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_5 = -\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$\hat{p} = p_\mu \gamma_\mu$ , спиноры  $u, \bar{u}$  нормированы условием  $\bar{u}u = 2m$ .

в кварковой модели

$$j_{\lambda}^{-h} = \bar{n}^1 \gamma_{\lambda} (1 + \gamma_5) p^1 \cos \theta_c + \bar{L}^1 \gamma_{\lambda} (1 + \gamma_5) p^1 \sin \theta_c. \quad (2.6)$$

Константа слабого взаимодействия  $W$ -бозонов  $g$  связана с  $G$  соотношением  $4\pi g^2/m_W^2 = G/\sqrt{2}$ . Мы не будем делать каких-либо предположений о значениях массы  $W$ -бозона  $m_W$  и тем самым о величине полуслабой константы  $g$ . Мы будем пренебрегать эффектом нарушения  $CP$ -инвариантности.

### 3. РЕАЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

3.1. Процессы первого порядка по  $G$ . а) *Упругое рассеяние лептонов*. Рассмотрим процесс упругого рассеяния электронно-го нейтрино или антинейтрино на неполяризованном электроном. В первом приближении по  $G$  дифференциальные сечения этих процессов, вычисленные в четырехфермионной теории по обычным правилам Фейнмана, имеют вид

$$\frac{d\sigma_{\nu_e e}}{d\Omega} = \frac{G^2}{(2\pi)^2} s, \quad (3.1)$$

$$\frac{d\sigma_{\bar{\nu}_e e}}{d\Omega} = \frac{G^2}{(2\pi)^2} s \cdot \frac{1}{4} (1 + \cos \theta)^2, \quad (3.2)$$

где  $s = 4E^2$ ,  $E$  и  $\theta$  — энергия и угол рассеяния частицы в СЦИ. (В (3.1), (3.2) пренебрежено массой электрона по сравнению с  $E$ , такое же приближение будет делаться и в дальнейшем.) Полные сечения равны соответственно

$$\sigma_{\nu_e e} = \frac{G^2 s}{\pi}, \quad (3.3)$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_e e} = \frac{G^2 s}{3\pi}. \quad (3.4)$$

В полные сечения (3.3), (3.4) основной вклад вносит область больших передаваемых импульсов  $-q^2 = 4E^2 \sin^2 \theta/2 \sim s$ , что в пространственной картине отвечает основному вкладу малых прицельных расстояний  $r \sim 1/(-q^2)^{1/2} \sim s^{-1/2}$ .

Дифференциальное и полное сечения процесса  $\nu_{\mu} + e \rightarrow \mu + \nu_e$  описываются теми же формулами (3.1), (3.3), что и сечения упругого  $\nu_e e$ -рассеяния, а сечение взаимодействия  $\nu_{\mu} e$  равно нулю в рассматриваемом приближении. В линейно растущие с  $s$  сечения (3.1), (3.2) дает вклад одна парциальная волна. Но вклад одной парциальной волны в полное сечение не может превышать величину порядка  $\pi \lambda^2 = 4\pi/s$ , что ограничивает рост сечений (3.1), (3.2) за счет одной парциальной волны. (Это обстоятельство впервые было отмечено Блохинцевым<sup>6</sup>, ранее аналогичное рассмотрение было сделано Ландау<sup>48</sup> для задачи рассеяния фотона на частице со спином 1.)

Целесообразно рассмотреть этот вопрос более подробно. В гамильтониан слабого взаимодействия (2.1) волновые функции лептонов входят только двумя компонентами, причем  $e$ ,  $\nu$ ,  $\mu$  имеют всегда левую спиральность, а  $e^+$ ,  $\bar{\nu}$ ,  $\mu^+$  — правую. При высоких энергиях, когда можно пренебречь массой лептона, спиральность в процессах слабого взаимодействия сохраняется, так что в  $\nu_e e$ -рассеянии  $\lambda_{\nu_e} = \lambda_e = -1/2$ , а в  $\bar{\nu}_e e$ -рассеянии  $\lambda_{\bar{\nu}_e} = 1/2$ ,  $\lambda_e = -1/2$ . В силу точечной структуры гамильтониана слабого взаимодействия (2.1) (т. е. отсутствия в (2.1) производных по координатам) отсюда следует, что для  $\nu_e e$ -рассеяния в амплитуду рассеяния дает вклад только парциальная волна с полным моментом  $j = 0$ , а для  $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния — парциальная волна с  $j = 1$ .

Как хорошо известно<sup>7</sup>, амплитуда произвольной двухчастичной реакции  $a + b \rightarrow c + d$  с заданными значениями спиральностей  $f_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}$  может быть

следующим образом разложена по парциальным волнам:

$$f_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b} = \frac{1}{2p} \sum_j (2j+1) f_{\lambda_c \lambda_d, \lambda_a \lambda_b}^j e^{i(\lambda-\mu)\varphi} d_{\lambda_\mu}^j(\theta); \quad (3.5)$$

здесь  $\lambda = \lambda_a - \lambda_b$ ,  $\mu = \lambda_c - \lambda_d$ ,  $p$  — импульс сталкивающихся частиц в СЦИ,  $d_{\lambda_\mu}^j(\theta)$  — функции, определенные в работе <sup>7</sup>,  $f_{\lambda_c \lambda_d, \lambda_a \lambda_b}^j$  — парциальные амплитуды, связанные с фазами рассеяния  $\delta_{\lambda_c \lambda_d, \lambda_a \lambda_b}^j$  соотношениями

$$f_{\lambda_c \lambda_d, \lambda_a \lambda_b}^j = -i [\exp(2i\delta_{\lambda_c \lambda_d, \lambda_a \lambda_b}^j) - \delta_{\lambda_a \lambda_c} \delta_{\lambda_b \lambda_d}] \quad (3.6)$$

в случае упругого рассеяния и

$$f_{\lambda_c \lambda_d; \lambda_a \lambda_b}^j = -i \exp(2i\delta_{\lambda_c \lambda_d, \lambda_a \lambda_b}^j) \quad (3.7)$$

в случае неупругого рассеяния. Дифференциальное сечение процесса  $a + b \rightarrow c + d$  выражается через амплитуду  $f_{\lambda_c \lambda_d, \lambda_a \lambda_b}$  так:

$$\frac{d\sigma_{\lambda_c \lambda_d, \lambda_a \lambda_b}}{d\Omega} = |f_{\lambda_c \lambda_d, \lambda_a \lambda_b}(\theta, \varphi)|^2. \quad (3.8)$$

Применение формул (3.5) — (3.7) к  $\nu_e e^-$  и  $\bar{\nu}_e e^-$ -рассеянию в первом приближении по  $G$  и использование равенств  $d_{00}^0 = 1$ ,  $d_{11}^1(\theta) = (1/2)(1 + \cos \theta)$  дает <sup>8</sup>

$$f_{\nu_e e} = \frac{1}{E} J_{\nu_e e}^0, \quad (3.9)$$

$$f_{\bar{\nu}_e e} = \frac{3}{2E} f_{\nu_e e}^1 (1 + \cos \theta), \quad (3.10)$$

$$f^j = \frac{1}{2i} (e^{2i\delta_j} - 1), \quad (3.11)$$

где  $f^j$  и  $\delta_j$  — парциальные амплитуды и фазы рассеяния с моментом  $j$ . С другой стороны, из (3.1), (3.2) имеем

$$f_{\nu_e e} = -\frac{G\sqrt{s}}{\sqrt{2}\pi}, \quad (3.12)$$

$$f_{\bar{\nu}_e e} = -\frac{G\sqrt{s}(1 + \cos \theta)}{2\sqrt{2}\pi}. \quad (3.13)$$

(Знак в (3.12), (3.13) выбран в соответствии с обычным определением амплитуды.) Как следует из сравнения (3.9), (3.10) с (3.12), (3.13), парциальные амплитуды в рассматриваемом приближении равны

$$f_{\nu_e e}^0 = -\frac{Gs}{2\pi\sqrt{2}}, \quad (3.14)$$

$$f_{\nu_e e}^1 = -\frac{Gs}{6\pi\sqrt{2}}. \quad (3.15)$$

Условие унитарности, содержащееся в (3.11), ограничивает величины  $|f^j|$  и  $|\operatorname{Re} f^j|$ :

$$|f^j| \leq 1, \quad (3.16)$$

$$|\operatorname{Re} f^j| \leq 1/2, \quad (3.17)$$

т. е. ограничивает максимально возможные значения  $s = s_{\max}$  в (3.14), (3.15). Если воспользоваться более сильным ограничением (3.17), то для  $s_{\max}$  получится <sup>9</sup>

$$\nu_e e^- \text{ — рассеяние: } s_{\max} = \frac{\pi\sqrt{2}}{G}, \quad 2E_{\max} = 620 \text{ Гэв}, \quad (3.18)$$

$$\bar{\nu}_e e^- \text{ — рассеяние: } s_{\max} = \frac{3\pi\sqrt{2}}{G}, \quad 2E_{\max} = 1080 \text{ Гэв}. \quad (3.19)$$

В дальнейшем значения энергий  $E_{\max}$  (или  $s_{\max}$ ), при которых прекращается рост сечения слабого взаимодействия, обусловленного одной парциальной волной, мы будем называть унитарным пределом. Нужно подчеркнуть, что ограничения (3.18), (3.19) характеризуют унитарный предел лишь по порядку величины. В самом деле, при  $s_{\max}$ ,

определяемых согласно (3.18), (3.19),  $|\operatorname{Re} f^j(s_{\max})| = 1/2$ , но тогда в соответствии с (3.11)  $\operatorname{Im} f^j(s_{\max}) = 1/2$ , что противоречит (3.14), (3.15). Таким образом, поведение парциальных амплитуд  $f_{\nu_e e}^0(s)$  и  $f_{\nu_e e}^1(s)$  должно в силу условия унитарности начать отличаться от (3.14), (3.15) еще при  $s$ , заметно меньших  $s_{\max}$ . (Мы не обсуждаем здесь вопроса об искусственной унитаризации парциальных амплитуд, которой легко добиться, положив при всех  $s$   $\delta_0^{\nu_e e} = -Gs/2\pi\sqrt{2}$ ,  $\delta_1^{\nu_e e} = -Gs/6\pi\sqrt{2}$ , поскольку при  $s \sim s_{\max}$  оказывается существенным вклад диаграмм, не сводящихся к простой унитаризации.)

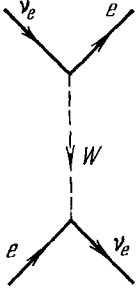


Рис. 1.

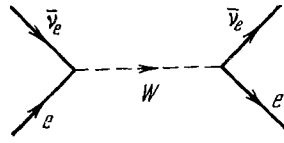


Рис. 2.

При энергиях порядка унитарного предела сечения  $\nu_e e^-$  и  $\bar{\nu}_e e^-$ -рассеяния, определенные согласно (3.3), (3.4) (а также и сечения других слабых процессов), являются еще весьма малыми, значительно меньшими сечений, характерных для процессов сильных взаимодействий (например,  $\sigma_{\nu_e e}(s_{\max}) = (G^2/\pi) s_{\max} = \sqrt{2}G = 6 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$ ).

Рассмотрим теперь те же процессы в теории слабых взаимодействий с промежуточным векторным бозоном. Соответствующие фейнмановские диаграммы представлены на рис. 1, 2, а дифференциальные сечения имеют вид

$$\frac{d\sigma_{\nu_e e}}{d\Omega} = \frac{G^2 s}{(2\pi)^2} \left\{ \frac{m_W^2}{m_W^2 + [s(1 - \cos \theta)/2]} \right\}^2, \quad (3.20)$$

$$\frac{d\sigma_{\bar{\nu}_e e}}{d\Omega} = \frac{G^2 s}{(2\pi)^2} \cdot \frac{1}{4} (1 + \cos \theta)^2 \left( \frac{m_W^2}{m_W^2 - s} \right)^2. \quad (3.21)$$

При  $s \gg m_W^2$  полные сечения равны

$$\sigma_{\nu_e e} = \frac{G^2 m_W^2}{\pi}, \quad (3.22)$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_e e} = \frac{G^2 m_W^2}{3\pi} \frac{m_W^2}{s}. \quad (3.23)$$

и, в отличие от случая четырехфермионной теории, при  $s \rightarrow \infty$  стремятся к постоянному пределу или даже убывают. Такое поведение сечений, однако, не является типичным для процессов первого порядка по  $G$  в теории с промежуточным векторным бозоном: сечения других процессов линейно растут с ростом  $s$ .

Росту с энергией взаимодействий векторного бозона можно дать очень простое объяснение. Векторный бозон, имеющий спин 1, характеризуется тремя независимыми единичными векторами поляризации,  $\epsilon^i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), которые в системе покоя бозона можно направить по трем координатным осям. Тогда для бозона, движущегося в направлении оси  $z$  с импульсом  $k$ , в силу преобразования Лоренца поперечные поляризации  $\epsilon^T$  ( $T = x, y$ ) останутся без изменений, а вектор продольной поляризации примет вид  $\epsilon_\mu^L = \{k/m_W, 0, 0, k_0/m_W\}$ , где  $k_0$  — энергия бозона или приближенно при  $k \gg m_W$

$$\epsilon_\mu^L \approx \frac{k_\mu}{m_W}, \quad (3.24)$$

т. е.  $\epsilon_\mu^L$  будет расти с ростом  $k$ . Это обстоятельство приводит к росту с энергией амплитуд взаимодействия продольно поляризованных векторных бозонов, если только вершины испускания таких бозонов не падают достаточно быстро с ростом энергии. Простейший случай, когда взаимодействие с векторным бозоном не приводит к росту амплитуд с энергией, хорошо известен — это случай взаимодействия бозона с сохраняющимся током  $j_\mu(x)$ , т. е. когда  $\partial_\mu j_\mu(x) = 0$  и, следовательно, при  $k_\mu \rightarrow \infty$   $\epsilon_\mu^L(k) j_\mu(k)$  не со-

держит членов, линейных по  $k$ . (Такое положение имеет место, например, в квантовой электродинамике, где продольные фотоны вообще не взаимодействуют.) В теории слабых взаимодействий, описываемых гамильтонианом (2.2), ток  $j_\mu^\pm(x)$  не сохраняется, и поэтому, по крайней мере в теории возмущений, амплитуды взаимодействия продольных  $W$ -бозонов растут с энергией.

Сказанное выше позволяет легко понять, почему сечения рассеяния лептонов в теории с  $W$ -бозоном не растут с энергией в первом порядке по  $G$ . Действительно, к росту с энергией могли бы привести продольно поляризованные виртуальные  $W$ -бозоны в диаграммах рис. 1, 2. Однако вклад их в амплитуду (в пренебрежении массой лептона) обращается в нуль, поскольку свободный лептонный ток сохраняется.

Для того чтобы проиллюстрировать, как ведут себя другие сечения в теории с  $W$ -бозоном, рассмотрим гипотетический процесс  $W^+ + e^- \rightarrow W^+ + e^-$  при высоких энергиях  $s \gg m_W^2$ . Будем считать, что как начальный, так и конечный  $W$ -бозоны продольно поляризованы. Матричный элемент процесса, соответствующий диаграмме рис. 3, имеет вид

$$M_{\mu\nu} = 4\pi g^2 \bar{u}(p') \gamma_\mu (1 + \gamma_5) (\hat{p} + \hat{k})^{-1} \gamma_\nu (1 + \gamma_5) u(p), \quad (3.25)$$

так что

$$|M_{\mu\nu} \varepsilon_\mu^L(k') \varepsilon_\nu^L(k)|^2 = \frac{64}{m_W^2} (4\pi g^2)^2 (pk)(pk'), \quad (3.26)$$

а дифференциальное сечение оказывается равным

$$d\sigma = \frac{G^2 s}{32\pi^2} (1 + \cos \theta) d\Omega, \quad (3.27)$$

т. е. линейно растущим с  $s$ . В сечение (3.27) вносит вклад одна парциальная волна с  $j = 1/2$ . Нетрудно найти унитарный предел для этого процесса, который оказывается равным  $s_{\max} = 4\sqrt{2}\pi/G$ .

б) *Взаимодействие нейтрино с нуклонами.* Экспериментальные данные о полных сечениях взаимодействия нейтрино с нуклонами являются в настоящее время единственным экспериментальным доказательством точечной структуры слабого взаимодействия на малых расстояниях. На рис. 4 приведено полное сечение процесса  $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \text{адроны}$  в зависимости от энергии, полученное в нейтринном эксперименте в ЦЕРН<sup>2</sup>. Как видно из рисунка, вплоть до энергий  $\nu_\mu$  в лабораторной системе  $E_{\text{лаб}} \approx 10 \text{ Гэв}$  (т. е.  $s^{1/2} \approx (2m_{\text{лаб}})^{1/2} \approx 4,5 \text{ Гэв}$ )  $\sigma_{\nu_\mu N}$  линейно растет с энергией:  $\sigma_{\nu_\mu N} = (0,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-38} E_{\text{Гэв}} \text{ см}^2$ .

При этом «упругое» сечение (т. е. сечение процесса  $\nu_\mu + n \rightarrow \bar{\mu} + p$ ) остается примерно постоянным в интервале энергий  $1 - 3 \text{ Гэв}$  и заметно меньше полного:  $\sigma_{\text{упр}} \approx (0,5 - 0,7) \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$ <sup>10, 11</sup>. В случае  $\bar{\nu}_\mu N$ -рассеяния полное сечение также линейно растет с энергией и заметно превосходит упругое<sup>11</sup>.

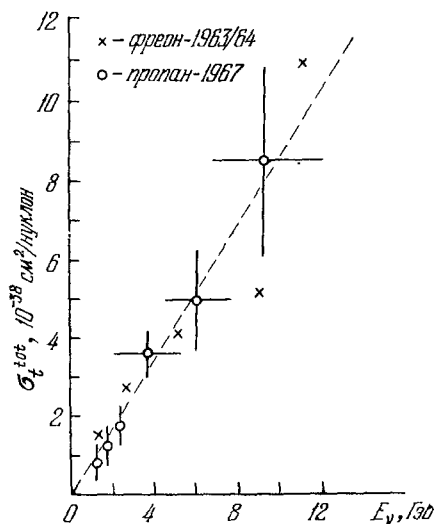


Рис. 4. Полное сечение рассеяния нейтрино на нуклоне как функция энергии нейтрино  $E_\nu$  в лабораторной системе согласно данным, полученным в опытах с пузырьковыми камерами в ЦЕРН.

Данные фреоновой камеры умножены на 1,35 с целью нормировки их по данным протонной камеры, ошибки статистические.

примерно постоянным в интервале энергий  $1 - 3 \text{ Гэв}$  и заметно меньше полного:  $\sigma_{\text{упр}} \approx (0,5 - 0,7) \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$ <sup>10, 11</sup>. В случае  $\bar{\nu}_\mu N$ -рассеяния полное сечение также линейно растет с энергией и заметно превосходит упругое<sup>11</sup>.

Так как линейно растущее с  $s$  сечение  $\nu_\mu N$ -рассеяния возникает за счет области больших квадратов передаваемых адронам импульсов  $|q^2| \sim s$ , а большим  $|q^2|$  соответствуют в пространственной картине малые поперечные (относительно вектора  $q$ ) расстояния  $\rho \lesssim |q^2|^{-1/2}$ , этот экспериментальный результат означает, что слабое взаимодействие является точечным вплоть до расстояний  $r \sim s^{-1/2} \lesssim 10^{-14}$  см. Следует подчеркнуть отличие глубоко-неупругого процесса  $\nu_\mu N$ -взаимодействия, в котором рождаются адронные состояния с большой массой  $W \gg m$ ,

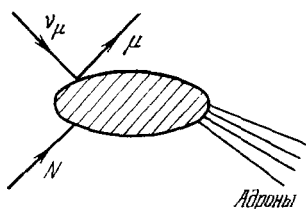


Рис. 5.

от процессов упругого рассеяния (или рождения низколежащих резонансов). В последних благодаря наличию форм-факторов, основную роль играют значения  $|q^2| \lesssim m^2$ , сечения не растут с энергией и процесс характеризуется конечными поперечными  $\rho \sim 1/m$  и растущими с энергией продольными расстояниями<sup>12, 13</sup>.

Чтобы перейти к более точным формулировкам, остановимся сначала на кинематике задачи. Рассмотрим процесс  $\nu(\bar{\nu}) + N \rightarrow l(\bar{l}) +$  адроны в тех условиях, когда измеряются энергии падающего нейтрино (антинейтрино)  $E$ , рассеянного лептона (антилептона)  $E'$  и угол рассеяния лептона (антилептона)  $\theta$  (все величины в лабораторной системе), а по адронным состояниям проводится суммирование. Матричный элемент процесса описывается диаграммой рис. 5. Обозначим через  $p$  4-импульс начального нуклона;  $q = p_\nu - p_l$  (или  $q = p_{\bar{\nu}} - p_{\bar{l}}$ ) — передаваемый 4-импульс от лептонов к адронам. Тогда

$$q^2 = -4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (3.28)$$

$$\nu \equiv pq = m(E - E'). \quad (3.29)$$

В четырехфермионной теории дифференциальное сечение рассеяния  $\nu(\bar{\nu})$  на неполяризованном нуклоне имеет вид (см., например,<sup>14, 15</sup>)

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\nu(\bar{\nu})}}{dq^2 dv} &= \frac{G^2}{2\pi m} \frac{E'}{E} \times \\ &\times \left[ \cos^2 \frac{\theta}{2} w_2^\pm(\nu, q^2) + 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} w_1^\pm(\nu, q^2) \mp \frac{E+E'}{m} \sin^2 \frac{\theta}{2} w_3^\pm(\nu, q^2) \right], \end{aligned} \quad (3.30)$$

где верхний знак относится к рассеянию нейтрино, нижний — антинейтрино и  $w_i^\pm(\nu, q^2)$  ( $i = 1, 2, 3$ ) — функции двух лоренц-инвариантов,  $\nu$  и  $q^2$ , определяющих кинематику задачи. (Членами, пропорциональными массе лептона, пренебрежено.)

В силу изотопической инвариантности (в пренебрежении членами с изменением странности, пропорциональными  $\sin^2 \theta_C$ )

$$w_i^{\nu p} = w_i^{\bar{\nu} n}, \quad w_i^{\bar{\nu} p} = w_i^{\nu n}. \quad (3.31)$$

С помощью кинематического неравенства на массу образующегося адронного состояния  $W$

$$W^2 = (p + q)^2 \geq m^2, \quad \text{т. е. } \nu \geq \frac{|q^2|}{2}, \quad (3.32)$$



выражение для полного сечения  $\sigma^{v(\bar{v})}$  записывается так ( $Q^2 = -q^2$ ):

$$\sigma^{v(\bar{v})}(E) = -\frac{G^2}{2\pi E} \int_0^{mE} dv \int_0^{v/2} dQ^2 \left(E - \frac{v}{m}\right) \left\{ \left[1 - \frac{Q^2}{4E(E - (v/m))}\right] w_2^\pm(v, Q^2) + \right. \\ \left. + \frac{Q^2}{2E[E - (v/m)]} w_1^\pm(v, Q^2) \mp \frac{2E - (v/m)}{m} \frac{Q^2}{4E[E - (v/m)]} w_3^\pm(v, Q^2) \right\}. \quad (3.33)$$

Вводя обозначения

$$x = \frac{Q}{2v} \quad 0 \leq x \leq 1, \quad y = \frac{v}{mE}, \quad 0 \leq y \leq 1 \quad (3.34)$$

и отбрасывая члены более высокого порядка малости по  $m/E$ , (3.33) можно привести к виду

$$\sigma^{v(\bar{v})}(E) = \frac{G^2}{\pi} E m^2 \int_0^1 y dy \int_0^1 dx \left[ \frac{E}{m} (1-y) w_2^\pm(E y, x) + \right. \\ \left. + x y w^\pm(E y, x) \mp \frac{E}{m} \left(1 - \frac{y}{2}\right) x y w_3^\pm(E y, x) \right]. \quad (3.35)$$

Член с  $w_3^\pm(E y, x)$  должен быть меньше суммы двух других членов в (3.35), поскольку согласно (3.34), (3.35) он имеет одинаковую величину, но разный знак для  $\nu p$ - и  $\nu \bar{p}$ -рассеяний. Поэтому линейный рост  $\sigma^{v(\bar{v})}(E)$  возникает лишь в том случае, если при больших  $\nu$  имеет место одно из асимптотических соотношений \*)

$$\lim_{\substack{\nu \rightarrow \infty, \\ x = \text{const} \neq 0}} w_1^\pm(\nu, x) = \frac{1}{m} F_1^\pm(x), \quad (3.36)$$

$$\lim_{\substack{\nu \rightarrow \infty, \\ x = \text{const} \neq 0}} \nu w_2^\pm(\nu, x) = m F_2^\pm(x). \quad (3.37)$$

Естественно думать, что осуществляются сразу оба асимптотических равенства, а также равенство

$$\lim_{\nu \rightarrow \infty} \nu w_3^\pm(\nu, x) = m F_3^\pm(x), \quad (3.38)$$

обеспечивающее вклад  $w_3$  в полное сечение такого же порядка, что и  $w_1$ ,  $w_2$ . (Хотя все дальнейшее будет правильно и в том случае, если  $F_3^\pm$  и (или) одна из функций  $F_1^\pm$ ,  $F_2^\pm$  будут равны нулю.) Соотношения (3.36) — (3.38), получившие название соотношений масштабной инвариантности (или подобия), первоначально были предложены Бьеркеном<sup>16</sup>. Они вытекают из предположения о том, что при больших  $\nu$  и  $|q^2|$  в теорию не входит какой-либо внешний размерный параметр, так что зависимость физической величины \*\*) от  $\nu$  и  $|q^2|$  имеет вид  $\nu^{d/2} F(x)$ , где  $d$  — размерность этой величины (в единицах массы), а  $F(x)$  — функция безразмерного

\*) Под большими  $\nu$  здесь подразумевается  $\nu \gg m^2$ , но в то же время  $\nu \ll G^{-1}$ , так, чтобы наступила асимптотика по сильным взаимодействиям, но еще можно было использовать первое приближение по  $G$ .

\*\*) Подразумевается, что в определение физических величин не входят внешние размерные параметры. Функции  $w_1$ ,  $w_2$ ,  $w_3$  не являются такими величинами, поскольку в этом разделе в соответствии с общепринятыми обозначениями используется нормировка спиноров, описывающих начальное состояние нуклона,  $\bar{u}u = 1$ . Переход к нормировке  $\bar{u}u = 2m$ , отвечающей инвариантной нормировке состояний (см. ниже) в (3.40) — (3.42)  $\langle p'/p \rangle = 2p_0 \delta^3(p - p')$ , и учет внешних размерных параметров  $1/m^2$ , стоящих в определении  $w_2$  и  $w_3$  в (3.42), приводит к соответствию уравнений (3.36) — (3.38) с требованиями теории размерностей.

параметра  $x = |q^2|/2\nu$ . (Отсюда и название «масштабная инвариантность»). Если при больших  $\nu$  выполняются соотношения (3.36) — (3.38), то <sup>18</sup>

$$\sigma^{\nu(\bar{\nu})}(E) = \frac{G^2}{2\pi} Em \int_0^1 dx \left[ F_2^{\pm}(x) + \frac{2}{3} F_1^{\pm}(x) \mp \frac{2}{3} x F_3^{\pm}(x) \right]. \quad (3.39)$$

Таким образом, для обеспечения линейного роста  $\sigma^{\nu(\bar{\nu})}(E)$  в интеграле (3.35) основную роль должны играть конечные, порядка единицы,

значения  $x$ , т. е.  $|q^2|$  должно быть порядка  $\nu$ , а следовательно,  $|q^2| \sim mE \sim s$ .

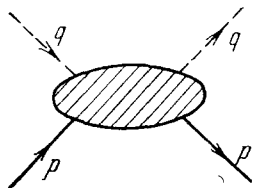


Рис. 6.

Соотношения (3.36) — (3.38) проверялись также в эксперименте непосредственно путем измерения  $d\sigma^{\nu}/dq^2 d\nu$  при больших  $\nu$  и  $|q^2|$ , причем было получено <sup>2,17</sup> согласие предсказаний теории масштабной инвариантности с экспериментом (хотя пока с не очень хорошей точностью).

Наконец, еще одним доводом в пользу соотношений (3.36) — (3.38) является тот факт, что аналогичные им соотношения масштабной инвариантности с хорошей точностью выполняются в процессах глубоко-неупругого электророжения на нуклонах <sup>18-20</sup>.

Для того чтобы связать поведение функций  $w_i(\nu, q^2)$  с пространственной картиной, удобно рассмотреть вместо полного сечения пропорциональную ему абсорбционную часть матричного элемента  $M_{\mu\lambda}^{\pm}$  рассеяния вперед виртуального промежуточного бозона с импульсом  $q$  на неполяризованном нуклоне с импульсом  $p$  \*).

Соответствующая фейнмановская диаграмма изображена на рис. 6. Abs  $M_{\mu\lambda}^{\pm}$  может быть представлена в виде

$$\text{Abs } M_{\mu\lambda}^{\pm} = \pi \sum_n \langle p | j_{\mu}^{\mp h}(0) | n \rangle \langle n | j_{\lambda}^{\pm h}(0) | p \rangle (2\pi)^3 \delta^4(p + q - p_n), \quad (3.40)$$

где суммирование проводится по адронным состояниям с 4-импульсом  $p_n$ , а также записана через коммутатор токов:

$$\text{Abs } M_{\mu\lambda}^{\pm} = \frac{1}{2} \int d^4 x e^{iqx} \langle p | [j_{\mu}^{\mp h}(x), j_{\lambda}^{\pm h}(0)] | \rangle. \quad (3.41)$$

Abs  $M_{\mu\lambda}^{\pm}$  выражается через инвариантные функции  $w_i^{\pm}(\nu, q^2)$  следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\pi} \text{Abs } M_{\mu\lambda}^{\pm} = & - \left( \delta_{\mu\lambda} - \frac{q_{\mu} q_{\lambda}}{q^2} \right) w_1^{\pm}(\nu, q^2) + \\ & + \frac{1}{m^2} \left( p_{\mu} - \frac{\nu q_{\mu}}{q^2} \right) \left( p_{\lambda} - \frac{\nu q_{\lambda}}{q^2} \right) w_2^{\pm}(\nu, q^2) - i \epsilon_{\mu\lambda\rho\sigma} p_{\rho} q_{\sigma} \cdot \frac{1}{2m^2} w_3^{\pm}(\nu, q^2). \end{aligned} \quad (3.42)$$

(В (3.42) отброшены члены, содержащие  $q_{\mu}$  или  $q_{\lambda}$ , которые после умножения на лептонную часть матричного элемента будут пропорциональны массе лептона.)

Рассмотрим выражение (3.41). При  $|q^2| \gg m^2$  в силу (3.32) имеет место неравенство  $q_0^2 \gg (q^2)^2/4m^2 \gg |q^2|$  и показатель экспоненты можно представить в виде (ось  $z$  по  $q$ )

$$qx = q_0 t - \sqrt{q_0^2 - q^2} z \approx q_0(t - z) + \frac{q^2}{2q_0} z = \frac{\nu}{m}(t - z) + \frac{q^2 m}{2\nu} z. \quad (3.43)$$

\*) Во избежание недоразумений отметим, что в данной части раздела рассматриваются четырехфермионная теория, а не теория с  $W$ -бозоном, и термин «матричный элемент рассеяния вперед виртуального промежуточного бозона» используется лишь для удобства описания величины  $M_{\mu\lambda}$ .

Подставляя (3.43) в (3.41), нетрудно видеть, что при больших  $v$  и  $q^2$  в (3.41) играют роль малые значения  $t - z \lesssim m/v$  и значения продольных расстояний  $z \approx t \lesssim v/|q^2| m$ . Так как коммутатор токов равен нулю вне светового конуса согласно условию причинности  $x^2 = (t - z)(t + z) - \rho^2 \geq 0$ , из этих оценок вытекает ограничение<sup>13</sup> на величины поперечных расстояний  $\rho^2 \leq 1/|q^2|$ , а также на величину интервала  $x^2 \lesssim 1/|q^2|$ .

Мы приходим, таким образом, к выводу, что действительно за линейный рост с  $s$  полного сечения взаимодействия нейтрино с нуклонами ответственны малые поперечные расстояния  $\rho \lesssim 1/s^{1/2}$  и процесс рассеяния происходит в области, находящейся вблизи светового конуса  $x^2 \lesssim 1/s$ .

До сих пор в настоящем разделе рассматривалась четырехфермионная теория слабого взаимодействия. Если существует промежуточный векторный бозон, то в выражении для дифференциального сечения (3.30) возникнет дополнительный множитель  $[m_W^2/(m_W^2 - q^2)]^2$ , а под интегралом в (3.33) — фактор  $[1 + (2xyEm/m_W^2)]^{-2}$ . В результате при  $s \gg m_W^2$  формула для полного сечения примет вид<sup>21</sup>

$$\sigma^{v(\bar{v})}(s) = \frac{G^2}{2\pi} s \int_0^1 dx \frac{1}{1 + (xs/m_W^2)} F_2^\pm(x) \approx \frac{G^2}{2\pi} m_W^2 \ln\left(\frac{s}{m_W^2}\right) F_2^\pm(0), \quad (3.44)$$

т. е. линейный рост сечения с  $s$  заменится на логарифмический (если только  $F_2^\pm(0) \neq 0$ ).

При исследовании взаимодействия нейтрино высоких энергий с нуклонами возникает, помимо рассмотренных выше, также ряд других интересных проблем, которые, однако, мы не будем обсуждать здесь, отсылая интересующихся к прекрасному обзору Пайса (1971 г.)

3.2. Процессы выше первого порядка по  $G$ . а) *Неупругое рассеяние лептонов*. В настоящем разделе будут рассмотрены процессы неупругого рассеяния лептонов, возникающие во втором порядке по  $G$  в четырехфермионной теории и в порядке  $g^3$  в теории с  $W$ -бозоном, причем такие, в диаграммах которых отсутствует интегрирование по импульсам виртуальных частиц. Цель рассмотрения — на конкретных примерах проиллюстрировать сделанные в разделе 3.1 общие утверждения о поведении сечений неупругих процессов, а также получить конкретные оценки сечений неупругих процессов.

В качестве первого примера рассмотрим процесс

$$e^- e^- \rightarrow e^- \mu^- \nu_e \bar{\nu}_\mu. \quad (3.45)$$

Матричный элемент этого процесса описывается диаграммой Фейнмана рис. 7 и диаграммой, получившейся из нее в результате антисимметризации по начальным электронам. Полное сечение процесса при больших  $s$  равно<sup>8</sup>

$$\sigma = \frac{G^4 s^3}{(2\pi)^5 45} \frac{1 + 10 - \pi^2}{2}. \quad (3.46)$$

Соотношение (3.46) буквально (если не обращать внимания на численные множители) подтверждает сделанные в разделе 3.1 утверждения о том, что вблизи унитарного предела сечения неупругих слабых процессов оказываются порядка упругих. В (3.46) имеется, однако, малый численный коэффициент  $\sim 10^{-6}$ . Благодаря этому малому коэффициенту на унитарном пределе (если оценивать его в соответствии с (3.18), (3.19)) полное сечение процесса (3.45) оказывается на 3–4 порядка меньше сечения упругого  $\nu_e e$ -рассеяния.

Для других неупругих процессов этого же порядка,

$$e^+ e^- \rightarrow e^+ \mu^- \nu_e \bar{\nu}_\mu, \quad e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_\mu \bar{\nu}_\mu, \quad e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_e \bar{\nu}_e,$$

возникают<sup>8</sup> аналогичные малые численные коэффициенты.

Таким образом, при энергиях порядка унитарного предела неупругие лептонные процессы вносят еще сравнительно малый вклад в полное сечение лептон-лептонного

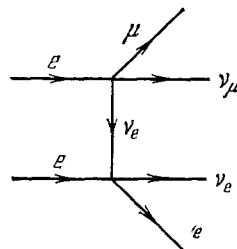


Рис. 7.

рассеяния, так что сечения упругих и неупругих процессов могут сравниваться только при энергиях в несколько раз больше  $\varepsilon_{\text{max}}$  (если, конечно, можно придавать значение численным оценкам сечений в области унитарного предела, сделанным по теории возмущений).

В качестве примера неупругих процессов, возникающих в теории с  $W$ -бозоном, рассмотрим реакцию

$$\nu_{\mu} e^{-} \rightarrow \mu^{-} e^{-} W^{+}. \quad (3.47)$$

Диаграмма Фейнмана для этого процесса представлена на рис. 8, а матричный элемент имеет вид

$$M_{\sigma} = (4\pi g^2)^{3/2} \bar{u}(p_{\mu}) \gamma_{\lambda} (1 + \gamma_5) u(p_{\nu}) \times \\ \times \bar{u}(p'_e) \gamma_{\sigma} (1 + \gamma_5) (\hat{p}_e + \hat{k})^{-1} \gamma_{\lambda} (1 + \gamma_5) u(p_e) \frac{1}{q^2 - m_W^2}, \quad (3.48)$$

Рис. 8.

где  $p_{\nu}$ ,  $p_{\mu}$ ,  $k$ ,  $p_e$ ,  $p'_e$  — импульсы нейтрино, мюона,  $W$ -бозона, начального и конечного электронов;  $q = p_{\nu} - p_{\mu}$ . При  $s \gg m_W^2$  дифференциальное сечение рождения продольно поляризованного  $W$ -бозона на неполяризованном электроне записывается так:

$$d\sigma = \frac{32g^4}{\pi^2 m_W^2 E_{\mu} E'_e E_W} \frac{p_{\mu} p'_e}{(q^2 - m_W^2)} dp_{\mu} dp'_e dk \delta^4(p_e + p_{\nu} - p_{\mu} - p'_e - k),$$

а полное сечение равно

$$\sigma = \frac{3}{16\pi^3 \sqrt{2}} G^2 m_W^2 s. \quad (3.49)$$

Сравнение (3.49) с (3.22) показывает, что вблизи унитарного предела сечения упругого и неупругого процессов оказываются одного порядка.

б) *Нижняя граница для сечения упругого  $e^+e^-$ -рассеяния.* Использование условия унитарности позволяет получить нижнюю границу для сечения упругого  $e^+e^-$ -рассеяния за счет слабого взаимодействия<sup>9</sup>. В теории возмущений амплитуда этого процесса пропорциональна  $G^2$  и описывается диаграммами рис. 9, 10 (рассматривается четырехфермионная теория слабых взаимодействий). Нижний предел для величины сечения  $e^+e^-$ -рассеяния получится, если ограничиться учетом только мнимой части амплитуды рассеяния (возникающей за счет диаграммы рис. 9), которая в силу условия унитарности выражается через амплитуды перехода в реальные физические состояния.

В случае упругого  $e^+e^-$ -рассеяния спиральности частиц в начальном и конечном состояниях равны  $\lambda_{e^-} = -1/2$ ,  $\lambda_{e^+} = 1/2$ , и в рассматриваемом приближении полный момент  $j = 1$ . Поэтому согласно (3.5) общее выражение для амплитуды имеет вид

$$f_{e^+e^-}(E, \theta) = A(E) d_{11}^1(\theta) = A(E) \cdot \frac{1}{2} (1 + \cos \theta), \quad (3.50)$$

где  $A(E)$  есть функция только  $E$  — энергии частицы в СЦИ. Мнимую часть  $f_{e^+e^-}(E, \theta)$  можно найти, рассматривая амплитуду рассеяния вперед и используя оптическую теорему:

$$\text{Im } f_{e^+e^-}(E, 0) = \text{Im } A(E) = E \sigma_{e^+e^-}^{\text{tot}}(E) \cdot \frac{1}{4\pi}, \quad (3.51)$$

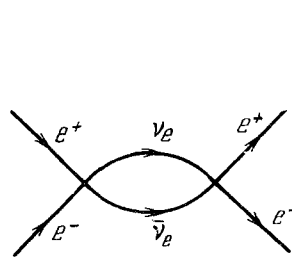
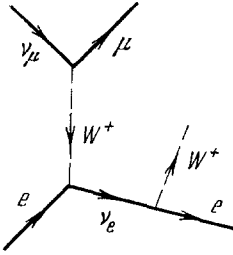


Рис. 9.

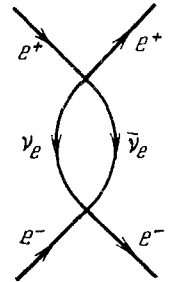


Рис. 10.

где  $\sigma_{e^+e^-}^{\text{tot}}$  — полное сечение аннигиляции  $e^+e^-$  за счет слабого взаимодействия. В приближении  $G^2 \sigma_{e^+e^-}^{\text{tot}}$  есть сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$  и равно

$$\sigma_{e^+e^-}^{\text{tot}} = \frac{2G^2 s}{3\pi}. \quad (3.52)$$

(Напомним, что в этом рассуждении  $e^+$  и  $e^-$  считаются поляризованными с  $\lambda_{e^-} = -1/2$ ,  $\lambda_{e^+} = 1/2$ ; поэтому (3.52) отличается от (3.4) фактором 2.) После подстановки (3.52) в (3.51) и (3.49) получается

$$\text{Im } f_{e^+e^-}(E, \theta) = \frac{G^2 s}{12\pi^2} E (1 + \cos \theta), \quad (3.53)$$

так что вклад мнимой части амплитуды в сечение рассеяния неполяризованных  $e^+e^-$  равняется <sup>9</sup>

$$\frac{d\sigma^{\text{Im}}(E, \theta)}{d\Omega} = \frac{G^4 s^3}{2s3^2\pi^4} (1 + \cos \theta)^2. \quad (3.54)$$

Как было показано <sup>9</sup> (см. также <sup>22</sup>), при энергии  $s^{1/2} \approx 500 \text{ Гэв}$  и углах рассеяния  $\theta \approx 90^\circ$   $d\sigma^{\text{Im}}/d\Omega$  (3.54) превосходит сечение упругого  $e^+e^-$ -рассеяния за счет электромагнитного взаимодействия. Интегрирование (3.54) по углам дает нижнюю границу для полного сечения  $e^+e^-$ -рассеяния за счет слабого взаимодействия

$$\sigma^{\text{Im}} = \frac{G^4 s^3}{2^4 \cdot 3^3 \pi^3}.$$

в) *Поведение полных сечений слабых взаимодействий лептонов при энергиях выше унитарного предела.* На основании всего предыдущего теперь можно уточнить сделанное во введении (гл 1) утверждение о том, что при энергиях выше унитарного предела слабое взаимодействие эффективно становится сильным. Делая такое утверждение, фактически имеют в виду два обстоятельства: 1) то, что, по крайней мере в некоторых упругих (или двухчастичных) процессах, фаза рассеяния в одной из парциальных волн становится порядка единицы; 2) то, что сечения неупругих (многочастичных) слабых процессов оказываются того же порядка, что и сечения упругих процессов. Однако сечения слабых процессов в районе унитарного предела еще весьма малы:  $\sigma \sim 2\pi/G \sim 10^{-32} \text{ см}^2$ , что связано с тем, что мал эффективный радиус взаимодействия  $r \sim G^{1/2}$ . Возникает вопрос: могут ли и при каких энергиях сечения слабых процессов стать того же порядка, что и сечения сильных взаимодействий  $\sigma_{\text{str}} \gtrsim 1/m^2$ , т. е. эффективный радиус стать порядка  $1/m$ ? Ответ на этот вопрос был дан Померанчуком <sup>23</sup> (см. также обсуждение этого вопроса в работе <sup>24</sup>). Ниже мы изложим основные идеи и результаты работы <sup>23</sup>.

Будет рассматриваться рассеяние лептонов в четырехфермионной теории. Идея рассмотрения состоит в использовании аналитических свойств амплитуд рассеяния, выраженных в виде дисперсионных соотношений, связывающих поведение амплитуд при больших и малых энергиях. Основные результаты состоят в следующем. Использование дисперсионных соотношений для амплитуды рассеяния вперед приводит к тому, что значение  $s = s_1$ , при котором сечение лептон-лептонного взаимодействия достигает значения  $\sigma(s_1) = \sigma_1 \gg 2\pi/G$ , удовлетворяет неравенству

$$s_1 \geq \frac{\sigma_1}{G^2} \quad (3.55)$$

Использование дисперсионных соотношений для производной по передаваемому импульсу  $t$  от амплитуды рассеяния  $f(s, t)$  при  $t = 0$  дает возможность получить более сильное неравенство

$$s_1 \geq \frac{\sigma_1^2}{32\pi G^3}. \quad (3.56)$$

Для доказательства неравенств (3.55), (3.56) рассмотрим процессы  $v_e e$ - и  $\bar{v}_e e$ -рассеяния на поляризованном ( $\lambda_e = -1/2$ ) электроне и введем инвариантную кроссинг-симметричную амплитуду

$$F(s, t) = \frac{1}{2} [F_{v_e e}(s, t) + F_{\bar{v}_e e}(s, t)]; \quad (3.57)$$

здесь  $t$  — квадрат передаваемого импульса —  $t = (1/2) s (1 - \cos \theta)$ , амплитуды  $F_{v_e e}$ ,  $F_{\bar{v}_e e}$  отличаются от амплитуд  $f_{v_e e}$ ,  $f_{\bar{v}_e e}$ , введенных в разделе 3.1, а), множителем  $8\pi s^{1/2}$ . Согласно оптической теореме

$$\text{Im } F(s, 0) = s\sigma(s), \quad \sigma(s) = \frac{1}{2} [\sigma_{v_e e}(s) + \sigma_{\bar{v}_e e}(s)]. \quad (3.58)$$

Запишем для  $F(s, t)$  дисперсионное соотношение по  $s$  с одним вычитанием,

$$F(s, t) = F(0, t) + \frac{s}{\pi} \int_{s_0}^{\infty} ds' \text{Im } F(s', t) \left[ \frac{1}{s'(s' - s)} - \frac{1}{(s' + t)(s' + s + t)} \right] \quad (3.59)$$

и положим в нем  $t = 0$ . Дисперсионный интеграл при  $t = 0$  сходится, если

$$\int_{s_0}^{\infty} \frac{\sigma(s')}{s'^2} ds' < \infty.$$

Пусть при  $s_1 \gg 1/G$   $\sigma(s_1) \equiv \sigma_1$  и при  $s > s_1$   $\sigma(s) > \sigma_1$ . При  $s \ll s_1$  из (3.59) следует неравенство

$$F(s, 0) - F(0, 0) \geq \frac{2s^2}{\pi} \int_{s_0}^{s_1} ds' \frac{\sigma(s')}{s'^2 - s^2} + \frac{2\sigma_1 s^2}{\pi s_1}. \quad (3.60)$$

Рассмотрим в (3.60) значения  $s \sim 1/G$ . Согласно (3.12), (3.13) левая часть (3.60) будет тогда порядка 1. В правой части (3.60) интеграл по области  $s_0 < s' \leq s$  будет тоже порядка 1 ( $\sigma(s') \sim G$ ), а положительным интегралом по области  $s' > s$  можно пренебречь, усиливая неравенство (3.60). Следовательно,

$$1 \gtrsim \frac{2\sigma_1}{\pi s_1 G^2},$$

т. е. возникает неравенство (3.55). Легко видеть, что условия аналитичности и низкоэнергетического поведения для амплитуды рассеяния вперед не могут исключить знака равенства в (3.55). Действительно, рассмотрим амплитуду

$$\tilde{F}(s, 0) = -\frac{4G^2}{3\pi^2} s^2 \ln(e^{-\pi i} s^2) + P(s), \quad (3.61)$$

где  $P(s)$  — полином. Эта амплитуда удовлетворяет требованиям аналитичности, содержащимся в (3.59), и при соответствующем выборе  $P(s)$  имеет низкоэнергетическое поведение, совпадающее с теорией возмущений (в  $G^2$ -приближении согласно (3.3), (3.4)  $\sigma(s) = 4G^2 s / 3\pi$ ). Вместе с тем из (3.61) следует  $\sigma(s) \sim G^2 s$ , что соответствует знаку равенства в (3.55).

Использование дисперсионных соотношений для функции  $(\partial F(s, t) / \partial t)_{t=0}$  позволяет усилить неравенство. Идея здесь состоит в том, что при  $s \ll 1/G$  величина  $\partial F(s, t) / \partial t$  мала,

$$\frac{\partial F(s, t)}{\partial t} = 2 \sqrt{2G} \quad (3.62)$$

(см. (3.12), (3.13)), и играют роль  $|t_{\partial\Phi\Phi}| \sim s \sim 1/G$ , тогда как при  $s \approx s_1$ , где  $\sigma_1 \sim \sigma_{\text{str}}$ , должны играть роль малые  $|t_{\partial\Phi\Phi}| \sim m^2$ . Столь резкое изменение зависимости  $F(s, t)$  от  $t$  требует увеличения интервала  $s$ , на котором происходит это изменение, что и усиливает неравенство.

По порядку величины можно записать

$$\sigma_{\text{упр}} \sim \left( \frac{d\sigma_{\text{упр}}}{dt} \right)_{t=0} |t_{\partial\Phi\Phi}| = \frac{|t_{\partial\Phi\Phi}|}{16\pi} \left| \frac{F(s, 0)}{s} \right|^2 \geq \frac{|t_{\partial\Phi\Phi}|}{16\pi} \sigma^2, \quad (3.63)$$

откуда

$$|t_{\partial\Phi\Phi}| < \frac{16\pi}{\sigma}. \quad (3.64)$$

Продифференцируем (3.59) по  $t$  и положим  $t = 0$ . Получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial F(s, t)}{\partial t} \Big|_{t=0} &= \frac{\partial F(0, t)}{\partial t} \Big|_{t=0} + \\ &+ \frac{2s^2}{\pi} \int_{s_0}^{\infty} \frac{ds'}{s'(s'^2 - s^2)} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{Im} F(s', t) \Big|_{t=0} + \frac{1}{\pi} \int_{s_0}^{\infty} ds' \left[ \frac{1}{s'^2} - \frac{1}{(s' + s)^2} \right] \operatorname{Im} F(s', 0). \end{aligned} \quad (3.65)$$

Пусть в (3.65)  $s \sim 1/G$ . Тогда левая часть (3.65), вычитательный член и вклад в интегралы от области  $s' \leq s$  имеют порядок  $G^{-1}$ . При  $s' > s$  подынтегральное выражение в (3.65) положительно, так как  $(\partial/\partial t) (\operatorname{Im} F(s', t))|_{t=0} > 0$ . Отбрасывая положительный второй интеграл в (3.65) и ограничиваясь в первом интеграле только областью интегрирования  $s' \geq s_1 \gg G^{-1}$ , получаем неравенство

$$G \geq s^2 \int_{s_1}^{\infty} \frac{ds'}{s'^3} \left| \left( \frac{\partial}{\partial t} F(s', t) \right)_{t=0} \right|^2. \quad (3.66)$$

Согласно (3.63)

$$\left| \left( \frac{\partial F(s', t)}{\partial t} \right)_{t=0} \right| \sim \frac{1}{|t_{\text{эфф}}|} s' \sigma(s) \gtrsim \frac{s' \sigma^2(s')}{16\pi}. \quad (3.67)$$

Считая, что при  $s' > s_1$ ,  $\sigma(s') = \text{const}$ , подставляя (3.67) в (3.66) и полагая  $s \sim 1/G$ , приходим к неравенству, эквивалентному (3.56) (с точностью до фактора  $1/2$ , который возникает при более строгом выводе соотношения (3.67)).

Как уже говорилось выше, рост сечения слабого взаимодействия при энергиях выше унитарного предела связан с ростом эффективного радиуса взаимодействия.

Использование этой связи позволяет получить ограничения на асимптотическое поведение сечений лептон-лептонного рассеяния при  $s \rightarrow \infty$ <sup>25</sup> (см. также<sup>26</sup>). Так как в случае слабого лептон-лептонного рассеяния возможен обмен безмассовыми частицами, амплитуда рассеяния имеет особенность при  $t = 0$ , и теорема Фруассара (см., например,<sup>27</sup>), ограничивающая поведение сечений при  $s \rightarrow \infty$  ( $\sigma \leq \sigma_0 \ln^2 s$ ), оказывается неприменимой. Рассмотрим для конкретности  $\nu_e e^-$  и  $\bar{\nu}_e e^-$ -рассеяние и допустим, что  $\sigma(s)$  (3.58) при  $s \rightarrow \infty$  ведет себя как  $\sigma = \sigma_0 (s/\tilde{s})^\alpha$ ,  $0 < \alpha < 1$ . Степенной рост  $\sigma(s)$  приводит к росту эффективного радиуса, т. е. сужению дифракционного конуса. Поэтому разумно предположить<sup>25</sup>, что при  $s \rightarrow \infty$  и  $t < 0$

$$\operatorname{Im} F(s, t) \rightarrow s \sigma_0 \left( \frac{s}{\tilde{s}} \right)^\alpha e^{at(s/\tilde{s})^\beta}, \quad a = \text{const}, \quad (3.68)$$

причем, как следует из условия (3.67),

$$\sigma > \sigma_{\text{унр}} \sim \int |F(s, t)|^2 \frac{1}{s^2} dt, \quad \beta > \alpha.$$

Из требования аналитичности  $F(s, t)$  по  $s$  при фиксированном  $t < 0$  и соотношения (3.68) можно найти характер сингулярности  $F(s, t)$  при  $t = 0$ . Запишем дисперсионное соотношение с одним вычитанием для  $\partial F(s, t)/\partial t$  при малых  $t$ :

$$\frac{\partial F(s, t)}{\partial t} - \frac{\partial F(0, t)}{\partial t} = \frac{2s^2}{\pi} \int_{s_0}^{\infty} \frac{ds'}{s'(s'^2 - s^2)} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{Im} F(s', t). \quad (3.69)$$

(Легко видеть, что вторым интегралом в (3.65) можно пренебречь.) Если подставить (3.68) в (3.69) и считать  $s$  малым, то получится

$$\frac{\partial F(s, t)}{\partial t} - \frac{\partial F(0, t)}{\partial t} = \frac{2s^2}{\pi} \sigma_0 a \frac{1}{s} \int_{s_0}^{\infty} \frac{ds'}{s} \left( \frac{s'}{s} \right)^{\alpha+\beta-2} e^{at(s/\tilde{s})^\beta}. \quad (3.70)$$

Пусть  $\beta > \alpha \geq 1/2$ . Тогда в интеграле (3.70) играют роль значения  $s/\tilde{s} \sim |t|^{-\beta}$  и при малых  $t$  правая часть (3.70) будет порядка  $|t|^{(1-\alpha)/\beta-1}$  и, следовательно,  $F(s, t)$  будет иметь особенность при  $t \rightarrow 0$  вида  $t^{(1-\alpha)/\beta}$  (или  $t \ln t$ , если  $(1-\alpha)/\beta$  — целое). Можно показать, что этот результат сохранится и при  $0 < \alpha < 1/2$  или  $\alpha > 1$ . Кроме того, как видно из вывода, результат легко может быть переформулирован на другие типы зависимости  $\text{Im } F(s, t)$ , отличающиеся от (3.68) (но соответствующие растущему как  $s^\alpha$  сечению и сужающемуся конусу).

Делая различные предположения о характере особенности  $F(s, t)$  при  $t \rightarrow 0$ , отсюда можно получать различные ограничения на поведение сечения при  $s \rightarrow \infty$ <sup>25</sup>:

- 1) если  $F(s, t)$  конечно при  $t \rightarrow 0$ , ( $\alpha < 1$ ), то  $\sigma(s) < s$ ;
- 2) если  $\partial F(s, t)/\partial t$  конечно при  $t \rightarrow 0$ , то  $\sigma(s) < s^{1/2}$ ;
- 3) если  $F(s, t)$  при  $t \rightarrow 0$  имеет особенность вида  $t^2 \ln t$  (такая особенность возникает в простейших диаграммах теории возмущений), то  $\sigma(s) < s^{1/3}$ .

Здесь нужно сделать одно существенное замечание. Как будет показано в гл. 4, из рассмотрения виртуальных процессов следует, что слабое адрон-лептонное взаимодействие не может сохранить свою структуру вплоть до унитарного предела, а должно как-то изменить ее. Поэтому полученные в настоящем разделе результаты не могут быть применены к адрон-лептонным взаимодействиям, а применение их к лептон-лептонным взаимодействиям будет оправдано лишь в том случае, если при таком изменении четырехфермионная форма слабых лептонных взаимодействий останется прежней.

#### 4. ВИРТУАЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ

В этой главе обзора будет изучаться влияние виртуальных слабых взаимодействий, происходящих при высоких энергиях (или, более точно, на малых расстояниях), на процессы при низких энергиях.

Качественно возникающую ситуацию можно пояснить на примере рассматривавшегося выше упругого  $e^+e^-$ -рассеяния в  $G^2$ -приближении (см. рис. 9, 10). Диаграммы рис. 9, 10 при интегрировании по импульсам виртуальных нейтрино расходятся. Простой подсчет степени расходимости по правилам Фейнмана показывает, что расходимость квадратичная. Если ограничить импульсы виртуальных частиц величиной  $\Lambda$ , то реальная часть матричного элемента  $e^+e^-$ -рассеяния будет пропорциональна

$$\frac{G^2 \Lambda^2}{\pi^2} \bar{u}(p'_+) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_+) \cdot \bar{u}(p'_-) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_-), \quad (4.1)$$

где  $p_-$ ,  $p'_-$ ,  $p_+$ ,  $p'_+$  — начальные и конечные импульсы электронов и позитронов (спинорная структура (4.1) однозначно следует из спиральностей  $e^+$  и  $e^-$ ). Этот же результат может быть получен и иначе — методом дисперсионных соотношений. Обозначим через  $\Phi(s, t)$  инвариантную амплитуду, стоящую при спинорной структуре (4.1). ( $\Phi(s, t)$  пропорциональна  $f_{e^+e^-}/E$ .) Как следует из (3.52),  $\text{Im } \Phi(s, 0) \sim G^2 s$ . Если предположить, что при  $s > \Lambda^2$   $\text{Im } \Phi(s, 0)$  достаточно быстро убывает, то вклад правого разреза в  $\Phi(s, 0)$  может быть записан с помощью безвычитательного дисперсионного соотношения:

$$\Phi(s, 0) = \frac{1}{\pi} \int \frac{\text{Im } \Phi(s', 0)}{s' - s} ds'. \quad (4.2)$$

Подставляя в (4.2)  $\text{Im } \Phi(s', 0) \sim G^2 s'$  и интегрируя до  $\Lambda^2$ , получаем  $\Phi(s, 0) \sim G^2 \Lambda^2$ , т. е. результат (4.1). Аналогичное рассуждение можно



провести для диаграммы рис. 10, рассматривая мнимую часть  $\Phi(s, t)$  в  $t$ -канале.

При величине  $\Lambda$  порядка унитарного предела ( $\Lambda^2 \sim 2\pi/G$ ) эффективная константа  $e^+e^-$ -взаимодействия в (4.1) оказывается порядка  $G$ , т. е. возникает взаимодействие нейтральных слабых токов, отсутствующее в первом порядке по  $G$ , с константой того же порядка, что и взаимодействие заряженных токов. Нужно подчеркнуть, что амплитуда  $e^+e^-$ -рассеяния при  $\Lambda^2 \sim 2\pi/G$  и  $s \sim 2\pi/G$  все равно остается малой,  $f_{e^+e^-} \sim G^{1/2}$ .

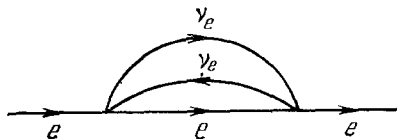


Рис. 11.

Этого нельзя сказать, однако, о поправках к собственной энергии. Рассмотрим простейшую диаграмму такого типа в четырехфермионной теории — поправку к массовому оператору электрона  $M(p)$  (рис. 11). Подсчет степени расходимости показывает, что соответствующий этой диаграмме матричный элемент должен расходиться как четвертая степень импульса (интегрирование по углам уменьшает на единицу степень расходимости диаграммы), так что в порядке  $G^2$

$$M(\vec{p}) \sim \frac{G^2 \Lambda^4}{\pi^4} p(1 + \gamma_5) \quad (4.3)$$

(члены, пропорциональные массе электрона, обращаются в нуль в (4.3) в силу двухкомпонентности слабого взаимодействия). Из (4.3) видно, что при  $\Lambda^2 \sim 2\pi/G$  поправки к массовому оператору оказываются порядка 1 \*).

Как известно, коэффициент при  $\vec{p}$  в массовом операторе определяет перенормировку функции Грина электрона  $Z_2$  (или перенормировку  $\psi$ -функции  $\psi = Z_2^{1/2} \psi_R$ ), которая в случае несохранения четности является матрицей  $Z_2 = A + B\gamma_5$  ( $A, B$  — числа). Так как перенормировочный множитель  $Z_2$  входит в определение физического заряда различных взаимодействий, взаимодействия, сохранявшие четность, с учетом этого фактора перестанут ее сохранять (причем на величины порядка 1 при  $\Lambda^2 \sim 2\pi/G$ ). Для лептонов единственным взаимодействием, сохраняющим четность, является электромагнитное \*\*), где, как можно показать <sup>30</sup>, в силу градиентной инвариантности вклад несохраняющих четность членов в факторе  $Z_2$  нацело компенсируется перенормировкой вершинной функции, так что членов, не сохраняющих четность,  $\sim G^2 \Lambda^4$  (и, в общем случае,  $\sim (G\Lambda^2)^{n+1}$ ), не останется.

В сильных взаимодействиях эффекты несохранения четности, возникающие за счет факторов  $Z_2$  (а также за счет поправок к вершинным частям и амплитудам различных процессов), могли бы быть существенны, если бы интегралы по импульсам виртуальных частиц не обрезались сильными взаимодействиями. В этом случае, помимо несохранения четности,

\*) Сделанные выше утверждения можно также сформулировать на языке «доперенормировочной эры». На этом языке электрон-нейтринное поле приводит к потенциалу, действующему между нуклонами <sup>28</sup> (см. также <sup>29</sup>) вида  $V(r) \sim G^2/r^5$ . Минимальные расстояния  $r_0$ , на которых имеет смысл этот потенциал,  $r_0 \sim G^{1/2}$ . Потенциалу  $V(r)$  соответствует амплитуда рассеяния  $s^{-1/2}f \sim \int e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} V(r) d\mathbf{r} \sim G^2 r_0^{-2} \sim G$  и сдвиг

уровней  $\Delta E \sim \int V(r) |\psi(r)|^2 d\mathbf{r}$ , достигающий значений  $\sim m$  (или даже из-за нековариантной записи  $G^{-1/2}$ ), если  $\psi$ -функция сконцентрирована в области с размерами порядка  $r_0$ . (Этот случай отвечает необрезанию слабых взаимодействий сильными.)

\*\*) Мы не рассматриваем здесь гравитационное взаимодействие, для которого имеет место аналогичная ситуация.

возникли бы также большие, порядка единицы при  $\Lambda^2 \sim 2\pi/G$ , эффекты несохранения странности (например, амплитуда перехода  $\Lambda \rightarrow N + \pi$  была бы  $\sim 1$  за счет диаграммы перехода  $\Lambda \rightarrow n$ , аналогичной рис. 11, с последующим испусканием  $\pi$ -мезона). Однако до решения вопроса о том, обрезают ли сильные взаимодействия интегралы по импульсам виртуальных частиц, никаких заключений здесь сделать нельзя. Рассмотрению этого важнейшего вопроса будет посвящен раздел 4.2. Сейчас мы перейдем к конкретному исследованию различных наблюдаемых эффектов, возникающих за счет виртуальных слабых взаимодействий.

Для того чтобы можно было сопоставить результаты, полученные из исследования различных процессов, будет проводиться следующий подход<sup>31, 32, 29</sup>: будет рассматриваться теория с обрезанием, т. е. интегрирование по импульсам виртуальных лептонов,  $W$ -бозонов или фотонов (но не адронов!) будет проводиться вплоть до значений квадратов 4-импульсов порядка  $\Lambda^2$ , а затем величины  $\Lambda^2$  будут оцениваться из сравнения теоретических предсказаний с экспериментальными данными. При этом «естественной» величиной «самообрезания» должно быть  $\Lambda \sim (2\pi/G)^{1/2} \sim \sim 600 \text{ Гэв}$ , а значения  $\Lambda \ll 600 \text{ Гэв}$  будут указывать на несамосогласованность теории слабых взаимодействий.

Как известно, сходный метод оценки области применимости теории путем сравнения вычисленных (с введением обрезания) радиационных поправок с экспериментальными данными широко применяется в квантовой электродинамике. В частности, последние измерения величины аномального магнитного момента мюона в сопоставлении с теоретическими расчетами<sup>33а</sup> дают для области применимости квантовой электродинамики значение  $\Lambda_{\text{кв.эл.}} > 5 \text{ Гэв}$ <sup>33б</sup>. (Из исследования реального процесса  $ee^-$ -рассеяния следует близкое ограничение  $\Lambda_{\text{кв.эл.}} > 6 \text{ Гэв}$ <sup>34</sup>.)

Существенно отметить, что в то время как в квантовой электродинамике исследования реальных и виртуальных процессов дают возможность получать только нижние оценки параметров обрезания, в слабых взаимодействиях из виртуальных процессов следуют верхние оценки  $\Lambda$ , а из реальных — нижние.

Ввиду того, что все обсуждаемые ниже трудности теории возникают уже в первых порядках по виртуальному слабому взаимодействию, в основном будут рассматриваться только поправки порядка  $G\Lambda^2$  и  $(G\Lambda^2)^2$  (имея, в частности, в виду, что при  $\Lambda \ll 1/G$  величина  $G\Lambda^2 \ll 1$ ).

Прежде чем переходить к рассмотрению конкретных процессов, нужно сделать одно замечание общего характера. При рассмотрении высших порядков теории слабых (а также любых других) взаимодействий, в принципе возможны две точки зрения. Согласно первой из них гамильтониан слабых взаимодействий (2.1) или (2.2), записанный через поля «голых» (не взаимодействующих) частиц, обладает определенной симметрией в терминах «голых» полей (равные коэффициенты при  $V$ - и  $A$ -вариантах взаимодействия, отсутствие нейтральных токов, отсутствие  $\gamma_\mu e$ -взаимодействия и т. д.). Учет сильных взаимодействий, а также высших порядков по слабому взаимодействию приводит к нарушению этой симметрии, и, согласно этой точке зрения симметрия может сохраниться лишь тогда, когда существуют физические законы, требующие сохранения симметрии при включении взаимодействия. Установление этих законов — одна из важнейших задач физики элементарных частиц.

Аргументом в пользу этой точки зрения являются экспериментальные факты совпадения константы  $\mu$ -распада  $G_\mu$  с константой при векторном варианте  $\beta$ -распада  $G_V$  и отличие  $G_\mu$  от константы при аксиальном варианте  $\beta$ -распада  $G_A$ . В самом деле, как было показано Герштейном и Зельдовичем<sup>35</sup> и Гелл-Манном и Фейнманом<sup>3</sup>, из условия сохранения векторного

тока в сильных взаимодействиях следует, что константа  $G_V$  не перенормируется за счет сильных взаимодействий, т. е. сильные взаимодействия не нарушают равенства  $G_V = G_\mu$ . Аксиальный ток не сохраняется в сильных взаимодействиях, так что учет сильных взаимодействий должен привести к отличию  $G_A$  от  $G_\mu$ . Более того, сравнительно небольшое отличие  $G_A$  от  $G_V$  ( $\sim 20\%$ ) также находит свое объяснение в рамках этой точки зрения на основе гипотезы частичного сохранения аксиального тока. Другим аргументом в пользу этой точки зрения является приближенное выполнение изотопической инвариантности в сильных взаимодействиях и нарушение ее на величины порядка  $\alpha$ .

Согласно той же точке зрения, если в виртуальных процессах происходит нарушение симметрии, то эффективные константы реальных процессов с соответствующим нарушением симметрии должны быть того же порядка, что и эффективные константы (амплитуды) виртуальных процессов (если, опять-таки, нет специальных причин для их «зануления»). Подтверждением этого обстоятельства является все, что мы знаем о физике сильных взаимодействий, где, как правило, эффективные константы всегда оказываются порядка единицы. (За исключением тех случаев, когда малость соответствующих величин, как, например, длин  $\pi N$ -рассеяния, возникает за счет приближенного закона сохранения).

Другая точка зрения (сформулированная Киржницем<sup>36</sup>) исходит из того, что не имеет смысла говорить о симметрии в терминах «голых» частиц и все соотношения должны относиться к физическим частицам после включения взаимодействий. При таком подходе эффективные константы реальных процессов вводятся в теорию извне — из эксперимента, — и они не имеют никакого отношения к амплитудам виртуальных процессов. С этой точки зрения в современной теории не может быть поставлен вопрос об оценке поправок за счет высших порядков слабых взаимодействий к амплитудам процессов при малых энергиях, так что, например, вопрос о точности сохранения странности или четности в сильных взаимодействиях находится вообще вне рамок теории. (То же самое относится и к эффективным константам слабых нейтральных токов.) Тем самым с этой точки зрения рассматриваемой проблемы вообще не существует.

В силу изложенной выше аргументации, а также поскольку первая точка зрения представляется более эвристической, дальнейшее изложение будет основываться только на ней.

#### 4.1. Лептонные взаимодействия

В процессах с участием только лептонов и фотонов виртуальные слабые взаимодействия могут дать вклад в массу лептонов и в амплитуды различных электромагнитных и слабых процессов. Поскольку массы (и разности масс) лептонов не вычисляются в современной теории, не имеет смысла выделять вклад в них слабых взаимодействий.

**4.1.1. Электромагнитные взаимодействия лептонов.** Рассмотрим сначала вклад слабых взаимодействий в магнитный момент мюона (или электрона). В четырехфермионной теории в порядке  $G^2$  он определяется диаграммой рис. 12. Подсчет степени расходимости диаграммы (с учетом того, что вклад в магнитный момент пропорционален импульсу внешнего поля  $q$ ) приводит к следующей оценке величины поправки к магнитному моменту мюона за счет слабых взаимодействий  $(g - 2)/2 \sim G^2 \Lambda^2 m_\mu^2$ . При

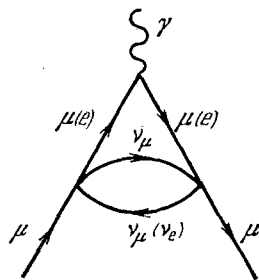


Рис. 12.

определенном выборе обрезающего множителя получается <sup>37</sup>

$$\frac{g-2}{2} \approx -G^2 \Lambda^2 m_\mu^2 \frac{\ln 2}{3\pi^4}, \quad (4.4)$$

что при  $\Lambda^2 \sim 2\pi/G$  дает  $(g-2)/2 \sim 10^{-9}$ . Точность эксперимента по измерению аномального магнитного момента мюона в настоящее время  $\sim 10^{-7}$ , поэтому поправка (4.4) пока находится за пределами эксперимента. Легко показать, что в более высоких порядках по  $G^2$  будет иметь место оценка

$$\frac{g-2}{2} \sim \frac{1}{\pi^2} \left( \frac{G\Lambda^2}{\pi^2} \right)^n G m_\mu^2 \leq 10^{-8} - 10^{-9},$$

также находящаяся за пределами эксперимента.

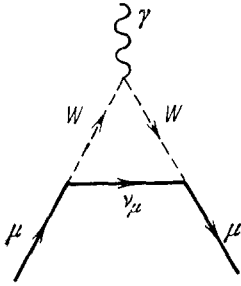


Рис. 13.

В теории с промежуточным  $W$ -бозоном в первом порядке по  $G$  вклад в аномальный магнитный момент мюона определяется диаграммой рис. 13. В случае отсутствия у  $W$ -бозона аномального магнитного момента эта диаграмма расходится лишь логарифмически (правила написания фейнмановских диаграмм в электродинамике  $W$ -бозонов изложены, например, в работе <sup>38</sup>). Вклад ее вычислялся в ряде работ <sup>39-47</sup> и оказался равным (с учетом только логарифмических членов)

$$\frac{g-2}{2} = -\frac{G m_\mu^2}{4\sqrt{2}\pi^2} \ln \frac{\Lambda^2}{m_W^2} \approx -2 \cdot 10^{-8} \quad (4.5)$$

при  $\Lambda^2 \sim \Lambda_{\text{сл}}^2 \approx 2\pi/G$ ,  $m_W \approx 5$  Гэв. В высших порядках (с точностью до логарифмов) имеем оценку  $(g-2)/2 \sim (G\Lambda^2/\pi^2)^n G m_\mu^2/\pi^2 \sim 10^{-8}$ . При рассмотрении электромагнитных взаимодействий промежуточных бозонов нужно иметь в виду, что электродинамика векторных бозонов также является неперенормируемой теорией, электромагнитные взаимодействия  $W$ -бозонов растут с энергией (см., например, <sup>38</sup>). Эффективный параметр, определяющий те энергии, при которых электромагнитные взаимодействия  $W$ -бозонов становятся сильными (в том же смысле, как это обсуждалось ранее для слабых взаимодействий), по порядку величины равен <sup>48-50</sup>  $\Lambda_{\text{ЭМ}}^2 \sim m_W^2 (\pi/\alpha)$ , так что при не очень больших  $m_W$  (вплоть до нескольких десятков Гэв)  $\Lambda_{\text{ЭМ}}^2 < \Lambda_{\text{сл}}^2$ . По этой причине можно думать, что более правильной оценкой параметра обрезания в (4.6) при не очень больших  $m_W$  будет  $\Lambda^2 \sim \Lambda_{\text{ЭМ}}^2 \sim m_W^2 (\pi/\alpha)$ . (Впрочем, порядок величины оценки (4.5) от этого, конечно, не меняется.)

Более детально вопрос о вкладе виртуальных электромагнитных взаимодействий  $W$ -бозонов в величину аномального магнитного момента мюона может быть изучен путем

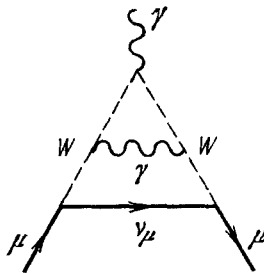


Рис. 14.

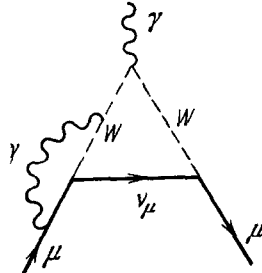


Рис. 15.

рассмотрения вклада в  $g-2$  для мюона членов порядка  $e^2 G$  <sup>51</sup>. Члены этого порядка отвечают, например, диаграммам рис. 14, 15 (всего в порядке  $e^2 G$  имеются 22 диаграммы).

Подсчет степени расходимости таких диаграмм показывает, что диаграммы расходятся квадратично, т. е. вклад их в  $(g - 2)/2$  будет (с точностью до логарифмов) порядка

$$\frac{g-2}{2} \sim \alpha G \Lambda^2 m_\mu^2 / m_W^2. \quad (4.6)$$

Здесь весьма существенно, какое  $\Lambda^2$  следует подставлять в (4.6):  $\Lambda_{\text{сл}}^2$  или  $\Lambda_{\text{эм}}^2$ , поскольку при  $\Lambda^2 \sim \Lambda_{\text{сл}}^2$  вклад в аномальный магнитный момент мюона оказался бы довольно большим  $(g - 2)/2 \sim \alpha (m_\mu / m_W)^2$ . Для выяснения этого вопроса можно поступить следующим образом. Разобьем область интегрирования в диаграммах рис. 14, 15 и им подобным на две части: 1) когда импульсы виртуальных  $W$ -бозонов много больше импульсов виртуальных фотонов; 2) когда они одного порядка. Очевидно, что интегрирование по первой области может быть обрезано только за счет слабых взаимодействий, так что для этой области  $\Lambda^2 \sim \Lambda_{\text{сл}}^2 \sim 2\pi/G$ . Для второй области можно было бы ожидать, что  $\Lambda^2 \sim \Lambda_{\text{эм}}^2 \sim m_W^2 (\pi/\alpha)$ . Исходя из тождества Уорда, можно показать<sup>51</sup>, что вклад первой области интегрирования строго обращается в нуль и, следовательно, предел обрезания в (4.6) будет порядка  $\Lambda^2 \sim \Lambda_{\text{эм}}^2 \sim m_W^2 (\pi/\alpha)$  \*). При этом для вклада членов порядка  $e^2 G$  в  $g - 2$  получается оценка

$$\frac{g-2}{2} \sim \frac{\alpha}{(4\pi)^3} \frac{G \Lambda^2 m_\mu^2}{m_W^2} \ln \frac{\Lambda^2}{m_W^2} \sim \frac{\pi}{(4\pi)^3} G m_\mu^2 \ln \frac{\pi}{\alpha} \sim 3 \cdot 10^{-9}. \quad (4.7)$$

Другим эффектом, возникающим за счет виртуальных слабых взаимодействий, является взаимодействие нейтрино с электромагнитным полем<sup>52</sup>,

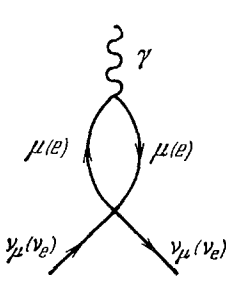


Рис. 16.

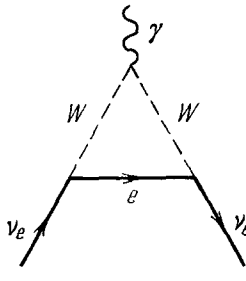


Рис. 17.

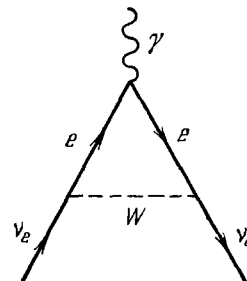


Рис. 18.

<sup>45, 53</sup>. Общее выражение для вершины взаимодействия нейтрино с электромагнитным полем имеет вид

$$\Gamma_\lambda(p', p; q) = \Pi_{\lambda\sigma}(q) \bar{u}(p') \gamma_\sigma (1 + \gamma_5) u(p), \quad (4.8)$$

где  $u(p)$ ,  $u(p')$  — спиноры, описывающие начальное и конечное состояния нейтрино,  $q = p' - p$ .

Из сохранения электрического тока следует, что  $q_\lambda \Pi_{\lambda\sigma}(q) = 0$ , откуда  $\Pi_{\lambda\sigma}(q) = -(\delta_{\lambda\sigma} q^2 - q_\lambda q_\sigma) F(q^2)$ . Подставляя это выражение в (4.8), находим

$$\Gamma_\lambda(p', p; q) = -q^2 F(q^2) \bar{u}(p') \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) u(p). \quad (4.9)$$

В четырехфермионной теории в первом порядке по  $G$  электромагнитное взаимодействие нейтрино возникает за счет диаграммы рис. 16. Вычисление ее приводит к следующему выражению для  $F(q^2)$ <sup>52</sup>:

$$F(q^2) = -\frac{G}{12 \sqrt{2} \pi^2} \ln \frac{\Lambda^2}{m_l^2} \quad (4.10)$$

при  $|q^2| \ll m_l^2$  ( $m_l$  — масса лептона). При  $|q^2| \gg m_l^2$  величина  $m_l^2$  в (4.10) заменяется на  $|q^2|$ . В теории с  $W$ -бозоном рассматриваемому процессу соответствуют диаграммы рис. 17, 18 и при  $|q^2| \ll m_l^2$ <sup>52, 45, 53</sup>

$$F(q^2) = \frac{G}{12 \sqrt{2} \pi^2} \left( \frac{5}{4} \ln \frac{\Lambda^2}{m_W^2} - \ln \frac{m_W^2}{m_l^2} \right). \quad (4.11)$$

\*) Это является также аргументом в пользу электромагнитного обрезания в (4.5).

Зависимость  $F(q^2)$  от  $q^2$  при  $|q^2| > m_l^2$  приведена в работе <sup>53</sup>.

За счет виртуальных слабых взаимодействий в электромагнитной вершине заряженных фермионов появляются члены, не сохраняющие четность <sup>54</sup>, так что у электрона или мюона помимо обычных электрического и магнитного форм-факторов возникает новый форм-фактор  $F_a(q^2)$  (названный Зельдовичем <sup>54</sup> анапольным), который соответствует дополнительному члену в вершине электромагнитного взаимодействия  $e$  или  $\mu$  вида

$$-q^2 F_a(q^2) \bar{u}(p') \left( \gamma_\mu - \frac{\hat{q} \hat{q}_\mu}{q^2} \right) \gamma_5 u(p). \quad (4.12)$$

В теории с  $W$ -бозоном в первом порядке по  $G$  величина  $F_a(q^2)$  определяется диаграммой рис. 13. Вычисления дают следующий результат <sup>45</sup>:

$$F_a(0) = \frac{5G}{48 \sqrt{2} \pi^2} \ln \frac{\Lambda^2}{m_W^2}.$$

Экспериментальное исследование электромагнитного взаимодействия нейтрино, по-видимому, станет возможным после создания нейтринных пучков с энергией порядка нескольких сотен Гэв. (При  $E_\nu \sim 200$  Гэв  $\sigma(\nu + p \rightarrow \nu + \text{адроны}) \sim 10^{-39} \text{ см}^2$ .)

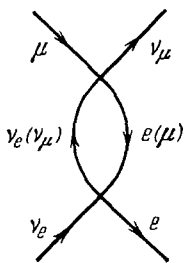


Рис. 19.

4.1.2. Слабые взаимодействия лептонов. При энергиях, много меньших унитарного предела, амплитуды слабых двухчастичных процессов рассеяния лептонов (или  $\mu$ -распада) с точностью до численных множителей однозначно определяются из требований лоренц-инвариантности и двухкомпонентности всех участвующих во взаимодействии лептонов. Поэтому поправки высшего порядка по слабому взаимодействию могут изменить только численные факторы, стоящие перед различными амплитудами, не меняя их формы <sup>55</sup>.

Рассмотрим последовательно поправки низшего порядка по  $G\Lambda^2$  к константам различных процессов.

а)  $\mu$ -распад. В четырехфермионной теории в первом приближении по  $G$  поправка к константе  $\mu$ -распада  $G_\mu$  определяется диаграммой рис. 19. В этой диаграмме в промежуточном состоянии присутствуют лептон и антилептон.

Для изучения диаграмм, где лептон и антилептон всегда входят в одной вершине, удобно ввести в рассмотрение внешние токи  $I_\lambda$ , добавив в гамильтониан взаимодействия член

$$\mathcal{H}' = \frac{G}{\sqrt{2}} (I_\lambda^\dagger (j_\lambda^{-\mu} + j_\lambda^{-e}) + (j_\lambda^{+\mu} + j_\lambda^{+e}) I_\lambda). \quad (4.13)$$

Матричный элемент, отвечающий диаграммам, в которых в одной вершине входят  $\mu, \bar{\nu}_\mu$ , а в другой выходят  $e, \nu_e$ , можно записать как

$$\bar{u}_{\nu_\mu}(p_{\nu_\mu}) \gamma_\sigma (1 + \gamma_5) u_\mu(p_\mu) \cdot \bar{u}_e(p_e) \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) u_{\nu_e}(p_{\nu_e}) \Pi_{\lambda\sigma}(p_e - p_{\nu_e}), \quad (4.14)$$

$$\Pi_{\lambda\sigma}(q) = \int e^{iqx} d^4x \left[ \frac{\delta^2 S_{00}}{\delta I_\lambda(x) \delta I_\sigma^\dagger(0)} \right]_{I_\lambda=0}, \quad (4.15)$$

где  $S_{00}$  — взятый по вакууму матричный элемент от  $S$ -матрицы, рассматриваемой как функционал от внешних токов  $I$  (см., например, <sup>56</sup>). Возьмем ток  $I_\lambda(x)$  в виде  $I_\lambda(x) = \partial \Phi(x) / \partial x_\lambda$ , что соответствует вычислению продольной части  $\Pi_{\lambda\sigma}$ , т. е.  $q_\lambda \Pi_{\lambda\sigma} q_\sigma$ . Делая в полном лагранжиане лептонов (в пренебрежении массовыми членами) преобразование волновых функций лептонов левой спиральности

$$\psi_{e,\mu}^L = \exp \left( -i \frac{G}{2 \sqrt{2}} (\tau^+ \Phi + \tau \Phi^\dagger) \right) \psi_{e,\mu}^L, \quad \tau = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \psi_e = \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}, \quad \psi_\mu = \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}.$$

нетрудно показать, что с точностью до членов, квадратичных по  $\varphi$  или  $\varphi^+$ , зависящая от внешних токов часть гамильтониана взаимодействия преобразуется к виду

$$\mathcal{H}' = -i \frac{G^2}{8} \sum_{h, i=e, \mu} \left\{ \bar{\psi}_i' \tau_3 \gamma_\lambda \psi_h \left( \frac{\partial \varphi^+}{\partial x_\lambda} \varphi - \varphi^+ \frac{\partial \varphi}{\partial x_\lambda} \right) \delta_{ih} + \right. \\ \left. + 2 (\bar{\psi}_i' \gamma_\lambda \tau_3 \psi_i' \bar{\psi}_h' \gamma_\lambda \tau^+ \psi_h' \varphi - \bar{\psi}_i' \gamma_\lambda \tau \psi_i' \bar{\psi}_h' \gamma_\lambda \tau_3 \psi_h' \varphi^+) \right\}. \quad (4.13')$$

Члены  $\sim G^2$  в (4.15) могут возникнуть только за счет первого члена в правой части (4.13'), однако вклад его в порядке  $G^2$  обращается в нуль в силу антисимметрии при замене  $e \rightarrow \nu_e$ ,  $\mu \rightarrow \nu_\mu$ . Поэтому  $q_\lambda \Pi_{\lambda\sigma} q_\sigma = 0$  с точностью до членов  $\sim G^4$ . Отсюда следует, что с этой точностью  $\Pi_{\lambda\sigma} \sim \delta_{\lambda\sigma} q^2 - q_\lambda q_\sigma$ .

Таким образом, член  $\delta_{\lambda\sigma} G^2 \Lambda^2$  в диаграмме рис. 19 отсутствует<sup>31</sup>. Аналогичным образом может быть показано, что отсутствуют поправки порядка  $G\Lambda^2$  к константе  $\mu$ -распада за счет виртуальных адронов.

Причина обращения в нуль этих поправок порядка  $G\Lambda^2$  весьма проста; она состоит в том, что в рассматриваемом приближении (без учета высших поправок по слабому взаимодействию) ток  $j_\mu$  сохраняется и поэтому  $\Pi_{\lambda\sigma}$  должно быть поперечно.

Здесь необходима оговорка. Учет поправок порядка  $G\Lambda^2$  и пренебрежение поправками более высокого порядка  $(G\Lambda^2)^n$ ,  $n > 1$ , будут оправданы (помимо оценок по порядку величины), если в результате окажется, что  $\Lambda^2 \ll 2\pi/G$ , т. е. обрезание слабых взаимодействий происходит за счет чего-то «нового». Но тогда требование обращения в нуль членов  $\sim G\Lambda^2$  в диаграмме рис. 19 будет законным лишь в том случае, если это «новое» не нарушит сохранения тока  $j_\mu$ . Поэтому в дальнейшем мы будем учитывать также возможность не обращения в нуль этих членов.

В теории с промежуточным бозоном в перенормировку константы  $\mu$ -распада в первом приближении по  $G$  могут вносить вклад диаграмма рис. 20 и четыре диаграммы типа рис. 21, соответствующие перенормировкам волновых функций начальных и конечных лептонов ( $Z_2$ -фактор). К диаграмме рис. 20

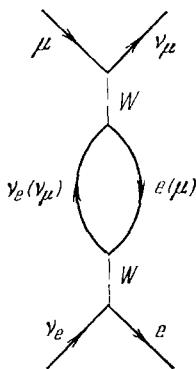


Рис. 20.

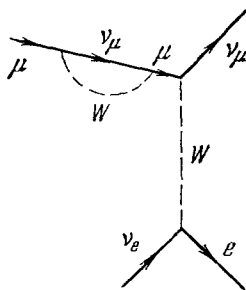


Рис. 21.

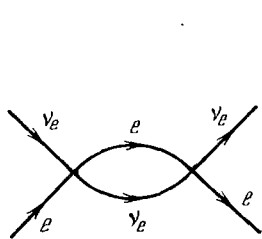


Рис. 22.

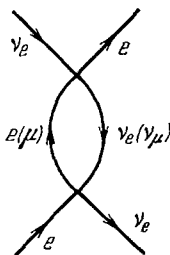


Рис. 23.

относится все то, что говорилось выше о диаграмме рис. 19 в случае четырехфермионной теории. Диаграммы типа рис. 21 вносят пропорциональный  $G\Lambda^2$  вклад в перенормировку константы  $\mu$ -распада.

#### б) Упругое $\nu_e e$ -рассеяние.

В четырехфермионной теории мы имеем здесь два типа диаграмм — рис. 22 и 23. Для диаграммы рис. 22 с лептонным числом 2 в промежуточном состоянии нет оснований требовать обращения в нуль квадратично расходящихся членов. Диаграмма рис. 23 дает вклад в константу  $\nu_e e$ -рассеяния  $G_{\nu_e e}$ , равный вкладу диаграммы рис. 19 в константу  $\mu$ -распада  $G_\mu$  (независимо от того, обращается он в нуль или нет). Поэтому

отношение  $G_{\nu_e e}/G_\mu$  определяется диаграммой рис. 22 и оказывается равным<sup>31</sup>

$$\frac{G_{\nu_e e}}{G_\mu} = 1 + \frac{G\Lambda^2}{\sqrt{2}\pi^2}. \quad (4.16)$$

При  $\Lambda$  порядка унитарного предела  $\Lambda^2 \sim 2\pi/G$  величина  $G\Lambda^2/\sqrt{2}\pi^2$  — порядка единицы, так что в этом случае можно было бы ожидать заметного отличия константы  $\nu_e e$ -рассеяния от константы  $\mu$ -распада.

В теории с  $W$ -бозоном имеет место сходная ситуация, с тем лишь отличием, что в порядке  $G\Lambda^2$  помимо диаграммы, соответствующей рис. 22, дают вклад диаграммы с перенормировкой внешних концов.

Согласно последним экспериментальным данным<sup>57</sup>  $G_{\nu_e e}/G < 2$ , т. е. точность эксперимента недостаточна для того, чтобы сделать какие-либо выводы.

в) *Упругое  $\nu_\mu e$ -рассеяние.* В обычной теории универсального слабого взаимодействия этот процесс отсутствует в первом порядке по  $G$  и не равная нулю амплитуда может возникнуть только за счет высших порядков

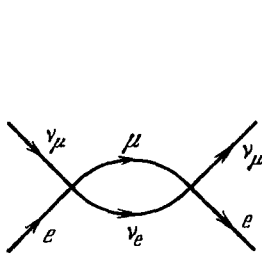


Рис. 24.

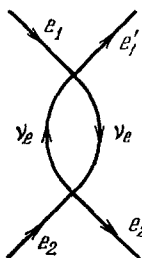


Рис. 25.

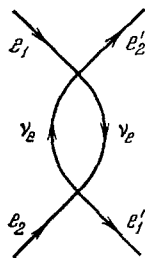


Рис. 26.

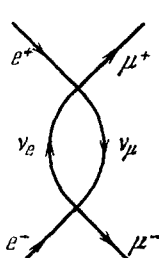


Рис. 27.

по слабому взаимодействию (или за счет электромагнитного форм-фактора нейтрино — диаграммы рис. 16). В четырехфермионной теории в порядке  $G^2$  амплитуда процесса описывается диаграммой рис. 24 и константа  $\nu_\mu e$ -взаимодействия оказывается равной

$$G_{\nu_\mu e}^F = G \frac{G\Lambda^2}{\sqrt{2}\pi^2}. \quad (4.17)$$

В теории с  $W$ -бозоном имеет место аналогичный результат:

$$G_{\nu_\mu e}^W = G \frac{G\Lambda^2}{\sqrt{2}(4\pi)^2}. \quad (4.18)$$

Экспериментальные ограничения на константу  $\nu_\mu e$ -рассеяния в настоящее время довольно слабы<sup>58</sup>:  $G_{\nu_\mu e}/G < 0,6$ .

г) *Упругое  $ee$ -рассеяние и реакция  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ .* Упругое  $ee$ -рассеяние за счет слабых взаимодействий в порядке  $G^2$  описывается в четырехфермионной теории диаграммами рис. 25, 26, а реакция  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  — диаграммой рис. 27. Во всех этих диаграммах лептон и антилептон входят в одной вершине, так что к ним применимо проведенное в п. 4.2.2, а) рассуждение, доказывающее обращение в нуль поправок  $\sim G^2\Lambda^2$ . (В соответствии с замечанием в конце п. 4.2.2, а) здесь необходимо, чтобы при изменении формы слабых взаимодействий не нарушалось сохранение токов  $(\bar{\nu}_e \nu_e)$  и  $(\bar{\nu}_\mu \nu_\mu)$ , в противном случае члены  $\sim G^2\Lambda^2$  не будут равны нулю.)

Подводя итог обсуждению слабых взаимодействий лептонов, хотелось бы подчеркнуть, что в настоящее время мы весьма мало знаем из опыта о структуре этих взаимодействий. Вместе с тем для теории такая информа-



ция была бы чрезвычайно важной. В частности, особенно интересным было бы определить (или ограничить) константу  $\gamma_\mu e$ -рассеяния, что согласно (4.17), (4.18) дало бы возможность оценить высшие поправки по слабым взаимодействиям в лептонных процессах.

#### 4.2. Адрон-лептонные взаимодействия

Основная проблема, возникающая при рассмотрении поправок за счет виртуальных слабых взаимодействий к адрон-лептонным процессам, состоит в том, обрезают ли сильные взаимодействия рост с энергией виртуальных слабых взаимодействий. На протяжении ряда лет в решении этой проблемы не было никакого прогресса. Обычно предполагалось (см., например, обсуждение этого вопроса в работах <sup>31, 32</sup>), что сильные взаимодействия приводят к появлению у адронов форм-факторов  $F(q^2)$ , быстро убывающих с ростом  $q^2$  — квадрата передаваемого импульса — при  $|q^2| \gg m^2$ , и благодаря этому интегрирование по импульсам виртуальных адронов эффективно обрывается на значениях  $|q^2| \sim m^2$ . Эти предположения опирались на наблюдаемое на опыте поведение форм-факторов в упругих и квазиупругих процессах  $ep$ -рассеяния и, по аналогии, распространялись на многочастичные процессы (хотя и были высказаны сомнения в законности такого распространения <sup>29</sup>). Однако в основном многочастичные процессы оставались при этом *terra incognita*.

Существенное продвижение в данном вопросе было достигнуто лишь в сравнительно недавнее время в результате развития методов алгебры токов. Использование алгебры токов дало возможность показать, что в некоторых случаях сильные взаимодействия не обрезают интегрирования по импульсам виртуальных слабо-взаимодействующих частиц \*). В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением именно таких, наиболее интересных случаев.

Для слабых адронных токов в дальнейшем будут использоваться обозначения

$$j_{\mu k}^{(L)i} = V_{\mu k}^i - A_{\mu k}^i, \quad j_{\mu k} R_i = V_{\mu k}^i + A_{\mu k}^i. \quad (4.19)$$

(В тех случаях, когда это не может вызвать недоразумений, индекс  $L$  будет опускаться.)

Будем предполагать, что операторы зарядов

$$Q_k^{(L, R)i}(x_0) \equiv Q_k^V i \mp Q_k^A i = \int dx j_{0k}^{(L, R)i}(x) \quad (4.20)$$

и токов  $j_{\mu k}^{(L, R)i}$  удовлетворяют предложенной Гелл-Манном <sup>60</sup> (см. также книгу Адлера и Дашена) алгебре  $SU(3) \times SU(3)$ , т. е. что имеют место одно-временные соотношения коммутации

$$[Q_k^{(L, R)i}(x_0), j_{\mu m}^{(L, R)l}(x)] = 2(\delta_m^i j_{\mu}^{(L, R)l}(x) - \delta_k^l j_{\mu m}^{(L, R)i}(x)), \quad (4.21)$$

$$[Q^R, j^L] = [Q^L, j^R] = 0, \quad (i, k, l, m = 1, 2, 3). \quad (4.22)$$

В ряде случаев (причем случаев наиболее интересных) будет достаточно более слабых предположений — выполнения алгебры  $SU(2) \times SU(2)$  или  $SU(3)$  для векторных токов. Выполнение алгебры  $SU(2) \times SU(2)$  подтверждается совокупностью результатов, следующих из гипотезы частичного сохранения аксиального тока (см. обзор <sup>61</sup>). Предсказания  $SU(3)$ -симметрии относительно слабых распадов также находится

\*) Исследование глубоко-неупругих электромагнитных и слабых процессов (ср. раздел 3.1, б)) также показало отсутствие быстро убывающих форм-факторов.

в согласии с экспериментом<sup>62</sup>. Поэтому использование алгебры  $SU(3) \times SU(3)$  в форме (4.21), (4.22) представляется вполне оправданным.

Как будет ясно из дальнейшего, излагаемые ниже результаты останутся верными также и в том случае, если симметрия сильных взаимодействий  $SU(2) \times SU(2)$  или  $SU(3)$  будет в значительной степени нарушена. Важно лишь, что токи слабых взаимодействий адронов имеют вид (2.5) и удовлетворяют коммутационным соотношениям (4.21), (4.22).

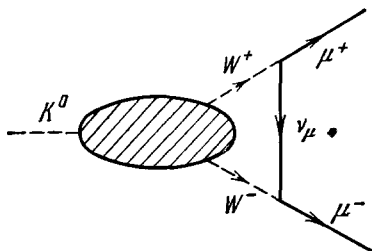


Рис. 28.

4.2.1. Слабые нейтральные токи. а) Распад  $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  (теория с  $W$ -бозоном). Как следует из вида гамильтониана слабого взаимодействия (2.1), (2.2), в более высоких порядках по слабому взаимодействию, чем первый, могут возникнуть адронные переходы с испусканием лептонных пар  $\bar{l}l$  с равным нулю суммарным зарядом, отсутствующие в первом

порядке по  $G$ . На эксперименте такие переходы с весьма высокой точностью не обнаружены. Следуя работе<sup>63</sup>, рассмотрим распад  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , где было получено наиболее сильное экспериментальное ограничение на величины нейтральных токов<sup>64</sup>

$$\left| \frac{w(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{w(K_L^0 \rightarrow \text{все})} \right|_{\text{эксп}} < 1,8 \cdot 10^{-9}. \quad (4.23)$$

В теории с промежуточным бозоном матричный элемент распада  $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  описывается диаграммой рис. 28 и может быть представлен в виде

$$M = (4\pi g^2)^2 \sin \theta_c \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{(k^2 - m_W^2)^2} \left( \delta_{\lambda\alpha} - \frac{k_\lambda k_\alpha}{m_W^2} \right) \left( \delta_{\beta\sigma} - \frac{k_\beta k_\sigma}{m_W^2} \right) \times \\ \times \bar{u}(p_\mu) \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \hat{k}^{-1} \gamma_\sigma (1 + \gamma_5) u(p_\mu) M_{\alpha\beta}(k), \quad (4.24)$$

$$M_{\alpha\beta}(k) = i \int d^4 x e^{ikx} \langle 0 | T \{ j_{\alpha 1}^{(L)2}(x), j_{\beta 3}^{(L)1}(0) \} | K^0 \rangle. \quad (4.24')$$

В (4.24) было пренебрежено импульсами внешних частиц по сравнению с  $k$ . Для вычисления старшей расходимости при интегрировании по  $k$  в (4.24) достаточно учесть в функциях Грина  $W$ -бозонов только продольную часть, пропорциональную  $k_\mu k_\nu / m_W^2$ . Внося  $k_\alpha$  под знак интеграла по  $x$ , заменяя  $k_\alpha e^{ikx}$  на  $-i(\partial/\partial x_\alpha) e^{ikx}$ , проводя интегрирование по частям и полагая  $\partial_\alpha V_{\alpha 1}^2(x) = 0$ , находим

$$k_\alpha M_{\alpha\beta}(k) = - \int d^4 x e^{ikx} \langle 0 | [j_{\alpha 1}^{(L)2}(x), j_{\beta 3}^{(L)1}(0)] \delta(x_0) - \\ - T \{ \partial_\alpha A_{\alpha 1}^2(x), j_{\beta 3}^{(L)1}(0) \} | K^0 \rangle. \quad (4.25)$$

Второй член в (4.25) пропорционален дивергенции аксиального тока без изменения странности и в силу гипотезы частичного сохранения аксиального тока содержит по крайней мере параметр малости  $(\mu_\pi/m_0)^2 \sim 0, 1$ . (При больших  $k$  параметр малости может быть и меньше.) Поэтому членом в (4.25), пропорциональным  $\partial_\alpha A_{\alpha 1}^2$ , можно пренебречь.

Чтобы найти одновременные коммутаторы токов в (4.25), предположим, что эти коммутаторы содержат только члены, пропорциональные  $\delta(x)$  и  $\partial_k \delta(x)$ . Члены, содержащие первые производные от  $\delta(x)$ , не внесут вклада в (4.24). Имея в виду, что переход  $K^0 \rightarrow$  вакуум идет с изменением

четности, правую часть (4.25) можно записать в виде

$$\langle 0 | [Q_1^{V2}(0), A_{\beta 3}^1(0)] + [Q_1^{A2}(0), V_{\beta 3}^1(0)] | K^0 \rangle. \quad (4.26)$$

Допустим, теперь (и это является основным пунктом во всем рассмотрении данной проблемы), что коммутаторы зарядов с токами подчиняются алгебре  $SU(2) \times SU(2)$ , т. е.

$$[Q_1^{V2}(0), A_{\beta 3}^1(0)] = [Q_1^{A2}(0), V_{\beta 3}^1(0)] = -A_{\beta 3}^2(0). \quad (4.27)$$

Следует подчеркнуть, что для получения результата нет нужды требовать симметрии  $SU(3) \times SU(3)$ , а достаточно симметрии  $SU(2) \times SU(2)$ . (Например, вместо того, чтобы вычислять коммутаторы зарядов с токами согласно (4.27), можно было бы действовать операторами  $Q_1^{V2}$  и  $Q_1^{A2}$  на обкладки и использовать результаты теории PCAC.) Подставляя (4.27) в (4.26) и (4.26) в (4.24) и проводя интегрирование по  $k$ , получаем

$$M = -g^4 \frac{\Lambda^2}{m_W^4} \langle 0 | A_{\beta 3}^2(0) | K^0 \rangle \bar{u}(p'_\mu) \gamma_\beta (1 + \gamma_5) u(p_\mu) \sin \theta_C. \quad (4.28)$$

В силу изотопической инвариантности матричный элемент  $\langle 0 | A_{\beta 3}^2(0) | K^0 \rangle$  равен матричному элементу  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ -распада:

$$\langle 0 | A_{\beta 3}^2(0) | K^0 \rangle = \langle 0 | A_{\beta 3}^1(0) | K^+ \rangle = f_K q_\beta, \quad (4.29)$$

где  $q$  — импульс  $K$ -мезона. Используя (4.29), (4.28), легко найти отношение вероятностей  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  и  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ -распадов:

$$\frac{w(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{w(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu)} = 4 \left( \frac{g^2 \Lambda^2}{4\pi m_W^2} \right)^2 = 2 \left[ \frac{G \Lambda^2}{(4\pi)^2} \right]^2. \quad (4.30)$$

Здесь уместно сделать несколько замечаний по поводу допущенных при выводе предположений. Поскольку результат (4.30) пропорционален четвертой степени параметра обрезания  $\Lambda$ , в нем трудно претендовать на точность, лучшую чем по порядку величины. Поэтому отброшенные в (4.25) члены, пропорциональные дивергенции аксиального тока, могли бы быть существенны лишь в том случае, если бы они почти нацело скомпенсировали вклад основного члена, что в силу приближенного сохранения аксиального тока представляется крайне маловероятным. Далее, если допустить, что симметрия  $SU(3)$  выполняется лучше, чем симметрия  $SU(2) \times SU(2)$ , можно (используя тот факт, что ненулевой вклад в (4.24) вносят только произведения векторного тока на аксиальный) так переформулировать доказательство, чтобы отброшенные члены содержали только дивергенцию векторного тока с изменением странности  $\partial_\beta V_{\beta 3}^1(x)$  и использовались коммутационные соотношения для алгебры зарядов группы  $SU(3)$ . Наконец, в (4.24) не были учтены диаграммы с испусканием двух  $W$ -бозонов из одной точки. Можно показать<sup>63</sup>, что вклад этих диаграмм приводит к другой спинорной структуре лептонной части матричного элемента, поэтому эти диаграммы не могут скомпенсировать вклад основного члена (компенсация в (4.30) не превышает 20%).

Сравнение результата (4.30) с экспериментом в настоящее время затруднено тем, что экспериментальный результат (4.23) противоречит возникающему из условия унитарности (при учете только промежуточного состояния  $2\gamma$ ) неравенству<sup>65</sup>

$$\frac{w(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{w(K_L^0 \rightarrow \text{все})} > 6 \cdot 10^{-9},$$

и причина этого расхождения в настоящее время не ясна. Поэтому из осторожности примем вместо (4.23) более слабую оценку,

$$\frac{w(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{w(K_L^0 \rightarrow \text{все})} < 10^{-8}, \quad (4.31)$$

основанную также на данных экспериментальной работы <sup>66</sup>. Из (4.30) и (4.31) следует

$$\Lambda < 25 \text{ Гэв}, \quad (4.32)$$

т. е. весьма низкое значение предела обрезания.

б) Распад  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  (четырёхфермионная теория). В четырёхфермионной теории матричный элемент распада  $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  (диаграмма рис. 29) имеет вид

$$M = \frac{G^2}{2} \sin \theta_C \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \bar{u}(p'_\mu) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \times \\ \times \hat{k}^{-1} \gamma_\beta (1 + \gamma_5) u(p_\mu) M_{\alpha\beta}(k), \quad (4.33)$$

где  $M_{\alpha\beta}(k)$  определено согласно (4.24'). Лептонную часть в (4.33) можно записать так:

$$2\bar{u}(p'_\mu) [k_\alpha \gamma_\beta + k_\beta \gamma_\alpha - \delta_{\alpha\beta} \hat{k} - i\varepsilon_{\alpha\beta\lambda\sigma} k_\lambda \gamma_\sigma] \times \\ \times (1 + \gamma_5) u(p_\mu) k^{-2}. \quad (4.34)$$

В предположении симметрии  $SU(3) \times SU(3)$  и пренебрегая дивергенциями токов, вклад первых двух членов в квадратных скобках в (4.34) в матричный элемент (4.33) может быть вычислен так же, как и в теории с  $W$ -бозоном. При этом для матричного элемента получится выражение (4.28), но с численным коэффициентом большим в 8 раз. Вклад членов  $-\delta_{\alpha\beta} \hat{k} - i\varepsilon_{\alpha\beta\lambda\sigma} k_\lambda \gamma_\sigma$  можно вычислить <sup>67</sup>, если принять предположение Бёркена <sup>68</sup> о том, что при  $k_0 \rightarrow \infty$  и  $\mathbf{k} = \text{const}$

$$\lim k_0 M_{\alpha\beta}(k) = - \int dx e^{-ikx} \langle 0 | [j_{\alpha 1}^{(L)2}(x), j_{\beta 3}^{(L)}(0)] | K^0 \rangle \quad (4.35)$$

и использовать коммутационные соотношения между пространственными компонентами токов. Эти соотношения зависят от модели. В кварковой модели учет членов  $-\delta_{\alpha\beta} \hat{k} - i\varepsilon_{\alpha\beta\lambda\sigma} k_\lambda \gamma_\sigma$  приводит к тому, что численный коэффициент в уравнении (4.28) уменьшается вдвое по сравнению с тем значением, которое он имел только при учете членов  $k_\alpha \gamma_\beta + k_\beta \gamma_\alpha$ . Таким образом, результативно в кварковой модели получается выражение (4.28) с дополнительным фактором 4, т. е. из (4.31) следует ограничение на  $\Lambda$ :

$$\Lambda < 12,5 \text{ Гэв}. \quad (4.36)$$

в) Другие адрон-лептонные взаимодействия. Изложенный выше метод может быть также применен <sup>69</sup> к рассмотрению других адрон-лептонных процессов с нейтральными токами, как, например, упругое рассеяние нейтрино на нуклонах или распады  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ ,  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ . В первом случае (в теории с  $W$ -бозоном) эффективная константа взаимодействия нейтральных лептонных токов с нуклонами оказывается равной

$$G_{\text{нейтр}} = G \frac{G\Lambda^2}{(4\pi)^2}, \quad (4.37)$$

тогда как экспериментально <sup>69</sup>  $G_{\text{нейтр}} < 0,3G$ . Для отношения вероятностей распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$  и  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  в теории с  $W$ -бозоном получается выражение

$$\frac{w(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)}{w(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu)} = \left[ \frac{G\Lambda^2}{(4\pi)^2} \right]^2. \quad (4.38)$$

Сравнение с экспериментальным пределом <sup>70</sup>

$$\frac{w(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)}{w(K^+ \rightarrow \text{все})} < 4 \cdot 10^{-7} \quad (4.38')$$

дает

$$\Lambda < 200 \text{ Гэв.}$$

В четырехфермионной теории (в кварковой модели) из тех же данных следует

$$\Lambda < 100 \text{ Гэв.}$$

Отношение вероятностей распадов  $K^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_e \nu_e$  и  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$  в теории с  $W$ -бозоном равно (4.38). Экспериментальное ограничение<sup>71</sup> на вероятность распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu} \nu$  ( $K^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu} \nu / i\omega$  ( $K^+ \rightarrow \text{все}$ )  $< 1,2 \cdot 10^{-6}$  приводит к неравенству  $\Lambda < 220 \text{ Гэв}$ . Следует отметить, что с теоретической точки зрения исследование распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu} \nu$  имеет определенные преимущества перед распадами  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  или  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ , поскольку в этих последних возможны переходы за счет слабого и электромагнитного взаимодействий посредством цепочек  $K_L^0 \rightarrow 2\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$  или  $K^+ \rightarrow \pi^+ \gamma \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ , которые в силу условий унитарности определяют нижнюю границу вероятности распадов. В процессе  $K^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu} \nu$  такие переходы отсутствуют, что позволяет в принципе получить более сильные ограничения на  $\Lambda$ .

Значения пределов обрезания  $\Lambda < 25 \text{ Гэв}$  в теории с  $W$ -бозоном и  $\Lambda < 12,5 \text{ Гэв}$  в четырехфермионной теории, полученные из рассмотрения  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -распадов, являются в настоящее время наиболее сильными и точными ограничениями области применимости теории слабых взаимодействий в ее современной форме. Эти значения  $\Lambda$  много меньше унитарного предела, что указывает на необходимость изменения теории слабых взаимодействий (или по крайней мере части ее) при передаваемых импульсах меньших или порядка нескольких десятков  $\text{Гэв}$ , т. е. на расстояниях, меньших  $10^{-15} \text{ см}$ .

4.2.2. Отношение векторных констант  $\beta$ - и  $\mu$ -распада. Как известно, в  $V-A$ -теории слабых взаимодействий векторная константа  $\beta$ -распада не перенормируется за счет сильных взаимодействий, так что в первом порядке по слабому взаимодействию векторная константа  $\beta$ -распада (поделенная на  $\cos \theta_c$ ) должна равняться константе  $\mu$ -распада. Эксперимент подтверждает это равенство с точностью порядка 1% (некоторая неопределенность возникает за счет электромагнитных поправок, которые вносят неточность в отношение  $G_\beta/G_\mu$  около 1%).

Слабые взаимодействия в высших порядках теории возмущений приводят к нарушению этого равенства. В четырехфермионной теории поправки порядка  $G\Lambda^2$  за счет слабых взаимодействий лептонов к константе  $\mu$ -распада определяются диаграммой рис. 19, а поправки порядка  $G\Lambda^2$  к константе  $\beta$ -распада — диаграммой рис. 30. Вклады диаграмм рис. 19 и 30 равны. Поэтому (если не говорить о поправках за счет слабых нелептонных взаимодействий, которые, возможно, обрезаются сильными взаимодействиями) в четырехфермионной теории равенство  $G_\beta^V/\cos \theta_c = G_\mu$  сохраняется при учете членов порядка  $G\Lambda^2$ .

В членах  $\sim (G\Lambda^2)^2$  равенство  $G_\beta^V/\cos \theta_c = G_\mu$  нарушается. Рассмотрение этих членов, однако, не приводит к сильным ограничениям на  $\Lambda$ <sup>72</sup>.

В теории с  $W$ -бозоном в перенормировку константы  $\mu$ -распада вносят вклад диаграмма рис. 20 и четыре диаграммы рис. 21. Диаграмме рис. 20 соответствует аналогичная диаграмма для  $\beta$ -распада, так что при вычислении отношения  $G_\beta^V/G_\mu$  вклад этих

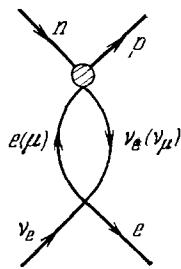


Рис. 30.

диаграмм можно не учитывать. То же самое относится к диаграммам, в которых  $W$ -бозон испускается и поглощается электроном или электронным нейтрино. Рассмотрим вклад в перенормировку  $G_\beta$  остальных диаграмм порядка  $G\Lambda^2$  в теории с  $W$ -бозоном (рис. 31). Матричный элемент для поправки порядка  $g^2$  к вершине испускания  $W$  в переходе  $n \rightarrow p$  записывается в виде

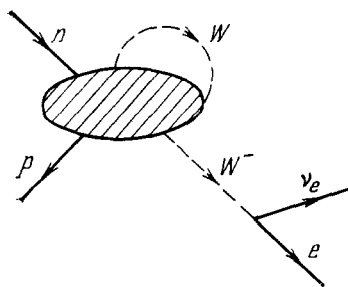


Рис. 31.

$$\Gamma'_0 = 4\pi g^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left( \delta_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_W^2} \right) \frac{1}{k^2 - m_W^2} M_{\mu\nu\sigma}(k), \quad (4.39)$$

$$M_{\mu\nu\sigma}(k) = \frac{i}{2} \int d^4 x d^4 y e^{ik(x-y)} \langle p | T [j_\mu^+(x), j_\nu^-(y), j_\sigma^+(0) + j_\mu^-(x), j_\nu^+(y), j_\sigma^-(0)] | n \rangle. \quad (4.40)$$

Наиболее сильно расходящиеся при интегрировании по  $k$  в (4.39) выражения возникают за счет члена  $-k_\mu k_\nu / m_W^2$  в функции Грина  $W$ -бозона.

Квадратично-расходящиеся члены в (4.39) могут быть преобразованы к виду

$$\begin{aligned} \Gamma'_0 = & -\frac{i}{2} \frac{4\pi g^2}{(2\pi)^4} \frac{1}{m_W^2} \int \frac{d^4 k}{k^2} \int d^4 x d^4 y e^{ik(x-y)} \times \\ & \times \langle p | [j_\sigma^+(x), [j_\sigma^-(y), j_\sigma^+(0)]] \delta(x_0) \delta(y_0) + 2T \{ [j_\sigma^+(x), \partial_\nu j_\nu^-(y)] \delta(x_0 - y_0), j_\sigma^+(0) \} + \\ & + T \{ \partial_\nu j_\nu^-(y), [j_\sigma^-(x), j_\sigma^+(0)] \delta(x_0) \} + T \{ \partial_\mu j_\mu^+(x), [j_\sigma^-(y), j_\sigma^+(0)] \delta(y_0) \} + \\ & + T \{ \partial_\mu j_\mu^+(x), \partial_\nu j_\nu^-(y), j_\sigma^+(0) + \partial_\mu j_\mu^-(x), \partial_\nu j_\nu^+(y), j_\sigma^-(0) \} | n \rangle. \end{aligned} \quad (4.41)$$

Все члены, кроме первого, в правой части (4.41) пропорциональны дивергенции слабого тока, т. е. содержат малый параметр  $(\mu_\pi/m_0)^2$  или  $\sin^2 \theta_C$ . Кроме того, все члены, кроме первого и второго, зависят от  $k$  и, как можно думать, убывают с ростом  $k$ . Поэтому разумно ограничиться учетом одного первого члена в правой части (4.41). При вычислении одновременного коммутатора, так же как и при рассмотрении  $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -распада, достаточно вместо алгебры токов использовать алгебру зарядов  $SU(2) \times SU(2)$ . Пренебрегая  $\sin^2 \theta_C$ , получим

$$\begin{aligned} \int d^4 x d^4 y e^{ik(x-y)} \langle p | [j_\sigma^+(x), [j_\sigma^-(y), j_\sigma^+(0)]] \delta(x_0) \delta(y_0) | n \rangle = \\ = \langle p | [Q^{(L)+}(0), [Q^{(L)-}(0), j_\sigma^+(0)]] | n \rangle = 8 \langle p | j_\sigma^+(0) | n \rangle, \end{aligned} \quad (4.42)$$

$$\Gamma'_0 = -\frac{g^2 \Lambda^2}{m_W^2} \langle p | j_\sigma^+(0) | n \rangle. \quad (4.43)$$

Поправка порядка  $g^2$  к вершине испускания  $W$ -бозона выразилась через матричный элемент тока. Поскольку векторная часть матричного элемента тока не меняется за счет сильных взаимодействий, эта поправка имеет такой же вид, как если бы сильных взаимодействий не было. Но в отсутствие сильных взаимодействий перенормировка константы  $\beta$ -распада в порядке  $g^2$  возникает (кроме диаграммы, аналогичной рис. 20) только за счет перенормировки внешних нуклонных линий. Квадратично расходящиеся части этих диаграмм, очевидно, такие же, как и у соответствующих диаграмм для  $\mu$ -распада. (В том, что две диаграммы рис. 21 вносят в перенормировку  $g$  вклад, равный (4.43), можно убедиться и непосредственно, вычисляя фактор  $Z_2$  для мюона в  $g^2$ -приближении и учитывая, что в силу несохранения четности и двухкомпонентности взаимодействия связь между «голым» и перенормированным зарядом в  $g^2$ -приближении имеет вид<sup>30</sup>  $g = g_0 Z_2 / (2 - Z_2)$ .) Поэтому в теории с  $W$ -бозоном отношение векторных констант  $\beta$ - и  $\mu$ -распадов не меняется при учете поправок порядка  $G\Lambda^2$ .

### 4.3. Нелептонные взаимодействия

а) Разность масс  $K_L^0$ - и  $K_S^0$ -мезонов. Рассмотрение величины разности масс  $K_L^0$ - и  $K_S^0$ -мезонов  $\Delta m = m_{K_S} - m_{K_L}$  представляет особый интерес, поскольку экспериментально  $\Delta m \sim G^2 m^5$  (более точно,  $\Delta m_{\text{эксп}} = -0,8 \cdot 10^{-4} G^2 m_N^4 m_K$ ,  $m_N, m_K$  — массы нуклона и  $K^0$  мезона), т. е.  $\Delta m$  пока является единственной наблюдаемой величиной второго

порядка по слабым взаимодействиям. Если, однако, оценивать величину  $\Delta m$  по теории возмущений без учета сильных взаимодействий<sup>59, 73</sup>, например, рассматривая переход  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$  через виртуальную нуклон-антинуклонную пару, то для  $\Delta m$  получится значительно бóльшая величина  $\Delta m \sim G^2 \Lambda^2 m^3$  (т. е. эксперимент требует  $\Lambda \sim m$ ). Поскольку сильные взаимодействия могут привести к обрезанию интегралов на импульсах  $\Lambda \sim m$ , исследование этой проблемы с корректным учетом сильных взаимодействий представляется весьма важным.

Мы рассмотрим этот вопрос, следуя работе<sup>63</sup> (см. также<sup>74</sup>). Разность масс  $K_L^0$ - и  $K_S^0$ -мезонов определяется матричным элементом  $M_{K^0 \rightarrow \bar{K}^0}$  перехода  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$  согласно равенству

$$\Delta m = m_{K_L} - m_{K_S} = -2M_{K^0 \rightarrow \bar{K}^0}. \quad (4.44)$$

В теории с промежуточным бозоном матричный элемент перехода  $M_{K^0 \rightarrow \bar{K}^0}$  описывается диаграммой рис. 32 и имеет вид

$$M_{K^0 \rightarrow \bar{K}^0} = \frac{(4\pi g^2)^2}{(2\pi)^8} \frac{1}{2m_K} \int \frac{d^4 k_1}{k_1^2 - m_W^2} \frac{d^4 k_2}{k_2^2 - m_W^2} \left( \delta_{\mu\lambda} - \frac{k_{1\mu} k_{1\lambda}}{m_W^2} \right) \times \\ \times \left( \delta_{\nu\sigma} - \frac{k_{2\nu} k_{2\sigma}}{m_W^2} \right) M_{\mu\nu\lambda\sigma}(p, k_1, k_2), \quad (4.45)$$

где

$$(2\pi)^4 \delta^4(p_{K^0} - p_{\bar{K}^0}) M_{\mu\nu\lambda\sigma}(p, k_1, k_2) = \\ = -i \int d^4 x d^4 x' d^4 y d^4 y' e^{-i k_1(x-x') + i k_2(y-y')} \times \\ \times \langle \bar{K}^0 | T \{ j_\mu^+(x), j_\nu^-(y), j_\lambda^-(x'), j_\sigma^+(y') \} | K^0 \rangle \quad (4.46)$$

и состояние  $|K^0\rangle$  нормировано условием  $||K^0\rangle|^2 = 1$ .

Учитывая в (4.45) только наиболее сильно расходящиеся члены, т. е. члены, пропорциональные  $k_{1\mu} k_{1\lambda} k_{2\nu} k_{2\sigma} M_{\mu\nu\lambda\sigma}$ , используя алгебру токов  $SU(3) \times SU(3)$  и пренебрегая дивергенциями токов, получаем из (4.45), (4.46) после несложных преобразований

$$M_{K^0 \rightarrow \bar{K}^0} = \frac{(4\pi g^2)^2}{(2\pi)^8} \frac{4 \sin^2 \theta_C \cos^2 \theta_C}{m_W^4 \cdot 2m_K} \int \frac{d^4 K d^4 k K_\nu K_\lambda}{[K^2 + (k^2/4) - m_W^2]^2 - (Kk)^2} M_{\lambda\nu}(p, k), \quad (4.47)$$

где

$$K = \frac{k_1 + k_2}{2}, \quad k = k_1 - k_2, \quad (4.48)$$

$$M_{\lambda\nu}(p, k) = i \int d^4 x e^{i k x} \langle \bar{K}^0 | T \{ j_{\lambda 3}^2(x), j_{\nu 3}^2(0) \} | K^0 \rangle. \quad (4.49)$$

Интеграл по  $K$  в (4.47) квадратично расходится. Для вычисления его предположим, что  $M_{\lambda\nu}$  является достаточно быстро убывающей функцией  $k$ , так что интеграл по  $k$  сходится. Тогда можно пренебречь  $k$  по сравнению с  $K$ . Интегрируя по  $K$  и  $k$  в (4.47) и используя (4.44), получаем

$$\Delta m = -\frac{G^2 \Lambda^2 \sin^2 \theta_C \cos^2 \theta_C}{(4\pi)^2 \cdot 2m_K} \text{Re} \langle \bar{K}^0 | j_{\mu 3}^2(0) j_{\mu 3}^2(0) | K^0 \rangle. \quad (4.50)$$

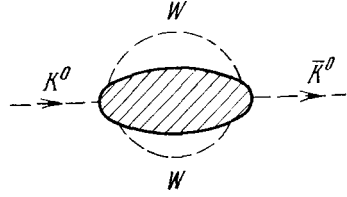


Рис. 32.

Заметим, что все приведенные выше рассуждения могут быть без изменений применены к рассмотрению амплитуды любого нелептонного процесса с  $\Delta S = 2$ , и эта амплитуда будет (с точностью до нормировки конечных и начальных состояний) равна правой части соотношения (4.50).

Вводя в (4.50) суммирование по полной системе промежуточных состояний  $|n\rangle$ , запишем  $\Delta m$  в виде

$$\Delta m = \frac{G^2 \Lambda^2 \sin^2 \theta_C \cos^2 \theta_C}{(4\pi)^2 \cdot 2m_K} \sum_n C_n \{ |\langle n | V_{\mu 3}^2(0) | K^0 \rangle|^2 - |\langle n | A_{\mu 3}^2(0) | K^0 \rangle|^2 \}, \quad (4.51)$$

где  $C_n$  — зарядовая четность состояния  $|n\rangle$ . Чтобы оценить порядок величины  $\Delta m$ , рассмотрим вклад в сумму по  $n$  в (4.50) нескольких низших промежуточных состояний. Наинизшим промежуточным состоянием в (4.51) является вакуумное. В этом случае работает матричный элемент с аксиальным током, определенный в (4.29). Подставляя (4.29) в (4.51), имеем

$$(\Delta m)_{\text{vac}} = -\frac{G^2 \Lambda^2}{(4\pi)^2} \cdot \frac{1}{2} \sin^2 \theta_C \cos^2 \theta_C f_K^2 m_K, \quad f_K \approx m_\pi. \quad (4.52)$$

Из сравнения (4.52) с экспериментальным значением  $\Delta m$  следует ограничение

$$\Lambda \lesssim 5 \text{ Гэв}. \quad (4.53)$$

Столь низкое значение предела обрезания, казалось, должно было бы означать, что слабое взаимодействие меняет свою форму при сравнительно небольших энергиях. В действительности, однако, из рассмотрения разности масс  $K_L^0$ - и  $K_S^0$ -мезонов такого вывода сделать нельзя. Для того чтобы убедиться в этом, рассмотрим вклад в (4.51) следующего состояния — однопионного. В этом случае отличен от нуля матричный элемент от векторного тока, равный матричному элементу  $K_{e3}$ -распада:

$$\langle \pi^0 | V_{\mu 3}^3(0) | K^0 \rangle = \langle \pi^0 | V_{\mu 3}^1(0) | K^+ \rangle. \quad (4.54)$$

Подставляя для последнего вытекающее из  $SU(3)$ -симметрии выражение

$$\langle \pi^0 | V_{\mu 3}^1(0) | K^+ \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (p_\mu + q_\mu) F(x^2), \quad x^2 = (p - q)^2, \quad (4.55)$$

где  $p, q$  — импульсы  $K$  и  $\pi$ ,  $F(x^2)$  — форм-фактор  $K_{e3}$ -распада, после несложных выкладок получаем

$$(\Delta m)_{\pi^0} = \frac{G^2 \Lambda^2}{(4\pi)^4} \sin^2 \theta_C \cos^2 \theta_C \int_0^\infty q_0 dq_0 (m_K + 2q_0) F^2(m_K^2 - 2mq_0). \quad (4.56)$$

В интеграл в (4.56) входят значения  $F(x^2)$  в нефизической для  $K_{e3}$ -распада области  $x^2 < 0$ , причем интеграл сходится, если  $F(x^2)$  убывает в этой области быстрее, чем  $(-x^2)^{3/2}$ . Если допустить, что это действительно так, т. е. что, например,  $F(x^2) \sim [1 - (x^2/m_0^2)]^{-2}$  при  $-x^2 \gtrsim m_0^2$ , для вклада однопионного состояния в (4.51) получается оценка (при  $m_0 \gg m_K$ )

$$(\Delta m)_{\pi^0} = \frac{G^2 \Lambda^2}{(4\pi)^4} \frac{\sin^2 \theta_C \cos^2 \theta_C}{12} \frac{m_0^6}{m_K^3} \quad (4.57)$$

и при  $m_0 \approx m_K$   $\Delta m_{\pi^0} \approx -0,5 \Delta m_{\text{vac}}$ . Отсюда видно, что возможна очень сильная компенсация вкладов различных промежуточных состояний в величину  $\Delta m$ , определенную согласно (4.51) (и даже не исключена, в принципе, их полная компенсация, т. е. обращение в нуль суммы по  $n$  в (4.51)).



Таким образом, полученной на основании учета только одного вакуумного состояния оценке предела обрезания (4.53) можно в лучшем случае придавать только качественный смысл.

В четырехфермионной теории может быть проведено<sup>74</sup> аналогичное рассмотрение с теми же выводами. При этом, однако, для получения результата приходится делать некоторые дополнительные предположения.

б) Адронные процессы с изменением странности, четности или изотопического спина. Одна из самых серьезных трудностей для теории возникает при рассмотрении адронных процессов с  $|\Delta S| = 1$  или  $P = -1$ . Экспериментально эти процессы идут за счет слабых взаимодействий, и их (безразмерные) амплитуды порядка  $Gm_0^2$  ( $m_0$  — некоторая характерная масса  $\lesssim 1 \text{ Гэв}$  \*), тогда как теоретически можно ожидать, что эти амплитуды будут порядка  $G\Lambda^2$ , т. е. возможно даже порядка 1 при  $\Lambda^2 \sim G^{-1}$ .

Рассмотрим ситуацию, возникающую в теории с  $W$ -бозоном<sup>76</sup>. (В четырехфермионной теории положение является менее определенным.) Матричный элемент перехода между адронными состояниями  $a$  и  $b$ , схематически изображаемый диаграммой рис. 33, может быть записан так:

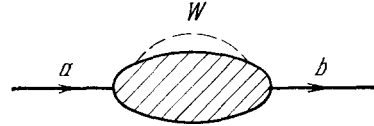


Рис. 33.

$$M(2\pi)^4 \delta^4(p_a - p_b) = \frac{4\pi g^2}{(2\pi)^4} i \int \frac{d^4 k}{k^2 - m_W^2} \left( \delta_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_W^2} \right) \times \\ \times \int d^4 x d^4 y e^{ik(x-y)} \langle b | T \{ j_\mu^+(x), j_\nu^-(y) \} | a \rangle. \quad (4.58)$$

Выражение (4.58), строго говоря, должно быть симметризовано по токам  $j^+$ ,  $j^-$ , но, поскольку точное рассмотрение с учетом симметризации приводит к тем же выводам, что и без него, мы не будем приводить здесь соответствующих формул.

Квадратично расходящийся член в (4.58) имеет вид

$$M_{\text{div}}(2\pi)^4 \delta^4(p_a - p_b) = \\ = \frac{g^2}{4\pi^3 m_W^2} i \int \frac{d^4 k}{k^2} \int d^4 x d^4 y e^{ik(x-y)} \delta(x_0 - y_0) \langle b | [\partial_\mu j_\mu^+(x), j_0^-(y)] | a \rangle = \\ = \frac{g^2 \Lambda^2}{4\pi m_W^2} \int d^4 x \langle b | [\partial_\mu j_\mu^+(x), Q^{(L)-}(x_0)] | a \rangle, \quad (4.59)$$

При переходе от (4.58) к (4.59) предполагалось, что  $\int d^4 x e^{ikx} \langle b | T \{ \partial_\mu j_\mu^+(x), \partial_\nu j_\nu^-(0) \} | a \rangle$  убывает при  $k \rightarrow \infty$ , и швингеровские члены являются  $s$ -числами. Кроме того, при переходе к последнему из равенств (4.59) было предположено, что одновременной коммутатор  $[\partial_\mu j_\mu^+(x), j_0^-(y)]$  содержит только члены, пропорциональные  $\delta(x - y)$  и  $\delta'(x - y)$ .

Применим полученное равенство сначала к переходу с  $|\Delta S| = 1$  и будем для конкретности считать  $S_a - S_b = 1$ . Тогда ненулевой вклад в (4.59) внесут только члены с  $\Delta S = 0$  из  $\partial_\mu j_\mu^+(x)$  и члены с  $|\Delta S| = 1$  из  $Q^-(x_0)$ . В дивергенцию тока без изменения странности основной вклад вносит аксиальный ток, так что  $\partial_\mu j_\mu^+(x)$  характеризуется параметром малости, определяющим частичное сохранение аксиального тока  $(\mu_\pi/m_0)^2 \sim 0,1$ .

\* ) Так, например, экспериментальные значения констант  $\Lambda N\pi$ - и  $K_1^0 \pi\pi$ -взаимодействий, соответствующих гамильтонианам  $g\bar{\Psi}_\Lambda(1 + \lambda\gamma_5)\Psi_N\varphi_\pi$  и  $f\varphi_K\varphi_\pi^+\varphi_\pi$ , таковы:  $g \approx (1/5) Gm_K^2 \sin \theta_C$ ,  $f \approx 3Gm_K^2 \sin \theta_C$ , а эффективная безразмерная константа четырехнуклонного взаимодействия, несохраняющего четность, равна<sup>75</sup>  $F \approx (2 - 4) \cdot 10^{-7}$ .

Следовательно, для должным образом обезразмеренного матричного элемента в случае перехода с  $|\Delta S| = 1$  возникает оценка <sup>76б</sup>

$$M_{\text{div}}^{|\Delta S|=1} \sim \frac{G\Lambda^2}{(4\pi)^2 \sqrt{2}} \sin \theta_C \left( \frac{\mu\pi}{m_0} \right)^2. \quad (4.60)$$

При сравнении (4.60) с наблюдаемым в эксперименте порядком величины матричного элемента для переходов с  $|\Delta S| = 1$   $M_{\text{эксп}}^{|\Delta S|=1} \sim Gm_0^2 \sin \theta_C$  для предела обрезания получается ограничение

$$\Lambda \lesssim 25 \text{ Гэв}. \quad (4.61)$$

Рассмотрим теперь переходы с  $\Delta S = 0$  и изменением четности  $P = -1$ . В этом случае один из слабых токов в (4.58) должен быть векторным, другой аксиальным и можно записать квадратично расходящуюся часть (4.59) так, чтобы вошла дивергенция от векторного тока  $\partial_\mu V_\mu^+$ . Если оба тока не меняют странности, то малость  $\partial_\mu V_\mu^+$  определяется нарушением изотопической инвариантности, т. е. параметром  $e^2/\pi$  и для  $M_{\text{div}}$  будет иметь место оценка <sup>76б</sup>

$$M_{\text{div}}^{P=-1} \sim \frac{G\Lambda^2}{(4\pi)^2 \sqrt{2}} \frac{e^2}{\pi}. \quad (4.62)$$

Если же оба тока меняют странность, то малость  $\partial_\mu V_\mu^+$  будет определяться нарушением  $SU(3)$ -симметрии (т. е. параметром  $\lambda \sim 1/5$ ) и  $M_{\text{div}}$  будет порядка

$$M_{\text{div}}^{P=-1} \sim \frac{G\Lambda^2}{(4\pi)^2 \sqrt{2}} \sin^2 \theta_C \cdot \lambda. \quad (4.63)$$

Сравнивая (4.62), (4.63) с  $M_{\text{эксп}}^{P=-1} \sim Gm_0^2$ , находим

$$\Lambda \lesssim 100 - 150 \text{ Гэв}. \quad (4.64)$$

Переходы с изменением изотопического спина  $|\Delta T| = 1$ ,  $\Delta S = 0$ ,  $P = +1$  не столь критичны для теории, поскольку такие переходы могут происходить за счет виртуальных электромагнитных взаимодействий и наблюдаемый на опыте матричный элемент будет порядка  $e^2/\pi$ . Теоретическая оценка для матричного элемента перехода за счет слабых взаимодействий следует из (4.59), причем наибольший вклад возникает в том случае, когда оба тока,  $j^+$  и  $j^-$ , — аксиальные с  $\Delta S = 0$ . Тогда

$$M_{\text{div}}^{|\Delta T|=1} \sim \frac{G\Lambda^2}{(4\pi)^2 \sqrt{2}} \left( \frac{\mu\pi}{m_0} \right)^2. \quad (4.65)$$

Сравнение (4.65) с  $M_{\text{эксп}}^{|\Delta T|=1} \sim e^2/\pi$  дает

$$\Lambda \lesssim 700 \text{ Гэв}. \quad (4.66)$$

Оценки матричных элементов адронных процессов с  $|\Delta S| = 1$  (а также с  $P = -1$ ) приводит к весьма низкому обрезанию  $\Lambda$ , такого же порядка, какой был получен из  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -распада. Рассмотрение адронных процессов, однако, отличается от рассмотрения адрон-лептонных процессов в одном важном отношении. Расходящаяся часть матричного элемента (4.59) пропорциональна интегралу по  $x$  от одновременного коммутатора  $[\partial_\mu j_\mu^+(x), Q^{(L)-}(x_0)]$  и тем самым зависит от структуры сильных взаимодействий, так как дивергенция тока выражается через гамильтониан сильных взаимодействий  $\mathcal{H}_S(t)$  с помощью равенства

$$\int dx \partial_\mu j_\mu^+(x) = \int dx \partial_0 j_0^+(x) = i [\mathcal{H}_S(x_0), Q^{(L)+}(x_0)]. \quad (4.67)$$

Поэтому, в принципе, существует возможность добиться обращения в нуль матричных элементов, входящих в правую часть (4.59), путем специального выбора гамильтониана сильных взаимодействий.

На такую возможность указали Бушиа, Илиопулос и Прентки<sup>77</sup>, предположив, что гамильтониан сильного взаимодействия состоит только из членов двух типов:  $SU(3) \times SU(3)$ -симметричного  $\mathcal{H}_0$  и нарушающего  $SU(3) \times SU(3)$ -симметрию  $\mathcal{H}_1$ , преобразующегося по представлению  $(\bar{3}, 3) + (3, \bar{3})$ :

$$\mathcal{H}_S = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1, \quad \mathcal{H}_1 = \sum_{i=1}^3 \varepsilon_i L^i R_i + \text{с. с.}, \quad (4.68)$$

где  $\varepsilon_i$  — постоянные, а  $L^i$  и  $R^i$  — операторы, преобразующиеся по триплетным представлениям группы  $SU(3)$ , с генераторами  $Q_k^{(L)i}$  и  $Q_k^{(R)i}$  соответственно. (Гамильтониан сильного взаимодействия вида (4.68) был предложен ранее Гелл-Манном<sup>60</sup>.) В простейшей кварковой модели гамильтониану  $\mathcal{H}_1$  в (4.68) соответствует массовый член, который может быть записан в виде

$$\sum_{i=1}^3 m_i \bar{\psi}_i \psi_i = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 m_i [\bar{\psi}_i (1 + \gamma_5) \psi_i + \bar{\psi}_i (1 - \gamma_5) \psi_i], \quad (4.69)$$

так что операторами  $L$  и  $R$  являются  $\psi$ -функции кварков с левой и правой спиральностями.

Требование изотопической инвариантности приводит к равенству  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ . С помощью гамильтониана (4.68) нетрудно вычислить выражение для дивергенции тока (4.67) и входящий в (4.59) одновременный коммутатор, если воспользоваться соотношениями коммутации группы  $SU(3)$ :

$$[L_i, Q_m^{(L)e}] = \delta_m^i L_i - \delta_m^i L_m, \quad [L^i, Q_m^{(L)l}] = \delta_m^i L^l - \delta_m^l L^i, \\ [R_i, Q_m^{(L)e}] = [R^i, Q_m^{(L)e}] = 0. \quad (4.70)$$

В случае переходов с  $|\Delta S| = 1$  при этом получается

$$\int d^4x [\partial_\mu j_\mu^+(x), Q^{(L)-}(x_0)]_2^3 = 2 \cos \theta_C \sin \theta_C \int d^4x \partial_\mu F_{\mu 2}^3(x), \quad (4.71)$$

где

$$F_{\mu 2}^3(x) = \frac{\gamma}{2} [j_{\mu 2}^{(L)3}(x) + j_{\mu 2}^{(R)3}(x)] + \frac{1}{2\gamma} [j_{\mu 2}^{(L)3}(x) - j_{\mu 2}^{(R)3}(x)], \quad \gamma = \frac{\varepsilon_2 + \varepsilon_3}{\varepsilon_2 - \varepsilon_3}. \quad (4.72)$$

Подстановка (4.71) в (4.59) дает  $M_{\text{div}}^{|\Delta S|=1} = 0$ , поскольку

$$\int d^4x \langle b | \partial_\mu F_\mu(x) | a \rangle = \\ = i (2\pi)^4 \delta^4(p_b - p_a) (p_b - p_a)_\mu \langle b | F_\mu(0) | a \rangle = 0, \quad (4.73)$$

в силу сохранения 4-импульса при переходе  $a \rightarrow b$ .

Аналогичным образом и с таким же результатом  $M_{\text{div}}^{P=-1} = 0$  могут быть рассмотрены переходы с изменением четности.

Для переходов с изменением изотопического спина коммутатор  $[\partial_\mu j_\mu^+(x), Q^{(L)-}(x_0)]$  не сводится к дивергенции от некоторого оператора, так что для этих переходов доказательство обращения  $M_{\text{div}}$  в нуль не проходит и  $M_{\text{div}}$ , вообще говоря, оказывается отличным от нуля. Однако, как было показано (см. (4.66)), эксперимент не приводит к сильным ограничениям на параметр обрезания  $\Lambda$  в таких переходах и, следовательно, отличие от нуля квадратично расходящихся членов в матричных элементах

переходов с  $|\Delta T| = 1$ ,  $\Delta S = 0$ ,  $P = 1$  не является трудностью для теории.

Полученным выше результатом можно дать простое объяснение \*), если заметить, что в теории с гамильтонианом (4.68) (или в кварковой модели (4.69)) дивергенции токов имеют вид массовых членов (вообще говоря, не диагональных). Вычисление коммутатора такого члена с оператором  $Q^{(L)-}$  соответствует операции поворота в унитарном пространстве, переводящего его также в массовый член, но с другими унитарными индексами. Этот последний массовый член в силу сказанного ранее пропорционален дивергенции некоторого тока, если только соответствующая дивергенция не обращается тождественно в нуль. Тем самым становится понятным, почему определенная согласно (4.59) величина  $M_{\text{div}} = 0$  в случае переходов с  $|\Delta S| = 1$  или  $P = -1$ , которым отвечают токи с не равной нулю дивергенцией, и почему  $M_{\text{div}} \neq 0$  для переходов с  $|\Delta T| = 1$ , которым соответствует ток, сохраняющийся в силу изотопической инвариантности.

Можно попытаться выяснить, сохраняются ли полученные из гипотезы о гамильтониане сильных взаимодействий (4.68) выводы для поправок произвольного порядка  $(G\Lambda^2)^n$  к адронным процессам. Этот вопрос был исследован в работах <sup>78, 79</sup>, и было показано, что в то время, как для переходов с  $|\Delta S| = 1$   $M_{\text{div}}^{|\Delta S|=1} = 0$  во всех порядках, для переходов с  $P = -1$  в более высоких порядках  $M_{\text{div}}^{P=-1} \neq 0$ .

Заканчивая обсуждение гипотезы Бушиа, Илиопулоса и Прентки <sup>77</sup>, нужно заметить следующее. Для успеха этой гипотезы необходимо, чтобы гамильтониан сильных взаимодействий имел вид (4.68) без каких-либо поправочных членов, преобразующихся по другим представлениям группы  $SU(3) \times SU(3)$ , поскольку наличие даже сравнительно малых таких членов (порядка, скажем,  $10^{-2}$  от основных) привело бы при  $\Lambda^2 \sim G^{-1}$  к очень большим величинам амплитуд переходов с  $|\Delta S| = 1$  или  $P = -1$ , в противоречии с экспериментом. С другой стороны, строгое отсутствие таких поправочных членов представляется весьма странным. Здесь, однако, возможно, есть выход, состоящий в том, что для обращения в нуль  $M_{\text{div}}$  не обязательно требовать, чтобы гамильтониан сильного взаимодействия имел вид (4.68), а достаточно лишь, чтобы входящий в (4.59) одновременной коммутатор имел ту же форму ((4.71) для переходов с  $|\Delta S| = 1$ ), что и в случае гамильтониана (4.68), т. е. чтобы осталась такой же структура особенности коммутатора  $[\partial_\mu j_\mu(x), Q^{(L)-}(y)]$  при малых  $x - y$ . (Анализ структуры особенности коммутаторов токов был предложен в работе <sup>80</sup>.)

Хотя, как уже говорилось ранее, переходы с  $|\Delta T| = 1$  не являются трудностью для теории, интересно выяснить вопрос о том, нельзя ли обобщить гипотезу о форме гамильтониана (4.68) так, чтобы добиться обращения в нуль квадратично расходящихся членов в амплитуде также и этих переходов. Такая попытка была предпринята в работах <sup>81, 82</sup>.

В работе <sup>81</sup> было предположено \*\*), что в гамильтониане (4.68) присутствуют члены нарушающие изотопическую инвариантность, т. е.  $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$ . Тогда удобно разложить  $\mathcal{H}_1$  по представлениям группы  $SU(3)$ , записав

$$\mathcal{H}_1 = \lambda_0 u_0 + \lambda_3 u_3 + \lambda_8 u_8, \quad (4.74)$$

где  $u_0$  — унитарный скаляр, а  $u_3$  и  $u_8$  входят в октетное представление  $SU(3)$ . Подставляя (4.74) и выражение для  $Q^{(L)-}$  в (4.67) и (4.59), нетрудно вычислить  $\int dx [\partial_\mu j_\mu^+(x), Q^{(L)-}(x_0)]$ . Амплитуды переходов с  $|\Delta S| = 1$  и  $P = 1$  обращаются

\*) Это объяснение принадлежит В. И. Захарову.

\*\*) Подход работы <sup>82</sup> несколько отличается от подхода <sup>81</sup>, хотя идеи обеих работ близки.

в нуль так же, как и раньше, а требование обращения в нуль коэффициентов при членах, преобразующихся как  $u_3$  и  $u_8$ , приводит к двум условиям. (В случае гамильтониана (4.74) выражения, преобразующиеся как  $u_3$  и  $u_8$ , не выражаются через дивергенцию токов, так что приходится требовать обращения в нуль стоящих перед ними коэффициентов.) Эти условия имеют вид <sup>81</sup>,

$$\operatorname{tg}^2 \theta_C = \frac{\rho}{3+\rho} + \sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{3+\rho}\right)^2} - 1 \approx \frac{\rho}{3}, \quad (4.75)$$

$$\frac{\sqrt{3} \lambda_3}{\lambda_8} = \frac{\rho^2}{3+\rho + \sqrt{\rho^2 + (3+\rho)^2}} \approx \frac{\rho^2}{6}, \quad (4.76)$$

где

$$\rho = - \left( 1 + \sqrt{2} \frac{\lambda_0}{\lambda_8} \right). \quad (4.77)$$

Соотношения (4.75) — (4.77) чрезвычайно интересны, поскольку они выражают связь между углом Кабиббо и параметрами нарушения  $SU(3) \times SU(3)$ -симметрии.

Симметрия  $SU(2) \times SU(2)$  приводит к обращению  $\rho$  в нуль, так что  $\rho$  мал, порядка  $(\mu_\pi/m_0)^2 \sim 0,1$ . Величина  $\lambda_3$  должна быть порядка нарушения изотопической инвариантности, а  $\lambda_8$  — порядка нарушения  $SU(3)$ -симметрии, т. е.  $\lambda_3 \sim \alpha/\pi$ ,  $\lambda_8 \sim 1/5$ . Считая  $\rho$  малым и исключая его из (4.75) — (4.76), получаем соотношение

$$\frac{\lambda_3}{\lambda_8} = \frac{\sqrt{3}}{2} \operatorname{tg}^4 \theta_C. \quad (4.78)$$

Численно при  $\operatorname{tg} \theta_C = 0,25$  правая часть (4.78) равна  $3,4 \cdot 10^{-3} = 1,5 (\alpha/\pi)$ , а левая порядка 5 ( $\alpha/\pi$ ), т. е. по порядку величины получилось неплохое совпадение.

Поскольку нарушение изотопической инвариантности, возникающее за счет электромагнитных взаимодействий, очевидно, не сводится только к эффективному гамильтониану (4.74), то к соотношениям (4.75) — (4.77) нельзя относиться слишком серьезно. Однако совпадение по порядку величины этих соотношений с экспериментом, возможно, указывает на то, что учет нарушения изотопической инвариантности приводит к каким-то компенсациям в расходящихся частях амплитуд переходов с  $|\Delta T| = 1$ . Другой, более последовательный подход к этому вопросу будет рассмотрен в следующем разделе.

в) Адронные процессы с испусканием фотонов. Так же как и в предыдущем разделе, ограничимся рассмотрением теории с  $W$ -бозоном. В случае произвольного гамильтониана сильных взаимодействий анализ адронных процессов с испусканием фотонов не дает ничего нового по сравнению с проведенным в п. 4.3, б) анализом слабых поправок к адронным процессам и приводит к тем же ограничениям на параметры обрезания (4.64), (4.64). Интересно, однако, выяснить, какова ситуация со слабыми поправками к амплитудам адронных процессов с испусканием фотонов в том случае, когда гамильтониан сильных взаимодействий имеет вид (4.68). Исследование этого вопроса весьма существенно, потому что, если бы в амплитудах адронных процессов с  $|\Delta S| = 1$  или  $P = -1$  с испусканием фотонов в схеме гамильтониана (4.68) квадратичные расходимости сохранялись и эффективные константы таких процессов с испусканием  $n$  фотонов были порядка  $G\Lambda^2 e^n$ , откуда следовало бы сильное ограничение на параметр обрезания  $\Lambda$ , что полностью подорвало бы предложенную в работе <sup>77</sup> схему.

Амплитуда адронного процесса с испусканием одного фотона определяется двумя типами диаграмм — рис. 34 и 35, соответствующими испусканию фотона адронами и виртуальным  $W$ -бозоном.

Вычисление квадратично расходящихся членов в матричном элементе перехода  $a \rightarrow b + \gamma$  за счет диаграммы рис. 34 приводит к следующему результату <sup>83</sup>:

$$M_{1\lambda} = -4\pi g^2 \frac{\sqrt{4\pi} e}{(2\pi)^4} \frac{1}{m_W^2} i \int \frac{d^4 k}{k^2 - m_W^2} \{ \langle b | [Q^{(L)-}(0), [Q^{(L)+}(0), j_\lambda^{\text{EM}}(0)]] | a \rangle + \\ + \int d^4 x \langle b | T \{ [Q^{(L)-}(x_0), \partial_\mu j_\mu^+(x)], j_\lambda^{\text{EM}}(0) \} | a \rangle \}, \quad (4.79)$$

где  $j_{\lambda}^{\text{ЭМ}}$  — электромагнитный ток адронов, который в схеме  $SU(3)$  симметрии может быть следующим образом выражен через операторы токов, описываемые унитарным октетом  $j_k^i$ :

$$j^{\text{ЭМ}} = j_1^0 = \frac{1}{2} (j_1^{(L)1} + j_1^{(R)1}). \quad (4.80)$$

Используя теорему Уорда, можно показать<sup>83</sup>, что вклад квадратично расходящихся членов в диаграмме рис. 35 в матричный элемент перехода  $a \rightarrow b + \gamma$  равен по величине и противоположен по знаку первому члену



Рис. 34.

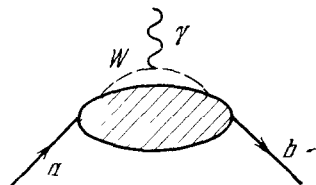


Рис. 35.

в фигурных скобках в (4.79), так что полный матричный элемент определяется вторым членом в (4.79). Если гамильтониан сильного взаимодействия имеет вид (4.68), то для вычисления второго члена в (4.79) в случае переходов с  $|\Delta S| = 1$  можно воспользоваться уравнением (4.71), что дает

$$\begin{aligned} \int d^4x \langle b | T \{ [Q^{(L)-}(x_0), \partial_{\mu} j_{\mu}^+(x)], j_{\lambda}^{\text{ЭМ}}(0) \} | a \rangle_2^3 = \\ = -2 \cos \theta_c \sin \theta_c \int d^4x \langle b | T \{ \partial_{\mu} F_{\mu 2}^3(x), j_{\lambda}^{\text{ЭМ}}(0) \} | a \rangle = \\ = 2 \cos \theta_c \sin \theta_c \int d^4x \delta(x_0) \langle b | [F_{c2}^3(x), j_{\lambda}^{\text{ЭМ}}(0)] | a \rangle = 0, \end{aligned} \quad (4.81)$$

поскольку заряды  $Q_2^{(L)3}$  и  $Q_2^{(R)3}$ , через которые выражается  $\int dx F_{02}^3(x)$ , коммутируют с  $j_{\lambda}^{\text{ЭМ}}$  согласно (4.80). Таким образом, в случае гамильтониана сильного взаимодействия вида (4.68) квадратично расходящиеся члены в амплитудах адронных переходов с  $|\Delta S| = 1$  с испусканием фотона обращаются в нуль. Такое же утверждение может быть доказано и для переходов с изменением четности.

Аналогичным образом могут быть рассмотрены амплитуды адронных процессов с испусканием двух фотонов. Здесь уже приходится учитывать диаграммы четырех типов — рис. 36—39. Рассмотрение их показывает, что: 1) сумма диаграмм рис. 36, 39

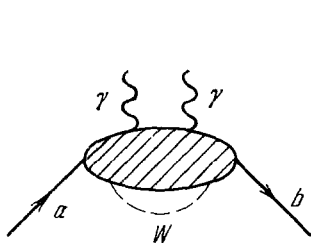


Рис. 36.

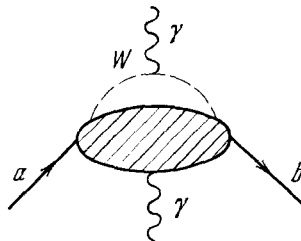


Рис. 37.

не содержит квадратично расходящихся членов, независимо от вида гамильтониана сильного взаимодействия; 2) в сумме диаграмм рис. 38, 37 остаются только такие квадратично расходящиеся члены, которые обращаются в нуль для переходов с  $|\Delta S| = 1$  или  $P = -1$ , если гамильтониан имеет вид (4.68), т. е. и в этом случае гипотеза Бюшиа,

Илиопулоса и Прентки приводит к обращению в нуль квадратично расходящихся членов.

Зная амплитуды адронных процессов с испусканием двух фотонов, можно попытаться исследовать вопрос о поправках порядка  $G e^2$  к амплитудам адронных процессов (соответствующие диаграммы получаются из рис. 36—39 замыканием фотонных линий).

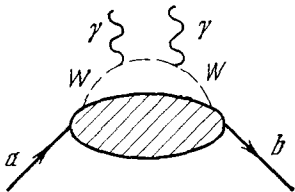


Рис. 38.

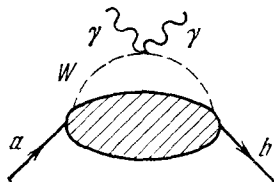


Рис. 39.

Такой подход, очевидно, является более последовательным, чем обсуждавшийся в конце предыдущего раздела подход, основанный на гамильтониане (4.74), эффективно учитывающем нарушение изотопической инвариантности за счет электромагнитных взаимодействий.

Изучение этого вопроса (на деталях которого я не буду здесь останавливаться, отсылая интересующихся к работе <sup>83</sup>) показывает, что в диаграммах, в которых фотон поглощается и испускается адронами (см. рис. 38), квадратичные расходимости остаются, так что метод работ <sup>81,82</sup>, в котором эффективно учитываются только эти диаграммы и оказывается возможным добиться сокращения этих расходимостей, не является вполне корректным. Однако в сумме всех диаграмм такие расходимости сокращаются, и результат — наличие или отсутствие квадратично расходящихся членов — оказывается зависящим от поведения амплитуд рассеяния вперед виртуальных  $W$ -бозонов и фотонов  $W + a \rightarrow W + b$ ,  $\gamma + a \rightarrow \gamma + b$  при больших квадратах масс  $q^2 W$  и  $\gamma$ , причем квадратичные расходимости остаются только в том случае, когда эти амплитуды убывают как  $1/q^2$  при  $q^2 \rightarrow \infty$ . Последнее утверждение никак не связано с дивергенцией тока, и поэтому квадратичные расходимости (если они есть) не удастся ликвидировать с помощью соотношений типа (4.75) — (4.77). Весьма вероятно, однако, что для процессов с изменением странности или четности (и, может быть, даже изотопического спина) они просто отсутствуют, поскольку есть основания думать, что данные амплитуды убывают быстрее чем  $1/q^2$ .

Во всем проводившемся в данном разделе рассмотрении предполагалось, что у  $W$ -бозона нет аномального магнитного момента. Если это не так, то положение резко меняется, и в амплитудах адронных процессов с испусканием фотона за счет диаграммы рис. 35 возникают пропорциональные аномальному магнитному моменту  $W$ -бозона квадратично расходящиеся члены. Матричный элемент тогда приобретает вид <sup>83</sup>

$$M = -\frac{g^2 e}{4\sqrt{\pi}} \gamma \frac{\Lambda^2}{m_W^4} q^2 \langle b | I_\lambda(0) | a \rangle, \quad (4.82)$$

где  $q$  — импульс фотона,  $\gamma$  — аномальный магнитный момент,

$$I = \cos^2 \theta_C (j_1^1 - j_2^2) + \sin^2 \theta_C (j_1^1 - j_3^3) - \cos \theta_C \sin \theta_C (j_3^2 + j_2^3). \quad (4.83)$$

Так как  $M$  пропорционально  $q^2$ , для получения из (4.82) ограничений на  $\Lambda^2$  необходимо рассмотреть процессы с испусканием виртуального  $\gamma$ -кванта. Наиболее интересным из таких процессов является распад  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ . Для вероятности этого процесса из (4.82), (4.83) вытекает соотношение

$$\frac{w(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)}{w(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu)} = \frac{\alpha^2 \gamma^2}{4(4\pi)^2} \left( \frac{\Lambda}{m_W} \right)^4. \quad (4.84)$$

Сравнение с экспериментальным пределом (4.38') дает

$$\Lambda < 3m_W \gamma^{-1/2}. \quad (4.85)$$

Этот результат является аргументом против существования  $W$ -бозонов с аномальным магнитным моментом  $\gamma \geq 1$ .

## 5. ПОПЫТКИ ПОСТРОЕНИЯ НОВОЙ ТЕОРИИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Возникшие в теории слабых взаимодействий противоречия делают необходимым построение новой теории слабых взаимодействий. Основное требование к новой теории, очевидно, должно состоять в том, чтобы на на больших расстояниях (т. е. при малых энергиях и переданных импульсах) новая теория переходила в обычную, но рост слабого взаимодействия на малых расстояниях прекращался при  $r \sim 10^{-15}$  см ( $E \sim 20-50$  Гэв), по крайней мере в тех процессах, где сейчас возникают наиболее сильные противоречия.

Ряд попыток в этом направлении был предпринят. Ниже будут описаны некоторые из подходов к построению новой теории слабых взаимодействий, получившие наиболее широкую известность. Мы не будем детально обсуждать достоинства и недостатки каждого из этих подходов, что сильно увеличило бы объем обзора, а ограничимся лишь формулировкой основных идей и указанием основной литературы, отталкиваясь от которой читатель мог бы получить всю интересующую его информацию по данному вопросу.

5.1. Теория с компенсирующимися полями промежуточных бозонов (Гелл-Манн, Голдбергер, Кролл, Лоу) <sup>84</sup>. Вводится несколько промежуточных векторных и (или) скалярных мезонов с векторной связью с различными константами связи с адронными и лептонными токами. Взаимодействие между токами  $j_\mu^i(x)$ ,  $j_\nu^k(x')$  (индексы  $i, k$  обозначают  $(\bar{e}\nu_e)$ - и  $(\bar{\mu}\nu_\mu)$ -токи и адронные токи с  $\Delta S = 0$  и  $|\Delta S| = 1$ ) тогда описывается пропагатором

$$\Delta_{\mu\nu}^{ik}(x-x') = i \sum_r g_r^i g_r^k \int d^4x e^{iq(x-x')} \langle 0 | T \{ \chi_\mu^r(x), \chi_\nu^{r+}(x') \} | 0 \rangle, \quad (5.1)$$

где  $\chi_\mu^r(x) = W_\mu^r(x)$  в случае векторных полей и  $\chi_\mu^r(x) = \partial \varphi^r / \partial x_\mu$  в случае скалярных полей,  $g_r^i$  — константы связи. Для взаимодействия одинаковых токов (диагонального взаимодействия;  $i = k$ ) согласно теореме Лемана поведение  $\Delta_{\mu\nu}^{ii}(x)$  при малых  $x$  не может быть менее сингулярным, чем поведение  $\Delta_{\mu\nu}(x)$  для одного векторного поля, т. е. таким способом нельзя добиться менее сингулярного поведения при малых  $x$ , чем в обычной теории. Однако (и в этом состоит основная идея данного подхода) при  $i \neq k$  (недиагональное взаимодействие) можно подбором  $g_r^i$  обеспечить менее сингулярное поведение  $\Delta_{\mu\nu}^{ik}(x)$  при  $x \rightarrow 0$ , например такое, как в теории с обменом скалярными мезонами (в импульсном представлении при  $k^2 \rightarrow \infty$   $\Delta_{\mu\nu}^{ik}(k) \sim \delta_{\mu\nu}/(k^2)$  или  $k_\mu k_\nu/k^4$ ). Одной из простейших реализаций рассматриваемой схемы может служить теория с одним векторным (с массой  $\mu$ ) и двумя скалярными (с массами  $\mu_1$  и  $\mu_2$ ) мезонами с векторной связью с пропагаторами вида

$$\Delta_{\mu\nu}^{ik} \sim \frac{\delta_{\mu\nu}}{k^2 - \mu^2} - \frac{k_\mu k_\nu}{\mu^2} \left( \frac{1}{k^2 - \mu^2} + \frac{1-\alpha}{\alpha} \frac{1}{k^2 - \mu_1^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{1}{k^2 - \mu_2^2} \right). \quad (5.2)$$

Обсуждавшиеся выше противоречия теории с экспериментом за счет виртуальных процессов возникали при недиагональном взаимодействии токов  $j^i j^k$ ,  $i \neq k$ . В данной теории эти противоречия исчезнут, так как эффективный пропагатор  $\Delta^{ik}(k)$  ( $i \neq k$ ) ведет себя при  $k \rightarrow \infty$  как пропагатор в перенормируемой теории (или, чего можно добиться, убывает даже быстрее). Для диагональных взаимодействий, где нет обрезания роста взаимодействий с энергией, поправки за счет виртуальных слабых взаимодействий останутся такими же, как в обычной теории, порядка  $G\Lambda^2$ , т. е.



большими. Поэтому в схеме <sup>84</sup> следует ожидать отличия константы  $\nu_e$ -рассеяния от константы  $\mu$ -распада.

Некоторая трудность в схеме Гелл-Манна и др. возникает при рассмотрении адронного взаимодействия с изменением четности. Для того чтобы считать это взаимодействие недиагональным, необходимо ввести разные константы связи у  $V$ - и  $A$ -адронных токов, т. е. отказаться от двухкомпонентной структуры слабого адронного тока, что из эстетических соображений нежелательно. В противном случае  $P$ -нечетные адронные взаимодействия будут возникать за счет диагональных членов и окажутся большими, в противоречии с экспериментом. Из этой трудности можно, конечно, выйти, комбинируя схему <sup>84</sup> с предположением об определенной структуре сильных взаимодействий, обсуждавшимся в п. 4.3, б.)

5.2. Теория с сильным взаимодействием промежуточных векторных бозонов <sup>85-89</sup>. Основное — это предположение о сильном взаимодействии промежуточных  $W$ -бозонов с адронами (1-й вариант) или между собой (2-й вариант), которое должно обеспечить обрезание всех интегралов по импульсам виртуальных  $W$ -бозонов на значениях, характерных для сильных взаимодействий. В 1-м варианте вводится квадратичное сильное взаимодействие  $W$  с адронами вида  $(\bar{N}N) W^+W$  и  $W$ -бозонам приписываются определенные квантовые числа в изогруппе и группе  $SU(3)$ . Например <sup>85</sup>,  $W$ -бозоны относятся к триплетному представлению группы  $SU(3)$  — образуют изодублет  $(W^+, W^0)$  и изосинглет  $W^{0'}$  и имеют отличную от нуля триальность  $t = 1$ , так что заряд  $Q = T_z + (Y/2) + (t/3)$ , где  $T_z$  и  $Y$  — проекция изотопического спина и гиперзаряд. Сохранение этих квантовых чисел дает возможность запретить ряд не наблюдавшихся на опыте процессов (таких, как  $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -распад за счет сильного и полуслабого взаимодействия с амплитудой порядка  $g^2$ ), однако для других ненаблюдавшихся процессов (реакция  $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + W$  + адроны с амплитудой  $\sim g$ , реакция  $\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu$  + адроны с амплитудой  $\sim g^2$ ) малость сечений может возникнуть лишь за счет достаточно больших масс  $W$ . При произвольной (но  $SU(3)$ - или  $SU(2)$ -симметричной) форме  $(\bar{N}N)(W^+W)$ -взаимодействия векторная константа  $\beta$ -распада перенормируется за счет сильных взаимодействий. Отсутствия перенормировки ее можно добиться <sup>87</sup>, введя в это взаимодействие градиентную связь, но и в этом случае остается не ясным, можно ли получить требуемую величину «слабого магнетизма».

Во 2-м варианте <sup>85, 88</sup> предполагается сильное кубичное взаимодействие  $W$ -бозонов между собой. В этом случае в теорию можно естественно ввести несохранение  $CP$ -четности, предположив, что слабое взаимодействие имеет  $CP = -1$ . (Наличие  $W^3$ -взаимодействия не дает возможности сделать преобразование  $W \rightarrow iW$ ) В силу теоремы Лемана одно  $W^3$ -взаимодействие не обеспечивает обрезания интегралов в амплитудах нелептонных процессов (диаграмма рис. 33), так что данную схему необходимо сочетать с гипотезой, выдвинутой в работе <sup>77</sup> и обсуждавшейся выше.

5.3. Была выдвинута гипотеза о том, что в теории с промежуточным векторным  $W$ -бозоном рост слабых взаимодействий на малых расстояниях может обрезаться электромагнитными взаимодействиями  $W$ -бозонов, также растущими на малых расстояниях <sup>90</sup>. Электромагнитные взаимодействия  $W$ -бозонов становятся сильными на расстояниях  $r \sim 1/m_W \alpha^{1/2}$ . Поэтому согласно этой гипотезе обрезание интегралов в виртуальных слабых процессах должно происходить при  $\Lambda_{\Sigma M}^2 \sim m_W^2/\alpha$ , так что эффективным параметром разложения здесь будет  $G\Lambda_{\Sigma M}^2 \sim 10^{-3} (m_W/m)^2$  — малая

величина, если  $m_W \sim 10$  Гэв. Анализ этой гипотезы в теории возмущений показал<sup>91</sup>, однако, что в тех случаях, когда в виртуальных слабых процессах участвуют только продольные  $W$ -бозоны (что соответствует наиболее существенным поправкам  $\sim (G\Lambda^2)^n$ ), электромагнитное взаимодействие  $W$ -бозонов вносит сравнительно малый вклад и не может обеспечить обрезание слабого взаимодействия; следовательно, возможность обрезания им слабого возникает лишь тогда, когда по крайней мере один из виртуальных  $W$ -бозонов является поперечным. Это означает, что электромагнитное взаимодействие  $W$ -бозонов способно обрезать рост слабого лишь в сочетании с другим механизмом, обеспечивающим обращение в нуль членов  $\sim (G\Lambda^2)^n$ .

5.4. Существует точка зрения, что все трудности теории слабых взаимодействий обусловлены теорией возмущений, которая в тех случаях, когда возникают противоречия, не дает даже качественно правильных ответов и что в точной теории все эти проблемы исчезнут. Попытки рассмотрения уравнений вне теории возмущений были предприняты как в рамках обычного формализма<sup>92</sup>, так и вне его<sup>93</sup>. Хотя достигнуто было не так много, все же эту возможность в настоящее время нельзя считать исключенной.

5.5. Ли и Вик<sup>94</sup> сделали попытку решить проблему, введя в теорию с  $W$ -бозоном индефинитную метрику. В их подходе пропагатор  $W$ -бозона вместо обычного вида  $(\delta_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / m_W^2) (k^2 - m_W^2)^{-1}$  имеет вид  $\delta_{\mu\nu} / (k^2 - m_{1W}^2) - (k_\mu k_\nu / m_{1W}^2) [(k^2 - m_{1W}^2)^{-1} - (k^2 - m_{2W}^2)^{-1}]$  (или даже вид разности таких пропагаторов), т. е. в теорию вводится дополнительное состояние со спином 0 и отрицательной нормой. Очевидно, что при такой форме пропагатора слабые взаимодействия не растут на малых расстояниях и вклад виртуальных процессов оказывается малым. Однако, как известно, теориям с индефинитной метрикой присущи свои чрезвычайно серьезные трудности, которые до сих пор не удалось преодолеть, несмотря на интенсивную работу в этом направлении (см., например,<sup>95</sup> и обсуждение трудностей теории Ли и Вика в работах<sup>96</sup>).

Основное утверждение авторов (доказанное на простых моделях) состоит в том, что трудностей с унитарностью, которые имеют место в таких теориях, не будет в том случае, когда состояние с отрицательной нормой ( $W$ -бозон) нестабильно. Как показано в работе<sup>97</sup>, в предлагаемой Ли и Виком теории при высоких энергиях возникают макроскопические сверхсветовые сигналы, т. е. нарушение причинности.

Была предпринята попытка сформулировать теорию слабых взаимодействий в нелокальной теории: в работе<sup>98</sup> были рассмотрены поправки второго порядка по слабому взаимодействию к распаду  $\mu$ -мезона в рамках развиваемой одним из авторов<sup>99</sup> нелокальной теории.

5.6. Теория со скалярными баролептонами<sup>100, 101</sup>. Предполагается, что слабое взаимодействие описывается гамильтонианом

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & g_1 \bar{p} (1 - \gamma_5) e^c B_1 + \tilde{g}_1 \bar{n} (1 - \gamma_5) \nu_e^c B_1 + g_2 \bar{p} (1 - \gamma_5) \mu^c B_2 + \\ & + \tilde{g}_2 \bar{n} (1 - \gamma_5) \nu_\mu^c B_2 + g_3 \bar{\nu}_\mu (1 - \gamma_5) e^c B_3 + \tilde{g}_3 \bar{\mu} (1 - \gamma_5) \nu_e^c B_3 + \\ & + g_4 \bar{\Lambda} (1 - \gamma_5) \nu_e^c B_1 + g_5 \bar{\Lambda} (1 - \gamma_5) \nu_\mu^c B_2, \end{aligned} \quad (5.3)$$

где  $B_1, B_2$  — нейтральные скалярные бозоны с барионным и лептонным числами, равными 1 (баролептоны), а  $B_3$  — заряженный скалярный бозон; индекс «с» обозначает зарядовое сопряжение. Если масса бозонов достаточ-

но велика, то после исключения виртуальных бозонных полей, из (5.3) возникает в порядке  $g^2$  эффективное четырехфермионное взаимодействие, отвечающее адрон-лептонным и лептон-лептонным процессам. При этом в силу свойств преобразования Фирца взаимодействие, записанное через поля  $e, \nu_e, \mu, \nu_\mu$ , приобретает обычную структуру  $V - A$ <sup>100</sup>. Теория с гамильтонианом (5.3), очевидно, является перенормируемой и рост слабых взаимодействий на малых расстояниях (при  $r < 1/m_B$ ) отсутствует.

В данной теории, однако, оказывается утерянным ряд достижений физики слабых взаимодействий: универсальность взаимодействия выглядит случайной, нет оснований для сохранения векторного тока, а описание нелептонных процессов требует введения новых бозонов. Кроме того, теория в форме (5.3) приводит к большому различию в сечениях  $e^+p$ - и  $e^-p$ -рассеяний<sup>102</sup>, не согласующемуся с экспериментом.

5.7. Теория, в которой четырехфермионное слабое взаимодействие возникает как низкоэнергетический предел эффекта четвертого порядка по взаимодействию  $g\bar{\psi}_a (A + B\gamma_5) \psi_b \varphi_c$ , где  $\varphi_c$  — бозонное поле со спином 0,  $A, B$  — константы<sup>103-105</sup>.

В теорию вводится несколько заряженных и нейтральных тяжелых бозонов, два нейтральных тяжелых лептона (с квантовыми числами  $\mu$  и  $e$ ) и по крайней мере один тяжелый барион. Примером может служить теория с гамильтонианом

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & g_1 [\bar{\mu} (1 - \gamma_5) l_\mu^0 + \bar{F} (1 + \gamma_5) p + \bar{e} (1 - \gamma_5) l_e^0] \bar{B} + \\ & + g_2 [\bar{\nu}_\mu (1 - \gamma_5) l_\mu^0 + \bar{n} (1 - \gamma_5) F + \bar{\nu}_e (1 - \gamma_5) l_e^0] B^0 + \\ & + g_3 \bar{\Lambda} (1 - \gamma_5) F B^0 + \text{э. с.} \end{aligned} \quad (5.4)$$

В теории с гамильтонианом (5.4) матричный элемент  $\mu$ -распада описывается диаграммой рис. 40 и в пренебрежении импульсами и массами лептонов имеет вид

$$M = \frac{4g_1^2 g_2^2}{\pi^2} i \int d^4 k \frac{k_\alpha k_\beta}{k^4 (k^2 - M_B^2)^2} \bar{u}_{\nu\mu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\mu \cdot \bar{u}_e \gamma_\beta (1 + \gamma_5) u_{\nu e}. \quad (5.5)$$

(массы бозонов положены равными  $M_B = M_{B^0}$ ). Вычисление интеграла в (5.5) дает

$$M = \frac{1}{2} \frac{g_1^2 g_2^2}{M_B^2} \bar{u}_{\nu\mu} \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) u_\mu \cdot \bar{u}_e \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) u_{\nu e}, \quad (5.6)$$

т. е. возникает эффективное  $\mu$ -распадное взаимодействие с константой  $G/\sqrt{2} = (1/2) g_1^2 g_2^2 / M_B^2$ . Для  $\beta$ -распадного взаимодействия можно провести аналогичное рассмотрение. При этом, если принять предположение Бьеркена<sup>68</sup> относительно асимптотического поведения матричного элемента скалярных токов  $M(k)$  при  $k_0 \rightarrow \infty$ :

$$\begin{aligned} M(k) = & -i \int e^{ikx} d^4 x \langle p | T \{ \bar{p}(x) (1 + \gamma_5) n(x), \bar{F}(0) (1 + \gamma_5) n(0) \} | n \rangle \rightarrow \\ & \rightarrow \frac{1}{k_0} \int dx e^{-ikx} \langle p | [\bar{p}(x) (1 + \gamma_5) n(x), \bar{F}(0) (1 + \gamma_5) n(0)] | n \rangle_{x_0=0} \end{aligned} \quad (5.7)$$

(см., впрочем, критику этого предположения для случая несохраняющихся токов в работах<sup>10,6</sup>), то можно доказать<sup>105</sup>, что взаимодействие в  $\beta$ -распаде

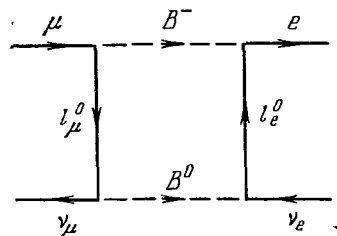


Рис. 40.

имеет вид  $V - A$  и векторная константа не перенормируется за счет сильных взаимодействий.

Теория с гамильтонианом (5.4), очевидно, перенормируема и универсальна. Трудностью теории являются нелептонные процессы, с  $|\Delta S| = 1$  или  $P = -1$ , которые согласно (5.4) возникают в порядке  $g^2$ , характеризуются безразмерной константой  $\sim g^2$ , существенно большей  $Gm^2$  ( $m$  — масса нуклона), и тем самым противоречат эксперименту. Кроме того, константы нейтральных токов  $\bar{\nu}\nu$  оказываются порядка  $G$ , что также трудно согласовать с опытом. Для выхода из этих трудностей были предложены различные модификации теории<sup>104, 105</sup>, в которых вводились дополнительные промежуточные барионы, лептоны и бозоны, адронная часть лагранжиана слабого взаимодействия предполагалась сохраняющей странность (или странность и четность) и эффекты несохранения  $S$  (или  $S$  и  $P$ ) в нелептонных процессах возникали за счет виртуальных лептонных пар. При этом оказалось возможным избавиться от части трудностей. Однако в настоящее время нет уверенности, что на этом пути удастся создать непротиворечивую и согласующуюся с экспериментом теорию слабых взаимодействий.

5.8. Теория слабых взаимодействий, основанная на предположении о  $SU(4)$ -симметрии адронов<sup>107</sup> (см. также более раннюю работу<sup>108</sup>). Предполагается, что сильные взаимодействия, по крайней мере на малых расстояниях, обладают симметрией  $SU(4)$ . Поскольку в этой симметрии возникает новое квантовое число — суперзаряд, существуют суперзаряженные частицы. На кварковом языке это означает, что помимо трех кварков,  $p, n, \Lambda$ , образующих  $SU(3)$ -триплет, существует четвертый кварк,  $p'$ , которому приписывается тот же электрический заряд, что и  $p$  (но, в отличие от  $p, n, \Lambda$ , не равный нулю суперзаряд). Основная идея состоит в выборе слабого адронного тока, взаимодействующего с полем заряженных  $W$ -бозонов, в виде

$$j_\mu^{-h} = \cos \theta_C \bar{n} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) p + \sin \theta_C \bar{\Lambda} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) p - \\ - \sin \theta_C \bar{n} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) p' + \cos \theta_C \bar{\Lambda} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) p', \quad (5.8)$$

и в использовании алгебры токов  $SU(4) \times SU(4)$ . Такая форма адронного тока приводит к обращению в нуль членов порядка  $G^2 \Lambda^2$  (а также  $\sim G(G\Lambda^2)^n$ ) в матричных элементах взаимодействия адронов с нейтральными лептонными токами в случае переходов с  $|\Delta S| = 1$ , т. е. одна из основных трудностей теории — отсутствие нейтральных токов в лептонных распадах странных частиц (например,  $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ) — в предлагаемом подходе снимается. Члены  $\sim G^2 \Lambda^2$  остаются в матричных элементах взаимодействия адронов с нейтральными лептонными токами в случае переходов с  $\Delta S = 0$ , причем для эффективной константы взаимодействия имеет место равенство (4.37). В данной теории отсутствует вклад членов порядка  $G^2 \Lambda^2 m^3$  (а также  $\sim G(G\Lambda^2)^n m^3$ ) в разность масс  $K_L^0$  и  $K_S^0$ -мезонов. Добиться обращения в нуль членов, пропорциональных  $G\Lambda^2$ , в матричных элементах нелептонных процессов с  $|\Delta S| = 1$  или  $P = -1$  в рассматриваемой теории можно, если предположить, аналогично<sup>77</sup>, что гамильтониан сильного взаимодействия состоит из  $SU(4) \times SU(4)$ -инвариантных членов и членов, преобразующихся по представлениям  $(\bar{4}, 4) + (4, \bar{4})$  группы  $SU(4) \times SU(4)$ . Основная проблема данной теории — это, конечно, проблема существования суперзаряженных частиц, которые в данной схеме не могут быть очень тяжелыми и должны рождаться парами в сильных взаимодействиях и распадаться на адроны и лептоны за счет слабых взаимодействий.

5.9. Теория с промежуточными янг-миллсовскими векторными бозонами. Этот подход, в развитии которого за последнее время удалось достичь значительных успехов, — возможно, один из наиболее перспективных. Как известно, теория безмассовых янг-миллсовских бозонов<sup>109</sup> является перенормируемой теорией<sup>110</sup>, и рост взаимодействий на малых расстояниях в ней отсутствует. Применению этой теории к слабым взаимодействиям до сих пор препятствовало то обстоятельство, что янг-миллсовские бозоны должны иметь массу, равную нулю; при неравной нулю массе теория оставалась перенормируемой<sup>111</sup> и в этом смысле мало чем отличалась от обычной теории векторных бозонов (по крайней мере в рамках теории возмущений). В недавней работе т'Хуфта<sup>112</sup> было показано, что в теории янг-миллсовских бозонов специального вида — когда эти бозоны взаимодействуют со скалярным полем, среднее значение которого по вакууму не равно нулю, — у бозонов возникает масса, а перенормируемость теории не нарушается. На основании этого результата оказалось возможным доказать перенормируемость различных схем теории слабых взаимодействий с янг-миллсовскими бозонами с массой (с включением в нее фотона), рассматривавшихся ранее<sup>113</sup>, а также предложить ряд новых схем<sup>114</sup>. Предлагаемая теория еще далека от своего завершения: ряд аспектов адрон-лептонных и адрон-адронных взаимодействий еще ждет своего объяснения. Тем не менее идея такого подхода представляется очень красивой и направление его многообещающим.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование поправок высшего порядка по слабому взаимодействию в рамках обычной теории показывает, что имеется противоречие между представлением об естественном обрезании роста слабых взаимодействий с энергией при энергиях порядка  $\Lambda \sim G^{-1/2} \sim 10^3 \text{ Гэв}$  и экспериментальными данными, требующими обрезания при значительно меньших энергиях — порядка нескольких десятков  $\text{Гэв}$ . Такое противоречие возникает как в теории с промежуточным  $W$ -бозоном, так и в четырехфермионной теории слабого взаимодействия. Наиболее резко это противоречие проявляется в лептонных распадах странных частиц с испусканием лептонных пар с равным нулю полным зарядом (распад  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ) и в нелептонных процессах с изменением странности или четности. В последнем случае, однако, возникающее противоречие может быть устранено предположением об определенной симметрии гамильтониана сильных взаимодействий (или по крайней мере о свойствах симметрии структуры сильных взаимодействий на малых расстояниях). Для чисто лептонных процессов ввиду недостаточной точности экспериментальных данных в настоящее время каких-либо определенных выводов сделать не удастся.

Экспериментальные следствия из сказанного состоят в первую очередь в необходимости измерения слабого лептон-лептонного взаимодействия и, в особенности,  $\nu_\mu e^-$ - и  $\nu_e e^-$ -рассеяния. Другим выводом для эксперимента (помимо очевидных, — таких, как необходимость поисков  $W$ -бозонов) является необходимость выяснения вопроса о том, до каких энергий продолжается рост сечения рассеяния нейтрино на нуклонах и имеет ли место такой рост также и в том случае, когда странность рождающихся адронов отлична от нуля. Необходимы также дальнейшие поиски нейтральных лептонных токов в адрон-лептонных процессах без изменения странности путем исследования реакции  $\nu + N \rightarrow \nu + \text{адроны}$  в нейтринном эксперименте.

Вывод для теории состоит, конечно, прежде всего в том, что проблема построения новой теории слабых взаимодействий, свободной от обсуждавшихся трудностей, но сохраняющей все достижения старой, назрела. При

построении этой теории в первую очередь должны быть устранены трудности, связанные с проблемой нейтральных токов (в частности, для переходов с изменением странности). Наконец, как теоретического, так и экспериментального выяснения требует вопрос о структуре сильного взаимодействия (точнее, коммутаторов токов) на малых расстояниях, важный для понимания нелептонных процессов.

Выражаю глубокую благодарность Я. Б. Зельдовичу и Л. Б. Окуню, индуцировавшим написание обзора, внимательно прочитавшим рукопись и давшим ряд ценных указаний.

Институт теоретической и экспериментальной физики,  
Москва

#### МОНОГРАФИИ, ОБЗОРНЫЕ СТАТЬИ

Л. Б. Окунь, Слабое взаимодействие элементарных частиц, М., Физматгиз, 1963. — Ц. Ли, Ц. Ву, Слабые взаимодействия, М., «Мир», 1968. — R. Marshak, Riazuddin, C. Ryan, Theory of Weak Interactions in Particle Physics, N. Y., 1969. — С. Адлер, Р. Дашен, Алгебра токов и их применение в физике частиц, М., «Мир», 1970. — A. Pais, Ann. Phys. (N. Y.), 63, 361 (1971).

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. Heisenberg, Zs. Phys. 101, 533 (1936).
2. I. Budagov, D. C. Cundy, C. Franzinetti, N. B. Fretter, H. W. K. Hopkins, C. Mantreclotti, G. Myatt, E. A. Nezhak, M. Nicolic, T. B. Novey, R. B. Palmer, J. B. H. Pattison, D. H. Perkins, C. A. Ramm, B. Roe, R. Stump, W. Venus, H. W. Washsmuth, H. Voshiki, Phys. Lett. B30, 364 (1969).
3. R. P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109, 193 (1958).
4. E. C. G. Sudarshan, R. E. Marshak, Доклад на конференции по физике мезонов и новых частиц в Венеции — Падуе (1957).
5. В. Б. Берестецкий, УФН 85, 393 (1965).
6. Д. И. Блохинцев, УФН 62, 381 (1957).
7. M. Jacob, J. C. Wick, Ann. Phys. (N. Y.), 7, 404 (1959).
8. Б. Л. Иоффе, Л. Б. Окунь, А. П. Рудик, ЖЭТФ 47, 1905 (1964).
9. А. Д. Долгов, В. И. Захаров, Л. Б. Окунь, ЯФ 14, 1044 (1971).
10. D. H. Perkins, Report on Topical Conference on Weak Interactions, Geneva, 1969. CERN Preprint 69-7, Geneva, 1969.
11. E. C. M. Young, CERN Preprint 67-12, Geneva, 1967; D. H. Perkins, Proc. Batavia Conf. (1972).
12. В. Н. Грибов, Б. Л. Иоффе, И. Я. Померанчук, ЯФ 2, 768 (1965).
13. Б. Л. Иоффе, Письма ЖЭТФ 9, 163; 10, 143 (1969); Phys. Lett. B30, 123 (1969).
14. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. 126, 2239 (1963).
15. J. D. Bjorken, International School of Physics «Enrico Fermi», Varenna, 1967, Course 41.
16. J. D. Bjorken, Phys. Rev. 179, 1547 (1969).
17. G. Myatt, D. H. Perkins, Phys. Lett. B34, 542 (1971).
18. E. D. Bloom, D. H. Coward, H. De Staebler, J. Drees, G. Miller, L. W. Mo, R. E. Taylor, M. Breidenbach, J. L. Friedman, G. C. Hartman, H. W. Kendall, Phys. Rev. Lett. 23, 930 (1969).
19. M. Breidenbach, J. L. Friedman, H. W. Kendall, E. D. Bloom, D. H. Coward, H. de Staebler, J. Drees, L. M. Mo, R. E. Taylor, ibid., p. 935.
20. E. D. Bloom et al., Доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий (Киев, 1970), Preprint SLAC-PUB-796 (1970).
21. J. D. Bjorken, E. A. Paschos, Phys. Rev. D1, 3151 (1970).
22. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ 35, 53 (1958).
23. И. Я. Померанчук, ЯФ 11, 852 (1970).
24. В. С. Березинский, Преприят ФИАН СССР № 42, Москва, 1970.
25. A. D. Dolgov, V. I. Zakharov, L. B. Okun, Phys. Lett. B37, 298 (1971).
26. R. Rajaraman, Phys. Rev. 178, 2211 (1969).
27. Р. Иден, Соударения элементарных частиц при высоких энергиях, М., «Наука», 1970.
28. I. E. Tamm, Nature 133, 981 (1934).
29. М. А. Марков, Нейтрино, М., «Наука», 1964.

30. Б. Л. Иоффе, ЖЭТФ 38, 1263 (1960).
31. Б. Л. Иоффе, *ibid.*, стр. 1608.
32. Р. А. Асанов, Б. Н. Валуев, Препринт ОИЯИ Д-577, Дубна, 1960.
33. а) В. Б. Берестецкий, О. Н. Крохин, А. К. Хлебников, ЖЭТФ 30, 788 (1958); б) S. J. Brodsky, S. D. Drell, Ann. Rev. Nucl. Sci. 20, 147 (1970).
34. В. Borgia et al., Phys. Lett. B35, 340 (1971).
35. С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 29, 698 (1955).
36. Д. А. Киржниц, ЯФ 13, 426 (1971).
37. C. Jarlskog, Nuovo Cimento A6, 350 (1971).
38. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. 128, 885 (1962).
39. N. Byers, F. Zachariasen, Nuovo Cimento 18, 1280 (1960).
40. R. D. Amado, L. Holloway, *ibid.* 30, 1083, 1572 (1963).
41. G. Segre, Phys. Lett. 7, 357 (1963).
42. P. H. Meyer, D. Schiff, Phys. Lett. 8, 217 (1964).
43. H. Pietschmann, Zs. Phys. 170, 409 (1964).
44. R. A. Shaffer, Phys. Rev. B135, 187 (1964).
45. А. М. Переломов, Сборник лекций международной зимней школы теоретической физики при ОИЯИ, т. 3, Дубна, ОИЯИ, 1964.
46. T. Burnett, M. J. Levine, Phys. Lett. B24, 467 (1967).
47. S. Brodsky, J. Sullivan, Phys. Rev. 156, 1644 (1967).
48. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 10, 718 (1940).
49. J. Oppenheimer, Phys. Rev. 59, 462 (1941).
50. Б. Л. Иоффе, М. В. Терентьев, ЖЭТФ 47, 744 (1964).
51. Б. В. Гешкенбейн, Б. Л. Иоффе, Письма ЖЭТФ 11, 309 (1970).
52. Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, ЖЭТФ 39, 1115 (1960).
53. J. Bernstein, T. D. Lee, Phys. Rev. Lett. 11, 512 (1963).
54. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 33, 1531 (1957).
55. Б. Н. Валуев, ЖЭТФ 36, 1578 (1959).
56. Н. Н. Боголюбов, Д. В. Ширков, Введение в теорию квантованных полей, М., Гостехиздат, 1957.
57. F. Reines, H. S. Gurr, Phys. Rev. Lett. 24, 1448 (1970).
58. C. H. Albright, Phys. Rev. D2, 1330 (1970).
59. Л. Б. Окунь, Proc. of the 1960 Annual Intern. Conference on High Energy Physics at Rochester, 1960, p. 743.
60. M. Gell-Mann, Phys. Rev. 125, 1067 (1962); Physics 1, 63 (1964).
61. А. И. Вайнштейн, В. И. Захаров, УФН 100, 225 (1970).
62. И. Ю. Кобзарев, Раппортерский доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий (Киев, 1970).
63. Б. Л. Иоффе, Е. П. Шабалин, ЯФ 4, 828 (1967).
64. A. R. Clark et al., Phys. Rev. Lett. 26, 1667 (1971).
65. L. M. Sehgal, Nuovo Cimento 45, 785 (1966); Phys. Rev. 183, 1511 (1969).
66. P. Darriulat et al., Phys. Lett. B33, 249 (1970).
67. Б. Л. Иоффе, Е. П. Шабалин, Письма ЖЭТФ 6, 978 (1967).
68. J. D. Bjorken, Phys. Rev. 148, 1467 (1966).
69. D. C. Cundy et al., Phys. Lett. B31, 478 (1970).
70. D. Cline et al., Proc. of the Heidelberg Conference on Elementary Particles, Amsterdam, 1968, p. 278.
71. J. H. Klemm, R. H. Hildebrand, R. Stiening, Phys. Rev. Lett. 24, 1086 (1970).
72. Е. П. Шабалин, ЯФ 6, 547 (1967).
73. J. Nilsson, Nuovo Cimento 22, 414 (1961).
74. R. N. Mohapatra, J. Subba Rao, R. E. Marshak, Phys. Rev. Lett. 20, 19 (1968); Phys. Rev. 171, 1502 (1968).
75. V. M. Lobashov, et al., Phys. Lett. B25, 104 (1967); В. М. Лобашов, Раппортерский доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий (Киев, 1970).
76. а) М. В. Halpern, G. Segre, Phys. Rev. Lett. 18, 611, 1000 (E) (1967); б) А. И. Вайнштейн, Б. Л. Иоффе, Письма ЖЭТФ 10, 91 (1969).
77. C. Bouchiat, J. Iliopoulos, J. Prentki, Nuovo Cimento A56, 1150 (1968).
78. J. Iliopoulos, Nuovo Cimento A62, 209 (1969).
79. R. Gatto, Riv. Nuovo Cimento 1, 514 (1969).
80. K. Wilson, Phys. Rev. 179, 1499 (1969).
81. R. Gatto, G. Sartori, M. Tonin, Phys. Lett. B28, 129 (1968).
82. N. Cabibbo, L. Maiani, Phys. Lett. B28, 131 (1968); Phys. Rev. D1, 707 (1970).
83. Б. В. Гешкенбейн, Б. Л. Иоффе, ЯФ 12, 1011 (1970).
84. M. Gell-Mann, M. Goldberger, N. Kroll, F. Low, Phys. Rev. 179, 1518 (1969).

85. Р. Маршак, сборник «Проблемы теоретической физики», посвященный Н. Н. Боголюбову, М., «Наука», 1969.
86. G. Feinberg, Phys. Rev. **134**, B1295 (1964).
87. C. G. Callan, Phys. Rev. Lett. **20**, 809 (1968).
88. S. Okubo, Nuovo Cimento **A54**, 492 (1968).
89. R. E. Marshak, Y. W. Yang, J. S. Rao, Phys. Rev. **D3**, 1640 (1971); Т. Appelquist, J. D. Bjorken, Phys. Rev. **D4**, 3726 (1971).
90. Б. Л. Иоффе, ЖЭТФ **47**, 975 (1964).
91. Б. Л. Иоффе, Письма ЖЭТФ **10**, 53 (1969).
92. G. Feinberg, A. Pais, Phys. Rev. **131**, 2724 (1963); **133**, B477 (1964).
93. Д. А. Киржниц, М. А. Лившиц, Письма ЖЭТФ **4**, 68 (1966), М. А. Лившиц, ЯФ **8**, 1245 (1968).
94. T. D. Lee, G. C. Wick, Nucl. Phys. **B9**, 209, **B10**, 1 (1969); T. D. Lee, Report on Topical Conference on Weak Interactions, Geneva, 1969; CERN Preprint 69-7, Geneva, 1969; T. D. Lee, G. C. Wick, Phys. Rev. **D2**, 1033 (1970); **D3**, 1046 (1971).
95. К. Надь, Пространства состояний с индефинитной метрикой в квантовой теории поля, «Мир», М., 1969.
96. N. Nakanishi, Phys. Rev. **D3**, 811, 3236 (1971); T. D. Lee, G. C. Wick, Phys. Rev. **D3**, 1046 (1971); A. M. Gleeson, R. J. Moore, H. Reichenberg, E. C. G. Sudarshan, Phys. Rev. **D4**, 2242 (1971).
97. Б. В. Гешкенбейн, М. В. Терентьев, Письма ЖЭТФ **10**, 485 (1969).
98. Г. В. Ефимов, Ш. З. Сельцер, ЯФ **10**, 1243 (1969).
99. Г. В. Ефимов, ЯФ **2**, 180 (1965); **4**, 432 (1966).
100. Y. Tanikawa, Phys. Rev. **108**, 1615 (1957); Y. Tanikawa, S. Watanabe, *ibid.* **113**, 1344 (1959).
101. Я. Б. Зельдович, ДАН СССР **89**, 33 (1953).
102. Г. А. Лобов, Е. П. Шабалин, Nucl. Phys. **B38**, 327 (1973).
103. W. Kummer, G. Segre, *ibid.*, **64**, 585 (1965).
104. N. Christ, Phys. Rev. **175**, 2086 (1968).
105. Е. П. Шабалин, ЯФ **9**, 1050 (1969); **13**, 411 (1971).
106. А. И. Вайнштейн, Б. Л. Иоффе, Письма ЖЭТФ **6**, 917 (1967); R. Jackiw, G. Preparata, Phys. Rev. Lett. **22**, 975, 1162 (E) (1969); S. L. Adler, W. K. Tung, Phys. Rev. Lett. **22**, 978 (1969).
107. S. L. Glashow, J. I. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. **D2**, 1285 (1970).
108. J. D. Bjorken, S. L. Glashow, Phys. Lett. **11**, 255 (1964).
109. C. N. Yang, R. L. Mills, Phys. Rev. **6**, 191 (1954) (см. перевод в сборнике «Элементарные частицы и компенсирующие поля» (М., «Мир», 1964); S. L. Glashow, M. Gell-Mann, Ann. Phys. (N. Y.) **15**, 437 (1961) (см. перевод там же).
110. R. P. Feynman, Acta Phys. Polon. **24**, 697 (1963); B. S. De Witt, Phys. Rev. **162**, 1195, 1239 (1967); L. D. Faddeev, V. N. Poroov, Phys. Lett. **B25**, 30 (1967); Препринт ИТФ АН УССР ИТФ-67-36, Киев, 1967; S. Mandelstam, Phys. Rev. **175**, 1580 (1968); Е. С. Фрадкин, И. В. Тютин, Phys. Lett. **B30**, 562 (1969), Phys. Rev. **D2**, 2841 (1970); G. 't Hooft, Nucl. Phys. **B33**, 173 (1971); А. А. Славнов, Препринты ИТФ АН УССР; ИТФ 71-83Е; ИТФ 71-131Е, Киев, 1971.
111. A. Komar, A. Salam, Nucl. Phys. **21**, 624 (1960); H. Umezawa, H. Kametuchi, *ibid.*, **23**, 399 (1961); S. Kametuchi, L. O. Raifeartaigh, A. Salam, *ibid.* **28**, 529; P. Ionides, *ibid.* p. 662; A. Salam, Phys. Rev. **127**, 331 (1962); D. G. Boulware, Ann. Phys. (N. Y.) **56**, 140 (1970); А. А. Славнов, Л. Д. Фаддеев, ТМФ **3**, 18 (1970); А. И. Вайнштейн, И. Б. Хрипловнич, ЯФ **13**, 198 (1971).
112. G. 't Hooft, Nucl. Phys. **B35**, 167 (1971).
113. P. W. Higgs, Phys. Lett. **12**, 132 (1964); Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964); Phys. Rev. **145**, 1156 (1966); A. Salam, J. C. Ward, Phys. Lett. **13**, 168 (1964); F. Englert, R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964); G. S. Guralnik, C. R. Hagen, T. W. B. Kibble, *ibid.* p. 585; S. Weinberg, *ibid.* **19**, 1264 (1967); **27**, 1688 (1971); T. W. Kibble, Phys. Rev. **155**, 1554 (1967); J. Schechter, Y. Ueda, *ibid.* **D2**, 736 (1970).
114. C. Bouchiat, J. Iliopoulos, Ph. Meyer, Phys. Lett. **B38**, 519 (1972); H. Georgi, S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **28**, 1494 (1972); B. W. Lee, Phys. Rev. **D6**, 1188 (1972); J. Prentki, B. Zumino, Nucl. Phys. **B47**, 99 (1972); R. Mohapatra, Phys. Rev. **D6**, 2023 (1972); J. Bars, M. B. Halpern, M. Yoshimura, Phys. Rev. Lett. **29**, 969 (1972); Н. Н. Николаев, Письма ЖЭТФ **16**, 492 (1972).