

## КАЛИБРОВОЧНЫЕ СХЕМЫ СЛАБЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

*Г. Г. Волков, А. Г. Липартелиани,  
Ю. П. Никитин*

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В данном обзоре анализируется современное развитие единых калибровочных теорий слабых и электромагнитных взаимодействий.

It is a review of the recent development of unified gauge theories of weak and electromagnetic interactions.

### 1. КАЛИБРОВОЧНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ И ЕДИНЫЕ РЕНОРМИРУЕМЫЕ ТЕОРИИ СЛАБЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

**Универсальная теория слабых взаимодействий Кабиббо.** До открытия в ЦЕРНе [1, 2] во взаимодействиях нейтрино с веществом событий, обусловленных взаимодействием слабых нейтральных токов, подавляющее большинство экспериментально известных фактов физики слабых процессов хорошо описывалось в низшем порядке по фермиевской константе слабого взаимодействия с эффективным лагранжианом, имеющим вид произведения слабых заряженных токов:

$$\mathcal{L}_{\text{эф}} = (G/\sqrt{2}) J_{\lambda}^{+} J^{\lambda} + \text{э. с.}, \quad (1)$$

где  $G \approx 10^{-5}/m^2$  (протон), а слабый ток  $J^{\lambda}$  является суммой лептонного и адронного слагаемых:

$$J^{\lambda} = l^{\lambda} + h^{\lambda}. \quad (2)$$

Лептонный ток  $l^{\lambda}$  имеет  $(V - A)$ -пространственно-временную структуру и представляется в виде

$$l^{\lambda} = \bar{\nu}_{\mu} \gamma^{\lambda} (1 + \gamma^5) \mu + \bar{\nu}_e \gamma^{\lambda} (1 + \gamma^5) e \equiv l_V^{\lambda} - l_A^{\lambda}. \quad (3)$$

Ток  $l^{\lambda}$  содержит поля четырех известных лептонов: электрона, мюона и двух нейтрино с мюонным и электронным квантовыми

числами соответственно. Адронная часть полного слабого тока (2) выражается следующим образом:

$$h^\mu = \cos \theta_c \bar{n} \gamma^\mu (1 + \gamma^5) p + \sin \theta_c \bar{\lambda} \gamma^\mu (1 + \gamma^5) p \equiv h_{\text{вект}}^\mu - h_{\text{акс}}^\mu \equiv h_V^\mu - h_A^\mu. \quad (4)$$

Здесь  $n$ ,  $p$ ,  $\lambda$  — поля нейтронного, протонного и странного кварков соответственно, а  $\theta_c$  — угол Кабиббо, приблизительно равный  $15^\circ$ . Ток  $h^\mu$  также имеет  $(V - A)$ -пространственно-временную структуру.

Можно переписать выражение (4) в более общем виде, не прибегая к конкретной реализации тока в кварковой или какой-нибудь другой составной модели адронов:

$$h^\mu = (\mathfrak{F}_{1V}^\mu + i\mathfrak{F}_{2V}^\mu - \mathfrak{F}_{1A}^\mu - i\mathfrak{F}_{2A}^\mu) \cos \theta_c + (\mathfrak{F}_{4V}^\mu + i\mathfrak{F}_{5V}^\mu - \mathfrak{F}_{4A}^\mu - i\mathfrak{F}_{5A}^\mu) \sin \theta_c, \quad (5)$$

где векторный слабый адронный ток  $\mathfrak{F}_{iV}^\mu$  и аксиально-векторный слабый адронный ток  $\mathfrak{F}_{jA}^\mu$  ( $i, j = 1, \dots, 8$ ) преобразуются по октетному представлению группы  $SU(3)$ .

Подставляя выражение (2) в (1), заключаем, что эффективный лагранжиан слабого взаимодействия (1) представим в виде суммы трех типов слагаемых, каждое из которых соответствует определенному типу взаимодействия, а именно:

$$\mathcal{L}_{\text{эф}} = \mathcal{L}^l + \mathcal{L}^{lh} + \mathcal{L}^h, \quad (6)$$

где

$$\mathcal{L}^l = (G/\sqrt{2}) l_\mu l^{+\mu}, \quad (7)$$

$$\mathcal{L}^{lh} = (G/\sqrt{2}) l_\mu h^{+\mu} + \text{э. с.}; \quad (8)$$

$$\mathcal{L}^h = (G/\sqrt{2}) h_\mu h^{+\mu}. \quad (9)$$

Лагранжиан (7) описывает слабые взаимодействия с участием только лептонов, например распады  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ , а также индуцируемые слабым взаимодействием процессы рассеяния  $\mu^- + \nu_e \rightarrow e^- + \nu_\mu$ ,  $e^- + \bar{\nu}_e \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$  и т. д. Взаимодействия типа (8) относятся к разряду полулептонных. В частности, ими описываются  $\beta$ -распад нейтрона  $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$ , распады  $\pi \rightarrow e (\mu) + \nu_e (\nu_\mu)$ ,  $\pi^\pm \rightarrow \pi^0 + e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e)$ , а также процесс квазиупругого рассеяния с перезарядкой  $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ ,  $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$  и т. д. Третий тип взаимодействия (9) — нелептонной природы. Взаимодействия этого типа ответственны за процессы нелептонных распадов адронов, например:  $K \rightarrow 2\pi$ ,  $3\pi$ ,  $\Lambda \rightarrow p + \pi$  и т. д.

Заметим, что полулептонная часть эффективного лагранжиана  $\mathcal{L}^{lh}$  обеспечивает выполнение известных правил отбора для адронного  $\beta$ -распада. Сохраняющий странность адронный ток  $(\mathfrak{Y}_{1V}^{\lambda} + i\mathfrak{Y}_{2V}^{\lambda} - \mathfrak{Y}_{1A}^{\lambda} - i\mathfrak{Y}_{2A}^{\lambda}) \cos \theta_c$  и соответствующий эрмитовски сопряженный ток являются  $(1 + i2)$ - и  $(1 - i2)$ -компонентами изотопического триплета. Поэтому лагранжиан (8) обеспечивает выполнение правил отбора  $\Delta I = 1$  ( $I$  — изоспин адрона) для полулептонных распадов адронов с сохранением странности. Правило  $\Delta I = 1/2$  для полулептонных распадов адронов с изменением странности также содержится в лагранжиане (8), так как адронные токи, изменяющие странность  $(\mathfrak{Y}_{4V}^{\lambda} \pm i\mathfrak{Y}_{5V}^{\lambda} - \mathfrak{Y}_{4A}^{\lambda} \pm i\mathfrak{Y}_{5A}^{\lambda}) \sin \theta_c$  являются компонентами (различных) изоспиновых дублетов. Правило  $\Delta S = \Delta Q$  обеспечивается использованием  $(4 \pm i5)$ -компонент токов  $h^{\mu}$  и  $h^{+\mu}$ . Скорости  $\beta$ -распадов адронов, предсказанные с помощью (8), находятся в хорошем согласии с экспериментом [3].

Что касается части лагранжиана (9), ответственной за нелептонные распады адронов, то ее структура типа (ток  $\otimes$  ток) проверена на опыте менее надежно. Приближенное правило отбора  $|\Delta I| = 1/2$ , установленное на опыте при изучении слабых нелептонных адронных распадов, не является непосредственным следствием лагранжиана (9), который содержит слагаемые, соответствующие переходам как с  $|\Delta I| = 1/2$ , так и с  $|\Delta I| = 3/2$ . Существуют, однако, не очень строгие теоретические аргументы в пользу динамического усиления [4] переходов с  $|\Delta I| = 1/2$  по сравнению с переходами с  $|\Delta I| = 3/2$ .

Обсуждая кабиббовскую схему слабого взаимодействия (7) — (9), прежде всего мы имеем в виду трехкварковую модель Гелл-Мана [5], которая является одной из наиболее простых теорети-

ко-полевых моделей для изучения коммутационных соотношений между токами. Вместо того, чтобы вводить поля для наблюдаемых частиц, предположим, что все они являются связанными состояниями трех гипотетических объектов (кварков) с дробными зарядами и спином, равным  $1/2$ . Предполагаемые квантовые числа этих объектов даны в табл. 1. Здесь  $Q$  означает заряд кварков,  $Y$  — гиперзаряд,  $B$  — барионное число,  $I$  — изотопический спин. Кварки преобразуются по низшему представлению группы  $SU(3)$ .

Модель трех кварков описывает целый ряд статических свойств адронов, проявляющихся в сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях. Из трех кварков можно построить все известные

Таблица 1

Кварк	$Q$	$Y$	$B$	$I$
$p$	$2/3$	$1/3$	$1/3$	$1/2$
$n$	$-1/3$	$1/3$	$1/3$	$1/2$
$\lambda$	$-1/3$	$-2/3$	$1/3$	$0$

$SU(3)$  мультиплеты как мезонов, так и барионов. Модель хорошо описывает электромагнитные свойства адронов, как то: магнитные моменты, электромагнитные разности масс, амплитуды электромагнитных распадов мезонов и т. п. Она хорошо объясняет широкий круг явлений в слабых взаимодействиях. Слабый заряженный адронный ток в этой модели представляется формулой (4). Достижения кабиббовской теории, а также некоторые ее трудности прекрасно изложены в многочисленных работах. Не претендуя на полноту ссылок, интересующегося читателя мы отсылаем, например, к монографиям [6, 7, 8, 9].

В кабиббовской теории слабых взаимодействий имеются существенные недостатки. Один из них связан с тем, что лагранжиан взаимодействий, имеющий ток — токовую структуру, не обеспечивает перенормируемости теории, и следовательно, отсутствует обоснование важного вычислительного аппарата — теории возмущений. С другой стороны, точечность четырехфермионного взаимодействия приводит к линейному росту полных сечений процессов слабого взаимодействия с энергией. Последнее обстоятельство при некоторой достаточно высокой энергии ( $E^* \sim 300 \text{ Гэв}$  в с. ц. м.) вступает в противоречие с унитарностью. Другой недостаток кабиббовской схемы (вне зависимости от вопроса о перенормируемости слабых взаимодействий [10]) связан с тем обстоятельством, что в рамках этого подхода не удается описать процессы, обусловленные слабыми нейтральными токами. Например, сравнивая  $SU(3)$ -форму слабого заряженного кваркового тока (4) с его нейтральной компонентой

$$h_\mu^3 = \bar{p}\gamma_\mu(1 + \gamma_5)p - (\bar{n}\cos\theta_c + \bar{\lambda}\sin\theta_c)\gamma_\mu(1 + \gamma_5)(n\cos\theta_c + \lambda\sin\theta_c), \quad (10)$$

мы видим, что нейтральный ток с изменением странности  $\bar{\lambda}n + \bar{n}\lambda$  имеет порядок величины  $\sin\theta_c$  по сравнению с заряженным током, что не соответствует экспериментальному факту существенно более сильного подавления нейтральных токов с изменением странности. Для преодоления этой трудности приходится повышать симметрию сильных взаимодействий [11]. Это соответствует увеличению числа фундаментальных полей (кварков). Одновременно разрешается и ряд других проблем теории.

**Модель Вайнберга. Феномен Хиггса. Перенормировки.** Одним из основных методов теории поля является лагранжев формализм. Исходя из лагранжиана системы, с помощью вариационного принципа получают уравнения движения, а сохраняющиеся во времени динамические величины типа энергии — импульса, заряда и т. п. определяют с помощью теоремы Нётер [12, 13], утверждающей, что инвариантности лагранжиана относительно различных

преобразований системы координат и функций поля соответствуют определенные законы сохранения.

Одним из важнейших требований, налагаемых на лагранжиан, является требование релятивистской инвариантности или условие инвариантности относительно полной неоднородной группы Лоренца. Группа Лоренца не исчерпывает преобразований, приводящих к важным законам сохранения. Так, закону сохранения электрического заряда соответствует калибровочное преобразование 2-го рода, касающееся лишь функций поля и не затрагивающее координат. Общеизвестно, что требование инвариантности лагранжиана при калибровочном преобразовании 1-го рода

$$\Psi \rightarrow \exp(iB\lambda) \Psi \quad (11)$$

(где  $\Psi$  — любое поле, причем в случае мезонного поля  $B = 0$ , а для барионного поля  $B = 1$ ) в лагранжевом формализме приводит к закону сохранения полного барионного (лептонного) заряда (гиперзаряда). Инвариантность лагранжиана относительно изоспиновых преобразований  $\Psi \rightarrow \exp(iT\lambda) \Psi$ , где  $\lambda$  — постоянный вещественный вектор в изопространстве, соответствует закону сохранения изоспина. Вышеизложенные соображения являются строгими следствиями теоремы Нётер, которая гласит, что каждому конечно-параметрическому (зависящему от  $N$  постоянных параметров) непрерывному преобразованию функций поля и координат, обращаемому в нуль вариацию действия, соответствует  $N$  динамических инвариантов, т. е. сохраняющихся во времени комбинаций поля и их производных. Заметим, что преобразования типа (11) отличаются от преобразований Лоренца тем, что затрагивают только функции поля и не затрагивают координат.

В настоящее время в теоретической физике развивается тенденция описания огромного многообразия свойств и типов элементарных частиц на основе единого теоретического подхода. Вполне возможно, что многие принципы, считавшиеся ранее фундаментальными, придется при этом пересмотреть. Особенно остро чувствуется пропасть между внутренними (гиперзаряд, изоспин и др.) и внешними (пространство — время) симметриями в мире элементарных частиц. Новым подходом, дополняющим старые принципы, является требование инвариантности относительно калибровочных преобразований, зависящих от пространственно-временных координат, и связанные с ними вопросы об универсальных взаимодействиях и калибровочных полях.

Рассмотрим преобразования функции поля типа (11), например изотопические повороты. Сохранение изотопического спина эквивалентно требованию инвариантности лагранжиана взаимодействия относительно вращений в пространстве изотопического спина. Это означает, что в тех случаях, когда электромагнитными взаимодействиями можно пренебречь, ориентация изотопического спина

в изотопическом пространстве не имеет физического значения. В этом случае отличие протона от нейтрона становится чисто формальным. Однако, как обычно подразумевают, этот произвол ограничен следующим обстоятельством: как только сделан выбор, что называть протоном, а что нейтроном в одной точке пространства — времени, свобода выбора в других пространственно-временных точках пропадает. Янг и Миллс заметили, что это обстоятельство несовместимо с концепцией локализованного поля, лежащего в основе обычных физических теорий, и выдвинули принцип инвариантности взаимодействий относительно независимых вращений изотопического спина во всех точках пространства — времени [14].

Аналогичная ситуация имеет место в отношении обычной калибровочной инвариантности заряженного поля, которое описывается комплексной волновой функцией  $\Psi$ . Изменение калибровки означает изменение фазового множителя  $\Psi \rightarrow \Psi' = \exp(i\alpha) \Psi$  (\*), т. е. изменение, не приводящее к каким-либо физическим следствиям. Так как  $\Psi$  может зависеть от  $x, y, z, t$ , то относительный фазовый множитель функции  $\Psi$ , рассматриваемый в двух различных пространственно-временных точках, совершенно произволен. Иными словами, произвол в выборе фазового множителя имеет локальный характер.

Что касается способа обеспечения калибровочной инвариантности, то следует заметить, что в электродинамике для компенсации изменения фазы  $\alpha$  с изменением  $x, y, z, t$  возникает необходимость вводить электромагнитное (и векторное) поле  $A_\mu$ , которое преобразуется при калибровочных преобразованиях по закону (калибровочное преобразование 2-го рода):

$$A'_\mu = A_\mu + (1/e) \partial\alpha/\partial x_\mu. \quad (12)$$

Действительно, лагранжиан

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi} \gamma_\mu \partial_\mu \Psi - ie \bar{\Psi} \gamma_\mu \Psi A_\mu = \bar{\Psi} \gamma_\mu \nabla_\mu \Psi, \quad (13)$$

где сделана замена производной по 4-координатам  $\partial_\mu$  на «удлиненную» производную

$$\partial_\mu \rightarrow \nabla_\mu = \partial_\mu - ie A_\mu, \quad (14)$$

инвариантен относительно одновременных калибровочных преобразований (\*) и (12). Именно этот класс симметрий вызывает в последнее время интерес со стороны физиков. Наличие такой точной динамической симметрии, как калибровочная, требует введения определенных универсальных взаимодействий, осуществляемых безмассовыми векторными частицами. Универсальность взаимодействий означает, что константа связи, характеризующая взаимодействие того или иного калибровочного поля

(например, фотонов, а также векторных и тензорных мезонов) с другими частицами, одинакова для всех процессов, протекающих с их участием.

Инвариантность теории относительно групп динамической калибровочной симметрии обеспечивается введением взаимодействия с тем или иным полем с помощью замены обычных производных «удлиненными». Именно взаимодействие с гравитационным полем соответствует замене  $\partial_\mu \rightarrow \delta_\nu^\lambda \partial_\mu + \Gamma_{\mu\nu}^\lambda$ , где  $\Gamma_{\mu\nu}^\lambda$  — символ Кристоффеля, с электромагнитным полем — по формуле (14), с произвольным калибровочным 4-векторным полем  $B_\mu$  замене  $\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu - i\epsilon_a T_a B_\mu$ , где  $T_a$  — генератор представлений калибровочной группы, по которым преобразуются операторы полей, взаимодействующих с калибровочным полем  $B_\mu$ .

Идея калибровочных полей имеет особенно важное значение для поиска новых схем слабых взаимодействий. Проблема поиска новых подходов к описанию слабых взаимодействий прежде всего связана с перенормируемостью старый ток  $\otimes$  токовой фермиевской схемы. Игнорируя высшие порядки теории возмущений в рамках схемы (ток  $\otimes$  ток), мы закономерно сталкиваемся и с другой трудностью, а именно с линейным ростом полных сечений с увеличением энергии, что при высоких энергиях неминуемо приводит к нарушению условия унитарности, как указывалось ранее.

С другой стороны, имея в виду аналогию векторного варианта теории слабого взаимодействия с квантовой электродинамикой, можно ожидать, что удастся доказать перенормируемость калибровочных теорий слабого взаимодействия, использующих калибровочные векторные поля для построения взаимодействия. Векторный характер электромагнитных и слабых взаимодействий и их объединение в рамках единой калибровочной схемы с универсальной константой взаимодействия позволяют по-новому подойти к проблеме единой теории взаимодействий различного типа, которые ранее ничем не были связаны друг с другом.

Первым этапом построения таких теорий является выбор группы калибровочной симметрии. Рассмотрим в качестве примера лагранжиан, описывающий электромагнитное и слабое взаимодействие лептонов, предложенный Саламом и Вайнбергом [15, 16].

Пусть в нашем распоряжении имеются всего четыре известных лептона  $\nu_\mu$ ,  $\mu$ ,  $\nu_e$ ,  $e$ . Из полей лептонов можно составить 4-вектор плотности электромагнитного тока

$$J_\mu^{3.M.} = -(\bar{e}\gamma_\mu e + \bar{\mu}\gamma_\mu \mu) \quad (15)$$

и слабого ( $V - A$ )-тока

$$J_\mu^W = \bar{e} [(1 + \gamma_5)/2] \gamma_\mu \nu_e + \bar{\mu} [(1 + \gamma_5)/2] \gamma_\mu \nu_\mu \quad (16)$$

Рассмотрим только токи, содержащие электронное поле (мюонное слагаемое можно рассмотреть аналогично). Найдем минимальную группу, которая включает эти токи. Введем левоспиральный изотопический дублет лептонов  $L$  и правоспиральный изотопический синглет  $R$ :

$$L = \frac{1+\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}; \quad R = \frac{1-\gamma_5}{2} e; \quad (17)$$

$$\frac{1+\gamma_5}{2} e = e_L; \quad \frac{1-\gamma_5}{2} e = e_R; \quad \frac{1+\gamma_5}{2} \nu = \nu_L. \quad (18)$$

Введем «заряды» и гиперзаряды левых и правых полей:

$$\left. \begin{aligned} \bar{Q}_L &= -1/2; & \bar{Q}_R &= -1; \\ Y &= 2\bar{Q}; & Q &= I_3 + Y/2; \\ Y_L &= -1; & Y_R &= -2. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Потребуем, чтобы при слабых и электромагнитных взаимодействиях сохранялись  $I$  и  $Y$  (лептонный изоспин и гиперзаряд или заряд). Эти законы сохранения ( $I, Y$ ) отвечают калибровочной группе  $SU(2) \times U(1)$ . Слабые токи можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} J_{\mu W}^- &= \bar{L} \gamma_\mu \tau_- L; & J_{\mu W}^+ &= \bar{L} \gamma_\mu \tau_+ L; \\ [\tau_+, \tau_-] &= \tau = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

где  $\tau_\pm, \tau_3$  — генераторы группы  $SU(2)$ . Токи  $J_{\mu W}^\pm$  выражаются через поля следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} J_{\mu W}^- &= \bar{e} \gamma_\mu [(1 + \gamma_5)/2] \nu_e; \\ J_{\mu W}^+ &= \bar{\nu}_e \gamma_\mu [(1 + \gamma_5)/2] e. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Запишем электромагнитный ток в виде

$$\bar{e} \gamma_\mu e = -(1/2) \bar{L} \gamma_\mu \tau_3 L + (1/2) \bar{L} \gamma_\mu L + \bar{R} \gamma_\mu R. \quad (22)$$

Из (22) следует, что для получения электромагнитного тока достаточно присоединить к токам  $\bar{L} \gamma_\mu \tau L$  группы  $SU(2)$  изоскалярный ток (ток гиперзаряда)  $(1/2) \bar{L} \gamma_\mu L + \bar{R} \gamma_\mu R$ . Таким образом, минимальной группой, содержащей слабые и электромагнитные взаимодействия, является группа  $SU(2) \times U(1)$ . Потребуем инвариантности слабых и электромагнитных взаимодействий относительно калибровочной группы  $SU(2) \times U(1)$ , характеризующейся следующими преобразованиями полей:

$$\begin{aligned} L &\xrightarrow{SU(2)} L' = \exp[-i(g/2) \tau \varepsilon(x)] L; & R &\xrightarrow{SU(2)} R; \\ L &\xrightarrow{U(1)} L' = \exp[i(g'/2) \Lambda(x)] L; & R &\xrightarrow{U(1)} R' = \exp[ig' \Lambda(x)] R. \end{aligned}$$



Первоначальный лагранжиан свободных безмассовых лептонных полей имеет вид

$$\mathcal{L}_{\text{своб}} = \bar{L}\gamma_{\mu}\partial_{\mu}L + \bar{R}\gamma_{\mu}\partial_{\mu}R. \quad (23)$$

Чтобы он стал  $SU(2) \times U(1)$ -симметричным, необходимо ввести компенсирующие поля  $A_{\mu}$ ,  $B_{\mu}$ , которые порождают взаимодействие лептонных токов с векторными полями:

$$\mathcal{L}_{\text{вз}} = (g/2)\bar{L}\gamma_{\mu}\tau LA_{\mu} - g'(\bar{L}\gamma_{\mu}L/2 + \bar{R}\gamma_{\mu}R)B_{\mu}, \quad (24)$$

где  $A_{\mu}$  и  $B_{\mu}$  преобразуются следующим образом относительно  $SU(2)$ :

$$\left. \begin{aligned} A_{\mu} &\rightarrow A_{\mu} - gA_{\mu} \times \varepsilon(x) - \partial_{\mu}\varepsilon(x); \\ B_{\mu} &\rightarrow B_{\mu}; \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

относительно группы  $U(1)$ :

$$A_{\mu} \rightarrow A_{\mu}; \quad B_{\mu} \rightarrow B_{\mu} - \partial_{\mu}\Lambda(x). \quad (26)$$

Тогда полный лагранжиан, инвариантный относительно группы  $SU(2) \times U(1)$ , имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{L} &= -(1/4)A_{\mu\nu}^2 - (1/4)B_{\mu\nu}^2 + \bar{L}\gamma^{\mu}D_{\mu}^L L + \bar{R}\gamma^{\mu}D_{\mu}^R R; \\ A_{\mu\nu} &= \partial_{\mu}A_{\nu} - \partial_{\nu}A_{\mu} + gA_{\mu} \times A_{\nu}; \\ B_{\mu\nu} &= \partial_{\mu}B_{\nu} - \partial_{\nu}B_{\mu}; \quad D_{\mu}^L = \partial_{\mu} - i(g/2)\tau A_{\mu} + i(g'/2)B_{\mu}; \\ D_{\mu}^R &= \partial_{\mu} + ig'B_{\mu} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

или

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -(1/4)(\partial_{\mu}A_{\nu} - \partial_{\nu}A_{\mu} + gA_{\mu} \times A_{\nu})^2 - \\ &\quad - (1/4)(\partial_{\mu}B_{\nu} - \partial_{\nu}B_{\mu})^2 + \bar{L}\gamma_{\mu}[\partial_{\mu} - \\ &\quad - i(g/2)\tau A_{\mu} + i(g'/2)B_{\mu}]L + \bar{R}\gamma_{\mu}(\partial_{\mu} + ig'B_{\mu})R. \end{aligned} \quad (28)$$

Существенным недостатком теории с этим лагранжианом является безмассовость всех калибровочных полей  $A_{\mu}$ ,  $B_{\mu}$ , в то время как этот факт установлен только по отношению к фотону. Введение в лагранжиан массового слагаемого  $(m^2/2)A_{\mu}A_{\mu}$  очевидным образом нарушает калибровочную инвариантность лагранжиана и приводит к неперенормируемости теории.

На возможность калибровочно-инвариантного введения в теорию массивных векторных полей было указано Хиггсом [17]. В его модели компенсирующие поля становятся массивными в результате спонтанного нарушения калибровочной симметрии.

Суть явления спонтанного нарушения симметрии, существенно для построения перенормируемых теорий, удобно проиллюстри-

ровать на примере модели Голдстоуна в классической теории поля с лагранжианом скалярных частиц вида

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \partial_\mu \Phi^* \partial_\mu \Phi - \mu_0^2 \Phi^* \Phi - h (\Phi^* \Phi)^2 = \partial_\mu \Phi^* \partial_\mu \Phi - V(\Phi^* \Phi) = \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu \Phi_1)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \Phi_2)^2 - V(\Phi_1, \Phi_2), \end{aligned} \quad (29)$$

где параметр  $\mu_0^2 < 0$ ,  $\Phi = (\Phi_1 + i\Phi_2)/\sqrt{2}$  — скалярное поле заряженных мезонов. Лагранжиан (29) инвариантен относительно калибровочных преобразований вида  $\Phi \rightarrow \exp(i\alpha)\Phi$ ;  $\Phi^* \rightarrow \exp(-i\alpha)\Phi^*$ . Рассмотрим слагаемое

$$V(\Phi^* \Phi) = \mu_0^2 \Phi^* \Phi + h (\Phi^* \Phi)^2. \quad (30)$$

Этот потенциал имеет минимум при  $|\Phi| = \lambda = \sqrt{-\mu_0^2/2h}$  (рис. 1).

Представим поле  $\Phi$  в виде  $\Phi(x) = \rho(x) \exp[i\theta(x)]$ , где  $\rho$  и  $\theta$  — вещественные функции от  $x$ . Тот факт, что  $V$  имеет минимум при  $|\Phi| = \lambda$ , отнюдь не фиксирует фазу полевой функции  $\Phi(x)$

с заданным модулем  $\lambda$ . Таким образом, основному состоянию соответствует значение  $\Phi_{\text{осн}} = \lambda \exp(i\alpha)$ , где параметр  $\alpha$  совершенно произволен. Вакуум оказывается бесконечно вырожденным. В классической теории основное состояние определяется, как известно, условиями

$$\partial V / \partial \Phi = 0; \quad \partial^2 V / \partial \Phi^2 \geq 0.$$

В рассмотренном выше примере вакуум при  $\Phi = 0$  неустойчив, а при  $\Phi_{\text{осн}} = \lambda \exp(i\alpha)$  устойчив, но вырожден и не обладает симметрией, которой обладал первоначальный лагранжиан. Совершим каноническое преобразование

$$\Phi_1 = \Phi'_1 + \chi; \quad \Phi_2 = \Phi'_2 \quad (31)$$

и замену (31) в лагранжиане (29):

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= (\partial_\mu \Phi'_1)^2/2 + (\partial_\mu \Phi'_2)^2/2 - (\mu_0^2/2) [(\Phi'_1)^2 + 2\Phi'_1 \chi + \chi^2 + (\Phi'_2)^2] - \\ &- (h/4) [((\Phi'_1)^2 + (\Phi'_2)^2)^2 + 4\Phi'_1 ((\Phi'_1)^2 + (\Phi'_2)^2) \chi + 4(\Phi'_1)^2 \chi^2 + \\ &+ 2\chi^2 ((\Phi'_1)^2 + (\Phi'_2)^2)] - h\chi^4/4 - h\Phi'_1 \chi^3 = \\ &= (\partial_\mu \Phi'_1)^2/2 + (\partial_\mu \Phi'_2)^2/2 - (\Phi'_1)^2 (\mu_0^2/2 + 3h\chi^2/2) - \\ &- (\Phi'_2)^2 (\mu_0^2/2 + h\chi^2/2) - \Phi'_1 (\mu_0^2 \chi + h\chi^3) - \\ &- (h/4) [(\Phi'_1)^2 + (\Phi'_2)^2] - h\chi \Phi'_1 [(\Phi'_1)^2 + (\Phi'_2)^2] - \mu_0^2 \chi^2/2 - h\chi^4/4. \end{aligned} \quad (32)$$

Уравнения движения, следующие из переопределенного таким образом лагранжиана (32), показывают, что в результате спонтанного нарушения симметрии возникают поле  $\varphi'_1$  с массой  $\sqrt{2}\mu_0$  и безмассовое поле  $\varphi'_2$  ( $\mu_0^2 + h\chi^2 = 0$ ).

*Теорема Голдстоуна.* В локальной трансляционно-инвариантной теории поля с сохраняющимся током (локальным) и вакуумом, неинвариантным относительно непрерывной группы симметрии, обязательно должны существовать частицы с нулевой массой.

*Теорема Коулмена.* Если вакуум не инвариантен относительно какого-либо преобразования, то и лагранжиан также не инвариантен относительно этого преобразования. Обратное утверждение несправедливо.

Потребуем инвариантности голдстоуновского лагранжиана относительно группы  $U(1)$ . Тогда лагранжиан (32) примет вид<sup>4</sup>

$$\mathcal{L} = -(1/4) F_{\mu\nu}^2 + [(\partial_\mu - ieB_\mu)\varphi][(\partial_\mu + ieB_\mu)\varphi^*] - \frac{1}{2} \mu_0^2 \varphi^* \varphi - h(\varphi^* \varphi)^2; \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (33)$$

где  $\mu_0^2 < 0$ .

Как показали Хиггс [17] и Киббл [18, 19], в этом случае можно так переопределить поля, чтобы голдстоуновское поле  $\varphi'_2$  исчезало из теории. Действительно, введем поля  $\rho(x)$  и  $\eta(x)$ , совершим калибровочное преобразование:

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= \left( \frac{\chi + \rho}{\sqrt{2}} \right) \exp \left[ i \frac{\eta(x)}{\chi} \right] \Rightarrow \left( \frac{\chi + \rho}{\sqrt{2}} \right) \exp \left[ i \frac{\eta(x)}{\chi} + ie\Lambda(x) \right]; \\ B_\mu &\rightarrow B'_\mu = B_\mu - (1/e\chi) \partial_\mu \eta(x) \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

и выберем  $\Lambda(x) = -\eta(x)/e\chi$ . Подставляя (34) в лагранжиан (33), получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -(1/4) F_{\mu\nu}^2 + [(\partial_\mu - ieB'_\mu)(\chi + \rho)/\sqrt{2}][(\partial_\mu + ieB'_\mu)(\chi + \rho)/\sqrt{2}] - V(\rho, \chi) = \\ &= (\partial_\mu \rho)^2/2 + e^2 B_\mu B_\mu \rho^2/2 + e^2 \chi^2 B_\mu B_\mu/2 - e^2 B_\mu B_\mu \rho - (1/4) F_{\mu\nu}^2 - V(\rho, \chi), \end{aligned} \quad (35)$$

не содержащее поля  $\eta(x)$ .

Из полученного результата вытекают следующие выводы: голдстоуновские бозоны можно исключить с помощью специального калибровочного преобразования; при этом калибровочное поле  $B_\mu$  приобретает массу (уравнение Лагранжа — Эйлера для векторного поля  $\square B_\mu + m^2 B_\mu = 0$  с  $m^2 = e^2 \chi^2$ ); хиггсовский бозон  $\rho$  также приобретает массу.

Теперь можно сформулировать теорему Хиггса в обобщенном смысле. Пусть  $G$  — группа преобразований, оставляющая инвариантным исходный лагранжиан. Совокупность генераторов  $e_i$  группы  $G$ , обращающих в нуль вакуумное состояние, образует,

по определению, малую подгруппу вакуума  $\mathcal{F}$ . Каждому генератору группы  $G$  сопоставляется калибровочное поле. Все поля, соответствующие генераторам малой группы вакуума, остаются безмассовыми. Остальные векторные поля приобретают массу.

Из этой теоремы следует, что в калибровочных моделях со спонтанным нарушением начальной симметрии до результирующей симметрии  $U(1)$  остается один массивный скалярный хиггсовский бозон и соответственно одно безмассовое векторное поле (фотона). Рассмотрим в качестве примера лагранжиан

$$\mathcal{L} = -(1/4) F_{\mu\nu}^2 + (1/2) (\partial_\mu \varphi - ig A_\mu \tau \varphi)^* (\partial_\mu \varphi - ig A_\mu \tau \varphi) + (m^2/2) \varphi \varphi^* - h (\varphi \varphi^*)^2,$$

где  $\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$  — изотопический дублет комплексных скалярных полей (всего четыре векторных поля), причем среднее по вакууму  $\langle \varphi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \lambda \end{pmatrix}$ . В такой модели три из четырех голдстоуновских бозонов могут быть устранены из спектра подходящим выбором калибровки. Легко убедиться в том, что генераторы группы  $SU(2)$ , действуя на вакуумное состояние, не образуют малой подгруппы вакуума, в результате чего в такой модели все три векторных бозона приобретают массу, а три новые степени свободы — продольные компоненты полей векторных бозонов — возникают за счет голдстоуновских бозонов.

Коротко остановимся на перенормируемости и унитарности калибровочных теорий. В унитарной калибровке пропагатор векторного поля имеет вид  $D_{\mu\nu}^c \sim (g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / m_W^2) / (k^2 - m_W^2)$  и перенормируемость теории не очевидна. В калибровке, где пропагатор векторного поля явно поперечен в 4-мерном смысле (калибровка Ландау):  $D_{\mu\nu}^c \sim (g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / k^2) / (k^2 - m_W^2)$ , отсутствуют голдстоуновские бозоны.

При этом унитарность теории не очевидна. Однако, поскольку  $S$ -матрица не зависит от калибровки, суммарная вероятность переходов в нефизические состояния должна обращаться в нуль. Другими словами, в силу калибровочной инвариантности  $S$ -матрица одновременно унитарна и перенормируема.

Возвращаясь к рассмотрению модели Салама и Вайнберга и используя механизм Хиггса, введем массы для компенсирующих полей, но таким образом, чтобы фотонное поле осталось безмассовым. Для этого рассмотрим дублет

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}. \quad (36)$$

Для поля  $\phi^0$  требуем ненулевого значения вакуумного ожидания как следствие инвариантности самодействующего поля типа

$$-\mu^2 (|\phi^+|^2 + |\phi^0|^2) - h (|\phi^+|^2 + |\phi^0|^2)^2.$$

В результате векторные поля получают массу благодаря появлению в лагранжиане следующего взаимодействия:

$$\begin{aligned} & [\partial_\mu \phi^* + (ig/2) \phi^* \tau \vec{A}_\mu + (ig'/2) \phi^* B_\mu] [\partial_\mu \phi - (ig/2) \tau \vec{A}_\mu - (ig'/2) B_\mu \phi]; \\ & \phi \xrightarrow{SU(2)} \phi' = \exp[-(ig/2) \tau \epsilon(x)] \phi; \quad \phi \xrightarrow{U(1)} \phi' = \\ & = \exp[-(ig'/2) \Lambda(x)] \phi. \end{aligned}$$

Так как лагранжиан обладает калибровочной инвариантностью  $SU(2) \times U(1)$ , то преобразования Хиггса сводятся фактически к замене

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\Lambda + \chi}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \frac{\Lambda + \chi}{\sqrt{2}}.$$

Если выписать полный лагранжиан

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\mathbf{A}_{\mu\nu}^2/4 - \mathbf{B}_{\mu\nu}^2/4 + \bar{L}\gamma_\mu [\partial_\mu - (ig/2) \tau \vec{A}_\mu - (ig'/2) B_\mu] L + \\ & + \bar{R}\gamma_\mu (\partial_\mu + ig' B_\mu) R + [\partial_\mu \phi^* + (ig/2) \phi^* \tau \vec{A}_\mu + (ig'/2) \phi^* B_\mu] \times \\ & \times [\partial_\mu \phi - (ig/2) \tau \vec{A}_\mu \phi - (ig'/2) B_\mu \phi] - \sqrt{2} f (\bar{R} \phi^* L + \bar{L} \phi R), \end{aligned}$$

то последние слагаемые в лагранжиане принимают вид

$$\begin{aligned} & \partial_\mu \chi \partial_\mu \chi / 4 - \mu^2 [(\Lambda + \chi)/\sqrt{2}]^2 - h [(\Lambda - \chi)/\sqrt{2}]^4 + \\ & + [(g^2 + g'^2)/8] (\Lambda^2 + \chi^2) Z_\mu Z_\mu + (g^2/4) (\Lambda + \chi)^2 W_\mu^+ W_\mu^- - \\ & - (f/2) (\Lambda + \chi) \bar{e} e, \end{aligned}$$

где  $Z_\mu = (gA_{3\mu} - g'B_\mu)/\sqrt{g^2 + g'^2}$  — нейтральное векторное поле; (37)

$A_\mu = (g'A_{3\mu} + gB_\mu)/\sqrt{g^2 + g'^2}$  — электромагнитное поле; (38)

$W_\mu^\pm = (A_{\mu 1} \pm iA_{\mu 2})/\sqrt{2}$  — заряженные векторные поля. (39)

Выпишем отдельно лагранжиан, ответственный за взаимодействие лептонных слабых и электромагнитных токов с полями векторных частиц в рамках  $SU(2) \times U(1)$ -калибровочно-симметричной модели Салама — Вайнберга и обсудим его следствия для некоторых лептонных процессов.

Рассмотрим лагранжиан (24), переписав его в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{вз}} = & (g/2) \bar{L}\gamma_\mu \tau_3 L A_{\mu 3} + (g/2) (\bar{L}\gamma_\mu \tau_1 L A_{\mu 1} + \bar{L}\gamma_\mu \tau_2 L A_{\mu 2}) - \\ & - g' (\bar{L}\gamma_\mu L/2 + \bar{R}\gamma_\mu R) B_\mu. \end{aligned} \quad (40)$$

Тривиальными вычислениями можно привести второе слагаемое формулы (40) к следующему виду:

$$(g\sqrt{2}/2)(J_{\mu W}^+ W_{\mu}^- + J_{\mu W}^- W_{\mu}^+), \quad (41)$$

где  $J_{\mu}^{\pm}$  и  $W_{\mu}$  выражаются формулами (20) и (39) соответственно. Представим  $A_{\mu 3}$  и  $B_{\mu}$  в следующем виде:

$$A_{\mu 3} = A_{\mu} \sin \theta_W + Z_{\mu} \cos \theta_W; \quad B_{\mu} = A_{\mu} \cos \theta_W - Z_{\mu} \sin \theta_W. \quad (42)$$

Тогда, приняв

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e, \quad (43)$$

находим

$$\begin{aligned} (g/2) \bar{L} \gamma_{\mu} \tau_3 L A_{\mu 3} - g' (\bar{L} \gamma_{\mu} L/2 + \bar{R} \gamma_{\mu} R) B_{\mu} = \\ = (\sqrt{g^2 + g'^2}/4) \{ (4 \sin^2 \theta_W - 1) \bar{e} \gamma_{\mu} e + \\ + \bar{\nu}_e \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \nu_e - \bar{e} \gamma_{\mu} \gamma_5 e \} Z_{\mu} - e \bar{e} \gamma_{\mu} e A_{\mu}. \end{aligned}$$

В окончательном виде лагранжиан взаимодействия нейтральных и заряженных токов с полями векторных частиц записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{вз}} = -e \bar{e} \gamma_{\mu} e A_{\mu} + (\sqrt{g^2 + g'^2}/4) \{ (4 \sin^2 \theta_W - 1) \bar{e} \gamma_{\mu} e + \\ + \bar{\nu}_e \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \nu_e - \bar{e} \gamma_{\mu} \gamma_5 e \} Z_{\mu} + (g/2 \sqrt{2}) \{ \bar{\nu}_e \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) e W_{\mu}^- + \\ + \bar{e} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \nu_e W_{\mu}^+ \}. \end{aligned} \quad (44)$$

В лагранжиане (44) первое слагаемое описывает взаимодействие электромагнитного тока электрона с полем безмассового фотона, второе слагаемое — взаимодействие слабого нейтрального тока с полем массивного промежуточного нейтрального бозона  $Z$ , а последнее слагаемое описывает взаимодействие слабых заряженных токов с полями заряженных массивных промежуточных бозонов  $W_{\mu}^{\pm}$ . Для получения аналогичного (44) лагранжиана взаимодействия мюонных токов с полями векторных частиц достаточно в формуле (44) сделать замену полевых операторов:  $e \rightarrow \mu$ ,  $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu}$ . Из соотношения (43) следует, что

$$\operatorname{tg} \theta_W = g'/g; \quad e = gg'/\sqrt{g^2 + g'^2}. \quad (45)$$

Мы можем переписать второе слагаемое выражения (44) в тождественном виде:

$$\begin{aligned} (\sqrt{g^2 + g'^2}/2) (1/2) \{ \nu_e \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \nu_e - \bar{e} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) e - \\ - 4 \sin^2 \theta_W (-\bar{e} \gamma_{\mu} e) \} Z_{\mu} = (\sqrt{g^2 + g'^2}/2) J_{\mu}^Z Z_{\mu}, \end{aligned} \quad (46)$$

где

$$J_{\mu}^Z = (1/2) [J_{\mu W}^0 - 4 \sin^2 \theta_W J_{\mu}^{\text{м.м.}}]. \quad (47)$$

В результате приходим к следующему «рецепту» построения лагранжиана взаимодействия лептонных токов с полями векторных частиц:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{вз}} = & e J_{\mu}^{\text{в.м.}} A_{\mu} + (\sqrt{g^2 + g'^2/2}) J_{\mu}^Z Z_{\mu} + \\ & + (g/2 \sqrt{2}) (J_{\mu}^+ W_{\mu}^- + J_{\mu}^- W_{\mu}^+). \end{aligned} \quad (48)$$

Из сравнения теоретических и экспериментальных значений электромагнитной и слабой констант взаимодействия легко оценить, что

$$M_W = (g^2 \sqrt{2}/2G)^{1/2} = (1/2 \sqrt{2} |\sin \theta_W|) (e^2 \sqrt{2}/G)^{1/2} \approx 60 \text{ Гэв}; \quad (49)$$

$$M_Z = M_W / |\cos \theta_W| \approx 75 \text{ Гэв}. \quad (50)$$

Здесь использованы экспериментальные значения угла Вайнберга \*

$$\sin^2 \theta_W \approx 0,35 \quad (51)$$

и фермиевской константы слабого взаимодействия  $G = 10^{-5}/m_p^2$ , где  $m_p$  — масса протона. Как видно из структуры лагранжиана (48), он содержит взаимодействие слабых нейтральных токов с нейтральным промежуточным бозоном. Обычная фермиевская теория не содержит аналога таких взаимодействий непосредственно в 1-м порядке по константе фермиевского взаимодействия. Наиболее прямую проверку данной теории можно провести в экспериментах по исследованию процессов:

$$\nu_e (\tilde{\nu}_e) + e \rightarrow \nu_e (\tilde{\nu}_e) + e; \quad (52)$$

$$\nu_{\mu} (\tilde{\nu}_{\mu}) + e \rightarrow \nu_{\mu} (\tilde{\nu}_{\mu}) + e. \quad (53)$$

Эффективный гамильтониан для данных процессов в области передач 4-импульсов  $|q^2| \ll m_Z^2$  и квадратов энергий  $s \ll m_Z^2$  в с. ц. м. имеет вид

$$H_{\text{эф}} = (G/\sqrt{2}) [\bar{\nu}_e \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \nu_e] [\bar{e} \gamma_{\mu} (C_V + C_A \gamma_5) e], \quad (54)$$

где

$$C_V = \pm 1/2 \pm 2 \sin^2 \theta_W; \quad C_A = \pm 1/2. \quad (55)$$

В обычной  $(V - A)$ -теории для первого процесса  $C_V = C_A = 1$ , а для второго  $C_V = C_A = 0$ . Из имеющихся экспериментальных данных по исследованию процессов (52) и (53) следует, что  $\sin^2 \theta_W \approx 0,2 \div 0,35$ . При построении и использовании калибро-

\* Согласно последним данным  $\sin^2 \theta_W \approx 0,26 \pm 0,03$  в  $\nu_{\mu} (\tilde{\nu}_{\mu}) N$ -взаимодействиях.

вочной схемы  $SU(2) \times U(1)$  Салама — Вайнберга выражается надежда, что такая теория будет ренормируемой. Подчеркнем, однако, что в некоторых теориях могут содержаться так называемые адлеровские аномалии [20, 21]. Простейшие из этих аномалий обусловлены треугольными графами вида рис. 2. Все же возможно построение таких калибровочных теорий, в которых сумма вкладов аномальных диаграмм обращается в нуль. Необходимое и достаточное условие существования таких теорий есть [22]:

$$\text{Sp}' \text{Sp} [\gamma^5 \{ \Gamma^a, \Gamma^b \} \Gamma^c] = 0 \quad (56)$$

для всех  $a, b$  и  $c$ , где фигурные скобки обозначают антикоммутиатор. Заметим, что первый шпур берется по  $\gamma$ -матрицам Дирака, а второй — по матрицам  $L_{ij}^a$  и  $R_{ij}^a$  оператора:

$$\Gamma_{ij}^a = L_{ij}^a (1 + \gamma_5) + R_{ij}^a (1 - \gamma_5). \quad (57)$$

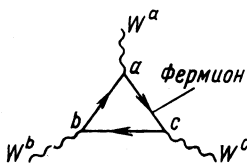


Рис. 2

Итак, если мы хотим, чтобы теория была ренормируема во всех порядках, необходимо, чтобы условие (56) было выполнено. Заметим также, что возможны сокращения между лептонными и адронными вкладами в адлеровские аномальные диаграммы.

Для моделей, построенных на основе  $SU(2) \times U(1)$ -симметрии, условие отсутствия аномальных вкладов принимает очень простую форму:

$$\sum_i (2T_3^i) Q_i = 0, \quad (58)$$

где суммирование проходит по всем фермионам, которые имеют заряд  $Q_i$  и третью компоненту «слабого изоспина»  $T_3^i$ . Заметим, что в модели Салама — Вайнберга сумма (58) равняется  $-2$ . Поэтому должны существовать дополнительные адроны или (и) лептоны, вклад от которых в сумму (58) должен равняться  $+2$ , чтобы эта сумма обратилась в нуль.

Аналогично тому, как это было сделано в чисто лептонном случае, можно реализовать модель Салама — Вайнберга и в адронном секторе. Ниже мы вкратце остановимся на некоторых результатах такой реализации в рамках схемы с четырьмя кварками.

**Слабые взаимодействия адронов. Кварковая модель ГИМ.** Как отмечалось ранее, слабые взаимодействия нейтральных и заряженных токов с изменением странности в модели с тремя кварками ( $p, n, \lambda$ ) имеют одинаковый порядок величины. Это приводит к тому, что распады  $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$  и  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  должны иметь сравнимые вероятности [23], что находится в резком противоречии с экспериментом. Указанное противоречие является аргументом в пользу введения четвертого кварка с необычным квантовым



числом (шарм или что-либо другое). Открытие частиц из семейства  $\Psi$  [24, 25] явилось еще одним серьезным доводом в пользу схем с четырьмя кварками. Мы обсудим одну из наиболее популярных моделей, включающую шарм-кварк наряду с тремя обычными кварками.

В 1970 г. Глэшоу, Иллиопулос и Майани [41] предложили модель для слабых взаимодействий (модель ГИМ), в которую вводился дополнительный «суперзаряженный» кварк, обладающий новым квантовым числом «очарование» (шарм). Еще раньше такая возможность рассматривалась в работе [26]. Модель ГИМ естественно обобщается введением полей Янга — Миллса; тем самым снимается основная трудность теории слабых взаимодействий — проблема перенормируемости \*. Лагранжиан слабых взаимодействий в модели ГИМ правильно отражает эмпирические правила отбора в процессах слабого взаимодействия и соотношения между различными константами феноменологических теорий этого взаимодействия. Введение четвертого кварка представляется привлекательным также из эстетических соображений, например из кварк-лептонной аналогии. Известно, что в природе существуют четыре лептона (пока не будем говорить о тяжелых лептонах, если даже они и существуют):  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $e^-$ ,  $\mu^-$ , по заряду отличающиеся друг от друга максимум на единицу. Если ввести четвертый кварк с таким же зарядом, как у протонного кварка, то он дополнит симметрию между кварками и четырьмя лептонами: оба квадруплета (как лептонный, так и кварковый) обладают необъяснимым пока несимметричным спектром масс и состоят из двух пар объектов (лептонов, кварков), заряды которых отличаются друг от друга на единицу.

Слабый заряженный лептонный ( $V - A$ )-ток можно представить в виде

$$J_\mu^l = \bar{l} C_l \gamma_\mu (1 + \gamma_5) l, \quad (59)$$

где  $l$  — вектор-столбец  $\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ e^- \\ \mu^- \end{pmatrix}$ , а матрица  $C_l$  имеет следующий вид:

$$C_l = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (60)$$

\* Как уже отмечалось, в рамках обсуждаемой модели существует специальный тип расходящихся диаграмм, связанный с так называемыми аномалиями Адлера. Пути устранения таких аномалий обсуждались выше.

По аналогии с выражением (59) слабый заряженный адронный ( $V - A$ )-ток записывается следующим образом:

$$J_{\mu}^H = \bar{q} C_H \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) q, \quad (61)$$

где  $q$  — вектор-столбец кварков  $\begin{pmatrix} c \\ p \\ n \\ \lambda \end{pmatrix}$ . Здесь  $p, n, \lambda$  — обычные

$SU(3)$ -кварки, а дополнительный кварк  $c$  имеет тот же заряд, что и  $p$  ( $+2/3$ ), но обладает новым квантовым числом — шармом [ $C(c) = 1$ ]. Матрица  $C_H$  имеет вид:

$$C_H = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\sin \theta_c & \cos \theta_c \\ 0 & 0 & \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (62)$$

Определяя матрицы  $C_l^0$  и  $C_H^0$  как коммутаторы матриц  $C_l$  и  $C_l^\dagger$ ,  $C_H$  и  $C_H^\dagger$  соответственно:

$$C_l^0 = [C_l, C_l^\dagger] = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} = [C_H, C_H^\dagger] = C_H^0, \quad (63)$$

получаем следующее выражение для нулевых по алгебре слабых зарядов  $SU(2)$ -компонент (как лептонных, так и адронных):

$$J_{\mu l}^0 = \bar{\nu}_{\mu} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \nu_{\mu} + \bar{\nu}_e \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \nu_e - \\ - \bar{e} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) e - \bar{\mu} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \mu; \quad (64)$$

$$J_{\mu H}^0 = \bar{c} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) c + \bar{p} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) p - \bar{n} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) n - \bar{\lambda} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \lambda. \quad (65)$$

Для построения нейтрального слабого тока, взаимодействующего с полем нейтрального калибровочного векторного бозона  $Z$ , достаточно воспользоваться формулой (47), справедливой и в адронном секторе. Таким образом, в рамках модели ГИМ слабый адронный нейтральный ток записывается следующим образом:

$$J_{\mu}^{H(Z)} = \bar{c} \gamma_{\mu} \frac{1 + \gamma_5}{2} c + \bar{p} \gamma_{\mu} \frac{1 + \gamma_5}{2} p - \bar{n} \gamma_{\mu} \frac{1 + \gamma_5}{2} n - \bar{\lambda} \gamma_{\mu} \frac{1 + \gamma_5}{2} \lambda - \\ - 2 \sin^2 \theta_W \left( \frac{2}{3} \bar{c} \gamma_{\mu} c + \frac{2}{3} \bar{p} \gamma_{\mu} p - \frac{1}{3} \bar{n} \gamma_{\mu} n - \frac{1}{3} \bar{\lambda} \gamma_{\mu} \lambda \right), \quad (66)$$

где  $\theta_w$  — угол Вайнберга и в слагаемом в круглых скобках учтены дробные заряды кварков. Лагранжиан взаимодействия кварковых токов с полями векторных частиц задается формулой (64). Заряженные кварковые токи, взаимодействующие с полями заряженных калибровочных бозонов, выражаются по формуле (61), а электромагнитный кварковый ток имеет вид

$$J_{\mu}^{\text{э.м.}} = (2/3) (\bar{c}\gamma_{\mu}c + \bar{p}\gamma_{\mu}p) - (1/3) (\bar{n}\gamma_{\mu}n + \bar{\lambda}\gamma_{\mu}\lambda). \quad (67)$$

Как видно из выражения (66), нейтральный слабый адронный ток не содержит недиагональных переходов и проблема нейтральных токов с изменением странности автоматически снимается. Первым экспериментальным указанием на возможную жизнеспособность схемы слабых взаимодействий с лагранжианом вида (48) послужило обнаружение на камере «Гаргамель» [1, 2] нейтральных инклюзивных нейтринных процессов:

$$\nu_{\mu} + \mathcal{N} \rightarrow \nu_{\mu} + \text{адроны}; \quad (68)$$

$$\tilde{\nu}_{\mu} + \mathcal{N} \rightarrow \tilde{\nu}_{\mu} + \text{адроны}. \quad (69)$$

Данные по реакциям (68) и (69) [27] согласуются с моделью слабых взаимодействий Вайнберга — Салама и ГИМ при следующем значении угла Вайнберга (см. также сноску на с. 205):

$$\sin^2 \theta_w = 0,33 \pm 0,05. \quad (70)$$

Это же значение не противоречит и данным по исследованию нейтральных слабых токов в реакциях упругого рассеяния нейтрино на протонах:  $\nu_{\mu} (\tilde{\nu}_{\mu}) P \rightarrow \nu_{\mu} (\tilde{\nu}_{\mu}) + P$ , а также в реакциях взаимодействия нейтрино с нуклоном с образованием вторичного одиночного пиона [28]. Для полного доказательства справедливости модели Вайнберга — Салама и ГИМ необходимо продолжить детальное экспериментальное изучение пространственной и изотопической структур нейтральных токов. По крайней мере, установленный на опыте эффект нарушения Р-четности в процессах взаимодействия слабых нейтральных токов является важным критерием отбора многокварковых схем ( $n_q > 4$ ) слабых взаимодействий. В частности, этот эффект указывает на необходимость уделить особое внимание проблеме вектороподобности нейтрального тока (см. разд. 3).

Как видно из формулы (61), слабый адронный заряженный ток является линейной комбинацией состояний, преобразующихся как произведение представлений группы  $SU(4)$ :  $4^* \otimes 4 = 15 \oplus 1$ . Критическое исследование схемы ГИМ основывается прежде всего на изучении полулептонных и нелептонных распадов адронов:

Говоря о полулептонных процессах, мы имеем в виду программу изучения распадов шармованных мезонов и барионов вида [118]

$$H_c \rightarrow H + (l\nu_l), \quad (71)$$

где  $H_c$  — шармованный адрон;  $H$  — обычный адрон;  $l$  — лептон ( $\mu$  или  $\nu$ );  $\nu_l$  — соответствующее нейтрино. Кроме процессов (71) значительный интерес представляют процессы образования одиночных шармованных адронов при взаимодействии нейтрино с веществом.

## 2. МОДЕЛЬ ЧЕТЫРЕХ КВАРКОВ И ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ КАЛИБРОВОЧНЫХ СХЕМ СЛАБЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЛЕПТОНОВ И АДРОНОВ

**Гипотеза Гелл-Мана и универсальность слабых взаимодействий. Алгебра  $SU(2)$ . Лептон-адронная аналогия.** Идее лептон-адронной аналогии предшествовали гипотеза об универсальности слабых взаимодействий и связанная с ней гипотеза алгебры токов Гелл-Мана [29]. Последняя гипотеза предполагает, что временные компоненты векторного и аксиально-векторного токов удовлетворяют одновременным коммутационным соотношениям:

$$\left. \begin{aligned} [\mathfrak{F}_k^0(x), \mathfrak{F}_l^0(y)]_{x^0=y^0} &= i\delta(x-y) f_{klm} \mathfrak{F}_m^0(x); \\ [\mathfrak{F}_k^0(x), \mathfrak{F}_l^{50}(y)]_{x^0=y^0} &= i\delta(x-y) f_{klm} \mathfrak{F}_m^{50}(x); \\ [\mathfrak{F}_k^{50}(x), \mathfrak{F}_l^{50}(y)]_{x^0=y^0} &= i\delta(x-y) f_{klm} \mathfrak{F}_m^{60}(x), \end{aligned} \right\} \quad (72)$$

где  $f_{klm}$  — структурные константы группы  $SU(3)$  [или  $SU(4)$ ]. Определим операторы «слабых зарядов», соответствующие октетам слабых векторных и аксиальных токов:

$$F_j(x^0) = \int dx \mathfrak{F}_j^0(x) \quad (73)$$

и

$$F_j^5(x^0) = \int dx \mathfrak{F}_j^{50}(x). \quad (74)$$

Более общей формулировкой гипотезы Гелл-Мана является постулат о справедливости коммутационных соотношений [для операторов слабых зарядов (73) и (74)]:

$$\left. \begin{aligned} [F_k(x^0), F_l(x^0)] &= if_{klm} F_m(x^0); \\ [F_k(x^0), F_l^5(x^0)] &= if_{klm} F_m^5(x^0); \\ [F_k^5(x^0), F_l^5(x^0)] &= if_{klm} F_m(x^0). \end{aligned} \right\} \quad (75)$$

Эти соотношения имеют смысл и в том случае, когда в правой части (72) учитываются швингеровские слагаемые [30]. Постулат

алгебры токов (75) фиксирует шкалу слабых токов и допускает новую формулировку гипотезы универсальности слабых взаимодействий. В обычной формулировке гипотеза универсальности утверждает, что слабые взаимодействия, ответственные за  $\beta$ - и  $\mu$ -распады имеют одну и ту же величину (т. е. характеризуются одной и той же константой взаимодействия). Это означает, что в полном слабом токе лептонная и адронная части, ответственные за переходы без изменения странности, присутствуют с одинаковыми коэффициентами: одинаковый коэффициент имеют токи  $(\bar{p}n)$  и  $(\bar{\nu}_\mu\mu + \bar{\nu}_e e)$ . Учет эффектов перенормировки сильных взаимодействий, вообще говоря, должен был бы изменить векторную константу при токе  $\bar{p}n$ . Однако, как было показано в работах [31, 32], из гипотезы сохранения векторного тока следует неизменность этой константы. Такая формулировка универсальности несколько неудобна. Ее нельзя обобщить на случай распадов странных частиц, генерируемых током  $\bar{p}\lambda$ , так как при этом получаются скорости распадов, в 10 раз превышающие экспериментально наблюдаемые значения. Кроме того, невозможно объяснить расхождение в несколько процентов между значениями величин  $G_n$  и  $G_\mu$  ( $G_n, \mu$  — фермиевские константы слабого взаимодействия в  $\beta$ -распаде нейтрона и распаде мюона).

Следуя Гелл-Ману, можно получить новую формулировку гипотезы универсальности, которая не требует записи слабого тока через поля сильно взаимодействующих частиц. Определим слабые лептонные заряды соотношениями

$$W_{l+} = \frac{1}{2} \int d^3x J_l^0(x) = \frac{1}{2} \int d^3x [\bar{\nu}_\mu^+ (1 + \gamma_5) \mu + \bar{\nu}_e^+ (1 + \gamma_5) e]; \quad (76)$$

$$W_{l-} = \frac{1}{2} \int d^3x [\bar{\mu}^+ (1 + \gamma_5) \nu_\mu + \bar{e}^+ (1 + \gamma_5) \nu_e] = W_{l+}^+ \quad (77)$$

и введем одновременные коммутаторы

$$[W_{l+}, W_{l-}] = 2W_{l3}; \quad [W_{l3}, W_{l\pm}] = \pm W_{l\pm}, \quad (78)$$

где

$$W_{l3} = \frac{1}{4} \int d^3x [\bar{\nu}_\mu^+ (1 + \gamma_5) \nu_\mu - \bar{\mu}^+ (1 + \gamma_5) \mu + \bar{\nu}_e^+ (1 + \gamma_5) \nu_e - \bar{e}^+ (1 + \gamma_5) e]. \quad (79)$$

Таким образом, заряды  $W_{l\pm}$  и  $W_{l3}$  замыкают алгебру  $SU(2)$ . В формулировке универсальности Гелл-Манна постулируется, что адронные слабые заряды

$$W_{h\pm} = \frac{1}{2} \int d^3x J_{h\pm}^0, \quad W_{h-} = W_{h+}^+ \quad (80)$$

удовлетворяют тем же коммутационным соотношениям, что и лептонные заряды

$$[W_{h^+}, W_{h^-}] = 2W_{h3}, \quad [W_{h3}, W_{h^\pm}] = \pm W_{h^\pm}. \quad (81)$$

Если адронный ток имеет форму [случай  $SU(3)$ -симметрии]

$$J_h^\lambda = (\mathfrak{F}_1^\lambda + i\mathfrak{F}_2^\lambda - \mathfrak{F}_1^{5\lambda} - i\mathfrak{F}_2^{5\lambda}) \cos \theta_c + (\mathfrak{F}_4^\lambda + i\mathfrak{F}_5^\lambda - \mathfrak{F}_4^{5\lambda} - i\mathfrak{F}_5^{5\lambda}) \sin \theta_c, \quad (82)$$

то соотношения (81) удовлетворяются при следующем виде адронных слабых зарядов:

$$W_{h^\pm} = (1/2) (F_1 \pm iF_2 - F_1^5 \mp iF_2^5) \cos \theta_c + (1/2) (F_4 \pm iF_5 - F_4^5 \mp iF_5^5) \sin \theta_c; \quad (83)$$

$$W_{h3} = (1/4) (1 + \cos^2 \theta_c) (F_3 - F_3^5) + (\sqrt{3}/4) \sin^2 \theta_c (F_8 - F_8^5) - (1/2) \sin \theta_c \cos \theta_c (F_6 - F_6^5). \quad (84)$$

Таким образом, определение слабого тока в виде (82) и постулирование коммутационных соотношений (75) оказывается достаточным для того, чтобы обеспечить универсальность слабых взаимодействий в смысле соотношений (81). Эти соотношения совпадают с коммутационными соотношениями для генераторов группы  $SU(2)$ . Отметим, что если для лептонных слабых зарядов существование аналогичных соотношений (76) можно непосредственно проверить, то для адронов они постулируются. Иначе говоря, предполагается, что, несмотря на эффекты сильных взаимодействий, слабые адронные заряды образуют такую же алгебру  $SU(2)$ , что и лептонные заряды. Часто бывает полезным следующее обобщение гипотезы алгебры токов:

$$\left. \begin{aligned} [F_h(x^0), \mathfrak{F}_i^\lambda(x)] &= if_{hlm} \mathfrak{F}_m^\lambda(x); \\ [F_h(x^0), \mathfrak{F}_i^{5\lambda}(x)] &= if_{hlm} \mathfrak{F}_m^{5\lambda}(x); \\ [F_h^5(x^0), \mathfrak{F}_i^\lambda(x)] &= if_{hlm} \mathfrak{F}_m^{5\lambda}(x); \\ [F_h^5(x^0), \mathfrak{F}_i^{5\lambda}(x)] &= if_{hlm} \mathfrak{F}_m^\lambda(x). \end{aligned} \right\} \quad (85)$$

Эти соотношения можно использовать для получения коммутаторов зарядов  $F_h$  и  $F_h^5$  с эффективным лагранжианом нелептонного слабого распада. Лагранжиан нелептонного слабого распада, построенный на основе схемы ГИМ, можно представить в виде

$$\mathcal{L}_{\text{эф}}^{nl} = \mathcal{L}_{\text{эф}}^{\text{DC}} - \mathcal{L}_{\text{эф}}^{\text{DV}}, \quad (86)$$

где  $p_c$  и  $p_v$  означают «сохраняющий четность» и «нарушающий четность». Тогда, используя (85), получаем

$$\left. \begin{aligned} [F_k^{\bar{5}}(x^0), \mathcal{L}_{\text{эф}}^{\text{pc}}(x)] &= [F_k(x^0), \mathcal{L}_{\text{эф}}^{\text{pv}}(x)]; \\ [F_k^{\bar{5}}(x^0), \mathcal{L}_{\text{эф}}^{\text{pv}}(x)] &= [F_k(x^0), \mathcal{L}_{\text{эф}}^{\text{pc}}(x)]; \\ [F_k(x^0) + F_k^{\bar{5}}(x^0), \mathcal{L}_{\text{эф}}^{\text{nl}}(x)] &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (87)$$

Эти коммутационные соотношения применялись при изучении нелептонных распадов  $K$ -мезонов и гиперонов. Заметим, что включение в схемы слабых взаимодействий  $(V + A)$ -токов несколько видоизменяет эти соотношения и может нарушить некоторые связи, известные в алгебре токов.

Следствия коммутационных соотношений для слабых зарядов в схеме с четырьмя кварками. Слабые адронные токи модели ГИМ, как нетрудно видеть, удовлетворяют алгебре зарядов  $SU(2)$ . Следующий шаг состоит в том, чтобы в рамках модели с четырьмя кварками найти все возможные схемы с кварковыми токами, которые реализуют ту же самую алгебру и в трехкварковом пределе переходят в обычную кабиббовскую схему. Существование схем, отличных от схемы ГИМ, вполне возможно, поскольку соотношения (81), по сути дела, являются нелинейными соотношениями. Теоретической основой для существования иных физически приемлемых схем слабых кварковых токов является очень глубокая идея универсальности слабых взаимодействий, переформулированная на языке коммутационных соотношений (81). Возможные неоднозначности, которые возникают практически в любой теоретической модели, основанной на минимально возможных допущениях, должны в дальнейшем устраняться на основе сравнения предсказаний модели с экспериментальными данными.

Следуя работам [34—36], сформулируем основные гипотезы, которые используются для построения модели.

1. Принадлежность слабых адронных токов регулярному представлению группы  $SU(4)$ .

2. Алгебра  $SU(2)$  для слабых зарядов.

3. Универсальность слабых взаимодействий для лептонов и адронов.

Более конкретно будем предполагать, что наиболее общая форма слабого адронного тока для переходов с  $\Delta Q = \pm 1$  имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathfrak{F}_{\mu} = & a (\mathfrak{F}_{\mu}^{1\pm i2} - \mathfrak{F}_{5\mu}^{1\pm i2}) + b (\mathfrak{F}_{\mu}^{4\pm i5} - \mathfrak{F}_{5\mu}^{4\pm i5}) + \\ & + c (\mathfrak{F}_{\mu}^{11\mp i12} - \mathfrak{F}_{5\mu}^{11\mp i12}) + d (\mathfrak{F}_{\mu}^{13\mp i14} - \mathfrak{F}_{5\mu}^{13\mp i14}). \end{aligned} \quad (88)$$

Для определения коэффициентов  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  при токах переходов  $p \leftrightarrow n$ ,  $p \leftrightarrow \lambda$ ,  $c \leftrightarrow n$  и  $c \leftrightarrow \lambda$  соответственно потребуем, чтобы

слабые адронные заряды (80) удовлетворяли коммутационным соотношениям (81). Использование соотношений (81) с учетом одновременных коммутационных соотношений (72) (явный вид структурных констант для группы  $SU(4)$  дан в работе [120]) приводит к следующей системе уравнений относительно коэффициентов  $a, b, c, d$ :

$$\left. \begin{aligned} a^3 + ab^2 + ac^2 + bcd - a &= 0; \\ b^3 + ba^2 + bd^2 + acd - b &= 0; \\ c^3 + ca^2 + cd^2 + abd - c &= 0; \\ d^3 + db^2 + dc^2 + abc - d &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (89)$$

Решая эту систему, находим два класса нетривиальных решений:

$$\text{I. } a^2 + b^2 = c^2 + d^2 = 1; \quad ac = -bd; \quad (90)$$

$$\text{II. } a^2 + b^2 + c^2 + d^2 = 1; \quad ad = bc. \quad (91)$$

Таким образом, лептон-адронная симметрия (81) позволяет выяснить структуру адронного тока и соответственно фиксирует шкалы лептонной и адронной частей слабых токов.

Решение (90) можно представить в параметрическом виде:  $a = d = \cos \theta_c$ ;  $b = -c = \sin \theta_c$ , где  $\theta_c$  — угол Кабиббо. Используя параметризацию решения (90) в выражении для нейтрального тока, легко заметить, что нейтральные токи с изменением странности  $\bar{Y}_\mu^3$ ,  $\bar{Y}_{3\mu}^3$  и очарования  $\bar{X}_\mu^3$ ,  $\bar{X}_{3\mu}^3$  обращаются в нуль. В результате для заряженных токов (88) получаем выражение того же вида, что и для соответствующих кварковых токов в модели ГИМ.

Второе решение (91) удобно представить параметрически в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} a &= \cos \theta_c \cos \theta_r; & b &= \sin \theta_c \cos \theta_r; \\ c &= \cos \theta_c \sin \theta_r; & d &= \sin \theta_c \sin \theta_r, \end{aligned} \right\} \quad (92)$$

где  $\theta_r$  — новый параметр, который уместно назвать углом очарования.

Отметим, что если параметр  $\theta_r = 0$ , то, несмотря на существование кварка  $s$ , токи с изменением очарования будут отсутствовать. Из данных по  $\beta$ -распаду нейтрона следует, что угол очарования должен быть достаточно мал, по крайней мере  $\theta_r \ll \theta_c$ . Произведение  $\cos \theta_c \cos \theta_r$  можно подобрать так, чтобы его значение соответствовало наблюдаемому различию констант  $G_n$  и  $G_\mu$ . В результате схема с решением (91) качественно сильно отличается от схемы с решением (90), так как токи с изменением странности и очарования  $\bar{Y}_{3\mu}^{13 \mp 1 14}$ ,  $\bar{Y}_\mu^{13 \mp 1 14}$  оказываются в этом случае дополнительно подавленными за счет малости угла очарования  $\theta_r$ . Образование очарованных частиц в процессах слабого взаимодействия



при этом подавляется в  $\sin^2 \theta_r$  раз. Еще сильнее (в  $\sin^2 \theta_r \sin^2 \theta_c$  раз) подавлены сечения образования очарованных странных частиц.

Выше всюду предполагалось, что адронные токи имеют  $(V - A)$ -пространственно-временную структуру. Это ограничение, однако, не обязательно и, как можно будет убедиться в дальнейшем, совсем не диктуется имеющимися экспериментальными данными. Поэтому перейдем к исследованию более общей формулы тока:

$$J_\mu = aV_\mu^{1\pm i2} + a'A_\mu^{1\pm i2} + bV_\mu^{4\pm i5} + b'A_\mu^{4\pm i5} + cV_\mu^{11\mp i12} + c'A_\mu^{11\mp i12} + dV_\mu^{13\mp i14} + d'A_\mu^{13\mp i14} \quad (93)$$

с произвольными пока соотношениями между векторными и аксиальными частями токов. Введем для удобства дальнейших вычислений полусуммы и полуразности коэффициентов перед отдельными слагаемыми тока (92):

$$A = (a + a')/2; \quad B = (b + b')/2; \quad C = (c + c')/2; \quad D = (d + d')/2; \\ A_1 = (a - a')/2; \quad B_1 = (b - b')/2; \quad C_1 = (c - c')/2; \quad D_1 = (d - d')/2. \quad (94)$$

Требование лептон-адронной симметрии (81) приводит к разделяющимся системам уравнений относительно наборов величин  $\{\mathcal{A}\} \equiv \{A, B, C, D\}$  и  $\{\mathcal{A}_1\} \equiv \{A_1, B_1, C_1, D_1\}$ , которые имеют в точности такой же вид, как и система уравнений (89). Выбрав решение типа (90) для коэффициентов  $\{A_1, B_1, C_1, D_1\}$  и тривиальные (нулевые) решения для набора  $\{A, B, C, D\}$ , мы получим модель ГИМ, в то время как решение типа (91) для набора  $\{A_1, B_1, C_1, D_1\}$  и тривиальные решения для коэффициентов  $\{A, B, C, D\}$  приведут к нетривиальному ответу (92).

Рассмотрим теперь следующую комбинацию решений: типа (91) для набора  $\{\mathcal{A}\}$  и типа (90) для набора величин  $\{\mathcal{A}_1\}$ . В итоге для коэффициентов в выражении тока (93) имеем следующее параметрическое решение:

$$\left. \begin{aligned} a &= \cos \alpha \cos \beta + \cos \theta_c; & c &= \cos \alpha \sin \beta - \sin \theta_c; \\ a' &= \cos \alpha \cos \beta - \cos \theta_c; & c' &= \cos \alpha \sin \beta + \sin \theta_c; \\ b &= \sin \alpha \cos \beta + \sin \theta_c; & d &= \sin \alpha \sin \beta + \cos \theta_c; \\ b' &= \sin \alpha \cos \beta - \sin \theta_c; & d' &= \sin \alpha \sin \beta - \cos \theta_c, \end{aligned} \right\} \quad (95)$$

где  $\alpha, \beta$  — свободные параметры.

Одним из основных требований, налагаемых на структуру тока (93), является требование сохранения кабиббовской формы для обычных кварковых токов. Естественно, что это требование приводит к определенным ограничениям на токи очарованных частиц. Указанное выше требование удовлетворяется, если, например,  $\beta \approx \pi/2$ . Возможность того, что  $\cos \beta \neq 0$  является достоин-

ством проведенного выше анализа. Если  $\cos \beta \neq 0$ , то из теории следует, например, что можно воспроизвести правильное соотношение между векторными константами  $\mu$ - и  $\beta$ -распадов  $G_\mu$  и  $G_n$ .

Нейтральная компонента слабого тока [третья проекция по алгебре  $SU(2)$ ] в рассматриваемой схеме имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 2J_\mu^3 = & V_{3\mu}^3 [2(A^2 + A_1^2) + B^2 + B_1^2 + C^2 + C_1^2] + \\
 & + A_{3\mu}^3 [2(A^2 - A_1^2) + B^2 - B_1^2 + C^2 - C_1^2] - \\
 - 2V_{6\mu}^3 [ & AB + A_1B_1 + CD + C_1D_1] - 2A_{6\mu}^3 [AB - A_1B_1 + CD - C_1D_1] + \\
 & + \sqrt{3}V_{8\mu}^3 [B^2 + B_1^2 + (2/3)(D^2 + D_1^2) - (1/3)(C^2 + C_1^2)] + \\
 & + \sqrt{3}A_{8\mu}^3 [B^2 - B_1^2 - (1/3)(C^2 - C_1^2) + (2/3)(D^2 - D_1^2)] + \\
 + 2V_{9\mu}^3 [ & AC + A_1C_1 + BD + B_1D_1] + 2A_{9\mu}^3 [AC - A_1C_1 + BD - B_1D_1] - \\
 & - 2\sqrt{2/3}V_{15\mu}^3 [C^2 + C_1^2 + D^2 + D_1^2] - \\
 & - 2\sqrt{2/3}A_{15\mu}^3 [C^2 - C_1^2 + D^2 - D_1^2]. \quad (96)
 \end{aligned}$$

Экспериментально известно, что процессы, обусловленные токами  $J_{6\mu}^3$  ( $V_{6\mu}^3$ ,  $A_{6\mu}^3$ ) (переходы  $n \leftrightarrow \lambda$ ) сильно подавлены. В модели (96) коэффициент при токе  $J_{6\mu}^3$  равен  $\sin 2\alpha$ . Из опыта следует, что  $\sin 2\alpha \ll \sin \theta_c$ . Строгое равенство  $\alpha = 0$ ,  $\pi/2$  не обязательно имеет место.

Коэффициент перед током  $J_{9\mu}^3$  оказывается равным  $\sin 2\beta$ . Это обстоятельство автоматически обуславливает сильное подавление взаимодействий с участием нейтральных токов и изменением очарования, поскольку  $\beta \approx \pi/2$ . В результате в токе (93) коэффициенты имеют следующие приближенные значения:

$$a \approx \cos \theta_c; \quad a' \approx -\cos \theta_c; \quad b \approx \sin \theta_c; \quad b' \approx -\sin \theta_c; \quad (97)$$

$$a) \quad c \approx 1 - \sin \theta_c; \quad c' \approx 1 + \sin \theta_c; \quad d \approx \cos \theta_c; \quad d' \approx -\cos \theta_c, \quad \alpha \approx 0;$$

$$b) \quad c'_i \approx -\sin \theta_c; \quad c' \approx \sin \theta_c; \quad d \approx 1 + \cos \theta_c;$$

$$d' \approx 1 - \cos \theta_c, \quad \alpha \approx \pi/2.$$

Значения параметров (97) не противоречат имеющимся экспериментальным данным и могут рассматриваться как альтернатива модели ГИМ.

**Правосторонние токи [33—40] ( $c\bar{n}$ ) и ( $c\bar{\lambda}$ ) и некоторые проблемы физики слабых распадов адронов.** В физике слабых нелептонных распадов гиперонов и  $K$ -мезонов известно эмпирическое правило усиления амплитуд переходов с  $\Delta I = 1/2$ . Аргументы, основанные на алгебре токов или на асимптотической свободе в рамках схемы ГИМ, недостаточны для количественного объяснения этого усиления, хотя усиление в несколько раз слагаемого в гамильтониане, преобразующегося по представлению 8 груп-

пы  $SU(3)$ , по сравнению со слагаемым представления 27 можно обосновать. На опыте амплитуды переходов с  $\Delta I = 1/2$  более чем в 20 раз превышают амплитуды переходов с  $\Delta I = 3/2$ . Это следует из сравнения парциальных ширин распадов  $K_s^0$ - и  $K^+$ -мезонов на два пиона:

$$\Gamma(K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0) \sim 500 \div 600. \quad (98)$$

Из опыта известно также, что амплитуда переходов с  $\Delta I = 3/2$  в распаде  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$  имеет такой же порядок величины, что и амплитуды полулептонных каналов распада  $K^+$ -мезона.

В рамках схемы с четырьмя кварками ( $p, n, \lambda, c$ ) включение правостороннего заряженного слабого кваркового тока

$$J'_\mu = J_\mu + \bar{c}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)n \quad (99)$$

позволяет объяснить усиление переходов с  $\Delta I = 1/2$  [33]. Этим свойством обладает в данном случае эффективный лагранжиан для нелептонных слабых распадов кварков с  $|\Delta S| = 1$ :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_W = & (G \cos \theta_c / \sqrt{2}) \{ \bar{c}\gamma^\alpha(1 + \gamma_5)\lambda \bar{n}\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)c + \\ & + \sin \theta_c [ \bar{p}\gamma^\alpha(1 + \gamma_5)\lambda \bar{n}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)p - \\ & - \bar{c}\gamma^\alpha(1 + \gamma_5)\lambda \bar{n}\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)c] \} + \text{э.с.} \quad (100) \end{aligned}$$

При этом уже не требуется дополнительно рассматривать динамические механизмы, обеспечивающие усиление переходов с  $\Delta I = 1/2$ .

Введение в теорию  $(V + A)$ -токов типа  $(\bar{c}n)_R$  либо  $(\bar{c}\lambda)_R$  позволяет также устранить известную трудность, связанную с существованием распада  $K_s^0 \rightarrow 2\pi$ . Напомним сущность проблемы. В наивной кварковой модели октетная часть нелептонного эффективного лагранжиана, ответственного за переходы с  $|\Delta S| = 1$  и  $\Delta Q = 0$ , преобразуется как матрица  $\lambda_6$  [7]. Легко показать, что в точной  $SU(3)$ -симметрии распад  $K_s^0 \rightarrow 2\pi$  может осуществляться только за счет 27-плетной части гамильтониана и, следовательно, должен быть сильно подавлен. На опыте же этот распад является основным каналом распада  $K_s^0$ -мезона. Представляется удивительным, что основной канал распада осуществляется целиком за счет нарушения  $SU(3)$ -симметрии. Рассмотрение  $(V + A)$ -токов  $(\bar{c}n)_R$  либо  $(\bar{c}\lambda)_R$  в четырехкварковой схеме снимает эту проблему. Действительно, нарушающая  $P$ -четность часть лагранжиана взаимодействия (100)

$$\bar{c}\gamma^\mu(1 + \gamma_5)\lambda \bar{n}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)c + \text{э.с.} \quad (101)$$

преобразуется как седьмая компонента регулярного представления, как матрица  $\lambda_7$ . В этих условиях в точной  $SU(3)$ -симметрии распад  $K_s^0 \rightarrow 2\pi$  оказывается разрешенным.

С другой стороны, появление в лагранжиане слабых нелептонных взаимодействий  $(V + A)$ -тока типа  $(\bar{c}n)_R$  без подавления за счет малости угла Кабиббо приводит к некоторым трудностям данной схемы. Важнейшая из них — это значительное увеличение разности масс  $K_L - K_S$  [33]. В дальнейшем будет указан возможный способ преодоления этой трудности на основе гипотезы о существовании виртуальных переходов с изменением цветового квантового числа (см. также [41, 81]).

Другая трудность рассматриваемой схемы связана с ограничениями, которые можно получить, исходя из киральной структуры нелептонного слабого гамильтониана, ответственного за переходы с  $|\Delta S| = 1$  при изучении амплитуд каонных и гиперонных распадов на основе алгебры токов и гипотезы о частичном сохранении аксиально-векторного тока. Ранее уже указывалось, что введение новых токов с  $(V + A)$ -пространственно-временной структурой может нарушить коммутационные соотношения (87). Представляя нелептонный гамильтониан с  $|\Delta S| = 1$  в виде

$$\mathcal{H}_W = \mathcal{H}_W^1 + \mathcal{H}_W^3, \tag{102}$$

где верхние индексы 1,3 относятся соответственно к компонентам гамильтониана, ответственным за переходы с  $\Delta I = 1/2, 3/2$ , можно определить, следуя работе [42], четыре класса моделей, различающихся видом коммутационных соотношений между гамильтонианом (102) и оператором  $F_i^5, i = 1, 2, 3$ :

$$[F_i^5, \mathcal{H}_W] = [F_i, \mathcal{H}_W^1] + [F_i, \mathcal{H}_W^3]; \tag{I}$$

$$[F_i^5, \mathcal{H}_W] = -[F_i, \mathcal{H}_W^1] + [F_i, \mathcal{H}_W^3]; \tag{II}$$

$$[F_i^5, \mathcal{H}_W] = [F_i, \mathcal{H}_W^1] - [F_i, \mathcal{H}_W^3]; \tag{III}$$

$$[F_i^5, \mathcal{H}_W] = -[F_i, \mathcal{H}_W^1] - [F_i, \mathcal{H}_W^3]. \tag{IV}$$

Заметим, что обычная модель с  $(V - A)$ -токами принадлежит классу I. Существование правостороннего тока  $(\bar{c}n)_R$  приводит к коммутатору типа II. Для того чтобы понять различие между этими классами, необходимо вернуться к изучению нелептонных распадов каонов и гиперонов. Так, довольно успешное предсказание структуры  $K_h^0 \rightarrow 3\pi$  амплитуды в терминах экспериментальных параметров распада  $K_S^0 \rightarrow 2\pi$  с использованием алгебры токов и гипотезы о частичном сохранении аксиально-векторного тока требует, чтобы гамильтониан  $H_W^{|\Delta S|=1}$  удовлетворял коммутационным соотношениям либо класса I, либо класса II. В то же время сравнение  $s$ - и  $p$ -волновых амплитуд распадов гиперонов оставляет произвол в выборе между коммутационными соотношениями классов I и III. В результате нелептонный гамильтониан  $H_W^{|\Delta S|=1}$  должен принадлежать классу I. Таким образом, схемы слабых взаимодействий с калибровочной  $SU(2)$ -симметрией, в которых

рассматриваются неподавленные правосторонние токи с участием  $n$ -кварка, встречаются с дополнительной трудностью. Введение в теорию правостороннего тока типа  $(\bar{c}\lambda)_R$  сохраняет принадлежность теории классу I, это связано с тем, что с точностью до угла Кабиббо  $(\bar{c}\lambda)$ -ток оказывается векторным. Такая структура тока  $(\bar{c}\lambda)$  не нарушает коммутационных соотношений (87).

В работе [81] было показано, что введение неподавленного правостороннего перехода  $(\bar{c}\lambda)_R$  в теории, где имеются переходы с изменением «цвета», не вступает в противоречие с известной величиной амплитуды перехода  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ . Правда, в этом случае нелептонный гамильтониан, ответственный за переходы с  $\Delta I = 1/2$ , содержит малый коэффициент:  $\sin \theta_c$ . Как показывают вычисления в теориях с асимптотической свободой, введение в теорию правосторонних токов позволяет получить значительное динамическое усиление амплитуд переходов с  $\Delta I = 1/2$  в 10—20 раз по сравнению с амплитудами переходов с  $\Delta I = 3/2$  (в зависимости от числа кварков в рассматриваемой модели:  $n_q = 4, 6, 8$ ) [43].

Схема ГИМ, которая довольно успешно описывает широкий круг экспериментальных данных, сама по себе может являться частью более сложной схемы, содержащей, например, шесть, восемь или больше кварков. Если такие схемы окажутся хотя бы непротиворечащими опыту, имеет смысл изучить в их рамках механизмы и значения амплитуд переходов обычных кварков ( $p, n, \lambda$ ) в новые кварки ( $c$  и др.). Интересным способом проверки существования правосторонних токов типа  $(\bar{c}n)_R$  либо  $(\bar{c}\lambda)_R$  может служить изучение радиационных распадов гиперонов. Известно, что нарушающие четность части амплитуд распадов  $\Sigma^+ \rightarrow P\gamma$  и  $\Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma$  обращаются в нуль в  $SU(3)$ -симметричном пределе, если только заряженный слабый ток обладает  $u$ -спиновой симметрией для процессов с изменением странности. Этот вывод справедлив как в схеме Кабиббо, так и в схеме ГИМ. Если сильные взаимодействия обладают свойством «асимптотической свободы», то этот результат остается справедливым для всех моделей слабых взаимодействий, содержащих только левосторонние слабые токи. Если на опыте наблюдается существенное нарушение четности в распадах  $\Sigma^+ \rightarrow P\gamma$  и  $\Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma$ , то отсюда можно было бы сделать вывод о существовании правосторонних заряженных слабых токов типа  $(\bar{c}n)_R$  либо  $(\bar{c}\lambda)_R$ . Более того, имеющиеся экспериментальные данные о знаке параметра угловой асимметрии в указанных распадах, по-видимому, свидетельствуют в пользу существования тока  $(\bar{c}\lambda)_R$ ; для более определенных выводов необходимо существенно повысить точность измерения угловой асимметрии в радиационных распадах  $\Sigma^+$  и  $\Xi^-$ .

Подводя итоги обсуждения возможности введения в теорию неподавленных правосторонних слабых токов типа  $(\bar{c}n)_R$  либо  $(\bar{c}\lambda)_R$ , можно отдать предпочтение второму типу токов. Примером схемы, включающей правосторонние токи, может служить шести-кварковая модель (типа предложенной Харари [44]), которая рассматривается ниже.

**О возможности несохранения CP-четности в модели с четырьмя кварками.** Обсудим кратко возможное обобщение рассматриваемой схемы. Если предположить комплексность коэффициентов в токе (93), то из коммутационных соотношений получаются следующие соотношения для коэффициентов, определяющих слабые токи:

$$|A|^2 + |B|^2 = |C|^2 + |D|^2 = 1; \quad AC^* = -BD^*; \quad (103)$$

$$|A_1|^2 + |B_1|^2 = |C_1|^2 + |D_1|^2 = 1; \quad A_1 C_1^* = -B_1 D_1^*. \quad (104)$$

Предположение о комплексности коэффициентов позволяет включить в рассмотрение компоненты нейтральных токов  $J^7$  и  $J^{10}$ , которые имеют CP-четность, противоположную по знаку CP-четности токов  $J^6$  и  $J^9$ . Этот пример демонстрирует возможность введения в рассматриваемую схему взаимодействия с нарушением CP-четности. Указанная возможность реализуется благодаря существованию решения коммутационных соотношений, не совпадающего с общепринятой моделью ГИМ [11].

Рассмотрим пример модели слабых взаимодействий с несохранением CP [45—47] в рамках схемы с четырьмя кварками  $(p, n, \lambda, c)$ . Предположим, что калибровочная симметрия есть  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ . Используя комплексные решения (103), нахoдим ту часть лагранжиана слабого взаимодействия кварков с  $W$ -бозонами, которая содержит комплексные коэффициенты при токах переходов с изменением странности:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{вз}} = & g_L \{ \bar{p}_L \gamma_\mu (n_L \cos \theta_c + \exp(i\delta_L) \lambda_L \sin \theta_c) W_{\mu L}^+ + \\ & + \bar{c}_L \gamma_\mu [\exp(-i\delta_L) n_L \sin \theta_c + \lambda_L \cos \theta_c] W_{\mu L}^+ \} + \text{э.с.} + (L \rightarrow R). \end{aligned} \quad (105)$$

Эффективный гамильтониан нелептонных слабых взаимодействий между кварками с изменением странности  $\Delta S = 1$  можно представить в следующей форме [45, 47]:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_W^{|\Delta S|=1} = & [f_L \exp(-i\delta_L) + f_R \exp(-i\delta_R)] \mathcal{L}^{\text{pc}} + \\ & + [f_L \exp(-i\delta_L) - f_R \exp(-i\delta_R)] \mathcal{L}^{\text{pv}} + \text{э.с.}, \end{aligned} \quad (106)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{L}^{\text{pc}} = & (V_{\Pi} - V_{K^+} + A_{\Pi} - A_{K^+})_{\text{сим}} - (V'_{\Pi} - V'_{K^+} + A'_{\Pi} - A'_{K^+})_{\text{сим}}; \\ \mathcal{L}^{\text{pv}} = & (V_{\Pi} - A_{K^+} + A_{\Pi} - V_{K^+})_{\text{сим}} - (V'_{\Pi} - A'_{K^+} + A'_{\Pi} - V'_{K^+})_{\text{сим}}. \end{aligned} \right\} \quad (107)$$

Здесь введены обозначения для векторных и аксиальных кварковых токов:  $V_{\Pi^-} = \bar{p}\gamma_\mu n$ ;  $A_{\Pi^-} = \bar{p}\gamma_\mu\gamma_5 n$ ;  $V'_{\Pi^-} = \bar{c}\gamma_\mu n$ ;  $V_{K^+} = \bar{p}\gamma_\mu\lambda$ ;  $V'_{K^+} = c\gamma_\mu\lambda$ ;  $A_{K^+} = \bar{p}\gamma_\mu\gamma_5\lambda$ ;  $A'_{K^+} = c\gamma_\mu\gamma_5\lambda$ ;  $(V_{\Pi^-} V_{K^+})_{\text{сим}} = V_{\Pi^-} V_{K^+} + V_{K^+} V_{\Pi^-}$  и т. д. Эффективные константы взаимодействия  $f_{L,R}$  определяются в статическом случае соотношением

$$f_{L,R} = g_{L,R}^2 \sin(2\theta_c) / 16m_{W_{L,R}}^2.$$

Переопределяя фазу поля  $\lambda$ -кварков, можно переписать гамильтониан (106) следующим образом:

$$\mathcal{H}_W^{|\Delta S|=1} = S^+ + P^+ + P^-, \quad (108)$$

где

$$\left. \begin{aligned} S^+ &= G_S (\mathcal{L}^{\text{pc}} + \mathcal{L}^{+\text{pc}}); \\ P^+ &= G_P \cos \xi [\mathcal{L}^{\text{pv}} + \mathcal{L}^{+\text{pv}}]; \quad P^- = iG_P \sin \xi [\mathcal{L}^{\text{pv}} - \mathcal{L}^{+\text{pv}}]; \\ G_{\left( \begin{smallmatrix} S \\ P \end{smallmatrix} \right)} &= f_L \sqrt{1 + \varepsilon^2 \pm 2\varepsilon \cos \delta}; \quad \delta = \delta_R - \delta_L; \\ \text{tg } \xi &= 2\varepsilon \sin \delta / (1 - \varepsilon^2); \quad \varepsilon = f_R / f_L. \end{aligned} \right\} \quad (109)$$

Гамильтониан (108) содержит в явном виде слагаемые, нарушающие CP-четность. Заметим, что CP-четность будет сохраняться в нелептонных распадах адронов, если одна из констант ( $f_L$  или  $f_R$ ) равна нулю и (или)  $\delta = \delta_L - \delta_R = 0$ . Надо также обратить внимание на то, что нарушающие P-четность CP-четный  $P^+$ - и CP-нечетный  $P^-$ -операторы в гамильтониане (108) удовлетворяют соотношению

$$[T_3, P^-] = (i/2) (\text{tg } \xi) P^+. \quad (110)$$

Отсюда автоматически следует равенство для параметров распада  $K^0$ -мезонов  $|\eta_{+-}| = |\eta_{00}|$  с относительной фазой  $\Phi_{+-}$ , которая приближенно равна  $\Phi_{+-} = \arctg(2\Delta m / \Gamma_S)$ , где  $\Delta m = m_{K_L} - m_{K_S}$  — разность масс  $K_L^0$ - и  $K_S^0$ -мезонов,  $\Gamma_S$  — полная ширина на  $K_S^0$  [47].

Таким образом, подавление эффектов с CP-нарушением может возникать благодаря малому значению отношения  $f_R / f_L$ , причем остается возможность «максимального» CP-нарушения  $\delta = \pi/2$ . Легко видеть, что нарушающая CP-четность часть эффективного гамильтониана (108) соответствует переходам с изменением странности на единицу:  $|\Delta S| = 1$ . Поэтому ее вклад в электрический дипольный момент нейтрона  $d_n$  мал. Основной вклад в дипольный момент нейтрона в этих условиях должны давать процессы взаимодействия кварков через обмен хиггсовскими бозонами (слагаемые, соответствующие переходам без изменения гиперзаряда  $\Delta Y = 0$  и меняющие знак при P- и T-преобразованиях).

### 3. СЛАБЫЕ ТОКИ В МНОГОКВАРКОВЫХ СХЕМАХ С ЦВЕТОВОЙ СТЕПЕНЬЮ СВОБОДЫ И НОВЫМИ КВАНТОВЫМИ ЧИСЛАМИ

Цветовые степени свободы в калибровочных теориях. Исследование слабых и электромагнитных взаимодействий в рамках калибровочных теорий представляется неполным без использования имеющейся информации о внутренней структуре адронов, полученной в экспериментах при высоких энергиях. Изучение структуры адронов, проявляющейся в лептон-адронных и адрон-адронных глубоконеупругих взаимодействиях, а также в процессах  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны при высоких энергиях показывает, что кварки внутри адронов ведут себя как свободные точечные объекты. На расстояниях меньших размеров адронов эффективная константа сильного взаимодействия между кварками и глюонами оказывается небольшой ( $g^2/4\pi \sim 1/5$ ). Это обстоятельство можно использовать, предположив, что слабые, электромагнитные и сильные взаимодействия могут быть описаны в рамках единой теории [48—52], основанной на некоторой калибровочной группе, характеризующейся одной универсальной константой взаимодействия. Установленные на опыте в области энергий современных ускорителей существенные различия между этими видами взаимодействий, должны получить естественное объяснение в таких теориях. С этой точки зрения очень важно изучить свойства слабых взаимодействий, обусловленных нейтральными токами, а именно: представляется актуальным изучение вопроса о сохранении или несохранении  $P$ -четности как в нейтрино-нуклонных взаимодействиях, в слабых мюон-нуклонных взаимодействиях при высоких энергиях, так и в нейтральных переходах в атомной физике, а также изучение нейтральных токов с изменением странности, очарования в низших и в высших порядках по фермиевской константе  $G$  в теории возмущений.

В калибровочных теориях существует и иная возможность нарушения симметрии, например  $P$ -,  $CP$ -несохранение можно было описать за счет асимметрии вакуума [53—55]. Так или иначе выяснение свойств нейтральных переходов могло бы пролить свет на возможную взаимосвязь сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий.

Включение в рассматриваемые схемы слабых и электромагнитных взаимодействий сильного взаимодействия калибровочно-инвариантным образом можно осуществить, например, за счет введения новой степени свободы кварков — цветового квантового числа [56—60].

Заметим, что введение в калибровочные теории четвертого типа кварков (с шармом) позволило преодолеть значительные трудности старой схемы Кабиббо, но ряд вопросов так и остался открытым. Методы их преодоления, предлагавшиеся в литературе, различны:



1) введение в теорию токов с новой пространственно-временной структурой, например  $(V + A)$ -токов; 2) увеличение ранга калибровочной группы; 3) введение новых квантовых чисел типа очарования, прелести и т. п.

Поэтому, прежде чем перейти к изучению схем с кварками, обладающими новыми «запахами» [группы  $SU(6)$ ,  $SU(8)$ ], необходимо рассмотреть возможность устранения этих трудностей в более простых схемах с тремя или четырьмя кварками, учитывая цветовую степень свободы. Введение цвета кварков было обусловлено необходимостью согласовать спин и статистику кварков (56—59) при конструировании из кварков некоторых адронов, например  $\Delta^{++}$ ,  $\Omega^-$ . Цвет кварков также привлекался теоретиками для того, чтобы согласовать теоретические предсказания ширины распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  в рамках кварковой модели с данными опыта. Цветовая степень свободы существенно улучшает теоретическую оценку для отношения  $R(s)$  полного сечения  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны к сечению процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  при высоких энергиях ( $\sqrt{s} > 5 \text{ ГэВ}$ ), приближая ее к наблюдаемому на опыте значению.

Одной из наиболее популярных версий цветных кварков является модель с дробными зарядами кварков. В этом подходе адронная симметрия характеризуется группой  $SU(n) \times SU(3)^c$ , составленной как прямое произведение обычной  $SU(n)$ -группы, действующей в унитарном пространстве запахов  $(p, n, \lambda, c, \dots)$ , и цветной группы  $SU(3)^c$ . При этом предполагается, что цветная симметрия  $SU(3)^c$  является точной. В этой модели предполагается также, что все обычные адроны являются синглетами цветной группы. В то же время кварки распределены по цветным триплетам и поэтому считаются ненаблюдаемыми в свободном состоянии. Квантовые числа кварков, различающихся только цветом, предполагаются одинаковыми; заряды кварков — дробные, как и в модели Гелл-Мана — Цвейга:

$$\left. \begin{aligned} Q_{p_i} &= 2/3; \quad Q_{n_i} = -1/3; \\ Q_{\lambda_i} &= -1/3; \quad Q_{c_i} = 2/3; \quad i = 1, 2, 3. \end{aligned} \right\} \quad (111)$$

Физические токи (электромагнитный и слабый) рассматриваются в большинстве работ как синглеты относительно цветной группы. Например, электромагнитный ток имеет вид

$$J_{\mu}^{\text{э.м.}} = \sum_{i=1, 2, 3} \left[ \frac{2}{3} \bar{p}_i \gamma_{\mu} p_i - \frac{1}{3} \bar{n}_i \gamma_{\mu} n_i - \frac{1}{3} \bar{\lambda}_i \gamma_{\mu} \lambda_i + \frac{2}{3} \bar{c}_i \gamma_{\mu} c_i \right]. \quad (112)$$

Калибровочная модель для сильных взаимодействий конструируется в рамках калибровочной группы  $SU(3)^c$ . В результате квантами сильного взаимодействия оказываются восемь цветных

безмассовых янг-миллсовских векторных мезонов (называемых глюонами). В неабелевых калибровочных теориях такого рода имеет место так называемая асимптотическая свобода [61, 13] — логарифмическое стремление к нулю перенормированной константы  $\alpha_{st}$  кварк-глюонного взаимодействия на малых расстояниях ( $r \ll 1f$ ). Последнее обстоятельство позволяет использовать в указанной области пространства (или при соответствующих больших передачах импульса) теорию возмущения по константе  $\alpha_{st}$ . Эта теория строится по аналогии с квантовой электродинамикой и называется квантовой хромодинамикой. В теории имеют место инфракрасные расходимости в области малых передач импульсов, обусловленные отсутствием масс у глюонов. Таким образом, квантовая хромодинамика становится нестабильной на больших расстояниях ( $r \ll 1f$ ), и теория возмущений в этой области непригодна. Полагают, что инфракрасная нестабильность теории обеспечивает экранирование цветных состояний (кварков, глюонов и т. п.) от реального мира (невыветание кварков).

В литературе обсуждалась также модель с цветными кварками, обладающими целочисленными зарядами. В наиболее распространенной версии таких моделей — модели Хан — Намбу [60] группой адронной симметрии считается диагональная подгруппа группы  $SU(n)' \times SU(3)''$ ,  $n = 3, 4$ . Причем считается, что кварки принадлежат представлению  $(n, 3^*)$  группы  $SU(n)' \times SU(3)''$ . Возможности построения унифицированных теорий слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий в рамках такого подхода были рассмотрены в работах [48—52]. В этом подходе [48] генераторы цветной калибровочной группы уже не коммутируют с генераторами калибровочной группы  $SU(2) \otimes U(1)$  слабых и электромагнитных взаимодействий. Поэтому цветовая калибровочная инвариантность теории оказывается спонтанно нарушенной и, как следствие этого, глюоны не только приобретают массу, но и смешиваются со слабыми и электромагнитными калибровочными бозонами. Несмотря на наличие такого смешивания, в подобных схемах имеет место бьёркеновский скейлинг в глубоконеупругих лептон-адронных взаимодействиях. Необходимо также подчеркнуть, что в этом классе унифицированных калибровочных моделей свойство асимптотической свободы в строгом смысле не выполняется.

Отметим интересное свойство моделей с целочисленно-заряженными кварками [62]. При достаточно высоких энергиях выше порога рождения цветных состояний ( $s \gg m_g^2$ ) кварки с целыми зарядами ведут себя подобно дробнозаряженным кваркам Гелл-Мана — Цвейга. Действительно, рассмотрим электромагнитный ток [62, 63] ( $m_g$  — масса глюона,  $s > m_g^2$ ):

$$J_{\mu\alpha\beta}^{\text{э. м.}} = J_{\mu 0} + [m_g^2/(m_g^2 + |q^2|)] J_{\mu 8}, \quad (113)$$

где  $J_{\mu 0}$  определяется формулой (112), а ток

$$J_{\mu 8} = -\frac{2}{3} \sum_{\alpha=p, n, \lambda, c} \bar{q}_1^\alpha \gamma_\mu q_1^\alpha + \\ + \frac{1}{3} \sum_{\alpha=p, n, \lambda, c} \bar{q}_2^\alpha \gamma_\mu q_2^\alpha + \frac{1}{3} \sum_{\alpha=p, n, \lambda, c} \bar{q}_3^\alpha \gamma_\mu q_3^\alpha. \quad (114)$$

Ниже порога образования цветных состояний ( $s = |q^2| \ll m_g^2$ )

$$J_{\mu \text{эф}} = J_{\mu 0}. \quad (115)$$

Выше порога ( $s \gg m_g^2$ ) получаем тот же результат:

$$J_{\mu \text{эф}} \approx J_{\mu 0}. \quad (116)$$

Основное возражение против теорий с целочисленно-заряженными кварками связано с тем обстоятельством, что кварки и глюоны пока не наблюдались на опыте. Более подробно с физикой адронов с цветными степенями свободы можно ознакомиться по обзорам [64—66].

Заметим только, что в моделях с цветовой симметрией можно изучить некоторые трудные проблемы слабых взаимодействий, такие, как проблема октетной доминантности в нелептонных распадах адронов [67]. В таких моделях построен эффективный гамильтониан для нелептонных распадов адронов с изменением странности ( $|\Delta S| = 1$ ), в котором доминирует слагаемое, преобразующееся по октетному представлению унитарной группы  $SU(3)$ . Следовательно, выполняется правило  $\Delta I = 1/2$ . В рамках подобного подхода все же остается нерешенной задача теоретического вычисления скорости нелептонных распадов адронов.

**Физические ограничения на слабые токи в многокварковых схемах.** В схемах с большим числом кварков (кварки с новыми квантовыми числами: «цвет», «тяжесть» и т. п.), чтобы как-то ограничить произвол, необходимо сформулировать основные требования, которым теория должна последовательно удовлетворять. Перечислим их:

1) зарядовые компоненты токов  $J_\mu^+$ ,  $J_\mu^-$ ,  $J_\mu^3$  (как левосторонние, так и правосторонние) должны образовать алгебру  $SU(2)_L$  либо  $SU(2)_L \times SU(2)_R$ , причем истинно нейтральный ток может быть суммой компонент  $J_\mu^3$  и  $J_\mu^{\text{э.м.}}$ ;

2) заряженные токи, содержащие кварки  $p, n, \lambda$ , должны иметь калиббовский вид;

3) должна иметь место вектороподобность нейтрального тока;

4) должна выполняться (полностью либо частично) гипотеза диагональности нейтральных переходов как в низших, так и в высших порядках теории возмущений по константе слабого взаимо-

действия. Необходимо отметить, что среди нейтральных переходов полезно различать истинно нейтральные переходы — диагональные, идущие без изменения массы и каких-либо квантовых чисел кварков (лептонов), и недиагональные нейтральные переходы — переходы между кварками (лептонами), идущие с изменением массы и какого-либо квантового числа кварка (лептона), кроме электрического заряда.

Выше уже отмечалось, что идея вектороподобности нейтрального тока связана с попытками унификации известных типов взаимодействия элементарных частиц. В частности, можно ожидать, что при высоких энергиях различия между сильными и слабыми взаимодействиями будут исчезать. Так, например, пространственная четность в процессах, обусловленных слабыми взаимодействиями, будет сохраняться при асимптотически высоких энергиях (возможно в области унитарного предела). Это свойство автоматически выполняется в калибровочных схемах слабых взаимодействий, основанных на лево-правой симметрии, например группе  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$  [68—74]. Поэтому представляет особый интерес изучение нейтральных слабых взаимодействий уже при энергиях современных ускорителей в целях выяснения, какая калибровочная симметрия отвечает слабым взаимодействиям. Ниже всегда, когда речь идет о принципе вектороподобности нейтрального тока, имеется в виду возможность расширения калибровочной группы до лево-право-симметричной, например  $SU(2)_L \rightarrow SU(2)_L \times SU(2)_R$ ,  $SU(3)_L \rightarrow SU(3)_L \times SU(3)_R$  и т. д. Поэтому одно из основных требований, предъявляемых к вектороподобной теории, заключается в следующем: все кварки, участвующие в построении  $(V - A)$ -токов, участвуют и в построении  $(V + A)$ -токов. Такие вектороподобные теории свободны от «треугольных» расходимостей [22] (аномалий Адлера). В них предполагается, что в отсутствие масс элементарных фермионов (как кварков, так и лептонов) нейтральные калибровочные токи векторные [75] и четность в нейтральных переходах должна сохраняться. Когда включаются взаимодействия (массовая матрица фермиона) и фермионы приобретают массу, в массовой матрице появляются скалярная и псевдоскалярная части. Унитарные преобразования, которые диагонализуют массовую матрицу фермиона и устраняют его псевдоскалярную часть, ведут к появлению в лагранжиане слагаемых с аксиальным векторным током. Это, в свою очередь, приводит к  $P$ -нечетным эффектам в процессах, обусловленных взаимодействием нейтральных токов. В настоящее время ситуация в экспериментальной физике [76], связанной с изучением нейтральных токов, неоднозначна. Так, в нейтринных взаимодействиях через нейтральный ток  $P$ -четность нарушается в согласии с моделью  $S - V - GIM$  (Салама — Вайнберга — ГИМ). Изучение нейтральных токов в атомной физике пока еще

не дало четкого ответа, так как эксперименты по этому вопросу противоречивы и дают большие погрешности [119].

Объединение теорий слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий в единую может быть конкретно реализовано в схемах, в которых лептоны рассматриваются как кварки с новым квантовым числом (четвертым цветом) [48]:

$$\begin{pmatrix} p_1, & p_2, & p_3; & \nu_e \\ n_1, & n_2, & n_3; & e^- \\ \lambda_1, & \lambda_2, & \lambda_3; & \mu^- \\ c_1, & c_2, & c_3; & \nu_\mu \end{pmatrix}. \quad (117)$$

При таком подходе необходимо различать две возможности.

В работах [62, 63] предполагалось, что кварки-лептоны принадлежат  $(4, \bar{4})$ -представлению группы  $SU(4)' \times SU(4)''$ . Единая теория взаимодействий элементарных частиц формировалась при этом на языке калибровочной симметрии  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times SU(4)$ . При последовательном спонтанном нарушении исходной симметрии в конечном итоге инвариантной группой оставалась группа  $U(1)$ , отвечающая сохранению электромагнитного тока.

В другом подходе [70], основанном на гелл-ман-цвейговских кварках, фермионные поля преобразуются по следующим представлениям группы  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times SU(4^c)$ :

$$\begin{aligned} f &= 2 \{ (2, 1, 4) + (1, 2, 4) \} = \\ &= \begin{pmatrix} p_1, & p_2, & p_3; & \nu_e \\ n_1, & n_2, & n_3; & e^- \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} c_1, & c_2, & c_3; & \nu_\mu \\ \lambda_1, & \lambda_2, & \lambda_3; & \mu^- \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (118)$$

Группа  $SU(4)$  содержит в качестве подгруппы группу  $SU(3)^c \times U_1(Y)$ , где  $Y$  —  $SU(4)$ -гиперзаряд,

$$Y = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 & & & 0 \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ 0 & & & -3 \end{pmatrix}. \quad (119)$$

Если обозначить через  $T_L$ ,  $T_R$  генераторы групп  $SU(2)_L$  и  $SU(2)_R$ , то

$$Q_{\text{э.м.}} = T_3 + \frac{1}{2} Y = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ -1 & -1 & -1 & -1 \end{pmatrix} + \frac{1}{6} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & -3 \\ 1 & 1 & 1 & -3 \end{pmatrix}, \quad (120)$$

где  $T_3 = T_3^L + T_3^R$ .

В результате последовательного спонтанного нарушения исходной симметрии  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times SU(4^c)$  возникает симметрия  $SU(3)^c \times U(1)$ . Заметим, что в рассмотренных выше схемах имеются кварк-лептонные переходы, идущие с несохране-

нием барионного и лептонного чисел. Фермионное квантовое число сохраняется. Если масса калибровочного векторного мезона, взаимодействующего с лептоном и кварком [ $\mathcal{L}_{\text{вз}} \sim V_{eq}(\bar{q}l)$ ],  $m_V \gtrsim 10^{4 \div 5} \text{ Гэв}$ , то оказывается время жизни протона  $\tau_p \gtrsim 10^{30}$  лет, что не противоречит экспериментальным данным [62]. В теории с гелл-ман-цвейговскими кварками лептокварковые бозоны  $V_{eq}$  несут дробные заряды. В отличие от кварков и глюонов такие мезоны могут существовать в свободном состоянии. Заметим, что на расстояниях, характеризующихся массами лептокварковых  $V_{eq}$ -бозонов, т. е. при  $r \lesssim 10^{-18} \text{ см}$  [ $m(V_{eq}) \gtrsim 10^5 \text{ Гэв}$ ], все типы взаимодействия могут оказаться одного порядка величины.

В результате указанных последовательных спонтанных нарушений симметрии эффективный ток-токовый гамильтониан слабого взаимодействия приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_W &= \frac{g^2}{4M_{W_L}^2} j_{\mu L} j_L^{\mu+} + \frac{g^2}{4M_{W_R}^2} j_{\mu R} j_R^{\mu+} + \\ &+ \frac{g^2}{4M_{Z_A}^2} j_{\mu A} j_A^{\mu+} + \frac{g^2 + g'^2}{4M_{Z_V}^2} j_{\mu V} j_V^{\mu+} + \text{э. с.} = \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[ j_{\mu L} j_L^{\mu+} + \frac{M_{W_L}^2}{M_{W_R}^2} j_{\mu R} j_R^{\mu+} + j_{\mu A} j_A^{\mu+} + j_{\mu V} j_V^{\mu+} \right]. \end{aligned} \quad (121)$$

Заряженные слабые токи в формуле (121) такие же, как в модели С — В — ГИМ; правосторонние токи  $j_{\mu R}$  отличаются от левосторонних токов  $j_{\mu L}$  только пространственно-временной структурой, которая имеет вид  $(V + A)$ . Для существенного подавления токов (в согласии с экспериментальными данными) спонтанное нарушение симметрии должно осуществляться таким образом, чтобы масса  $W_R$ -бозона существенно превышала массу  $W_L$ -бозона:  $m(W_R^\pm) \gg m(W_L^\pm)$ . Нейтральные аксиально-векторный и векторный токи в рассматриваемой схеме определяются по формулам:

$$j_{\mu A} = \bar{p} \gamma_\mu \gamma_5 p - \bar{n} \gamma_\mu \gamma_5 n + \bar{\nu}_e \gamma_\mu \gamma_5 \nu_e - \bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 e + \dots; \quad (122)$$

$$j_{\mu V} = (\bar{p} \gamma_\mu p - \bar{n} \gamma_\mu n + \bar{\nu}_e \gamma_\mu \nu_e - \bar{e} \gamma_\mu e) - 2 \sin^2 \theta_V J_\mu^{\text{а. м.}} + \dots \quad (123)$$

В токи (122) — (123) должны быть добавлены слагаемые, аналогичные написанным, но с заменой полевых операторов  $\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} c \\ \lambda \end{pmatrix}$ ;  $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$ . Массы векторных бозонов в этой схеме

определяются соотношениями:

$$M_{Z_A} = M_{W_L^\pm}; \quad M_{Z_V} = M_{W_L^\pm} / \cos \theta_V;$$

$$4G_F / \sqrt{2} = g^2 / M_{W_L^\pm}^2 = e^2 / \sin^2 \theta_V M_{W_L^\pm}^2,$$

где  $G_F$  — фермиевская константа;  $\operatorname{tg} \theta_V = \sqrt{3} g' / g$ . Если все взаимодействия универсальны, т. е. выполняется равенство  $g [SU(2)] \equiv g = g [SU(4)] \equiv g'$ , то угол смешивания  $\theta_V$  и массы векторных бозонов оказываются вполне определенными:  $\sin^2 \theta_V = 3/4$ ;  $M_{Z_A} \approx 62 \text{ Гэв}$ ;  $M_{Z_V} \approx 2M_{Z_A} \approx 124 \text{ Гэв}$  [70]. Как следствие равенства констант взаимодействия  $g [SU(2)_L] = g [SU(2)_R] = g$ , в процессах взаимодействия нейтральных токов сохраняется  $P$ -четность. Таким образом, в рассматриваемой схеме, в принципе, не должно быть  $P$ -нарушающих эффектов в атомных переходах [119], обусловленных нейтральными токами и связанных с процессами слабого взаимодействия вида  $l + N \rightarrow l + \dots$ , где лептон  $l = \mu, e, \dots$ . С другой стороны, так как в эксперименте с нейтрино участвуют только левоспиральные нейтрино (правоспиральные антинейтрино), то взаимодействие нейтральных токов, содержащее нейтринный ток  $\bar{\nu}_\mu (1 + \gamma_5) \nu$  принимает в рассматриваемой схеме такой же вид, как и в модели  $C - V - \text{ГИМ}$  при условии  $\sin^2 \theta_V = 2 \sin^2 \theta_W$  [70]. Заметим, что в нейтральных токовых взаимодействиях доминирует обмен аксиальным векторным бозоном  $Z_A$ , так как  $M_{Z_V}^2 = 4M_{Z_A}^2$ . Если был бы существен обмен только  $Z_A$ -бозоном, то сечения  $\bar{\nu}_\mu N$ - и  $\nu_\mu N$ -взаимодействий через нейтральный ток были бы одинаковыми.

Другим требованием, используемым при построении калибровочных схем, основанных на группе симметрии  $SU(2) \times U(1)$ , является гипотеза диагональности нейтрального слабого тока [77]. Согласно этой гипотезе, все недиагональные нейтральные переходы между кварками (лептонами) подавлены. В схеме с четырьмя кварками это требование сводится к частичному подавлению переходов  $n \leftrightarrow \lambda$ ,  $p \leftrightarrow c$ . В схемах с цветовой симметрией типа модели Хан — Намбу  $SU(4)' \times SU(3)$  принцип диагональности состоит в требовании подавления переходов:  $p_2 \leftrightarrow p_3$ ,  $n_1 \leftrightarrow \lambda_1$ ,  $n_2 \leftrightarrow n_3$  и т. д. Основанием для этой гипотезы служат экспериментальные данные, указывающие на подавление нейтральных токов с изменением странности: эффективная константа слабого перехода  $n \leftrightarrow \lambda$  удовлетворяет соотношению  $G (|\Delta S| = 1) \leq \leq 10^{-3} G (\Delta S = 0)$  (по крайней мере, при низких энергиях). Аналогично существуют запреты на существование недиагональных нейтральных токов и в лептонном мире [ $(\mu \leftrightarrow e)$ -вероятность распада  $\mu \rightarrow e + \gamma \leq 10^{-8}$ ]. Гипотеза диагональности нейтраль-

ных токов естественным образом используется при построении модели ГИМ [11]. Подчеркнем, что в рамках четырехкварковой схемы требование подчинять заряженные и нейтральные токи алгебре  $SU(2)$  приводит к другой интересной возможности. В сущности допускается существование нейтральных переходов типа  $n \leftrightarrow \lambda$ ,  $p \leftrightarrow c$  [33—36, 45]. Причем разумный выбор параметров теории в соответствии с имеющимися экспериментальными данными позволяет подавлять такие переходы сколь угодно сильно. Поэтому экспериментальное изучение недиагональных нейтральных токов ( $n \leftrightarrow \lambda$ ,  $p \leftrightarrow c$  и т. д.) при высоких энергиях имеет решающее значение для выбора варианта теории [78].

Заметим, что если заряженный ток в любой многокварковой схеме представить в виде  $J_\mu^+ = \bar{Q}(q') M O_\mu Q(q)$ , где  $Q$  — столбец кварков с одинаковым зарядом, оператор  $O_\mu$  означает  $(V - A)$ -либо  $(V + A)$ -пространственно-временную структуру, а матрица  $M$  определяет всевозможные заряженные переходы между кварками, то принцип диагональности нейтрального тока будет выполнен при  $M^+M = 1$  ( $MM^T = 1$ ), т. е. матрица  $M$  будет унитарной (ортогональной) [77].

Следующим важным шагом является подавление переходов типа  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ ,  $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  в высших порядках [79—80]. Это условие, так же как и принцип диагональности, можно обобщить для всех систем, нейтральных по заряду, но заряженных по остальным квантовым числам (например,  $c_1 p_1 \leftrightarrow c_1 \bar{p}_1$  [74, 81]). Известно, что в простой четырехкварковой модели, если ввести правый ток  $(c\bar{n})_R$ , добиться подавления перехода без дополнительных предположений невозможно.

Схемы с привлечением цвета типа Хан — Намбу учитывают все возможные виртуальные переходы, связанные с обменом состояниями, не обязательно являющимися цветовыми синглетами. Поэтому в таких схемах появляется возможность потребовать подавления указанных нейтральных переходов.

В результате оказывается, что вышеупомянутое требование подавления [74, 81]  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ ,  $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$  и всех других переходов между системами, нейтральными по заряду, но заряженными по другим квантовым числам, при равенстве масс всех рассматриваемых кварков приводит к простому соотношению между правыми левоспиральными токовыми матрицами, несущими одноименный заряд:

$$M_R^+ = M_L^+ A_1; \quad M_R^- = M_L^- A_2, \quad (124)$$

где миноры матриц  $A_{1,2}$  обладают свойством ортогональности и симметричности [74, 81].



Дальнейшая конкретизация схемы связана с выбором левостороннего тока. Например, его можно выбрать по аналогии с моделью ГИМ. В этом случае в теорию можно ввести без подавления только правоспиральный ток  $(\bar{c}\lambda)_R$ . При этом удается обеспечить необходимое подавление переходов типа  $\bar{K}^0 \leftrightarrow K^0$ ,  $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ . В кварковых схемах типа Хан — Намбу возможно также включение неподавленного тока  $(\bar{c}n)_R$  согласно формуле (124), причем только в том случае, когда слабые лево- и правосторонний токи не являются синглетами цветовой группы [81].

**Построение шести- и восьмикварковых калибровочных схем и их физические следствия.** Обычная модель  $C - V - \text{ГИМ}$  слабых взаимодействий с четырьмя типами кварков  $p_i, n_i, \lambda_i, c_i$

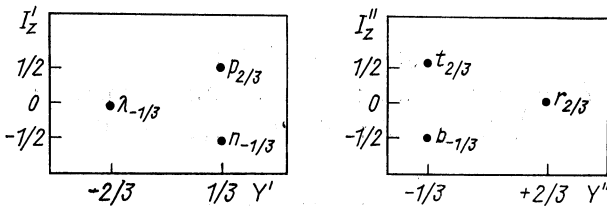


Рис. 3

(цветовые состояния) и четырех лептонов ( $\nu_\mu, \mu^-, \nu_e, e^-$ ), как уже отмечалось в предыдущих главах, оставляет ряд трудностей неразрешимыми.

Полученные в последнее время экспериментальные данные указывают на возможное существование «тяжелых» лептонов и кварков [82—89]. Это обстоятельство заставляет рассмотреть более сложные, чем схема  $C - V - \text{ГИМ}$ , теории, содержащие большее число кварков и лептонов ( $n_q > 4, n_l > 4$ ).

Одной из наиболее простых шестикварковых схем, включающей в себя все положительные моменты схемы ГИМ, является схема [44, а также 121—123].

Шестикварковая модель Харари [44] содержит обычный  $SU(3)$ -триплет кварков ( $p, n, \lambda$ ) и  $SU(3)$ -антитриплет тяжелых кварков. При этом последний содержит изодублет ( $t, b$ ) с зарядовым содержанием  $(2/3, -1/3)$  и изосинглет  $r$  с зарядом  $+2/3$ . Новым кваркам приписывается аддитивное квантовое число «тяжесть» ( $H = 1$  для тяжелых кварков и  $H = 0$  для обычных кварков). Кроме того, можно приписать всем кваркам еще и три цвета, предполагая при этом отсутствие в свободном состоянии цветных составных адронов. Квантовые числа кварков удобно представить в виде диаграмм (рис. 3). В модели Харари отношение  $R(s) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = 2$  ниже порога рождения тяжелых мезонов, а выше порога  $R = 5$ . Спектр мезонов содер-

жит 36 компонент для каждого значения  $J^P$ . Обычный октет и синглет легких ( $H = 0$ ) мезонов, девять тяжелых мезонов ( $H = -1$ ), содержащихся в  $SU(3)$ -мультиплетах  $\bar{6}$  и 3, девять мезонов с  $H = -1$  из  $SU(3)$ -мультиплетов  $6$  и  $\bar{3}$ , а также октет и синглет  $H = 0$  мезонов, построенных из тяжелых кварк-антикварковых пар.

Заряженные токи в модели Харари имеют следующий вид [44, 90]:

$$J^+ = (p, t, r) M_{L,R} \begin{pmatrix} \bar{n} \\ \bar{\lambda} \\ \bar{b} \end{pmatrix}, \quad (125)$$

где

$$M_L = \begin{pmatrix} \cos \theta_c; & -\sin \theta_c; & 0 \\ \cos \Phi \sin \theta_c; & \cos \Phi \cos \theta_c; & -\sin \Phi \\ \sin \Phi \sin \theta_c; & \sin \Phi \cos \theta_c; & \cos \Phi \end{pmatrix};$$

$$M_R = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ -\sin \varphi; & \cos \varphi; & 0 \\ \cos \varphi; & \sin \varphi; & 0 \end{pmatrix},$$

т. е.

$$\begin{aligned} J(V+A) &= (p\bar{b})_R + [t\bar{\lambda}(\varphi)]_R + [r\bar{n}(\varphi)]_R; \\ J(V-A) &= [p\bar{n}(\theta_c)]_L + \\ &+ t(-\cos \Phi \sin \theta_c \bar{n} + \cos \Phi \cos \theta_c \bar{\lambda} - \sin \Phi \bar{b})_L + \\ &+ r(-\sin \Phi \sin \theta_c \bar{n} + \cos \Phi \bar{b} + \sin \Phi \cos \theta_c \lambda)_L. \end{aligned}$$

Легко заметить, что условие диагональности нейтрального тока выполнено, если матрицы  $M_{L,R}$  ортогональны. Это обеспечивает отсутствие нейтральных токов переходов с изменением странности  $|\Delta S| = 1$  и тяжести  $|\Delta H| = 1$ , а частная форма (125) приводит к правилу  $\Delta H = \Delta Q$  для полуплеетонных распадов с изменением тяжести. Угол  $\theta_c$  в формуле (125) является углом Кабиббо. Если считать малым и второй параметр  $\Phi$ , то доминирующими слабыми левосторонними переходами будут являться переходы  $p \leftrightarrow n$ ,  $t \leftrightarrow \lambda$ ,  $r \leftrightarrow b$ .

Симметрией модели Харари является алгебра  $U(6)$ . Подалгебры являются соответственно алгебрами операторов, связывающих легкие кварки друг с другом и тяжелые кварки друг с другом. Симметрия обеспечивает здесь сохранение барионного числа и тяжести. Электрический заряд равен соответственно

$$Q = (Y_L + Y_H)/2 + (I_L^Z + I_H^Z) + H/3. \quad (126)$$

Индексы  $L$  и  $H$  здесь относятся к легким и тяжелым кваркам.

Интересную шестикварковую модель предложил Барнетт [91]. В рамках модели Барнетта вводится обычный триплет кварков  $p, n, \lambda$  и очарованный триплет  $\mathcal{P}, \mathcal{N}, \Lambda$ . Последние кварки имеют те же самые квантовые числа, что и  $p, n, \lambda$ , но дополнительно у каждого из них имеется еще одно квантовое число (очарование), равное единице. Кроме того, предполагается наличие трех цветов у каждого типа кварков. Что касается спектроскопии адронов в этой модели, то здесь имеется, в дополнение к обычному нонету мезонов ( $C = 0$ ), нонет с очарованием  $C = +1$  (например,  $\mathcal{P}^- \bar{n} = \Pi_1^+$ , . . .), новый нонет  $C = 0$ , составленный из очарованных кварк-антикварковых пар (например,  $\mathcal{P} \bar{\mathcal{N}} = \Pi_2^+$  и т. д.) и нонет  $C = -1$  ( $p \bar{\mathcal{N}} = \pi_3^+$  и т. д.). Слабый заряженный ток, в рамках калибровочной симметрии  $SU(2) \times U(1)$  Салама и Вайнберга приводящий к отсутствию в соответствующем нейтральном токе слагаемых с изменением странности, имеет в модели Барнетта следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} J_{\mu L} &= \bar{p} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) (n \cos \theta_c + \lambda \sin \theta_c) + \\ &+ \bar{\mathcal{P}} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) (\lambda \cos \theta_c - n \sin \theta_c); \\ J_{\mu R} &= \bar{p} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) (\mathcal{N} \cos \theta_a + \Lambda \sin \theta_a) + \\ &+ \bar{\mathcal{P}} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) (\Lambda \cos \theta_a - \mathcal{N} \sin \theta_a). \end{aligned} \right\} \quad (127)$$

Ниже порога образования очарованных частиц ток (127) приводит к стандартным результатам обычной  $SU(3)$ -теории. Структура второго слагаемого обеспечивает сокращение нейтральных токов с изменением странности.

Модель Барнетта в своем дробнозарядном варианте приводит к значению  $R = 4$  для процесса  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны, а ее вариант с целочисленными зарядами кварков дает  $R = 8$ .

В работах [71, 74] рассмотрены аналогичные токи в рамках восьмикварковой (восьмилептонной) схемы с легким квартетом кварков ( $p, n, \lambda, \kappa$ ) и тяжелым квартетом ( $t, b, d, r$ ) (заряды дополнительных кварков:  $Q_{\kappa} = 2/3$  и  $Q_d = -1/3$ ). Эти токи имеют следующий вид:

$$J_{\mu} \begin{pmatrix} L \\ R \end{pmatrix} = (\bar{n}_s, \bar{\lambda}, \bar{b}, \bar{d}) O_{\mu}^{L,R} M^{L,R} \begin{pmatrix} p \\ t \\ r \\ \kappa \end{pmatrix}. \quad (128)$$

В формуле (128) матрицы  $M^L$  и  $M^R$  являются ортогональными 4-мерными матрицами, каждая из которых зависит от шести параметров.

Как мы уже убедились, многокварковые модели содержат в себе известный произвол из-за значительного числа свободных параметров. Обычные требования теории, как то: сохранение кабиббовского вида для токов с участием обычных  $SU(3)$ -кварков, диагональность нейтрального тока и подавление  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ -переходов в первом и высших порядках по теории возмущений еще оставляют значительный произвол в указанном выборе.

В перечисленных схемах можно построить системы, нейтральные по электрическому заряду, но заряженные по другим квантовым числам. Эти системы являются аналогами  $K^0$ -мезонов в рамках  $SU(3)$ -симметричной модели адронов. Например, в модели с шестью кварками такие системы имеют следующее кварковое содержание:

$$b\bar{n} (\bar{b}n), \bar{b}\bar{\lambda} (\bar{b}\lambda), t\bar{p} (\bar{t}p), r\bar{p} (\bar{r}p), \bar{t}r (\bar{t}r).$$

В дальнейшем эти системы обозначаются как  $D_i^0 (\bar{D}_i^0)$ . Так же как и в случае системы  $K^0 (\bar{K}^0)$ , здесь за счет слабого взаимодействия будет происходить смешивание состояний  $D_i^0$  и  $\bar{D}_i^0$ .

Для конкретизации схемы слабых взаимодействий, определенной токами (125), потребуем, чтобы при равенстве масс всех кварков [в пределе точной  $SU(6)$ -симметрии] переходы  $D_i \leftrightarrow \bar{D}_i$  в высших порядках были подавлены. Учет нарушения первоначальной точной симметрии приведет к значительным переходам некоторых систем  $D_i^0, \bar{D}_i^0$  друг в друга (вероятности таких переходов сравнимы с вероятностями распадов соответствующих состояний). Процессы  $D_i^0 \leftrightarrow \bar{D}_i^0$  могут, в частности, являться источником образования пар заряженных лептонов с одинаковыми зарядами в процессах взаимодействия нейтрино с веществом. При этом переходы  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$  остаются по-прежнему подавленными.

Как показано в работах [71, 74], одновременное подавление переходов  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0, D_i^0 \leftrightarrow \bar{D}_i^0$  возможно лишь в том случае, когда

$$\varphi - \Phi - \theta_c = 0. \quad (129)$$

Требование одновременного подавления смешиваний нейтральных  $K^0$ - и  $\bar{K}^0$ -,  $D_i^0$ - и  $\bar{D}_i^0$ -мезонов существенно ограничивает значения параметров  $\varphi, \Phi, \theta_c$  и сводится к условию симметричности матрицы  $A$ , где  $M_L = AM_R$ .

Рассмотрим случай нарушенной  $SU(6)$ -симметрии, когда массы кварков отличаются друг от друга, если кварки принадлежат разным кварковым триплетам [74], а именно:

$$m_p \approx m_n \approx m_\lambda = m_1; \\ m_t \approx m_b \approx m_r = m_2, \quad m_2 \gg m_1.$$

В этом случае для матричных элементов соответствующих переходов в 4-м порядке по теории возмущений находим:

$$\left. \begin{aligned} 1. K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0: S_4 &= \bar{\lambda}\gamma^\alpha \frac{1+\gamma_5}{2} n\bar{\lambda}\gamma_\alpha \frac{1+\gamma_5}{2} nI_2 \sin^2 \theta_c \cos^2 \theta_c; \\ 2. D_1^0 \leftrightarrow \bar{D}_1^0: S_4 &= \bar{n}\gamma^\mu\gamma^\nu \frac{\gamma_5}{2} b\bar{n}\gamma_\nu\gamma_\mu \frac{\gamma_5}{2} bI_1 \cos^2 \theta_c; \\ 3. D_2^0 \leftrightarrow \bar{D}_2^0: S_4 &= \bar{\lambda}\gamma^\mu\gamma^\nu \frac{\gamma_5}{2} b\bar{\lambda}\gamma_\nu\gamma_\mu \frac{\gamma_5}{2} bI_1 \sin^2 \theta_c; \\ 4. D_3^0 \leftrightarrow \bar{D}_3^0: S_4 &= \bar{p}\gamma^\mu\gamma^\nu \frac{\gamma_5}{2} t\bar{p}\gamma_\nu\gamma_\mu \frac{\gamma_5}{2} tI_1 \sin^2 \Phi; \\ 5. D_4^0 \leftrightarrow \bar{D}_4^0: S_4 &= \bar{p}\gamma^\mu\gamma^\nu \frac{\gamma_5}{2} r\bar{p}\gamma_\nu\gamma_\mu \frac{\gamma_5}{2} rI_1 \cos^2 \Phi; \\ 6. D_5^0 \leftrightarrow \bar{D}_5^0: S_4 &= r\bar{\gamma}^\alpha \frac{1+\gamma_5}{2} t\bar{r}\gamma_\alpha \frac{1+\gamma_5}{2} tI_2 \sin^2 \Phi \cos^2 \Phi, \end{aligned} \right\} \quad (130)$$

где введены следующие обозначения:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &\approx -i \frac{g^4 m_2^2}{8m_W^4 (4\pi)^2} \left[ \ln \frac{m_2^2}{m_W^2} + \frac{\sqrt{a-4B}}{\sqrt{a}} \ln \frac{\sqrt{a} + \sqrt{a-4B}}{\sqrt{a} - \sqrt{a-4B}} \right]; \\ a &= (k_2 - k_4)^2 / m_W^2; \quad B = m_2^2 / m_W^2. \end{aligned} \right\} \quad (131)$$

При  $(k_2 - k_4)^2 = 0$  [ $k_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) — импульсы кварков (см. [74])]:

$$I_1 \approx -i (g^4 m_2^2 / 8m_W^4 (4\pi)^2) [2 + \ln (m_2^2 / m_W^2)]; \quad (132)$$

$$I_2 \approx -i (g^4 m_2^2 / 8m_W^4 (4\pi)^2). \quad (133)$$

Таким образом, при учете разности масс триад кварков переход  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$  по-прежнему остается подавленным, а именно:

$$(m_L - m_S) / m_{K^0} = (g^4 m_2^2 / 8m_W^4 (4\pi)^2) \cos^2 \theta_c \sin^2 \theta_c f_K^2, \quad (134)$$

где  $m_L, S$  — массы  $K_L^0, S$ -мезонов. В то же время независимо от выбора параметра  $\Phi$ , как это видно из формул (130), всегда существует система  $D_i^0$ , переход которой в  $\bar{D}_i^0$  будет идти без дополнительного подавления. Например,  $D_1^0 = (b\bar{n})$ :

$$(m_{D_1 L} - m_{D_1 S}) / m_{D_1} \approx iI_1 \cos^2 \theta_c f_{D_1}^2. \quad (135)$$

Смешивание таких  $D_i^0, \bar{D}_i^0$ -состояний может оказаться тем механизмом, который может привести к димюонным событиям в нейтринных экспериментах с одинаковым знаком зарядов мюонов. Полагая параметр  $\Phi = 0$  равным нулю, можно проследить интересную взаимосвязь между лево- и правоспиральными токами [равенство  $\Phi = 0$  означает соответствие этой схемы с моделью ГИМ ( $t \equiv c$ )]:

$$J_L = \bar{p}n(\theta_c) + \bar{r}b + \bar{t}\bar{\lambda}(\theta_c); \quad (136)$$

$$J_R = \bar{p}b + \bar{r}n(\theta_c) + \bar{t}\bar{\lambda}(\theta_c). \quad (137)$$

Если строить теорию слабых и электромагнитных взаимодействий на основе калибровочной симметрии  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$  (см. [71, 72]), то, рассматривая смешивание заряженных  $W_L^\pm$ - и  $W_R^\pm$ -бозонов

$$\left. \begin{aligned} W_L^\pm &= W_1^\pm \cos \alpha + W_2^\pm \sin \alpha; \\ W_R^\pm &= -W_1^\pm \sin \alpha + W_2^\pm \cos \alpha, \end{aligned} \right\} \quad (138)$$

можно получить следующий кварковый лагранжиан взаимодействия токов с калибровочными бозонами [ср. с (121)]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & e \left( \frac{2}{3} \bar{p} \gamma_\mu p - \frac{1}{3} \bar{n} \gamma_\mu n + \frac{2}{3} \bar{l} \gamma_\mu l - \frac{1}{3} \bar{\lambda} \gamma_\mu \lambda + \right. \\ & + \frac{2}{3} \bar{r} \gamma_\mu r - \frac{1}{3} \bar{b} \gamma_\mu b \left. \right) A_\mu + \frac{g}{2} (\bar{p} \gamma_\mu \gamma_5 p - \bar{n} \gamma_\mu \gamma_5 n + \dots) Z_\mu^A + \\ & + \frac{\sqrt{g^2 + \tilde{g}^2}}{2} (\bar{p} \gamma_\mu p - \bar{n} \gamma_\mu n + \dots - 2 \sin^2 \theta_V J_\mu^{3, M}) Z_\mu^V + \\ & + \frac{g \cos \alpha}{2} J_{\mu L}^+ W_1^- - \frac{g \sin \alpha}{2} J_{\mu R}^+ W_1^- + \\ & + \frac{g \sin \alpha}{2} J_{\mu L}^+ W_2^- + \frac{g \cos \alpha}{2} J_{\mu R}^+ W_2^- + \text{э. с.} \end{aligned} \quad (139)$$

Ограничения на массы промежуточных векторных бозонов в случае лагранжиана (139) несколько отличаются от приведенных ранее [см. (121)]:

$$\begin{aligned} M_{W_2}^2 &\gg M_{W_1}^2 \frac{\sqrt{2} e^2 \cos^2 \alpha}{4G \sin^2 \theta_V}; \quad M_{Z_V} = \\ &= \frac{M_{W_1}}{\cos \alpha \cos \theta_V}; \quad M_{Z_A} = M_{Z_V} \cos \theta_V, \end{aligned} \quad (140)$$

где  $G$  — фермиевская константа слабого взаимодействия, угол  $\theta_V$  по-прежнему связан с углом Вайнберга соотношением  $\sin^2 \theta_V = 2 \sin^2 \theta_W$ . Подставляя в формулу (140) численное значение угла Вайнберга  $\sin^2 \theta_W = 3/8$ , получаем следующие границы для возможных значений масс промежуточных бозонов, зависящие от величины угла смешивания лево- и правостороннего миров:

$$45 G\epsilon \lesssim M_{W_1} \lesssim 62 G\epsilon; \quad M_{Z_A} \approx 62 G\epsilon; \quad M_{Z_V} \approx 124 G\epsilon. \quad (141)$$

Заметим, что нижняя граница для массы заряженного  $W_1$ -бозона  $M_{W_1} \sim 45 G\epsilon$  отвечает максимальному смешиванию ( $\alpha = \pi/4$  [72]).

Указанные значения масс калибровочных промежуточных бозонов можно получить, спонтанно нарушая первоначальную симметрию лагранжиана с помощью механизма Хиггса. Так, смешивание промежуточных бозонов  $W_L^\pm$  и  $W_R^\pm$  можно осуществить,

используя присоединенное представление скалярных полей  $(3, \bar{3})$  группы  $SU(2)_L \times SU(2)_R$  [72]. Обратим внимание на тот факт, что при очень высоких энергиях, где необходимо учитывать обмен  $W_{\frac{1}{2}}^{\pm}$ -бозонами, смешивание между право- и левосторонними мирами исчезнет. Представляет интерес выписать гамильтониан слабого нелептонного взаимодействия, обусловленного обменами заряженными  $W_{\frac{1}{2}}^{\pm}$ -бозонами, который следует из вида лагранжиана (139):

$$\mathcal{H}^{\text{эф}} = (G/\sqrt{2}) \{J_L J_L^{\dagger} + \text{tg } \alpha J_L J_R^{\dagger} + J_R J_L^{\dagger} + \text{tg}^2 \alpha J_R J_R^{\dagger}\} + \text{э. с.}, \quad (142)$$

где  $J_L$  и  $J_R$  определяются выражениями (136), (137). В изложенном подходе содержится пространственно-временная  $(V + A)$ -связь «обычного»  $\lambda$ -кварка с тяжелым  $t(c)$ -кварком. Как было отмечено выше, существует ряд указаний на то, что в теории с четырьмя кварками ( $p, n, \lambda, c$ ) можно учитывать именно данный ток. Конечно, подразумевается, что величина смешивания  $\text{tg } \alpha$  существенным образом не должна отличаться от единицы. С другой стороны, интерпретация недавно наблюдаемого Ледерманом резонанса в системе  $(\mu^+ \mu^-)$  с массой  $9,5 \text{ Гэв}$  [88] как состояния, аналогичного  $\Psi$ -мезону, состоящему из тяжелых кварков  $b$  и  $\bar{b}$  ( $Q_b = -1/3; m_b = 5 \text{ Гэв}$ ), указывает на то, что угол смешивания  $\alpha$  несколько меньше  $\pi/4$ , в противном случае мы могли бы наблюдать значительное подрастание полных сечений взаимодействий антинейтрино с веществом.

Заметим, что эффект подавления переходов в высших порядках по теории возмущения  $D_i^0 \leftrightarrow \bar{D}_i^0$  при равных массах всех рассматриваемых кварков справедлив при любой величине угла смешивания  $\alpha$  [74], хотя представляет интерес для не очень малых значений  $\alpha$ . Так, наличие в теории правосторонних токов, обеспечивающих переходы между тяжелыми и легкими кварками, а также значительного смешивания  $\alpha$ , приводит к тому, что слабые распады адронных систем, составленных из тяжелых кварков  $b, t, r$ , происходят со значительной эффективной константой взаимодействия, что соответствует малым временам жизни этих систем ( $10^{-14}$ — $10^{-16} \text{ сек}$ ) при массах  $b$ -кварков  $\approx 5 \text{ Гэв}$ . С другой стороны, без смешивания между лево- и правосторонними мирами ( $\alpha = 0$ ) некоторые из этих систем могут оказаться долгоживущими, т. е. распадаться в высших порядках по теории возмущения.

Из соотношений (136), (137) видно, что один тип тока переходит в другой при замене легкого кварка ( $p$ ) на тяжелый ( $r$ ), и наоборот. При этом  $p$ - и  $r$ -кварки находятся в изодублетах ( $p, n$ ) и ( $r, b$ ) соответственно, в то время как компоненты токов (136) и (137), составленные из изосинглетов  $t$  и  $\lambda$ , остаются неизменными. Переход от этой схемы к восьмикварковой с четырьмя легкими

( $p, n, \lambda, c$ ) и четырьмя тяжелыми кварками ( $\mathcal{P}, \mathcal{R}, \Lambda, C$ ) в рамках указанной взаимосвязи приводит к токам [71, 74]:

$$J_L = p\bar{n}(\theta_c) + \mathcal{P}\bar{\mathcal{R}}(\theta_c) + c\bar{\lambda}(\theta_c) + C\bar{\Lambda}(\theta_c); \quad (143)$$

$$J_R = \mathcal{P}\bar{n}(\theta_c) + p\bar{\mathcal{R}}(\theta_c) + C\bar{\lambda}(\theta_c) + c\bar{\Lambda}(\theta_c). \quad (144)$$

Замены  $p \leftrightarrow \mathcal{P}$ ,  $c \leftrightarrow C$  осуществляют взаимосвязь между левыми и правыми токами  $J_R \leftrightarrow J_L$ . Схема с токами (143) и (144) удовлетворяет всем требованиям, о которых говорилось выше. В частности,  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ -переходы подавлены, но в то же время смешивание  $D_i^0 - \bar{D}_i^0$ -мезонов для некоторых систем  $D_i^0$  происходит весьма интенсивно.

В восьмикварковой схеме  $c$ -кварк считается тяжелее своих партнеров по фундаментальному  $SU(4)$ -представлению, но можно предположить, что он легче кварков  $\mathcal{P}, \mathcal{R}, \Lambda, C$ . Порог рождения тяжелых частиц с  $H = 1$  может оказаться поэтому расположенным существенно выше порога рождения очарованных частиц, содержащих  $c$ -кварк с  $H = 0$ , например, выше порога образования  $c\bar{p}$ -мезона.

В рамках кварк-лептонной аналогии уместно рассмотреть также восьмилептонный вариант схемы (143), (144) с четырьмя тяжелыми лептонами  $M^0, M^-, E^0, E^-$ . Лептонные токи в этом случае будут иметь вид [71, 74]:

$$J_L^l = e^-\bar{\nu}_e(\theta_l) + \mu^-\bar{\nu}_\mu(\theta_l) + E^-\bar{E}^0(\theta_l) + M^-\bar{M}^0(\theta_l); \quad (145)$$

$$J_R^l = E^-\bar{\nu}_e(\theta_l) + M^-\bar{\nu}_\mu(\theta_l) + e^-\bar{E}^0(\theta_l) + \mu^-\bar{M}^0(\theta_l) \quad (146)$$

и при замене  $e^- \leftrightarrow E^-$ ,  $\mu^- \leftrightarrow M^-$  приходим к симметрии между левым и правым лептонными токами:  $J_L^l \leftrightarrow J_R^l$ . Кварк-лептонную аналогию можно распространить и дальше, имея в виду наличие у лептонов электронного и мюонного квантовых чисел. Будем называть  $p, n$  ( $e, \nu_e$ ) и  $c\lambda$  ( $\mu, \nu_\mu$ ) легкими кварками (лептонами) соответственно, а  $\mathcal{P}, \mathcal{R}$  ( $E^-, E^0$ ) и  $C, \Lambda$  ( $M^-, M^0$ ) — тяжелыми кварками (лептонами). Кваркам (лептонам)  $p, n, \mathcal{P}, \mathcal{R}$  ( $e, \nu_e, E^-, E^0$ ) припишем электронное квантовое число, кваркам (лептонам)  $c, \lambda, C, \Lambda$  ( $\mu, \nu_\mu, M^-, M^0$ ) — мюонное (странное) квантовое число. В работе [92] отмечалось, что угол  $\theta_l$ , смешивающий электронное и мюонное квантовые числа, в лептонных токах играет роль, аналогичную роли угла Кабиббо  $\theta_c$  в адронном токе, обуславливающим переходы с изменением странности и очарования. В рассматриваемой здесь восьмикварковой (восьмилептонной) схеме слабых взаимодействий можно сделать предположение о существовании такой аналогии между углами  $\theta_l$  и  $\theta_c$ . Подавление слабых токов, ответственных за переходы между кварками (лептонами) из разных



колонок нижеприведенной табл. 2 обеспечивается факторами  $\sin^2 \theta_c$  ( $\sin^2 \theta_l$ ). Нейтральные недиагональные переходы типа  $n \leftrightarrow \lambda$  или  $e \leftrightarrow \mu$  также естественно подавляются в рассматриваемом подходе.

Таблица 2

Электронные		Мюонные		H
кварки	лептоны	кварки	лептоны	
$p$ $n$	$e$ $\nu_e$	$c$ $\lambda$	$\mu$ $\nu_\mu$	0, легкие кварки и лептоны
$\mathcal{P}$ $\mathcal{N}$	$E^-$ $E^0$	$C$ $\Lambda$	$M^-$ $M^0$	1, тяжелые кварки и лептоны

Слабые взаимодействия типа (143)–(146) можно рассмотреть в рамках калибровочной симметрии  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ . Нарушая эту симметрию с помощью механизма Хиггса до симметрии  $U(1)$ , приходим к выводу, что взаимодействия между нейтральными токами кварков и лептонов будут осуществляться посредством двух тяжелых бозонов  $Z_A$  и  $Z_V$ , причем массы этих бозонов составляют  $m_{Z_A} = m_{W_{L,R}^\pm}$ ;  $m_{Z_V} = (\sqrt{g^2 + g'^2}/g') m_{Z_A}$ .

За счет константы  $g'$ , отвечающей симметрии  $U(1)$ , а также благодаря тому, что нейтринные пучки получаются от распадов  $\pi \rightarrow \mu\nu$  и  $K \rightarrow \mu\nu$ , где нейтрино (антинейтрино) обладает левой (правой) спиральностью, можно удовлетворительно описать [70] имеющиеся данные по реакции  $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + \mathcal{N} \rightarrow \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) + X$  [76].

Таким образом, в рамках  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ -калибровочной симметрии и восьмикварковой (восьмилептонной) схемы возможно построение модели слабых взаимодействий, которая удовлетворяет следующим условиям.

1. Ниже порога рождения тяжелых частиц с  $|H| = 1$  для заряженных токов совпадает с механизмом ГИМ.

2. Позволяет включить правосторонние токи  $(\bar{p}q_1)_R$  и  $(n\bar{q}_2)_R$ , где  $q_{1,2}$  — новые кварки с зарядами  $-1/3$ ,  $2/3$  соответственно, причем ток типа  $(\bar{p}q_1)_R$  может привести к росту с энергией отношения сечений  $\sigma(\bar{\nu} + \mathcal{N} \rightarrow \mu^+ + X)/\sigma(\nu + \mathcal{N} \rightarrow \mu^- + X)$ . Степень роста зависит от степени смешивания заряженных состояний  $W$ -бозонов, отвечающих группам симметрии  $SU(2)_L$  и  $SU(2)_R$ .

Правые токи с участием тяжелых лептонов могут привести к образованию в адрон-адронных столкновениях «прямых» лептонов с необычной поляризацией [90, 93–96].

3. Позволяет объяснить, почему выше порога рождения тяжелых частиц нейтральные токи в  $\nu \mathcal{N}$ -взаимодействиях могут совпадать с предсказаниями механизма ГИМ. Заметим, что в слабых адрон-адронных переходах, обусловленных нейтральными токами, четность все же может нарушаться при учете масс кварков. Жизнеспособность схемы с двумя нейтральными  $Z_A^-$ ,  $Z_V^-$ -бозонами можно попытаться проверить, исследуя эффекты несохранения  $P$ -четности в мюон-нуклонных экспериментах с изменением поляризации первичных мюонов от распадов  $\pi \rightarrow \mu\nu$  за счет их кинематической деполяризации в л. с. [97].

4. Содержит в себе возможность смешивания электронного и мюонного квантовых чисел, определяющегося углом  $\theta_l$ . Для слабых взаимодействий, включающих в рассмотрение легкие лептоны ( $\nu_\mu, \mu^-, \nu_e, e^-$ ), угол смешивания приводит к интересным следствиям, касающимся прежде всего нейтринных осцилляций  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$  [92].

Включение угла смешивания  $\theta_l$  в правосторонние лептонные токи, содержащие переходы тяжелых лептонов  $M^0(\theta) \rightarrow \mu, E^0(\theta) \rightarrow e$ , представляют интерес с точки зрения поиска распадов  $\mu \rightarrow e\gamma, \mu \rightarrow Ze$ . Так, доля распадов  $\mu \rightarrow e\gamma$  по отношению к основному распаду  $\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu}$ , как можно показать [92], составляет

$$\frac{\Gamma(\mu \rightarrow e\gamma)}{\Gamma(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu})} = \frac{3}{32} \frac{\alpha}{\pi} \left( \frac{M_2^2 - M_1^2}{M_{W_1}^2} \right)^2 \sin^2 \theta_l \cos^2 \theta_l \operatorname{tg}^4 \alpha. \quad (147)$$

Значения масс тяжелых лептонов  $M^0$  и  $E^0$  соответственно равны  $M_2$  и  $M_1$ . В выражение (147) входит величина  $\operatorname{tg} \alpha$ , характеризующая смешивание между  $W_E^\pm$ - и  $W_R^\pm$ -бозонами [см. (138)] [72]. Другие возможности существования отличного от нуля угла смешивания  $\theta_l$  могут проявляться в распадах адронов с  $\mu e$ -парой в конечном состоянии (например, распад  $K_L^0 \rightarrow \mu e$  либо  $D^- \rightarrow$

$\bar{E}^0 e^- + \dots$   
 $\rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow e^+ + \dots \\ \rightarrow \mu^+ + \dots \end{array} \right.$  · Если же углы лептонного смешивания различны

для левых и правых токов ( $\theta_l^L \neq \theta_l^R$ ), то имея, скажем, частично или полностью поляризованный пучок мюонов (для конкретности, правополяризованный), мы придем к возможности существования

процессов вида  $\mu_R^- + \mathcal{N} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow \mu^- + \dots \\ \rightarrow e^- + \dots \end{array} \right.$  т. е. на опыте может

наблюдаться «видимое» нарушение закона сохранения мюонного

и электронного квантовых чисел, связанное с различием углов смешивания:  $(\theta_l^L - \theta_l^R) \neq 0$  [72].

В рассмотренных выше схемах слабых взаимодействий гипотеза диагональности использовалась в самом строгом смысле. Но известное на эксперименте подтверждение этой гипотезы в настоящее время недостаточно. Подавление нейтральных недиагональных переходов  $n \leftrightarrow \lambda$  ( $\mu \leftrightarrow e$ ) может обуславливаться глубокими физическими причинами, отражением которых является существование адронного угла Кабиббо и его лептонного аналога  $\theta_l$ .

Наличие угла смешивания адронов (лептонов) с различными гиперзарядами по сути дела может означать, что в природе возможно существование нескольких миров [72, 74, 87]:

1) нестранный мир (электронный) кварков (лептонов):

$(p, n, \mathcal{F}, \mathcal{R} \dots)$  со странностью (мюонным квантовым числом), равной нулю;  
 $(e^-, \nu_e, E^-, E^0 \dots)$

2) странно-очарованный (мюонный) мир кварков (лептонов) с электронным числом равным нулю для лептонов и с ненулевыми значениями странности или очарования для кварков:

$$\left( \begin{array}{cccc} c, & \lambda, & C, & \Lambda \dots \\ \mu, & \nu_\mu, & M^0, & M^- \dots \end{array} \right);$$

3) мир, характеризующийся новым квантовым числом, возможное появление которого связано с обнаружением  $\tau$ -лептона:

$$\left( \begin{array}{cc} \dots & ? \\ \nu_\tau, & \tau \dots \end{array} \right).$$

При этом переходы между кварками (лептонами) из разных миров даже за счет заряженных слабых токов обусловлены углом Кабиббо  $\theta_c$  и его лептонным аналогом  $\theta_l$ . Нейтральные недиагональные переходы между кварками (лептонами) из разных миров оказываются подавленными существенно сильнее. Вопрос о природе этого подавления связан, по-видимому, с неизвестной в настоящее время внутренней структурой кварков (лептонов). С другой стороны, нейтральные переходы между кварками (лептонами) внутри одного и того же мира могут оказаться наблюдаемыми на данном этапе развития эксперимента. Например, это касается следующих токов:  $(\bar{\nu}_\mu M^0)$ ,  $(\bar{\nu}_e E^0)$ ,  $(\bar{\mu}^- M^-)$ ,  $(\bar{e}^- E^-)$ ,  $(\bar{p} \mathcal{F})$ ,  $(\bar{c} C)$ ,  $(\bar{n} \mathcal{R})$ ,  $(\bar{\lambda} \Lambda)$ . Угол смешивания двух различных миров может оказаться при этом значительным именно для лептонов. Полезно привести пример слабых взаимодействий, учитывающий указанные возможности. Разместим лептоны по дублетам группы

$SU(2)_L \times SU(2)_R$ , согласно приведенным ниже формулам:

$$\begin{pmatrix} \nu_e & E^0 \\ e^- & E^- \end{pmatrix}_{L,R}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu & M^0 \\ \mu^- & M^- \end{pmatrix}_{L,R}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau & \mathcal{T}^0 \\ \tau^- & \mathcal{T}^- \end{pmatrix}_{L,R}. \quad (148)$$

При построении схемы (148) используется «ослабленный» принцип диагональности, т. е. предполагается подавление только тех недиагональных переходов, в которых дополнительно не сохраняется лептонное квантовое число.

Дальнейшее развитие теоретических схем в рамках шести, восьми и т. д. кварков — это увеличение ранга калибровочной группы. Так, в шестикварковой модели Харари можно сконструировать схему слабых взаимодействий на основе  $SU(3)_L \times SU(3)_R$ -калибровочной группы. Для этого следует распределять рассматриваемые кварки (лептоны) по представлениям группы, например, кварки в модели [44] можно разместить по триплетам следующим образом:

$$\begin{pmatrix} p \\ n \\ \lambda \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \\ r \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ \lambda \\ n \end{pmatrix}_R, \quad \begin{pmatrix} p \\ r \\ b \end{pmatrix}_R.$$

Естественное обобщение схемы слабых взаимодействий в рамках восьми кварков — это рассмотрение  $SU(4)_L \times SU(4)_R$ -калибровочной группы. В этом случае кварки можно распределить по квадруплетам, например:

$$\begin{pmatrix} p \\ n \\ \mathfrak{K} \\ \mathcal{P} \end{pmatrix}_{L,R}, \quad \begin{pmatrix} c \\ \lambda \\ \Lambda \\ C \end{pmatrix}_{L,R}$$

Заметим, что появление нескольких левых (правых) мультиплетов как в случае шести-, так и в случае восьмикварковых моделей, очевидно, не случайное. Действительно, открытие  $\tau$ -лептона вполне может указывать на существование мультиплетов с новым квантовым числом ( $\tau^-$ ,  $\nu_\tau$ , ...). Этот факт, конечно, требует тщательной экспериментальной проверки, необходимо изучение таких каналов распада  $\tau$ -лептона, как  $\tau^- \rightarrow e^- \gamma$ ,  $\tau^- \rightarrow \mu \gamma$ ,  $\tau^- \rightarrow 3e$ ,  $\tau^- \rightarrow 3\mu$ .

#### 4. НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СЛЕДСТВИЯ КАЛИБРОВОЧНЫХ СХЕМ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Тяжелые лептоны (кварки) [101, 102] и интерпретация многолептонных событий в нейтринных экспериментах. Одним из первых указаний на возможное существование частиц с нескрытым

новым квантовым числом (шармом, прелестью и т. п.) явились результаты нейтринных экспериментов по образованию пар заряженных лептонов (мюонов) [103—106]. В настоящее время экспериментально установлены следующие ограничения на сечения рождения лептонных пар в нейтринных и антинейтринных опытах на нуклонных мишенях:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sigma^{\nu}(\mu^+\mu^-)}{\sigma^{\nu}(\mu^-)} &\sim 10^{-2}; & \frac{\sigma^{\nu}(\mu^-\mu^-)}{\sigma^{\nu}(\mu^-)} &\sim 10^{-3}; & \frac{\sigma^{\nu}(\mu^-e^+)}{\sigma^{\nu}(\mu^-)} &\sim 5 \cdot 10^{-3}; \\ \frac{\sigma^{\bar{\nu}}(\mu^+\mu^-)}{\sigma^{\bar{\nu}}(\mu^+)} &\sim 8 \cdot 10^{-3}; & \frac{\sigma^{\bar{\nu}}(\mu^+\mu^+)}{\sigma^{\bar{\nu}}(\mu^+)} &\leq 10^{-3}; & \frac{\sigma^{\bar{\nu}}(\mu^+e^-)}{\sigma^{\bar{\nu}}(\mu^+)} &\sim 5 \cdot 10^{-3}. \end{aligned} \right\} \quad (149)$$

По современным оценкам сечение рождения очарованных (прелестных) адронов в  $\nu_{\mu}N$ -взаимодействиях в области энергий первоначального пучка нейтрино порядка 100 Гэв составляет 15—20% от полного сечения  $\nu_{\mu}N$ -взаимодействия. Поэтому если полулептонная мода распада очарованных (прелестных) мезонов (барионов) составляет 5—10%, то это предположение согласуется с экспериментальными результатами (149).

Появление димюонных событий одного знака в рамках четырехкварковой ( $p, n, \lambda, c$ ) схемы трудно объяснить за счет процесса регенерации  $D_0 \leftrightarrow \bar{D}_0$ , так как в схеме ГИМ эта регенерация сильно подавлена. Однако ассоциированное образование очарованных частиц в нейтринном взаимодействии с сечением  $\sim 1\%$  от полного вполне может объяснить появление дилептонов одного знака. Эта же гипотеза не противоречит результатам экспериментов, где наблюдалось образование пар и троек мюонов в конечном состоянии [107] в процессах  $\mu N$ -взаимодействия:

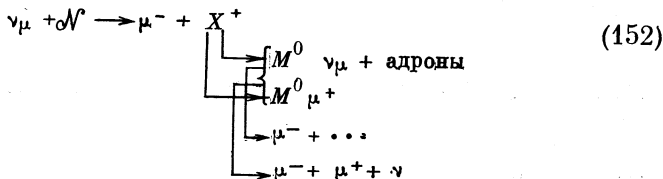
$$\frac{N(3\mu)}{N(\mu)} \sim 5 \cdot 10^{-4}; \quad \frac{N(2\mu)}{N(\mu)} \sim 10^{-3}. \quad (150)$$

Заметим, что в многокварковых схемах с правосторонними токами можно обеспечить регенерацию некоторых нейтральных систем ( $D_s^0$ -мезонов) на достаточно высоком уровне (см. разд. 3). Необходимо отметить также, что наблюдение дилептонных пар с различными знаками зарядов лептонов можно трактовать как образование и последующий распад тяжелых лептонов, например:

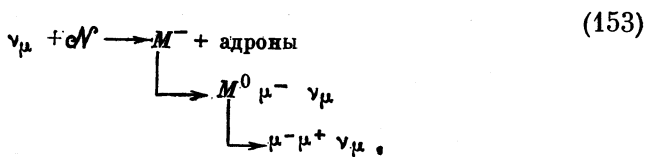
$$\nu_{\mu} + \alpha N \rightarrow M^0 + \dots \quad (151)$$

$$\left. \begin{aligned} &\rightarrow \mu^- \mu^+ \nu \\ &\rightarrow \mu^- e^+ \nu \\ &\rightarrow \mu^- E^0 e^+ \\ &\quad \rightarrow e^- \mu^+ \nu \end{aligned} \right\}$$

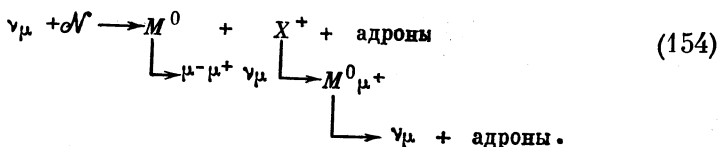
Возможен и другой механизм появления многолептонных событий, связанный с распадами адронов с новыми квантовыми числами по каналам с образованием нейтрального тяжелого лептона [90]:



Образование тяжелого лептона в лептонном блоке  $\nu_\mu \mathcal{N}$ -взаимодействия при одновременном образовании адрона с новым квантовым числом в адронном блоке может привести к многолептонным событиям через указанный выше каскад распадов. Так, тройки мюонов ( $\mu^- \mu^+ \mu^-$ ), ( $\mu^- \mu^+ \mu^+$ ), наблюдаемые в эксперименте [103, 108], можно трактовать как процесс образования и распада заряженных и нейтральных тяжелых лептонов [109]. В случае образования тройки ( $\mu^- \mu^- \mu^+$ ):



а в случае образования тройки ( $\mu^- \mu^- \mu^+$ ):



Совокупность механизмов (153) и (154) может привести к образованию в конечном состоянии большего числа лептонов ( $n > 3$ ).

Заметим, что поиски тяжелых лептонов наиболее естественно проводить именно в нейтринных экспериментах. В рассмотренных выше калибровочных схемах обсуждались тяжелые заряженные лептоны и тяжелые нейтральные лептоны как с мюонными, так и с электронными квантовыми числами ( $M^-, E^-, M^0, E^0$ ). Существует еще одна интересная возможность, связанная с включением в теорию большего числа лептонов [6 лептонов с мюонным (электронным) квантовым числом], которая предполагает существо-

вание двух типов заряженных лептонов. Калибровочные  $SU(2)$ -схемы в этом случае содержат дублеты лептонов типа:

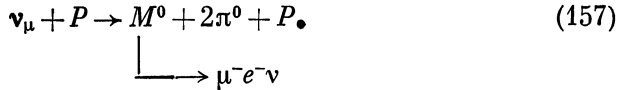
$$\left( \begin{array}{c} \nu_\mu(\theta) \\ \mu^- \end{array} \right)_L; \quad \left( \begin{array}{c} M^0(\theta) \\ M^- \end{array} \right)_L; \quad \left( \begin{array}{c} \tilde{M}^0(\theta) \\ \mu^- \end{array} \right)_R; \quad \left( \begin{array}{c} N_\mu^0(\theta) \\ M^- \end{array} \right)_R, \quad (155)$$

где  $\theta$  — угол смешивания электронного и мюонного лептонных миров. Аналогично размещаются по дублетам лептоны с электронным квантовым числом. Возможна также  $SU(2)$ -калибровочная схема, которая содержит недиагональные нейтральные переходы между вышеперечисленными лептонами:

$$\left( \begin{array}{c} (\cos \alpha \nu_\mu + \sin \alpha M^0)(\theta) \\ \cos \beta \mu^- + \sin \beta M^- \end{array} \right)_L; \quad \left( \begin{array}{c} (\cos \tilde{\alpha} \tilde{M}^0 + \sin \tilde{\alpha} N_\mu^0)(\theta) \\ \cos \tilde{\beta} \mu^- + \sin \tilde{\beta} M^- \end{array} \right)_R \quad (156)$$

и аналогичные дублеты лептонов с электронными квантовыми числами.

Указание на существование недиагональных лептонных переходов, как отмечалось, было получено в нейтринном эксперименте на камере СКАТ [85—87], где, возможно, наблюдалась реакция



Принципиальное значение рассматриваемых многолептонных схем состоит в том, что они включают в рассмотрение по крайней мере три типа нейтральных тяжелых лептонов  $M^0$ ,  $\tilde{M}^0$ ,  $N_\mu^0$ .

Вполне возможно, что указанием на существование тяжелых нейтральных лептонов служат эксперименты по обнаружению «прямых» лептонов в адрон-адронных соударениях и измерению их поляризации ( $\mu^+$ ) при больших поперечных импульсах:  $p_\perp = 2 \div 2,8 \text{ Гэв}/c$  [93, 98, 99]. Рождение новых частиц (например, шарм-мезонов) в адрон-адронных соударениях с последующими распадами на тяжелые лептоны:

$$X \rightarrow M^0 \mu^+ + \dots; \quad E^0 e^+ + \dots; \quad M^0 \rightarrow \mu^- + \dots \quad (158)$$

$\downarrow$   
 $\longrightarrow M^0 \tilde{\nu}_\mu + \dots; \quad E^0 \tilde{\nu}_e + \dots; \quad E^0 \rightarrow e^- + \dots,$

где токи  $(\tilde{M}^0 \mu^-)_R$ ,  $(\tilde{E}^0 e^-)_R$  являются правоспиральными, могло бы объяснить наблюдаемую продольную поляризацию  $\mu^+$  [90, 94—96].

По последним результатам [100] [предварительный результат [98, 99]  $p_{\parallel}(\mu^+) = -(0,85 \pm 0,35)$ ]

$$p_{\parallel}(\mu^+) = -(0,41 \pm 0,17). \quad (159)$$

Если отождествить  $X$ -мезоны с очарованными, масса которых не превышает  $2 \text{ Гэв}$ , то для осуществления распадов (158) необходимо, чтобы масса  $M^0$  не превышала  $2 \text{ Гэв}$ .

Анализ события на камере СКАТ позволил установить ограничения на массу предполагаемого  $M^0$ -лептона [85—87]:  $1,4 \leq m(M^0) \leq 2,1 \text{ Гэв}$ . Оценка времени жизни  $M^0$  по наблюдаемому пробегу его продуктов распада дает  $\tau \sim (5 \div 7) \cdot 10^{-12} \text{ сек}$ . Если масса  $M^0$  окажется близкой к верхнему пределу, то распады очарованных частиц по каналу (158) могут оказаться подавленными и поэтому не смогут давать существенного вклада в выход «прямых» лептонов, образующихся в  $P\mathcal{N}$ -соударениях. Тогда ситуацию с поляризацией  $\mu^+$  в  $P\mathcal{N}$ -столкновениях можно было бы понять, если предположить существование другого тяжелого нейтрального лептона  $\tilde{M}^0$ , как в схеме (156), масса которого должна быть заметно меньше массы  $M^0$ . Причем, как следует из схемы (156),  $\tilde{M}^0$  ( $\tilde{E}^0$ )-лептоны не должны рождаться в нейтринных экспериментах. Наблюдение таких лептонов тогда возможно в  $\mu$  ( $e$ ),  $\mathcal{N}$ -взаимодействиях. Соответственно время жизни  $\tilde{M}^0$  ( $\tilde{E}^0$ )-лептонов должно быть заметно больше, чем  $\tau_{M^0}$  ( $\tau_{E^0}$ ).

Рождение в  $\nu_{\mu}\mathcal{N}$  ( $\bar{\nu}_{\mu}\mathcal{N}$ )-взаимодействиях тяжелых лептонов, а также существование недиагональных нейтральных лептонных токов приводит к некоторому изменению ожидаемых величин сечений  $\nu_{\mu}\mathcal{N}$  ( $\bar{\nu}_{\mu}\mathcal{N}$ )-взаимодействий в реакциях как с заряженными, так и нейтральными токами. Например, образование  $M^0$  в реакции  $\nu_{\mu} + \mathcal{N} \rightarrow M^0 + \dots$  с последующими распадами  $M^0 \rightarrow \mu^- + \dots$ ;  $M^0 \rightarrow \nu_{\mu} + \dots$  будет формально давать вклады в полное сечение реакций как с заряженными, так и с нейтральными токами, причем в случае ( $V - A$ )-варианта вклад в сечение реакций с нейтральными токами при энергиях вдали от порога образования  $M^0$  будет превышать в три раза вклад в сечение реакций, вызываемых антинейтрино. Правда, измерение полных сечений  $\nu_{\mu}\mathcal{N}$  ( $\bar{\nu}_{\mu}\mathcal{N}$ )-взаимодействий через заряженные токи в области энергий  $100-250 \text{ Гэв}$  указывает на то, что сами эти вклады незначительны, что, в свою очередь, указывает либо на малость констант переходов  $\nu_{\mu} \leftrightarrow M^-$ ,  $\nu_{\mu} \leftrightarrow M^0$  ( $G_{\text{эф}} \ll G_F$ ), либо на значительную массу тяжелого лептона  $M^-$  [ $m(M^-) \gg 8 \text{ Гэв}$ ].

Так как тяжелые лептоны с электронным квантовым числом могут оказаться значительно легче тяжелых мюонных лептонов, то представляется интересным провести соответствующие поиски в пучках высокоэнергетических электронных нейтрино, примесь



которых всегда имеется в пучке  $\nu_\mu^*$ . О разумности этого предположения говорят и опыты на встречных  $e^+e^-$ -пучках, в которых процессы образования  $\mu e$ -пар объясняются рождением тяжелых заряженных лептонов  $\tau$  с массой  $\approx 1,9$  Гэв. Этому лептону можно либо приписать новое квантовое число, либо мюонное или электронное. В последнем случае в схеме с восемью лептонами  $\tau^\pm$  может занять место  $E^\pm$  [71, 74].

**Поведение полных сечений  $\nu_\mu \mathcal{N}(\tilde{\nu}_\mu, \mathcal{N})$ -взаимодействий и образование тяжелых кварков.** Возможное существование новых тяжелых кварков и тяжелых лептонов [82, 85, 86, 88] (помимо шармовых) ставит перед экспериментаторами ряд проблем, связанных с их обнаружением. В рассматриваемых калибровочных схемах существуют как лево-, так и правосторонние токи переходов обычных валентных кварков нуклона ( $p, n$ ) в тяжелые кварки. Естественно искать процессы, обусловленные этими переходами, прежде всего в нейтринных экспериментах. На основе кварк-партоновой картины дифференциальные распределения вторичных мюонов при учете правосторонних кварковых переходов будут выглядеть следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{\nu\mathcal{N}}}{dx dy} &= \frac{G^2 ME}{\pi} \{ [q_L(x) + \bar{q}_L(x)(1-y)^2] + \\ &+ \kappa [\bar{q}_R(x) + q_R(x)(1-y)^2] \}; \\ \frac{d^2\sigma^{\tilde{\nu}\mathcal{N}}}{dx dy} &= \frac{G^2 ME}{\pi} \{ [q_L(x)(1-y)^2 + \bar{q}_L(x)] + \\ &+ \kappa [q_R(x) + \bar{q}_R(x)(1-y)^2] \}; \\ x &= \frac{Q^2}{2M\nu}; \quad y = \frac{\nu}{E_\nu}; \quad \kappa = \text{tg}^2 \alpha \left( \frac{1-\eta}{1+\eta} \right)^2; \quad \eta = \frac{M_{W_1^\pm}^2}{M_{W_2^\pm}^2}. \end{aligned} \right\} \quad (160)$$

В этих формулах функции  $q_L(x) \bar{q}_L(x)$  представляют умноженные на  $x$  плотности распределения первичных кварков (антикварков)-партонов в нуклоне, связанных со вторичными кварками через  $(V - A)$ -ток,  $q_R(x) \bar{q}_R(x)$  — соответственно для распределения кварков в нуклоне, связанных с другими кварками через  $(V + A)$ -ток.

Переменная  $x$  характеризует долю продольного импульса нуклона, переносимую кварком-партоном, взаимодействующим

\* Примесь  $\nu_e(\bar{\nu}_e)$  в пучках  $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$  составляет  $\leq 0,5\%$ . Поэтому проведение поисков  $E^-, E^+$  потребует значительного времени.

\*\* При  $\alpha = \pi/4$ ,  $\eta = M_{W_A}^2 / M_{W_V}^2$ .

с лептоном в системе, где нуклон-мишень движется с релятивистской скоростью. Параметр  $0 \leq \kappa \leq 1$  в формуле (160) характеризует интенсивность включения правоспиральных токов и зависит от конкретной модели. Так, в схеме с 6—8 кварками, основанной на  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ -калибровочной симметрии (см. разд. 3), параметр  $\kappa$  зависит от степени смешивания заряженных  $W_L^\pm$ ,  $W_R^\pm$ -бозонов [71, 72]. Максимальное увеличение сечения в случае  $\nu_\mu \mathcal{N}$ -взаимодействия через заряженные токи происходит на  $1/3$  за счет правоспиральных переходов типа  $(n \leftrightarrow q)_R$  ( $Q_q = 2/3$ ) [110], в антинейтринном взаимодействии сечение может увеличиться за счет перехода  $(p \leftrightarrow b)_R$  ( $Q_b = -1/3$ ) в 4 раза [91]. Существование правосторонних токов типа  $(p \leftrightarrow b)_R$  приводило бы к появлению  $y$ -аномалии [103] в антинейтринных экспериментах и к росту отношения сечения реакции  $\bar{\nu}_\mu + \mathcal{N} \rightarrow \mu^+ + \dots$  к сечению процесса  $\nu_\mu + \mathcal{N} \rightarrow \mu^- + \dots$  с увеличением первичной энергии. Новые данные [111—114] не подтверждают пока существование наблюдавшейся ранее  $y$ -аномалии, т. е. несогласующегося с кварковой партонной моделью с тремя сортами кварков поведения  $d\sigma(\bar{\nu}_\mu \mathcal{N})/dy$ . С другой стороны, если смешивание между левыми и правыми мирами не происходит ( $\kappa = 0$ ), то на ход сечений взаимодействия нейтрино (антинейтрино) с нуклонами новые токи не будут оказывать никакого влияния и в нейтринных экспериментах тяжелые кварки ( $b$ - и  $r$ -типа) рождаться не будут. За счет левосторонних токов в схеме Харари возможно образование  $r$ -кварка с последующим его распадом и образованием  $b$ -кварка (см. разд. 3). В  $\bar{\nu}_\mu \mathcal{N}$ -взаимодействии подобные процессы могут осуществляться только на кварках из моря  $q\bar{q}$ -пар с образованием  $\bar{r}$ -кварков и с распадом последних на  $\bar{b}$ -кварки. В этом случае поиски тяжелых кварков в нейтринных экспериментах могут оказаться бесплодными, но позволят оценить границы  $\kappa$ . Массы тяжелых кварков ожидаются в интервале 2—100 Гэв. Попытки наблюдения необычных адронов следует предпринять также либо в процессе  $e^+e^-$ -аннигиляции, либо в адрон-адронных соударениях. Кстати, как будет показано ниже, наблюдаемую поляризацию «прямых»  $\mu^+$  в  $P\mathcal{N}$ -столкновениях в рамках стандартной схемы ГИМ объяснить практически очень трудно. Остается только предположить, что уже при энергиях  $\sqrt{s} = 11,6$  Гэв происходит рождение частиц с новым квантовым числом тяжести, масса которых лежит в области 2—4 Гэв. Этот вопрос требует тщательного экспериментального исследования.

По аналогии с лептонной схемой, включающей в рассмотрение недиагональные нейтральные переходы, полезно рассмотреть кварковую схему, основанную на калибровочной симметрии либо  $SU(2) \times U(1)$ , либо  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$  с четырьмя дублетами кварков:

$$\left. \begin{array}{l} \left( \begin{array}{l} \cos \alpha p + \sin \alpha \mathcal{P} \\ \cos \beta n + \sin \beta \mathcal{N} \end{array} \right)_{(\theta)_L}; \quad \left( \begin{array}{l} \cos \alpha c + \sin \alpha C \\ \cos \beta \lambda + \sin \beta \Lambda \end{array} \right)_{(\theta)_L}; \\ \left( \begin{array}{l} \cos \tilde{\alpha} p + \sin \tilde{\alpha} \mathcal{P} \\ \cos \tilde{\beta} n + \sin \tilde{\beta} \mathcal{N} \end{array} \right)_{(\theta)_R}; \quad \left( \begin{array}{l} \cos \tilde{\alpha} c + \sin \tilde{\alpha} C \\ \cos \tilde{\beta} \lambda + \sin \tilde{\beta} \Lambda \end{array} \right)_{(\theta)_R} \end{array} \right\} \quad (161)$$

В указанной схеме рождение новых частиц с квантовым числом тяжесть может происходить и за счет  $(V - A)$ -переходов.

**Поляризационные эксперименты и правосторонние лептонные токи.** В связи с возможностью существования правоспиральных лептонных токов, обсуждавшейся в разд. 3, 4 [94, 115], представляет интерес экспериментальный поиск правополяризованных лептонов (левополяризованных антилептонов) в процессах нейтринных, мюонных и электронных взаимодействий с нуклонами. Например, поиск правосторонних токов [94, 115]  $(\mu^- M^0)_R$  или  $(\bar{e}^- E^0)_R$  возможно вести в реакциях  $\mu^\pm + \mathcal{N} \rightarrow \bar{M}^0 (M^0) +$  адроны или  $e^\pm + \mathcal{N} \rightarrow \bar{E}^0 (E^0) +$  адроны. Весьма важное значение приобретает проблема измерения поляризации положительных мюонов в распадах:

$$M^0 \Rightarrow \begin{cases} \mu^+ + \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ \mu^+ + e^- + \nu_e \\ \mu^+ + \text{адроны.} \end{cases} \quad (162)$$

По знаку и величине поляризации  $\mu^+$  можно установить структуру тока  $(\bar{\mu}^- M^0)$ .

Несколько сложнее установить структуру тока  $(\bar{\mu}^- M^0)$  в распадах:

$$M^0 \Rightarrow \begin{cases} \mu^- + \mu^+ + \nu_\mu \\ \mu^- + e^+ + \nu_e \\ \mu^- + \text{адроны} \end{cases} \quad (163)$$

из-за деполяризации отрицательных мюонов в процессе образования мезоатомов при остановке и захвате  $\mu^-$ -мезонов на атомные уровни с последующими каскадными переходами атома в основное состояние. Однако и в этом случае мюон сохраняет 7—15% первоначальной поляризации и для установления характера взаимодействия достаточно измерить знак угловой асимметрии электронов в распаде  $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ . Кроме того, если  $(\bar{\mu}^- M^0)$ -ток имеет  $(V + A)$ -форму, то в пучке левополяризованных  $\mu^-$  (правополяризованных  $\mu^+$ ) образование  $M^0 (\bar{M}^0)$  будет невозможным. Создание пучков  $\mu^\pm$  с заданной поляризацией вполне реально путем выделения различных областей углов вылета мюонов от распадов пионов и каонов [97]. Изменяя поляризацию мюонного пучка,

можно проследить характер изменения выхода событий с образованием  $\bar{M}^0 (M^0)$ .

Поиск правополяризованных нейтрино [90, 115] (левополяризованных антинейтрино), которые могут существовать в шести- и восьмикварковых калибровочных схемах, можно провести с помощью методики «beam dump». Суть этой методики заключается в том, что следует направить протонный пучок непосредственно на ядерную защиту с тем, чтобы резко ослабить вторичный поток левополяризованных нейтрино (правополяризованных антинейтрино), возникающих при распадах  $K$ - и  $\pi$ -мезонов, образующихся в протон-ядерных столкновениях. Относительная доля необычных нейтрино (антинейтрино), образующихся в процессе распада короткоживущих гипотетических адронов (очарованных бозонов или фермионов), должна возрасти, и поиск подобных процессов существенно облегчается. Правополяризованные нейтрино (левополяризованные антинейтрино), попадая на детектор, расположенный непосредственно за ядерной защитой, будут вызывать реакции:

$$\nu_{\mu R} (\nu_{eR}) + \mathcal{N} \rightarrow M^- (E^-) + \text{адроны}; \quad (164)$$

$$\bar{\nu}_{\mu L} (\bar{\nu}_{eL}) + \mathcal{N} \rightarrow M^+ (E^+) + \text{адроны}. \quad (165)$$

Тяжелые лептоны  $M^\pm$ ,  $E^\pm$ , образующиеся в реакциях (164) и (165), можно идентифицировать по их лептонным модам распада:

$$M^- \rightarrow \mu^- (e^-) + \bar{\nu}_\mu (\bar{\nu}_e) + \nu_\mu; \quad E^- \rightarrow e^- (\mu^-) + \bar{\nu}_e (\bar{\nu}_\mu) + \nu_e; \quad (166)$$

$$M^+ \rightarrow \mu^+ (e^+) + \nu_\mu (\nu_e) + \bar{\nu}_\mu; \quad E^+ \rightarrow e^+ (\mu^+) + \nu_e (\nu_\mu) + \bar{\nu}_e. \quad (167)$$

При этом наиболее вероятное значение поперечного импульса  $\mu^\pm$ ,  $e^\pm$ -продуктов распада (166), (167) будет составлять  $p_\perp \approx \approx m_M/4$ , что позволит отсечь фон от обычных взаимодействий нейтрино и идентифицировать процессы (164), (165). Правую поляризацию нейтрино в процессах (164), (165) можно установить по энергетическим и угловым распределениям заряженных лептонов от распадов (166), (167). Подробные расчеты этих распределений представлены в работе [116].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение взаимодействия элементарных частиц на основе калибровочного подхода позволило не только устранить ряд принципиальных трудностей старой кабиббовской теории (ее неперенормируемость, трудность, связанная с унитарным пределом, и т. п.), но и предсказать новые интересные явления в области физики слабых взаимодействий в широком диапазоне высоких и сверхвысоких энергий. Калибровочный подход впервые продемонстрировал возможность построения единой теории слабых

и электромагнитных взаимодействий и указал способ включения в эту схему сильных взаимодействий кварков. Представляется весьма вероятным, что наблюдаемое существенное различие между эффективными константами указанных взаимодействий обусловлено тем, что данные опыта, имеющиеся в нашем распоряжении, получены при не очень высоких энергиях. Переход в область сверхвысоких энергий (физика на расстояниях, сравнимых с квантом длины  $10^{-17}$  см [117]) должен дать ответ на вопрос, имеем ли мы дело с единым взаимодействием или в природе существуют принципиально различные виды взаимодействий.

Основные ожидаемые в различных калибровочных теориях эффекты связаны, прежде всего, с образованием новых адронов и лептонов, квантов взаимодействия — векторных бозонов в различных видах соударений элементарных частиц (лептон-адронные столкновения,  $e^+e^-$ -аннигиляция, адрон-адронные взаимодействия).

Поиск и детальное изучение новых частиц и процессов могут привести в недалеком будущем к решению ряда вопросов, связанных с установлением спектра лептонов, и, возможно, к выяснению вопроса о том, какова природа аналогии между кварками и лептонами и в чем суть их различия.

Кратко перечислим те актуальные проблемы, на которые современная теория элементарных частиц ждет ответа: 1)  $\mu$ -проблема и, возможно, связанная с ней проблема  $\lambda/n$  (природа угла Кабиббо); 2) кварк-лептонная проблема (число кварков и лептонов и природа их аналогии); 3) проблема поиска кварков, глюонов,  $W$ -бозонов; 4) тип калибровочных симметрий слабых взаимодействий и число калибровочных бозонов; 5) при каких энергиях слабые взаимодействия станут сравнимы с сильными; 6) проблема CP-несохранения в распадах новых адронов.

Окончательный выбор единой калибровочной схемы взаимодействий элементарных частиц во многом зависит от решения перечисленных проблем.

Мы благодарим Б. А. Арбузова и Л. Д. Соловьева за прочтение рукописи, критические замечания, полезные советы и поддержку. Мы также признательны В. В. Верещагину, С. С. Герштейну, Б. А. Долгошеину, Ю. М. Зиновьеву, Е. П. Кузнецову, А. К. Лиходеду, А. И. Оксаку, В. А. Петрову, Г. П. Пронько, Г. Л. Рчеулишвили, В. Н. Ройнишвили, Ю. Г. Строганову, Р. М. Суляеву за многочисленные обсуждения на разных этапах работы над обзором.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ;

1. Hasert F. J. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 46, p. 121.
2. Hasert F. J. e.a. Ibid., p. 138; «Nucl. Phys. B», 1974, v. 73, p. 1.
3. Cabibbo N. «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 13, p. 777; 1963, v. 10, p. 531.

4. Dashen R. e.a. *Ibid.*, 1964, v. 13, p. 777.
5. Gell-Mann M. «*Phys. Lett.*», 1964, v. 8, p. 214.
6. Окунь Л. Б. Слабое взаимодействие элементарных частиц. М., Физматгиз, 1963.
7. Бернштейн Дж. Элементарные частицы и их токи. Пер. с англ. М., «Мир», 1973.
8. Адлер С., Дашен Р. Алгебры токов и их применение к физике частиц. Пер. с англ. М., «Мир», 1973.
9. Нгуен Ван Хьеу. Лекции по теории унитарной симметрии элементарных частиц. М., Атомиздат, 1967.
10. Arbuzov B. A. Plenary Report on Weak Interactions at the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics. Dubna, 1977.
11. Glashow S. L., Iliopoulos J., Maiani L. «*Phys. Rev. D*», 1970, v. 2, p. 1285.
12. Петер Э. В кн.: Вариационные принципы в механике. Пер. с англ. М., Физматгиз, 1959.
13. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. М., «Наука», 1976.
14. Yang C. N., Mills R. L. «*Phys. Rev.*», 1954, v. 96, p. 191.
15. Weinberg S. «*Phys. Rev. Lett.*», 1967, v. 19, p. 1264.
16. Salam A. In: Proc. 8th Nobel Symposium. Stockholm, 1968.
17. Higgs P. W. «*Phys. Lett.*», 1964, v. 12, p. 132; «*Phys. Rev. Lett.*», 1964, v. 13, p. 508; «*Phys. Rev.*», 1966, v. 145, p. 1156.
18. Kibble T. W. B. «*Phys. Rev.*», 1965, v. 155, p. 1554.
19. Guralnik G. S., Hagen C. R., Kibble T. W. B. «*Phys. Rev. Lett.*», 1964, v. 13, p. 585.
20. Adler S. L. «*Phys. Rev.*», 1969, v. 177, p. 2226.
21. Bell J. S., Jackiw R. «*Nuovo cimento*», 1969, v. 51, p. 47.
22. Georgi H., Glashow S. L. «*Phys. Rev. D*», 1972, v. 6, p. 429.
23. Окунь Л. Б. В кн.: Элементарные частицы. 3-я школа ИТЭФ, вып. 3. М., Атомиздат, 1975.
24. Aubert J. J. e.a. «*Phys. Rev. Lett.*», 1974, v. 33, p. 1404.
25. Augustin J. E. e.a. *Ibid.*, p. 1404.
26. Bjorken V. J., Glashow S. L. «*Phys. Lett.*», 1964, v. 11, p. 255.
27. Blietschau J. e.a. «*Nucl. Phys. B*», 1977, v. 11, p. 218.
28. Lee W. In: Proc. of the 17th Intern. Conf. on High Energy Phys. London, 1974.
29. Gell-Mann M. «*Physics*», 1964, v. 1, p. 63.
30. Schwinger J. «*Phys. Rev. Lett.*», 1959, v. 3, p. 296.
31. Герштейн С. С., Зельдович Я. Б. «*ЖЭТФ*», 1955, т. 29, с. 698.
32. Feynman R. P., Gell-Mann M. «*Phys. Rev.*», 1958, v. 109, p. 193.
33. De Rujula A., Georgi H., Glashow S. L. «*Phys. Rev. Lett.*», 1975, v. 35, p. 69.
34. Волков Г. Г., Липартелиани А. Г., Тихонин Ф. Ф. Препринт ИФВЭ 75-103. Серпухов, 1975.
35. Волков Г. Г., Липартелиани А. Г., Тихонин Ф. Ф. Препринт ИФВЭ 75-110. Серпухов, 1975; «*Письма в ЖЭТФ*», 1975, т. 22, с. 523.
36. Волков Г. Г., Липартелиани А. Г. Препринт ИФВЭ 75-132. Серпухов, 1975; «*Ядерная физика*», 1976, т. 24, с. 609.
37. Fritsch H., Gell-Mann M., Minkowsky P. «*Phys. Lett. B*», 1975, v. 59, p. 256.
38. Wilczek F. e.a. «*Phys. Rev. D*», 1975, v. 12, p. 2768.
39. Kingsley R., Wilczek F., Zee A. «*Phys. Lett. B*», 1976, v. 61, p. 259.
40. Pakvasa S., Simmons W. A., Tuan S. F. «*Phys. Rev. Lett.*», 1975, v. 35, p. 702.
41. Волков Г. Г., Липартелиани А. Г., Монич В. А. Препринт ИФВЭ 75-153. Серпухов, 1975.

42. Golowich E., Holstein B. R. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 831.
43. Kingsley R. L. e.a. «Phys. Rev. D», 1976, v. 12, p. 2768.
44. Harari H. «Phys. Lett. B», 1976, v. 57, p. 265.
45. Mohapatra R. N. «Phys. Rev. D», 1972, v. 6, p. 2023.
46. Mohapatra R. N., Pati J. C. «Phys. Rev. D», 1973, v. 8, p. 2317.
47. Mohapatra R. N., Pati J. C. Technical Report 74-085. University of Maryland, 1974.
48. Pati J. C., Salam A. «Phys. Rev. D», 1973, v. 8, p. 1240.
49. Georgi H., Glashow S. L. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 438.
50. Georgi H., Quinn H. R., Weinberg S. Ibid., v. 33, p. 451.
51. Fritsch H., Minkowsky P. См. [70].
52. Weinberg S. In: Proc. 2th Intern. Conf. on Elementary Particle Physics at Aix-en-Provence, 1973.
53. Marx G. «Phys. Rev. Lett.», 1965, v. 14, p. 334.
54. Grib A. «JETP Lett.», 1965, v. 2.
55. Lee T. D. «Phys. Repts», 1975, v. 9, p. 143.
56. Greenberg O. W. «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 13, p. 598.
57. Боголюбов Н. Н., Струминский Б. В., Тавхелидзе А. Н. Препринт ОИЯИ Р-2141. Дубна, 1965.
58. Bogolubov N. N. e.a. In: Proc. of the Elementary Particle Physics Conf. in Yerevan. Ann. of the Armenian SSR Academy, 1965, p. 405.
59. Tavkhelidze A. N. In: Proc. of the Trieste Seminar. Vienna, IAEA, 1965, p. 763.
60. Han M. Y., Nambu Y. «Phys. Rev. B», 1965, v. 130, p. 1006.
61. Politzer H. D. «Phys. Rep. C», 1974, v. 14, p. 129.
62. Salam A. In: Proc. of the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics. Dubna, 1977.
63. Rajasekaran G., Roy P. Preprint TEFР/ТН/75-38.
64. Окунь Л. Б., Захаров В. И., Иоффе Б. Л. «УФН», 1975, т. 117, с. 227.
65. Говорков А. Б. «ЭЧАЯ», 1977, т. 8, с. 1056.
66. Greenberg O. W., Nelson C. A. «Phys. Repts C», 1977, v. 32, p. 69.
67. См. ссылки в работе [65].
68. Pati J. C., Salam A. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 661.
69. De Rujula A., George H., Glashow S. L. Ibid., 1975, v. 35, p. 628.
70. Fritsch H., Minkowsky P. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 103, p. 61.
71. Liparteliani A. G., Volkov G. G. Preprint ИНЕР 76-165. Серпухов, 1976.
72. Liparteliani A. G. e.a. Preprint ИНЕР 77-89. Серпухов, 1977; In.: Proc. of the Intern. Conf. «Neutrino-77». USSR, Elbrus, 1977.
73. Weinberg S. «Phys. Rev. Lett.», 1972, v. 29, p. 1968.
74. Баринов Н. У., Волков Г. Г. Препринт ИФВЭ 76-98. Серпухов, 1976; «Ядерная физика», 1978, т. 1, с. 207.
75. Beg M. A. B., Zee A. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 30, p. 675.
76. Gerstein S. S. In: Proc. of the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics. Dubna, 1977.
77. Волков Г. Г., Рыков В. Л. Препринт ИФВЭ 76-5. Серпухов, 1976.
78. Баранов Д. С. и др. Препринт ИФВЭ 76-161. Серпухов, 1976.
79. Gaillard M. K., Lee B. W. «Phys. Rev. D», 1974, v. 10, p. 897.
80. Bender I., Gromes D., Korner J. «Nucl. Phys. B», 1975, v. 88, p. 525.
81. Волков Г. Г., Липартеллиани А. Г., Рыков В. Л. Препринт ИФВЭ 76-104. Серпухов, 1976.
82. Perl M. L. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 1489.
83. Azimov Ya. I., Frankfurt L. L., Khoze V. A. In.: Proc. of the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics. Dubna, 1977.
84. Khoze V. A., Azimov Ya. I., Frankfurt L. L. Ibid.
85. Баранов Д. С. и др. «Ядерная физика», 1977, т. 26, с. 110; «Phys. Lett. B», 1977, v. 70, p. 269.
86. Baranov D. S. e.a. Preprints ИНЕР 77-30, 77-32. Серпухов, 1977; In:

- Proc. of the Intern. Conf. «Neutrino-77». USSR, Elbrus, 1977.
87. Волков Г. Г. и др. Препринт ИФВЭ 77-176. Серпухов, 1977.
  88. Herb S. W., Hom D. C., Lederman L. M. Preprint FNAL, 1977. Lederman L. M. In: Proc. of the 1977 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at high Energies. Hamburg, 1977; Hom D. C. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 1374.
  89. Gerstein S. S., Likhoded A. K., Pirogov Yu. F. Preprint IHEP 77-111. Serpukhov, 1977.
  90. Волков Г. Г., Никитин Ю. П., Лиходед А. К. Препринт ИФВЭ 76-63. Серпухов, 1976.
  91. Barnett R. M. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 41.
  92. Bilenky S. M., Pontecorvo V. M. «Phys. Lett. B», 1976, v. 61, p. 248; Bilenky S. M., Pontecorvo V. M. In: Proc. of the 18th Intern. Conf. on high Energy Physics. Dubna, 1977.
  93. Dolgoshein B. A. Ibid.
  94. Волков Г. Г., Никитин Ю. П., Соколов А. А. Препринт ИФВЭ 76-36. Серпухов, 1976; «Ядерная физика», 1977, т. 26, с. 149.
  95. Волков Г. Г., Никитин Ю. П., Соколов А. А. Препринт ИФВЭ 76-53. Серпухов, 1976; «Ядерная физика», 1977, т. 25, с. 881.
  96. Nikitin Yu. P. In: Proc. of the 18th Intern. Conf. on high Energy Physics. Dubna, 1977.
  97. Ландсберг Л. Г. В кн.: Материалы 21-й сессии НКС при ИФВЭ. Серпухов, 1977.
  98. Абрамов В. В. и др. Препринт ИФВЭ 74-84. Серпухов, 1974.
  99. Vondarenko G. V. e.a. In: Proc. of the 16th Intern. Conf. on high Energy Physics. Batavia, 1973.
  100. Абрамов В. В. e.a. Preprint IHEP 78-17. Serpukhov, 1978.
  101. Липманов Э. «ЖЭТФ», 1964, т. 46, с. 1917.
  102. Герштейн С. С., Ландсберг Л. Г., Фоломенкин В. Н. В кн.: Тр. семинара по проблеме. М., «Наука», 1974.
  103. Benvenuti A. e.a. «Neutrino-76». Aachen, 1976.
  104. Varish V. A. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 939.
  105. Вовенко А. С. В кн.: Материалы 18-й междунар. конф. по физике высоких энергий. Дубна, 1977.
  106. Steinberger J. Rep. at the Intern. Conf. on high Energy Physics. Budapest, 1977.
  107. Chen K. W. In: Proc. of the Intern. Conf. on Product. of Particle with new quant. Numb. Wisconsin-Madison, 1976.
  108. Benvenuti A. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1977, v. 38, p. 1110, 1183.
  109. Barger V., Gottschalk. UW-Report NCOO-881-567, 1977.
  110. Волков Г. Г., Липартелиани А. Г., Никитин Ю. П. Препринт ИФВЭ 75-131. Серпухов, 1975; «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 22, с. 586.
  111. Cundy D. C. Rep. on the Intern. Conf. «Neutrino-77». USSR, Elbrus.
  112. Горичев П. А. Докл. на междунар. конф. «Нейтрино-77». Эльбрус, 1977.
  113. Turlay R. Rep. on the Intern. Conf. «Neutrino-77». USSR, Elbrus, 1977.
  114. Williams E. Ibid.
  115. Волков Г. Г., Кузнецов Е. П., Никитин Ю. П. Препринт ИФВЭ 76-115. Серпухов, 1976; «Ядерная физика», 1977, т. 26, с. 615.
  116. Albright C.H. «Nucl. Phys. B», 1975, v. 75, p. 539.
  117. Кадышевский В. Г. Докл. на 18-й междунар. конф. по физике высоких энергий. Дубна, 1977.
  118. Волков Г. Г., Липартелиани А. Г. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 22, с. 474.
  119. Baird P.E.G. e. a. «Lett. Nature», 1976, v. 264, p. 528.
  120. Dicus D. A., Mathur V. S. «Phys. Rev. D», 1974, v. 9, p. 1003.
  121. Струминский Б. В. «Ядерная физика», 1965, т. 1, с. 701.
  122. Vasyu H., Nuys J., Van Nove L. «Nuovo cimento», 1965, v. 35, p. 510.
  123. Струминский Б. В. «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 23, с. 55.