

СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ТРЕХТРИПЛЕТНОЙ МОДЕЛИ ЦЕЛОЗАРЯДНЫХ КВАРКОВ

Дж. Л. Чкареули

В модели кварков Хана – Намбу построена калибровочная $SU(2) \otimes U(1)$ -теория слабого взаимодействия с правоспиральными "цветовыми" токами. Новые токи приводят к октетному усилению в нелептонных распадах каонов и гиперонов и предсказывают появление димюонов, наблюдавшихся в нейтринных опытах в Батавии.

Мы примем гипотезу о том, что цвет (цветная $SU(3)$ -симметрия) не сохраняется в слабом и электромагнитном взаимодействиях, все адроны составлены из 9 кварков Хана – Намбу [1, 2]:

$$q = \begin{pmatrix} p_1 & p_2 & p_3 \\ n_1 & n_2 & n_3 \\ \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 \end{pmatrix}, \quad Q = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1)$$

и рассмотрим возможность модификации слабого адронного тока слагаемыми из сектора "цветовых" токов в модели (1) с целью анализа новых данных в лептон-адронных процессах [3 – 5], оказавшихся вне круга предсказаний обычной 4-кварковой теории Вейнберга – Салама [6].

Кварки, по предположению, образуют дублеты и синглеты относительно "слабой" калибровочной группы $SU(2) \otimes U(1)$:

$$\begin{pmatrix} p_3 & n_2 \\ n_3(\theta) & \lambda_3(\theta) \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} n_1 & \lambda_2 \\ n_3(\theta') & \lambda_3(\theta') \end{pmatrix}_R \quad (2)$$

($n_3(\theta) = n_3 \cos \theta + \lambda_3 \sin \theta$, $\lambda_3(\theta) = -n_3 \sin \theta + \lambda_3 \cos \theta$, θ – угол Кабиббо); остальные – синглеты. Структура дублетов такова, чтобы обеспечить механизм Глэшоу – Илиопулоса – Маиани [6] для нейтральной компоненты кваркового тока. Мы положили в (2) $\theta_1 = \theta_2 = 0$ и $\theta_3 = \theta \approx 15^\circ$.

Нетрудно понять, что это фактически соответствует октетному нарушению цветной $SU(3)$. Правоспиральные токи в модели (2) "действуют" в цветовом секторе (по горизонталям матрицы q). Положим для простоты $\theta' = 0$. Наличие в модели (2) слабых токов обеих спиральностей делает теорию свободной от треугольных аномалий [6].

Обсудим динамические свойства модели (2). Заряженный кварковый ток в модели имеет вид

$$J_{\mu}^W = J_{\mu L}^3 + [\bar{n}_2 \gamma_{\mu} \lambda_3(\theta)]_L + [\bar{n}_1 \gamma_{\mu} n_3]_R + [\bar{\lambda}_2 \gamma_{\mu} \lambda_3]_R, \quad (3)$$

где $J_{\mu L}^3$ — ток Кабиббо для "голубых" p_3 -, n_3 - и λ_3 -кварков, а $(\bar{q}' \gamma_{\mu} q)_L = \bar{q}' \gamma_{\mu} (1 \pm \gamma_5) q$. Легко понять, что матричные элементы тока J_{μ}^W меж- R ду обычными адронами отличны от нуля только у первого слагаемого. Остальные члены могут представлять интерес лишь для нелептонных распадов белых адронов, либо для процессов с участием цветных частиц. Отсутствие подавляющего $\sin\theta$ -фактора в правоспиральном токе $J_{\mu R}^W$ приводит к нескольким важным следствиям. Прежде всего, как нетрудно видеть, $(\Delta T = 1/2)$ -часть

$$\mathcal{H}_w^{(1/2)} \approx \frac{G}{\sqrt{2}} \cos \theta [\bar{n}_2 \gamma_{\mu} \lambda_3]_L [\bar{\lambda}_3 \gamma_{\mu} \lambda_2]_R \quad (4)$$

эффеkтивного слабого гамильтониана усилена по сравнению с ее $(\Delta T = 3/2)$ -частью из тока $J_{\mu L}^3$ в $1/\sin\theta$ раз. Гамильтониан (4) дает $(\bar{n}_2 \lambda_2)$ -член в кварковой масс-матрице, пропорциональный, из-за взаимодействия L - и R -токов, массе λ_3 -кварка. Таким образом, нелептонные распады каонов и гиперонов будут теперь доминировать над их лептонными модами как вследствие отсутствия кинематического подавления, так и вследствие большой массы m_{λ} . Взаимодействие (4) дает также основной вклад в разность масс K_L^3 и K_S -мезонов. Подробное обсуждение этого вопроса мы предполагаем дать отдельно. Отметим, кроме того, что гамильтониан (4) удовлетворяет критерию Головича — Хольштейна [7], а это значит, что полный кварковый ток J_{μ}^W не меняет выполняющихся на опыте предсказаний алгебры токов для характеристик адронных распадов K -мезонов и гиперонов.

Нейтринорождение цветных адронов в модели (2) обладает рядом особенностей. Так, квазиупругое рождение цветных барионов свободно "идет" как в нейтринном пучке (ток $[\bar{n}_3 \gamma_{\mu} n_1]_R$), так и в антинейтринном пучке (токи $[n_2 \gamma_{\mu} \lambda_3]_L$, $[\bar{n}_1 \gamma_{\mu} n_3]_R$). С другой стороны, образование странных частиц (в результате рождения и распада цветных адронов) за счет взаимодействия с "валентными" кварками нуклонов мишени имеет место только в $\bar{\nu}$ -пучке с отношением $K/\pi \approx 1$ при больших x . При малых x отношение $K/\pi \approx 1/2$ как в $\bar{\nu}$ -, так и ν -пучке. В результате лептонных распадов цветных адронов возникают $(\mu^+ \mu^-)$ -моды в ν - и $\bar{\nu}$ -рождении [4]. Здесь модель предсказывает $\sigma_{\mu\mu}^{\nu} / \sigma_{\mu\mu}^{\nu} \approx 1$ для малых x и $\sigma_{\mu\mu}^{\bar{\nu}} / \sigma_{\mu\mu}^{\nu} \approx 2$ для больших. Появление же димьюонов с одним знаком заряда следовало бы рассматривать как результат ассоциативного рождения пары цветных адронов с последующим распадом одного из них в лептоны.

Лептоны по аналогии с кварками соберем в "левые" и "правые" дублеты:

$$\left(\begin{array}{cc} \nu_e & \nu_\mu \\ E^-(a) & M^-(a) \end{array} \right)_L, \quad \left(\begin{array}{cc} E^0 & M^0 \\ E^- & M^- \end{array} \right)_R, \quad (5)$$

где $E_L^-(a) = \frac{\sqrt{8}}{3} E_L^- + \frac{1}{3} e_L^-$, $M_L^-(a) = \frac{\sqrt{8}}{3} M_L^- + \frac{1}{3} \mu_L^-$; E^- , E^0 , M^- ,

M^0 – новые тяжелые лептоны электронного и мюонного типа, соответственно. Смешивание, введенное в (5), необходимо чтобы обеспечить универсальность слабого взаимодействия в μ - и β -распаде поскольку кварковый ток (3), взятый в обкладки между обычными адронами h' и h , есть

$$\langle h' | J_\mu^W | h \rangle = \langle h' | J_\mu^3 | h \rangle = \frac{1}{3} \sum_i \langle h' | J_{\mu L}^i | h \rangle = \frac{1}{3} \langle h' | J_\mu^C | h \rangle, \quad (6)$$

где J_μ^C – ток Кабиббо, "цветовой" синглет. Легко видеть, что при этом понижается нижняя граница на массу W -бозона. Обычные рассуждения [6] дают $m_W > 12,4 \text{ ГэВ}$. Смешивание в (5), которое мы ввели для заряженных компонент дублетов, может быть введено также только для их нейтральных компонент или даже для обеих компонент одновременно. Важно, однако, подчеркнуть, что существующие данные по нейтральным токам (см. [5]), а именно высокий уровень нейтрального адронного тока, полностью исключают вторую возможность, оставляя только первую и третью. Это приводит к необходимости предположить существование тяжелых заряженных лептонов обоого типа, что может представлять интерес в связи с наблюдением "аномальных" (μe)-событий в процессах (e^+e^-)-аннигиляции [8].

Для того, чтобы гарантировать всем фермионам – кваркам и лептонам – реалистический спектр масс необходимо ввести три скалярных поля: два комплексных дублета ϕ , χ и один действительный триплет $\vec{\phi}$ с вакуумными ожиданиями $\langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} \lambda \\ 0 \end{pmatrix}$, $\langle \chi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \kappa \end{pmatrix}$; $\langle \vec{\phi} \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \delta \\ 0 \end{pmatrix}$. Мас-

совая матрица лептонов имеет тогда вид

$$L_m = -M\bar{D}D - m\bar{S}^-S^- + h\bar{D}\vec{\tau}D\vec{\phi} + g_1\bar{D}S_L^0\phi + g_2\bar{D}S_L^- \chi + g_3\bar{D}S_R^- \chi + h.c., \quad (7)$$

где D – дублет, электронный либо мюонный; $S_L^0 = E_L^0 (M_L^0)$, а S^- обозначает синглеты, ортогональные $E^-(a)$ и $M^-(a)$. Аналогично возникают массы кварков.

Мы завершим наше рассмотрение обсуждением свойств нейтрального тока J_μ^Z в модели (2). Ток J_μ^Z , взятый между нуклонными обкладками, "обесцвечивается" и имеет простой вид (обкладки не выписываем):

$$J_\mu^Z = \frac{1}{3} \left[\frac{1}{2} \bar{p} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) p + 2 \sin^2 \theta_W \bar{n} \gamma_\mu n \right], \quad (8)$$

где θ_W — угол Вейнберга [6], а точки означают члены, связанные с λ -кварком. Соответствующий эффективный лагранжиан запишется как

$$L_{\nu_2} = \frac{3}{\sqrt{2}} G x \bar{\nu} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \nu [v_S j_{\mu}^S + a_S j_{5\mu}^S + v_3 j_{\mu}^3 + a_3 j_{5\mu}^3], \quad (9)$$

где $G = \frac{g^2}{72m_W^2}$, $x = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W}$, $m_W = \frac{12,4 \Gamma_{\text{эв}}}{\sin \theta_W}$, а v_S , a_S , v_3 , a_3 —

коэффициенты при изоскалярных и изовекторных комбинациях в токе J_{μ}^Z :

$$v_S = \frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W, \quad a_S = \frac{1}{2}, \quad v_3 = \frac{1}{2} - 2 \sin^2 \theta_W, \quad a_3 = \frac{1}{2}. \quad (10)$$

Обратимся теперь к данным по нейтральным токам [5]. Отношения R_{ν} и $R_{\bar{\nu}} (R_{\nu} \equiv \sigma(\nu + N \rightarrow \nu + \dots) / \sigma(\nu + N \rightarrow \mu + \dots))$ согласно (3, 9, 10) равны

$$R_{\nu} = 9x^2 \left(\frac{1}{4} + \frac{4}{3} \sin^4 \theta_W \right), \quad R_{\bar{\nu}} = 9x^2 \left(\frac{1}{4} + 4 \sin^4 \theta_W \right). \quad (11)$$

Взяв экспериментальные значения R в виде интервалов $R_{\nu} = 0,19 \div 0,25$, $R_{\bar{\nu}} = 0,48 \div 0,62$, найдем $0 < x < 0,25$, $\sin^2 \theta_W > 0,35$. Последнее ограничение позволяет сделать важное заключение о преимущественно изоскалярной структуре тока J_{μ}^Z (для средних значений в интервалах R_{ν} и $R_{\bar{\nu}}$ имеем $v_S \approx 2$, $v_3 \approx -1$), на что, по-видимому всерьез указывают последние измерения. Интересно также привести возникающие ограничения на массы слабых бозонов: $21 \Gamma_{\text{эв}} > m_W > 12,4 \Gamma_{\text{эв}}$, $m_Z > 50 \Gamma_{\text{эв}}$.

Автор благодарен А.А.Ансельму, А.Д.Долгову, О.В.Канчели и В.М.Шехтеру за обсуждения ряда вопросов, затронутых в статье.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
11 июня 1976 г.

Литература

- [1] M.Y.Han, Y.Nambu. Phys. Rev., 139B, 1038, 1965.
- [2] A.N.Tavkhelidze. Proc. of Sem. on High - Energy Phys. and Elementary Particles, Vienna, 1965.
- [3] J.E.Augustin et al. Phys Rev. Lett., 34, 764, 1975.
- [4] A.Benvenuti et al. Phys. Rev. Lett., 35, 1199, 1203, 1975.
- [5] J.J.Sakurai. Ref. TH. 2099-CERN, December 1975.
- [6] S.Weinberg. Rev. Mod. Phys., 46, 255, 1974.
- [7] E.Solowich, R.Holstein. Phys. Rev. Lett., 35, 831, 1975.
- [8] M.Pertl et al. Phys. Rev. Lett., 35, 1489, 1975.