Письма в ЖЭТФ, том 48, вып. 1, стр. 13 – 15 *10 июля 1988 г.*

СОКРАЩЕНИЕ НЕАБЕЛЕВЫХ АНОМАЛИЙ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЗАРЯД КВАРКОВ

В.А.Ковальчук

Показано, что условие сокращения неабелевых аномалий фиксирует электрический заряд кварков и определяет ширину распада $\pi^0 \to 2\gamma$

Обычно считается, что наиболее убедительными указаниями на то, что число цветов N_C кварков, взаимодействие которых локально $SU(N_C)$ симметрично, равно трем, является с одной стороны удовлетворительное согласие между вычисленной и измеренной шириной распада $\pi^0 \to 2\gamma$, а с другой – выполнение условия сокращения неабелевых аномалий в динамических токах теории электрослабого взаимодействия, без чего невозможно самосогласованное рассмотрение локальной $SU(2) \otimes U(1)$ симметрии электрослабого взаимодействия [1, 2].

Тем не менее, и этому вопросу посвящена данная статья, нетрудно убедиться в том, что выше отмеченные факты могут иметь место и при $N_C \neq 3$. Действительно, рассмотрим локально $SU(N_C) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ симметричную модель взаимодействия полей материи (для простоты будем рассматривать только первое поколение лептонов и кварков) и калибровочных бозонов. Примем теперь обычные предположения стандартной $SU(3)_C \otimes SU(2) \otimes U(1)$ теории, а именно: кварки преобразуются по фундаментальному представлению $SU(N_C)$, а лептоны и скалярные поля являются цветовыми синглетами; по флэйворной $SU(2) \otimes U(1)$ группе левые компоненты фермионов образуют дублеты, а правые синглеты

$$\binom{\nu}{e}_L, \ \nu_R, \ e_R, \ \binom{u}{d}_L, \ u_R, \ d_R$$

скалярные поля также образуют дублет. Формально объединяя правые компоненты лептонов и кварков в $SU(2)_R$ дублеты, запишем электрические заряды частиц в виде $Q = \tau_3/2 + y$, где τ_3 – матрица Паули, y – гиперзаряд, так что $y = \langle Q \rangle$ – среднему электрическому заряду мультиплета. Отсюда следует, что гиперзаряд лептонов $y_l = -1/2$, а величину гиперзаряда кварков y_q определим из условия сокращения неабелевых аномалий в динамических токах. Таким образом, в последнем пункте, мы отказались от постулата стандартной $SU(3)_C \otimes SU(2) \otimes U(1)$ теории, в которой значение гиперзаряда y_q определялось из предполагаемой величины электрических зарядов u- и d-кварков, величина которых в свою очередь фиксировалась флэйворной $SU(3)$-симметрией в нерелятивистской кварковой модели.

Наличие аномалий в фермионных токах J_μ и J_μ^a, $a = 1, 2, 3$, взаимодействующих с калибровочными полями B_μ и W_μ^a, означает, что дивергенция и ковариантная производная токов на однопетлевом уровне не равна нулю и имеет вид (с выше приведенным определением гиперзаряда) [3]

$$\partial_\mu J^\mu + \ldots = -\frac{y}{24\pi^2}\, \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}\, \partial_\mu \left(\mathrm{tr}\left(W_\nu \partial_\rho W_\sigma + \frac{i}{2} W_\nu W_\rho W_\sigma \right) - \frac{3}{2} B_\nu \partial_\rho B_\sigma \right),$$

$$(D_\mu J^\mu)_a + \ldots = -\frac{y}{24\pi^2}\, \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}\, \partial_\mu\, \mathrm{tr}\, \tau_a \left(B_\nu \partial_\rho W_\sigma + \frac{i}{4} B_\nu W_\rho W_\sigma \right),$$

здесь многоточием обозначены слагаемые юкавского взаимодействия фермионов и хиггсовских полей. Таким образом, условие сокращения аномалий принимает вид

$$N_C y_q + y_l = 0 \quad \text{или} \quad N_C \langle Q_q \rangle + \langle Q_l \rangle = 0 \ .$$

Отсюда следует, что условие сокращения неабелевых аномалий в динамических токах теории электрослабого взаимодействия фиксирует гиперзаряд кварков $y_q = 1/(2N_C)$, а значит и электрический заряд кварков

$$Q_u = (1 + N_C)/(2N_C), \qquad Q_d = (1 - N_C)/(2N_C).$$

Если $N_C = 3$, то мы имеем случай стандартной $SU(3)_C \otimes SU(2) \otimes U(1)$ теории, когда $y_q = 1/6$ и $Q_u = 2/3$, $Q_d = -1/3$.

Нетрудно теперь убедиться в том, воспользовавшись, например, эффективным киральным лагранжианом (ЭКЛ) псевдоскалярных мезонов с весс–зуминовским членом (ВЗЧ) [4], что аномальные вершины взаимодействия пионов с фотонами $\gamma\gamma\pi^0$, $\gamma\pi^+\pi^-\pi^0$, $\gamma\gamma3\pi$ пропорциональны $N_C y_q$, т. е. определяются условием сокращения неабелевых аномалий: $N_C y_q = 1/2$. Таким образом ясно, что ширина распада $\pi^0 \to 2\gamma$ не является подходящим тестом для определения N_C.

Другой величиной, свидетельствующей о том, что $N_C = 3$, является полное сечение процесса $e^+e^- \to$ адроны. Наивное вычисление отношения сечений $R = \sigma(e^+e^- \to \text{адр.})/\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-) = N_C \Sigma Q_q^2$ дает удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Тем не менее, обнаружение на опыте эффектов хромодинамической когерентности отвергло модели независимой фрагментации струй [5], на справедливости которых базировался вывод этого значения R. Более того, нетрудно убедиться в том, что в главном $1/N_C$-разложении матричный элемент процесса $e^+e^- \to$ адроны пропорционален $e^2 N_C Q_q$, и для вычисления полного сечения необходим корректный учет интерференционных явлений.

Известно, что солитонное решение ЭКЛ с ВЗЧ можно считать барионом, причем ВЗЧ предписывает такие квантовые числа солитону, которые соответствуют квантовым числам наблюдаемых барионов, при этом N_C должно быть нечетным [4, 6]. В рамках рассматриваемой $SU(N_C) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ модели, нетрудно также дать и микроскопическое описание барионов (похожая картина возникала при изучении барионов в $1/N_C$–разложении [7]). Пусть $N_C = 2k + 1$, тогда протон может состоять из $(k+1)$ u-кварков и k-d-кварков, нейтрон из k- u-кварков, $(k+1)$ d-кварков. Действительно, поскольку спин-спиновые силы между u- и d-кварками таковы, что им энергетически более выгодно быть антипараллельными, то низшее состояние такой системы будет иметь спин 1/2. Состояние Δ^{++} изобары можно теперь представить, состоящим из $(k+2)$ u-кварков и $(k-1)$ d-кварков. Вообще, если $N_C \neq 3$, то, как известно [4], должны существовать барионы с изотопспином вплоть до $N_C/2$. Поиск таких состояний ведется давно, однако все еще отсутствует надежная интерпретация экспериментальных данных.

В настоящее время наиболее популярной схемой объединения всех взаимодействий являются суперструнные теории [8]. С этой точки зрения ясно, что N_C не может быть очень большим кроме того, представляет интерес рассмотреть в качестве кандидатов на группу цветовой симметрии не только $SU(N_C)$, но также и другие группы Ли [1)]. Отчасти такой анализ был выполнен в [4], где наряду с $SU(N_C)$ рассматривались также $O(N_C)$ и $\mathrm{Sp}(N_C)$-группы. Если кварковые поля преобразуются по фундаментальному представлению цветовой группы, а адроны являются цветовыми синглетами, то, как показано в [4], для существования барионов необходимо, чтобы фундаментальное представление было комплексным. Как известно, этому условию удовлетворяют только две группы Ли, а именно: $SU(N_C)$- и E_6-, поэтому исключительная E_6-группа, также является возможным кандидатом на роль цветовой калибровочной группы.

Таким образом, суммируя результаты работы получим: во-первых, ширина распада $\pi^0 \to 2\gamma$ не является подходящим тестом для определения числа цветов кварков; во-вторых условие сокращения неабелевых аномалий в динамических токах электрослабого взаимодействия фиксирует электрический заряд кварков.

---

1) Автор благодарен В.П.Акулову, обратившему его внимание на этот вопрос.

Автор благодарен В.П.Акулову, Д.В.Волкову, Ю.В. Кулишу, М.П.Рекало, И.В.Столетнему за полезные обсуждения результатов работы.

Литература

1. *Хуанг К.* Кварки, лептоны и калибровочные поля. М.: Мир, 1985.
2. *Морозов А.Ю.* УФН, 1986, **150**, 337.
3. *D.'Hoker E., Farhi E.* Nucl. Phys.,1984, **B248**, 59, 77.
4. *Witten E.* Nucl. Phys., 1983, **B223**, 422, 433.
5. *Докшицер Ю.Л., Троян С.И., Хозе В.А.* Физика высоких энергий. Материалы XXII Зимней школы. ЛИЯФ, 1987, с. 3.
6. *Guadagnini E.* Nucl. Phys.,1984, **B236**, 35.
7. *Witten E.* Nucl. Phys.,1979, **B160**, 57.
8. *Peccei R.D.* Proc. of the XXIII Int. Conf. on High Energy Phys. Ed.S.C.Loken, World Scientific, 1986, p. 3

Поступила в редакцию
25 мая 1988 г.