Письма в ЖЭТФ, том 36, вып. 7, стр. 272 – 275 *5 октября 1982 г.*

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОНЕЧНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПРАВИЛ СУММ ДЛЯ ОПИСАНИЯ СВОЙСТВ БАРИОНОВ В КХД, ОЦЕНКА ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ПРОТОНА В $SU(5)$-МОДЕЛИ

Н.В.Красников, А.А.Пивоваров, Н.Н.Тавхелидзе

На основе использования конечноэнергетических правил сумм мы оцениваем константу связи протона λ_p с интерполирующим током протона. Знание константы связи λ_p позволяет вычислить матричные элементы для распада протона в $SU(5)$-модели великого объединения. Мы получили время жизни протона равным $\tau_p = 10^{28}(M_x/10^{14}\ \text{ГэВ})^4$ лет, M_x— масса X-бозона.

В последние два месяца появились экспериментальные данные, свидетельствующие о нестабильности протона, причем время жизни протона оценивается равным $\tau_p \sim (5-7)\cdot 10^{30}$ лет [1]. Как известно модели великого объединения предсказывают нестабильность протона [2]. Оценка времени жизни протона в моделях великого объединения является в настоящее время одной из наиболее важных задач современной физики элементарных частиц, поскольку поиск распада протона является по сути дела единственной экспериментальной проверкой философии великого объединения. К тому же последние экспериментальные данные [1] резко усилили интерес к задаче об оценке времени жизни протона.

Лагранжиан, описывающий распад протона в стандартной $SU(5)$-модели великого объединения в пренебрежении кабиббовским смешиванием (это приближение весьма разумно в силу малости угла Кабиббо $\sin^2\theta_C = 1/25$) имеет вид [2]

$$\mathcal{L} = \frac{G_u}{\sqrt{2}}\xi\,\bar{e}^c_a(1+3\gamma_a)\,O_{1a} \quad ,$$
$$O_{1a} = \epsilon^{ijk}u^T_k C\gamma_\mu(1-\gamma_5)u_j(\gamma^\mu d_i)_a \quad , \tag{1}$$

где $G_u/\sqrt{2} = g^2/8M^2$, g – калибровочная константа связи, M– масса X- и Y-бозонов. Фактор $\xi = 3{,}5 - 4$ представляет собой учет эффектов перенормировок сильных и электромагнитных взаимодействии. Оценка времени жизни протона в $SU(5)$-модели (впрочем как и в любой другой модели великого объединения) разбивается на две части. Первая часть – определение параметра $G_u/\sqrt{2}$ в эффективном лагранжиане (1). Вторая часть – оценка матричных элементов для лагранжиана (1).

В настоящей работе мы оценим матричные элементы для распада протона на основе использования полюсной модели (см., например, [3]) с помощью конечноэнергетических правил сумм.

Следует отметить, что ранее оценки матричных элементов производились на основе использования нерелятивистской $SU(6)$-модели [4], модели мешков [5] и с использованием техники, разработанной группой ИТЭФ [3]. Поскольку оценка времени жизни протона весьма важна, мы считаем полезным получить численные значения для матричных элементов лагранжиана (1) с помощью новой техники.

Двухточечная функция токов с квантовыми числами протона имеет вид [6,7]

$$\Pi(q) = i \int d^4x\, e^{iqx} < 0|\; TJ^{p'}(x)\bar{J}^{p}(0)|0> \; = \hat{q} \left[-\frac{(q^2)\ln - q^2/\mu^2}{8\pi(2\pi)^3} - \frac{2}{3} < 0|\,\bar{\psi}\psi\,|0>^2 \frac{1}{q^2} \right] +$$

$$+ \frac{1}{(2\pi)^2} < 0\,|\,\bar{\psi}\psi\,|0> q^2 \ln - \frac{q^2}{\mu^2} + \frac{1}{2(2\pi)^2} g_s < 0\,|\,\bar{\psi}\,\sigma_{\mu\nu} G^a_{\mu\nu} \frac{\lambda^a}{2} \psi\,|0> \ln - \frac{q^2}{\mu^2}, \quad (2)$$

$$J^p(x) = u^a(x) C\gamma_\mu u^b \gamma_5 \gamma_\mu d^c(x) \epsilon^{abc},$$

C – матрица зарядового сопряжения.

Это выражение получено в киральном пределе $m_u = m_d = m_s = 0$ и включает только несколько ведущих членов в разложении по $1/q^2$.

Для величины $\Pi(q)$ справедливо представление Челлена – Лемана

$$\Pi(Q) = \int \frac{\hat{q}\rho_1(s) + \rho_2(s)}{s + Q^2} ds - \text{вычитания}, \; Q^2 = -q^2. \quad (3)$$

Уравнение (3) с помощью стандартной техники позволяет получить правила сумм [8-10]

$$\int_0^{s_0} \rho_1^{\text{th}}(s) ds = \int_0^{s_0} \rho_1^{\text{exp}}(s) ds,$$

$$\int_0^{s_0} s\rho_1^{\text{th}}(s) ds = \int_0^{s_0} s\rho_1^{\text{exp}}(s) ds, \quad (4)$$

$$\int_0^{s_0} \rho_2^{\text{th}}(s) ds = \int_0^{s_0} \rho_2^{\text{exp}}(s) ds,$$

где $\rho^{\text{th}}_{1,2}(s)$ в приближении (2) даются выражениями

$$\rho_1^{\text{th}}(s) = \frac{s^2}{8\pi(2\pi)^3} + \frac{2}{3} < 0\,|\,\bar{\psi}\psi\,|\,0>^2 \delta(s),$$

$$\rho_2^{\text{th}}(s) = -\frac{s}{(2\pi)^2} < 0\,|\,\bar{\psi}\,\psi\,|0> - \frac{1}{2(2\pi)^2} g_s < 0\,|\,\bar{\psi}\,\sigma_{\mu\nu} \frac{\lambda^a}{2} G^a_{\mu\nu}\,\psi\,|0>. \quad (5)$$

Насыщая правую часть в правилах сумм (4) однопротонным состоянием получаем уравнения для определения параметров s_0, M_p, λ_p

$$\lambda_p^2 = \frac{s_0^3}{24\pi(2\pi)^3} + \frac{2}{3} < 0\,|\,\bar{\psi}\psi\,|\,0>^2,$$

$$\lambda_p^2 M_p^2 = \frac{s_0^4}{32\pi(2\pi)^3}, \quad (6)$$

$$\lambda_p^2 M_p = - \frac{s_0^2 < 0 \mid \bar{\psi}\psi \mid 0 >}{2(2\pi)^2} - \frac{s_0}{2(2\pi)^2} g_s < 0 \mid \bar{\psi}\, \sigma_{\mu\nu} \frac{\lambda^a}{2}\, G^a_{\mu\nu}\, \psi \mid 0 > ,$$

где константа связи протона с интерполирующим током λ_p определяется следующим образом

$$< 0 \mid J^p\ (0)\ \mid p\,(\mathbf{k}, r) > = \lambda_p u_p(\mathbf{k}, r). \tag{7}$$

Численное значение матричного элемента оператора $\bar{\psi}\, \sigma_{\mu\nu} \frac{\lambda^a}{2} \psi\, G^a_{\mu\nu}$ оценено в работе [11] и равно

$$g_s < 0 \mid \bar{\psi}\, \sigma_{\mu\nu} \frac{\lambda^a}{2}\, G^a_{\mu\nu}\, \psi \mid 0 > = m_0^2 < 0 \mid \bar{\psi}\psi \mid 0 > ,$$

где $m_0^2 \sim 0,5 \div 1$ ГэВ^2. При данных численных значениях вклад этого оператора в систему уравнений (6) оказывается малым, и в дальнейшем мы будем им пренебрегать. Решение системы уравнений (6) имеет вид

$$\begin{aligned} s_0 &= 39{,}65\ \mid < 0 \mid \bar{\psi}\psi \mid 0 > \mid^{2/3} = 1{,}6\, M_p^2\ , \\ \lambda_p^2 &= 4 < 0 \mid \bar{\psi}\psi \mid 0 >^2 = 0{,}26 \cdot 10^{-3}\, M_p^6 , \\ M_p &= 4{,}98 \mid < 0 \mid \bar{\psi}\psi \mid 0 > \mid^{1/3} . \end{aligned} \tag{8}$$

Из соотношения (7) и лагранжиана (1), описывающего распад протона в терминах кварковых полей, получаем эффективный лагранжиан

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{3G_u}{\sqrt{2}}\, \bar{e}^c_a J^p_a\ , \tag{9}$$

описывающий переход протон $\rightleftharpoons$ позитрон. Константа λ_p была вычислена нами ранее (формула (8)) и равна

$$\lambda_p = 1{,}8 \cdot 10^{-4}\ \text{ГэВ}^6. \tag{10}$$

Наш результат сильно отличается от результата ($\lambda_p = 1{,}2 \cdot 10^{-3}$ ГэВ^6), полученного в работе[6] и использованного в работе [3] для оценки времени жизни протона в $SU(5)$-модели. Кажется весьма правдоподобным по аналогии со случаем мезонов [9,10], что интервал усреднения s_0 в формулах (4) должен лежать между квадратом массы протона и квадратом массы следующего радиального возбуждения – $N\,(1470)$. Поэтому естественное ограничение на s_0 таково: $M^2 \leqslant s_0 \leqslant M^2_{N\,(1470)}$, или же, используя формулы (6)

$$0{,}33 \cdot 10^{-4}\ \text{ГэВ}^6 \leqslant \lambda_p^2 \leqslant 7 \cdot 10^{-4}\ \text{ГэВ}^6 . \tag{11}$$

Величина $g^2/8M_x^2$ оценивалась в рамках $SU(5)$-модели многоми авторами (см., например[2]) Основная неопределенность в оценке $g^2/8M_x^2$ связана с неопределенностью в выборе масштаба сильных взаимодействий $\Lambda_{\overline{MS}}$. Анализ экспериментальных данных приводит к значению $\Lambda_{\overline{MS}} = 0,\ 1 – 0,\ 2$ ГэВ [12]. Это значение $\Lambda_{\overline{MS}}$ с учетом всех других неопределенностей приводит к величине

$$M_X = (1 \div 5) \cdot 10^{14}\ \text{ГэВ}. \tag{12}$$

Величина $a_s(M_X) = g^2/4\pi$ известна довольно точно и равна [2]

$$a_s(M_X) = 1/41.$$

В полюсной модели [3]

$$\Gamma(p \to e^{+}\pi^{0}) = \frac{5}{16\pi} G_u^2 \xi^2 \lambda_p^2 \frac{g_\pi^2}{m_p^2} = 0{,}5\Gamma_{tot}(p),$$

где g_π – пион-нуклонная константа связи $g_\pi^2/4\pi = 14$. Для времени жизни протона с учетом основной неопределенности (12) и оценки (10) получаем при $\xi^2 = 10$

$$\tau_p = (M_X/10^{14}\ \text{ГэВ})^4\ 10^{28}\ \text{лет}.$$

При $M_X = 5\cdot 10^{14}$ ГэВ мы получаем $\tau_p \approx 6\cdot 10^{30}$ лет, что согласуется с экспериментальным временем жизни протона $\tau_p \sim (5-7)\cdot 10^{30}$ лет [1].

Для оценки верхней границы времени жизни протона возьмем $\lambda_p^2 = 0{,}33\cdot 10^{-4}$ ГэВ^6 согласно неравенству (11) и $M_X = 5\cdot 10^{14}$ ГэВ, тогда $\tau_p < 4\cdot 10^{31}$ лет. (В работе [3] была получена верхняя оценка $\tau_p < 2\cdot 10^{30}$ лет, закрывающая с учетом последних экспериментальных данных стандартную $SU(5)$-модель).

Наша оценка на время жизни протона близка к оценкам времени жизни протона, основанным на использовании нерелятивистской модели, приблизительно в 7 раз больше оценки работы [3] и в 3 – 14 раз меньше оценок, основанных на модели мешков.

Авторы блгодарны В.А.Матвееву, В.А.Рубакову и А.Н.Тавхелидзе за интерес к работе.

Литература

1. *Rubbia K.* Доклад на 21-й Международной конференции по физике высоких энергий, Париж, 26 – 31 июля 1982 г.
2. *Langacker P.* Phys. Rep., 1981, **72C**, 185; *Ellis J.* Phenomenology of unified gauge theories, CERN, Preprint TH-3174, 1981.
3. *Beresinsky V., Ioffe B., Kogan Y.* Phys. Lett., 1981, **105B**, 33.
4. *Ellis J. et al.* Nucl. Phys., 1980, **B176**, 61; *Goldman T., Ross D.A.* Nucl. Phys., 1980, **B171**, 273; *Machacek M.* Nucl. Phys., 1979, **B159**, 37.
5. *Din A., Girardi G., Sorba P.* Phys. Lett., 1980, **91B**, 77; *Donoghue J.F.* Phys. Lett., 1980, **92B**, 99; *Golowich E.* Phys. Rev., 1980, **D22**, 1148.
6. *Ioffe B.L.* Nucl. Phys., 1981, **B188**, 317.
7. *Chung Y. et al.* Phys. Lett., 1981, **102B**, 175.
8. *Chetyrkin K.G., Krasnikov N.V., Tavkhelidze A.N.* Phys. Lett., 1978, **76B**, 83.
9. *Krasnikov N.V., Pivovarov A.A.* Preprint University Copenhagen NBI – HE-81-38, 1981; Phys. Lett., 1982, **112B**, 397.
10. *Красников Н.В., Пивоваров А.А., Тавхелидзе Н.Н.* Доклад на Международном семинаре „Кварки-82", Сухуми, май 1982 г.
11. *Novikov V. et al.* Proc. Int. Conf. „Neutrino" 78, Lafayette, 1978, p. 278.
12. *Buras A.J.* Rapporteur talk at the 1981 Bonn Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies; *Krasnikov N.V., Pivovarov A.A.* Phys. Lett., 1982, **115B**, 205.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 августа 1982 г.