Письма в ЖЭТФ, том 54, вып. 3, стр. 121 — 123 10 августа 1991 г.

ВКЛАД КВАРК-ГЛЮОННОГО ОПЕРАТОРА В ЭФФЕКТИВНЫЙ $\Delta S = 1$ НЕЛЕПТОННЫЙ ГАМИЛЬТОНИАН ПРИ $m_t \sim M_W$

А.А.Пенин, А.А.Пивоваров

Институт ядерных исследований АН СССР
117312, Москва

Поступила в редакцию 1 июля 1991 г.

Вычислен вклад кварк-глюонного оператора в $H_{\Delta S=1}$ при наличии в теории тяжелого (с массой порядка массы W-бозона) t-кварка. Оценивается влияние этого оператора на параметры нелептонных распадов K-мезонов.

Как известно учет жестких глюонов весьма важен для описания процессов нелептонных распадов K-мезонов [1]. Вычисления в ведущем логарифмическом приближении в теории с шестью кварками дают следующее выражение для эффективного низкоэнергетического гамильтониана [2]

$$H_{\Delta S=1} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{i=1, i\neq 4}^{6} (\xi_c C_i^c + \xi_t C_i^t) O_i, \tag{1}$$

$\xi_q = V_{qd} V_{qs}^*$, V - матрица смешивания кварков, O_i - набор четырехкварковых операторов, явные выражения для которых нам не понадобятся.

Формула (1) получена последовательным отщеплением W-бозона и тяжелых кварков от легкого сектора теории, в предположении, что $m_q \ll M_W$, где m_q - масса любого из шести кварков. Анализ современных экспериментальных данных, однако, указывает на то, что масса t-кварка по крайней мере сравнима с массой W-бозона [3]. В стандартной модели современное ограничение на массу t-кварка составляет $m_t > 89$ ГэВ [4]. Вследствие этого при построении эффективного гамильтониана для нелептонных распадов K-мезонов схема [1,2] не является удовлетворительной. Эффективный гамильтониан с учетом неравенства $m_t > M_W$ был построен в работе [5]. Авторы работы [5], однако, не рассматривают кварк-глюонный оператор ведущей размерности $T = m_s \bar{s}_R G_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} d_L$, где m_s - масса s-кварка, $G_{\mu\nu}$ - тензор напряженности глюонного поля. Этот оператор действительно не дает вклада в $H_{\Delta S=1}$ в однопетлевом приближении, если в теории присутствуют только легкие кварки ($m_q \ll M_W$), в силу унитарности матрицы смешивания. Оказывается, что в случае $m_q > M_W$ оператор

T появляется в $H_{\Delta S=1}$ уже на однопетлевом уровне в аннигиляционной диаграмме. Соответствующий дополнительный вклад ΔH имеет вид

$$\Delta H = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}\ \frac{1}{16\pi^2}\xi_t F_t T, \tag{2}$$

$$F_t(x_t) = \frac{1}{3}\ \frac{1}{(x_t-1)^4}\left(\frac{3}{2}x_t^4 - 9x_t^3 + \frac{9}{2}x_t^2 + 3x_t + 9x_t^2 \ln x_t\right),$$

где $x_t = m_t^2/M_W^2$. Функция $F_t(x_t)$ равна нулю при $x_t = 0$ и $F_t(1) = 1/4$, $F_t(\infty) = 1/2$.

Вычисления проводились в R_ξ-калибровке.

Определим ΔH в области низких энергий, где необходимо вычислять адронные матричные элементы. Применим ренормализационную группу в ведущем логарифмическом приближении. Матрица аномальных размерностей для оператора T и четырехкварковых операторов O_i имеет блочно-диагональный вид, оператор T не смешивается с операторами O_i в ведущем логарифмическом приближении и удовлетворяет ренормгрупповому уравнению

$$\left(\mu^2\frac{d}{d\mu^2} - \gamma\right)T = 0. \tag{3}$$

При смене точки нормировки оператор T, как решение ренормгруппового уравнения (3), преобразуется следующим образом

$$T(M_W) = \eta(M_W,\mu)T(\mu), \quad \eta = \left(\frac{\bar\alpha_s(m_b)}{\bar\alpha_s(M_W)}\right)^{\gamma/b_5}\left(\frac{\bar\alpha_s(m_b)}{\bar\alpha_s(m_b)}\right)^{\gamma/b_4}\left(\frac{\bar\alpha_s(\mu)}{\bar\alpha_s(m_c)}\right)^{\gamma/b_3}, \tag{4}$$

$\mu < m_c$, $b_{N_F} = 11 - \frac{2}{3}N_F$. Аномальная размерность оператора T вычислена в [6] и равна $\gamma = -14/3$. Окончательное выражение для ΔH имеет вид

$$\Delta H = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}\xi_t C_T i m_s \bar s_R G_{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu} d_L, \tag{5}$$

где $C_T = \eta F_t/16\pi^2$.

Оценим влияние ΔH на параметры нелептонных распадов K-мезонов.

Оператор T входит в $H_{\Delta S=1}$ с коэффициентом $\xi_t = s_1 c_1 c_3 s_2^2 + s_1 s_2 s_3 c_2 e^{-i\delta}$. Численные оценки углов смешивания $s_2 < 0,1$, $s_3 < 0,041$ говорят о том, что вклад оператора T в действительную часть амплитуды распада $K^0 \to \pi\pi$ подавлен по сравнению со вкладом четырехкварковых операторов множителем 10^{-2} и им можно пренебречь. При описании отклонения от сверхслабого механизма нарушения CP-инвариантности, однако, смешивание с t-кварком может играть ощутимую роль. Сравним влияние оператора T и четырехкварковых операторов O_i на отношение параметров CP-нарушения ϵ'/ϵ. Из всех операторов O_i доминирующий вклад в отношение ϵ'/ϵ дает оператор O_6 [7]. Рассмотрим относительную величину вкладов T и O_i в выражение для ϵ'/ϵ

$$< 2\pi,\ I = 0|\mathrm{Im}H_{\Delta S=1}|K^0 > |_{O_6} =$$

$$= -\frac{G_F}{\sqrt{2}}\mathrm{Im}\xi_t(C_6^t - C_6^c) < 2\pi,\ I = 0|O_6|K^0 > = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}\mathrm{Im}\xi_t(0,05 - 0,16\ \text{ГэВ}^3).$$

Матричный элемент $< 2\pi, I = 0|T|K^0 >$ последовательной редукцией мезонных полей сводится к

$$< 2\pi, I = 0|T|K^0 > = \sqrt{3}\left(\frac{\sqrt{2}+1}{\sqrt{2}-1}\right)\frac{m_s m_\pi^2}{f_K(m_u+m_d)}m_0^2. \quad (6)$$

Подставив численные оценки $m_s = 130 - 200$ МэВ, $m_0^2(1$ ГэВ$) = 0,8 \pm 0,2$ГэВ^2, $m_u + m_d = 10 - 15$ МэВ, получим

$$< 2\pi, \ I = 0|\mathrm{Im}H_{\Delta S=1}|K^0 > |_T =$$

$$= -\frac{G_F}{\sqrt{2}}\mathrm{Im}\xi_t C_T < 2\pi, \quad I = 0|T|K^0 > = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}\mathrm{Im}\xi_t(0,003 - 0,01 \text{ ГэВ}^3).$$

Для возможности сравнения с вкладом оператора O_6 значения величин, входящих в выражение для ϵ'/ϵ, берутся в точке $\Lambda^2_{QCD} = (0,1$ ГэВ$)^2$, $\bar{\alpha}_s(\mu) = 1$, $m_t = 100$ ГэВ [5].

Следует отметить, что оценка матричного элемента (6) произведена в киральном пределе, что не является хорошим приближением для K-мезона. Поправки за счет ненулевой массы s-кварка могут, вообще говоря, быть существенны. Это приводит к необходимости использования более адекватной низкоэнергетической модели для оценки матричного элемента. Второе замечание касается выбора точки нормировки $\bar{\alpha}_s(\mu) = 1$ [5]. В этой точке пертурбативные поправки к коэффициентным функциям локальных операторов становятся плохо контролируемыми и их учет может изменить соотношение между вкладами операторов O_6 и T на множитель порядка двойки.

Из приведенных оценок ясно, что влияние кварк-глюонного оператора на параметры распадов каонов может быть достаточно большим. Поэтому при наличии в теории тяжелого t-кварка для описания процессов с нарушением CP-инвариантности необходимо использовать полный набор операторов ведущей размерности.

---

1. Vainshtein A., Zakharov V., Shifman M. Nucl. Phys., 1977, B120, 316.
2. Gilman F.J., Wise M.B. Phys. Rev., 1979, D20, 2392; 1983, D27, 1128.
3. Jarlskog C. CERN-TH-5918/90.
4. CDF Collaboration, F. Abe et al. Phys. Rev. Lett., 1990, 64, 142.
5. Paschos E.A., Schneider T., Wu Y.L. Nucl. Phys., 1990, B332, 285.
6. Морозов А.Ю. ЯФ, 1984, 40, 788.
7. Paschos E.A., Turke U. Phys. Rep., 1989, 178, 145.