НИЦ „Курчатовский Институт“ – ИФВЭ
Московский физико-технический институт (Государственный университет)
Факультет общей и прикладной физики
Кафедра физики высоких энергий

Проявление аномальных взаимодействий топ-кварка при высоких энергиях

Выпускная квалификационная работа на степень бакалавра

Выполнил:
студент 324 группы
Денисов Владислав Витальевич

Научный руководитель:
доктор ф.–м. н.
Слабоспицкий С. Р.

Москва 2017

Аннотация

В данной работе рассматривается возможность поиска аномального взаимодействия t-кварков в процессах с нейтральными токами с нарушением аромата в модели феноменологического лагранжиана размерности 7.

Содержание

1 Введение

Физика t-кварков играет важную роль в рамках Стандартной Модели (далее СМ). Подробное рассмотрение свойств и механизмов t-кварков приведено в обзоре [1]. Все основные свойства t-кварка определяются его уникально большой массой [2]:

$$m_t = 174.3 \pm 5.1 \text{ ГэВ} \tag{1.1}$$

Время жизни t-кварка, определяемое шириной его распада ($\Gamma_{\rm tot}$), равно:

$$\tau_{life} = \frac{1}{\Gamma_{\rm tot}} \simeq \frac{1}{1.60 \text{ ГэВ}} = 4 \cdot 10^{-25} \text{ сек} \tag{1.2}$$

С другой стороны, время „адронизации“ t-кварка $\tau_{\rm адр}$ (т.е. характерное время, необходимое для перехода t-кварка в адроны) определяется характерным масштабом сильных взаимодействий $\Lambda_{\rm КХД} \simeq 0.2$ГэВ:

$$\tau_{\rm адр} \sim \frac{1}{\Lambda_{\rm КХД}} \simeq 5 \text{ ГэВ}^{-1} = 3.3 \cdot 10^{-24} \text{ сек} \tag{1.3}$$

Заметим, что для всех более легких кварков время их адронизации $\tau_{\rm адр}$ много меньше времени слабых распадов соответствующих кварков. Для t-кварка ситуация обратная:

$$\tau_{life} \sim \frac{1}{10}\tau_{\rm адр}$$

Следовательно, t-кварк должен распадаться слабым образом, не успев адронизоваться [1, 3]. Таким образом, в отличие от обычных, странных, очарованных и прелестных частиц, адроны, содержащие t-кварк, вообще не будут образовываться. Также заметим, что из-за малого времени жизни t-кварка, наблюдение вторичной вершины его распада невозможно: t-кварк будет распадаться практически в первичной вершине взаимодействия (т.е. в той, где он образовался).

Тем самым, с одной стороны, физика t-кварков более „бедная“ (т.е. не существует мезонов и барионов с t-кварком) по сравнению с физикой более легких кварков. С другой стороны, физика t-кварка более „точная“, т.к. процессы рождения и распадов t-кварков можно описывать в рамках теории возмущений в СМ.

Следствием „точности“ вычисления процессов с t-кварками является уникальная чувствительность t-кварков к возможным проявлениям новой физики за пределами Стандартной Модели. В настоящее время неизвестно, какой тип новой физики будет отвечать за возможные отклонения от предсказаний Стандартной Модели. Однако, аномальные взаимодействия t-кварков можно описывать модельно-независимым образом с помощью эффективного (феноменологического) лагранжиана [1]. В этом случае оценки возможных вкладов аномальных взаимодействий будут представлены в виде ограничений на величины аномальных констант. Также заметим, что такие ограничения часто приводятся в виде ограничений на вероятности соответствующих аномальных распадов t-кварков.

Именно этому подходу (построение феноменологического лагранжиана) и посвящена данная работа. А именно, в работе построен феноменологический лагранжиан аномального взаимодействия t-кварка в процессах с нейтральными токами с нарушением аромата (FCNC – Flavor Changing Neutral Current) высшей размерности, сформулированы принципы построения таких лагранжианов, получена оценка на аномальную константу такого взаимодействия.

2 Феноменологический лагранжиан FCNC взаимодействия

В Стандартной Модели на древесном уровне отсутствуют вершины, отвечающие нейтральным токам с нарушением аромата (FCNC взаимодействиям):

$$t \to \gamma(g; Z) + c(u) \tag{2.1}$$

Только учет „петлевых“ вкладов делает возможными такие процессы (2.1) [1] (см. рис.1).

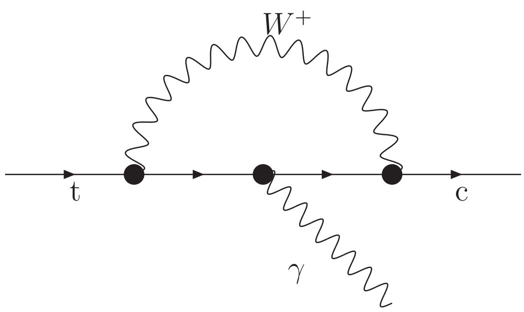


Рис. 1: Одна из типичных диаграмм процесса (2.1) в СМ

Однако, в этом случае вероятности таких распадов очень малы[4]:

$$B(t \to q\ \gamma/g/Z) < \mathcal{O}(10^{-11 \div -13})$$

что делает их практически невозможными для наблюдения в эксперименте. С другой стороны, различные расширения СМ предсказывают значительное усиление таких взаимодействий. Предсказания для вероятностей таких распадов в различных моделях приведены, в частности, в работах [5, 6, 7, 8, 9]. Поэтому наблюдение FCNC взаимодействий (рождение или распад t-кварка) явным образом свидетельствовало бы о нарушении СМ.

Как указывалось в введении, альтернативным описанием аномального взаимодействия t-кварка является использование эффективного (аномального) лагранжиана. В таком подходе вводятся различные типы аномального взаимодействия (векторный ток, аксиальный ток, тензорный и т.д.) с неизвестными аномальными константами таких взаимодействий. Именно этот подход будет использоваться в дальнейшем.

2.1 Основные предположения

При построении феноменологического лагранжиана, описывающего FCNC взаимодействия t-кварка, будем исходить из следующих предположений:

1. Рассматривается взаимодействие с одним калибровочным бозоном(фотоном или глюоном):
$$tVq,\ q = c, u;\ V = \gamma, g$$

2. В силу калибровочной инвариантности безмассовые калибровочные бозоны взаимодействуют с фермионами в виде тензоров напряженности полей:
$$\mathscr{L}_{FCNC} \to \mathscr{L}(F_V^{\mu\nu})$$

$$\text{фотон} \to F_V^{\mu\nu} = F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \tag{2.2}$$
$$\text{глюон} \to F_V^{\mu\nu} = G_a^{\mu\nu} = \partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu + ig_s f^{abc} G_b^\mu G_c^\nu \tag{2.3}$$

где A^μ и G_a^μ относятся к фотону и глюону соответственно, g_s – константа сильного взаимодействия, f^{abc} – структурная константа группы SU(3).

3. Ковариантные производные имеют вид $\left(\text{далее } \partial^\mu = \dfrac{\partial}{\partial x^\mu}\right)$:

   (a) Для взаимодействия только с фотоном:
$$D^\mu = \partial^\mu - ie_q A^\mu \tag{2.4}$$
$$D^{*\mu} = \partial^\mu + ie_q A^\mu \tag{2.5}$$

   (b) Для взаимодействия только с глюоном:
$$D^\mu = \partial^\mu - ig_s t_a G_a^\mu \tag{2.6}$$
$$D^{*\mu} = \partial^\mu + ig_s t_a G_a^\mu \tag{2.7}$$

   (c) Для взаимодействия и с фотоном, и с глюоном:
$$D^\mu = \partial^\mu - ie_q A^\mu - ig_s t_a G_a^\mu \tag{2.8}$$
$$D^{*\mu} = \partial^\mu + ie_q A^\mu + ig_s t_a G_a^\mu \tag{2.9}$$

где e_q – электрический заряд фермиона, t_a – матрицы Гелл-Манна.

2.2 Построение феноменологического лагранжиана

При построении лагранжиана предполагаем его инвариантность при калибровочных преобразованиях и преобразованиях Лоренца.

1. В общем случае лагранжиан имеет вид:

$$\mathscr{L}_{FCNC} \propto \bar{\psi}_2 \hat{O}^{\mu\nu} \psi_1 F_V^{\mu\nu} \tag{2.10}$$

   где ψ_1 относится к входящему t-кварку с импульсом p_1^μ, а $\bar{\psi}_2$ относится к выходящему c(u)-кварку с импульсом p_2^μ (см. Рис.2)

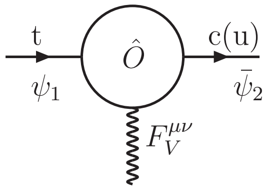


Рис. 2: Диаграмма процесса, описываемого лагранжианом (2.10)

2. Также учитывается, что в таком лагранжиане, наряду с тензором $F_V^{\mu\nu}$, рассмотрены слагаемые с дуальным тензором $F_{V(D)}^{\mu\nu}$

$$F_{V(D)}^{\mu\nu} = \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} F_V^{\alpha\beta} \tag{2.11}$$

3. Каждое слагаемое аномального лагранжиана содержит размерный параметр Λ и независимые аномальные константы (κ) со следующей параметризацией:

$$\tilde{\kappa} = \kappa(f + ih), \quad |f|^2 + |h|^2 = 1 \tag{2.12}$$

   где $\kappa,\ f,\ h$ – реальные числа. Здесь Λ – масштаб „новой“ физики, например 1 ТэВ.

2.3 Структура оператора $O^{\mu\nu}$

Исходя из сделанных выше предположений, оператор $O^{\mu\nu}$ должен состоять из матриц Дирака(I, $\gamma^\mu, \sigma^{\mu\nu}$) и ковариантных производных (2.4)–(2.9). Нетрудно заметить, что данный оператор должен быть антисимметричным, ввиду антисимметричности тензора $F_V^{\mu\nu}$. Таким образом, предполагаются следующие типы оператора $O^{\mu\nu}$:

$$\text{размерность-5} \qquad \hat{O}^{\mu\nu}_{(5)} = \frac{\kappa}{\Lambda}\sigma^{\mu\nu} \tag{2.13}$$

$$\text{размерность-6} \qquad \hat{O}^{\mu\nu}_{(6)} = \frac{\eta_1}{\Lambda^2}\gamma^\mu D^\nu, \quad \frac{\eta_2}{\Lambda^2}D^{*\nu}\gamma^\mu \tag{2.14}$$

$$\text{размерность-7} \qquad \hat{O}^{\mu\nu}_{(7)} = \frac{\xi_1}{\Lambda^3}D^{*\mu}D^\nu, \ \frac{\xi_2}{\Lambda^3}D^\mu D^\nu, \quad \frac{\xi_3}{\Lambda^3}D^{*\mu}D^{*\nu} \tag{2.15}$$

Заметим, что каждая константа подразумевает два независимых типа взаимодействия(из-за наличия γ^5):

$$\kappa \to \kappa + \lambda\gamma^5; \ \ \eta \to \eta + \theta\gamma^5; \ \ \xi \to \xi + \zeta\gamma^5 \tag{2.16}$$

2.4 Важное замечание о структуре оператора $O^{\mu\nu}$

Введем еще одно предположение, ограничивающее возможные размерности оператора $O^{\mu\nu}$. При рассмотрении структуры оператора $O^{\mu\nu}$ были отброшены возможные члены, не „связанные“ с тензором $F_V^{\mu\nu}$. А именно, пусть лагранжиан содержит ковариантные производные, действующие на спинор и не „связанные“ с тензором $F_V^{\mu\nu}$

$$\bar{\psi}_2\hat{D}^*\gamma^\mu D^\nu\psi_1 F_V^{\mu\nu} = \bar{\psi}_2(\gamma^\alpha D^{*\alpha})\gamma^\mu D^\nu\psi_1 F_V^{\mu\nu} \to \kappa(q^2)\bar{\psi}_2\gamma^\mu D^\nu\psi_1 F_V^{\mu\nu}$$

В этом случае выражение $\bar{\psi}_2\hat{D}^* = \kappa(q^2)\bar{\psi}_2$ может быть интерпретирована, как более сложное выражение для аномальной константы взаимодействия κ. Именно по этой причине, мы не будем приводить операторы такого типа.

2.5 Правила Фейнмана

С использованием сделанных выше предположений, можно получить вершины с одним, двумя, тремя и четыремя калибровочными бозонами. Явный вид правил Фейнмана рассматривается для вершин с одним и двумя бозонами. Вершины с тремя и четыремя бозонами могут быть представлены, как радиационные поправки для процессов рождения и распада. Поэтому явный вид правил Фейнмана для вершин с тремя и четыремя бозонами в данной работе не приведен. Также заметим, что некоторые взаимодействия можно свести модификацией аномальной константы к другим взаимодействиям. Например, взаимодействие $\sigma^{\mu\nu}F^{\mu\nu}_{V(D)}$ можно свести к виду $\sigma^{\mu\nu}F^{\mu\nu}_V$ путем тождественных преобразований:

$$\sigma^{\mu\nu}F^{\mu\nu}_{V(D)} = \sigma^{\mu\nu}\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}F^{\alpha\beta}, \quad \sigma^{\mu\nu}\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} = -2i\sigma^{\alpha\beta} \Rightarrow \sigma^{\mu\nu}F^{\mu\nu}_{V(D)} = (-2i)\sigma^{\mu\nu}F^{\mu\nu}_V$$

Таким образом, учитывая последнее замечание и сделанные выше предположения, возможно ввести операторы только размерностей 5, 6 и 7 ((2.13)-(2.15)). Заметим, что операторы размерностей 5 и 6 были получены ранее и детально проанализированы (см. работы [1, 5, 7, 17]). В данной работе построен и проанализирован оператор размерности 7.

3 КЭД взаимодействие

Рассмотрим более подробно аномальное взаимодействие с фотонами. Как было сказано выше, операторы размерностей 5 и 6 были построены ранее и детально проанализированы [1, 5, 7, 17]. Для полноты изложения приведем явный вид этих операторов.

3.1 Размерность 5

Начнем рассмотрение аномального лагранжиана FCNC взаимодействия в случае размерности 5. Общий вид лагранжиана такого взаимодействия(с учетом всех сделанных предположений):

$$\mathscr{L}_{(5)} = \frac{e_q}{\Lambda}\bar{\psi}_2(\kappa + \lambda\gamma^5)\sigma^{\mu\nu}\psi_1 F^{\mu\nu} \tag{3.1}$$

3.2 Размерность 6

Перейдем к рассмотрению случая аномального FCNC взаимодействия с оператором $O^{\mu\nu}$ размерности 6. Лагранжиан такого взаимодействия имеет вид:

$$\mathscr{L}_{(6)} = \frac{e_q}{\Lambda^2}\bar{\psi}_2[(\kappa_1 + \lambda_1\gamma^5)\gamma^\mu D^\nu + D^{*\nu}(\kappa_2 + \lambda_2\gamma^5)\gamma^\mu]\psi_1 F^{\mu\nu} \tag{3.2}$$

3.3 Размерность 7

Рассмотрим оператор $O^{\mu\nu}$ размерности 7. Так как рассматривается взаимодействие только с фотонами, то ковариантные производные имеют вид (2.4),(2.5).Общий вид аномального лагранжиана:

$$\mathscr{L}^{\mathrm{QED}}_{(7)} = \frac{e_q}{\Lambda^3}\bar{\psi}_2(\xi_1 D^{*\mu}D^\nu + \xi_2 D^\mu D^\nu + \xi_3 D^{*\mu}D^{*\nu})\psi_1 F^{\mu\nu} \tag{3.3}$$

Перейдем к импульсному представлению по формулам, приведенным в приложении(формулы (6.5)), и рассмотрим каждое слагаемое по отдельности. Начнем с части $\bar{\psi}_2 D^{*\mu}D^\nu\psi_1 F^{\mu\nu}$:

$$\bar{\psi}_2 D^{*\mu}D^\nu\psi_1 F^{\mu\nu} \longrightarrow \bar{u}_2(\hat{X}_1 + \hat{Y}_1 + V(3))u_1 \tag{3.4}$$

$$\hat{X}_1 = \xi_1 p_2^\mu p_1^\nu(q^\mu g^{\nu\alpha} - q^\nu g^{\mu\alpha})A^\alpha \tag{3.5}$$

$$\hat{Y}_1 = \xi_1\{q_1^\alpha(q_1+q_2)^\beta + q_2^\alpha(q_1+q_2)^\beta - (q_1+q_2)^2 g^{\alpha\beta}\}A_1^\alpha A_2^\beta \tag{3.6}$$

где слагаемое $V(3)$ описывает взаимодействие с тремя фотонами. В данной работе явный вид правил Фейнмана для таких взаимодействий не приводится (см. параграф 2.5).

Рассмотрим подробнее комбинации двух производных $D^{*\mu}D^{*\nu}$ и $D^{\mu}D^{\nu}$.

$$D^{\mu}D^{\nu} = (\partial^{\mu} - ieA^{\mu})(\partial^{\nu} - ieA^{\nu}) = T^{\mu\nu}_{sym} + T^{\mu\nu} \tag{3.7}$$

$$T^{\mu\nu}_{symm} = \partial^{\mu}\partial^{\nu} - ie(A^{\nu}\partial^{\mu} + A^{\mu}\partial^{\nu}) - e^2 A^{\mu}A^{\nu} \tag{3.8}$$

$$T^{\mu\nu} = -ie(\partial^{\mu}A^{\nu}) \tag{3.9}$$

Очевидно, что $T^{\mu\nu}_{symm}F^{\mu\nu} = 0$, а часть $T^{\mu\nu}$ при переходе в импульсное представление даст:

$$\bar{\psi}_2 T^{\mu\nu}\psi_1 F^{\mu\nu} \longrightarrow \bar{u}_2 \hat{Y}_2 u_1 \tag{3.10}$$

$$\hat{Y}_2 = 2e\xi_3[(q_1 q_2)g^{\alpha\beta} - q_1^{\beta} q_2^{\alpha}]A_1^{\alpha}A_2^{\beta} \tag{3.11}$$

Заметим, что:

$$D^{*\mu}D^{*\nu} = (\partial^{\mu} + ieA^{\mu})(\partial^{\nu} + ieA^{\nu}) = \tilde{T}^{\mu\nu}_{sym} + \tilde{T}^{\mu\nu} \tag{3.12}$$

$$\tilde{T}^{\mu\nu}_{symm} = \partial^{\mu}\partial^{\nu} + ie(A^{\nu}\partial^{\mu} + A^{\mu}\partial^{\nu}) - e^2 A^{\mu}A^{\nu} \tag{3.13}$$

$$\tilde{T}^{\mu\nu} = ie(\partial^{\mu}A^{\nu}) \tag{3.14}$$

Используя приведенные выше рассуждения, можно получить следующее равенство:

$$\bar{\psi}_2 D^{*\mu}D^{*\nu}\psi_1 F^{\mu\nu} = -\bar{\psi}_2 D^{\mu}D^{\nu}\psi_1 F^{\mu\nu} \tag{3.15}$$

Приведем окончательный вид лагранжиана при переходе к импульсному представлению:

$$\frac{e_q}{\Lambda^3}\bar{u}_2 \hat{W}_{QED} u_1; \quad \hat{W}_{QED} = \xi_1 \hat{X}_1 + \xi_1 \hat{Y}_1 + \xi_2 \hat{Y}_2 \tag{3.16}$$

$$\hat{X}_1 = p_2^{\mu} p_1^{\nu}(q^{\mu}g^{\nu\alpha} - q^{\nu}g^{\mu\alpha})A^{\alpha} \tag{3.17}$$

$$\hat{Y}_1 = e\{q_1^{\alpha}(q_1+q_2)^{\beta} + q_2^{\alpha}(q_1+q_2)^{\beta} - (q_1+q_2)^2 g^{\alpha\beta}\}A_1^{\alpha}A_2^{\beta} \tag{3.18}$$

$$\hat{Y}_2 = 2e[(q_1 q_2)g^{\alpha\beta} - q_1^{\beta} q_2^{\alpha}]A_1^{\alpha}A_2^{\beta} \tag{3.19}$$

4 КХД взаимодействие

Перейдем к аномальному взаимодействию с глюонами. Операторы размерностей 5 и 6, как было сказано выше, были построены ранее и детально проанализированы [1, 5, 7, 17]. Приведем их явный вид ниже.

4.1 Размерность 5

Общий вид аномального лагранжиана:

$$\mathscr{L}_{(5)} = \frac{g_s}{\Lambda}\bar{\psi}_1 \kappa \sigma^{\mu\nu} t^a \psi_2 G_a^{\mu\nu} \tag{4.1}$$

4.2 Размерность 6

Общий вид аномального лагранжиана:

$$\mathscr{L}_{(6)} = \frac{g_s}{\Lambda^2}\bar{\psi}_1 (\kappa D^{*\mu}\gamma^\nu t^a + \zeta\gamma^\nu t^a D^\mu) \psi_2 G_a^{\mu\nu} \tag{4.2}$$

4.3 Размерность 7

Перейдем к рассмотрению лагранжиана аномального взаимодйствия размерности 7. Ковариантные производные имеют вид (2.6),(2.7). Учитывая сделанные предположения, общий вид лагранжиана:

$$\mathscr{L}_{(7)}^{\text{QCD}} = \frac{g_s}{\Lambda^3}\bar{\psi}_2 (\xi_1 D^{*\mu} t^a D^\nu + \xi_2 D^{*\mu} D^{*\nu} t^a + \xi_3 t^a D^\mu D^\nu) \psi_1 G_a^{\mu\nu} \tag{4.3}$$

Заметим, что взаимодействия типа:

$$\bar{\psi}_2 D^{*\mu} t^a D^{*\nu} \psi_1 G_a^{\mu\nu}, \quad \bar{\psi}_2 D^{\mu} t^a D^{\nu} \psi_1 G_a^{\mu\nu}$$

не являются калибровочно инвариантыми.
Переход к импульсному представлению начнем с слагаемого $\bar{\psi}_2 D^{*\mu} t^a D^\nu \psi_1 G_a^{\mu\nu}$.

$$\begin{aligned}
&\bar{\psi}_2 D^{*\mu} t^a D^\nu \psi_1 G_a^{\mu\nu} \longrightarrow \bar{u}_2(\hat{X}_1 + \hat{Y}_1) u_1\\
&\hat{X}_1 = p_2^\mu p_1^\nu t^a (q^\mu g^{\nu\alpha} - q^\nu g^{\mu\alpha}) G_a^\alpha\\
&\hat{Y}_1 = g_s t^a t^b \left[(p_2 q_1) g^{\alpha\beta} - (p_1 q_2) g^{\alpha\beta} + p_1^\beta q_2^\alpha - p_2^\alpha q_1^\beta + p_2^\alpha p_1^\beta - p_1^\alpha p_2^\beta\right] G_{1\,a}^\alpha G_{2\,b}^\beta\\
&-g_s t^b t^a \left[(p_1 q_1) g^{\alpha\beta} - (p_2 q_2) g^{\alpha\beta} - p_1^\alpha q_1^\beta + p_2^\beta q_2^\alpha + p_2^\alpha p_1^\beta - p_1^\alpha p_2^\beta\right] G_{1\,a}^\alpha G_{2\,b}^\beta
\end{aligned}$$

Аналогично КЭД взаимодействию, рассмотрим слагаемые с двумя одинаковыми производными:

$$D^\mu D^\nu = (\partial^\mu - ig_s t^a G_a^\mu)(\partial^\nu - ig_s t^b G_b^\nu) = H_{sym}^{\mu\nu} + H^{\mu\nu} + V_g(3) \quad (4.4)$$
$$H_{sym}^{\mu\nu} = \partial^\mu \partial^\nu - ig_s t^a (G_a^\nu \partial^\mu + G_a^\mu \partial^\nu) \quad (4.5)$$
$$H^{\mu\nu} = -ig_s t^a (\partial^\mu G_a^\nu) \quad (4.6)$$
$$V_g(3) = -g_s^2 t^a t^b G_a^\mu G_b^\nu \quad (4.7)$$

Очевидно, что $H_{symm}^{\mu\nu} F^{\mu\nu} = 0$. Слагаемое $H^{\mu\nu}$ при переходе в импульсное представление даст:

$$\bar{\psi}_2 t^a H^{\mu\nu} \psi_1 G_a^{\mu\nu} \longrightarrow \bar{u}_2 \hat{Y}_2 u_1 \quad (4.8)$$
$$\hat{Y}_2 = g_s(\frac{1}{3}\delta^{ab} + d^{abc} t^c)[(q_1 q_2) g^{\alpha\beta} - q_1^\beta q_2^\alpha] G_{1\,a}^\alpha G_{2\,b}^\beta \quad (4.9)$$

А слагаемое $V_g(3)$ при подстановке в лагранжиан (4.3) дает взаимодействие с тремя глюонами. Как было сказано выше, явный вид правил Фейнмана таких взаимодействий в данной работе не приведен (см. параграф 2.5). Заметим, что:

$$D^{*\mu} D^{*\nu} = (\partial^\mu + ig_s t^a G_a^\mu)(\partial^\nu + ig_s t^b G_b^\nu) = \tilde{H}_{sym}^{\mu\nu} + \tilde{H}^{\mu\nu} + V_g(3)$$
$$\tilde{H}_{sym}^{\mu\nu} = \partial^\mu \partial^\nu + ig_s t^a (G_a^\nu \partial^\mu + G_a^\mu \partial^\nu)$$
$$\tilde{H}^{\mu\nu} = ig_s t^a (\partial^\mu G_a^\nu)$$
$$V_g(3) = -g_s^2 t^a t^b G_a^\mu G_b^\nu$$

Приведем окончательный вид лагранжиана (4.3) при переходе к импульсному представлению:

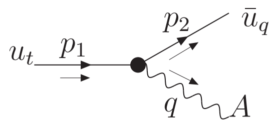
$$\bar{u}_2 \hat{W}_{QCD} u_1; \quad \hat{W}_{QCD} = \xi_1 \hat{X}_1 + \xi_1 \hat{Y}_1 + \xi_2 \hat{Y}_2$$
$$\hat{X}_1 = p_2^\mu p_1^\nu t^a (q^\mu g^{\nu\alpha} - q^\nu g^{\mu\alpha}) G_a^\alpha$$
$$\hat{Y}_1 = g_s t^a t^b \left[(p_2 q_1) g^{\alpha\beta} - (p_1 q_2) g^{\alpha\beta} + p_1^\beta q_2^\alpha - p_2^\alpha q_1^\beta + p_2^\alpha p_1^\beta - p_1^\alpha p_2^\beta\right] G_{1\,a}^\alpha G_{2\,b}^\beta$$
$$-g_s t^b t^a \left[(p_1 q_1) g^{\alpha\beta} - (p_2 q_2) g^{\alpha\beta} - p_1^\alpha q_1^\beta + p_2^\beta q_2^\alpha + p_2^\alpha p_1^\beta - p_1^\alpha p_2^\beta\right] G_{1\,a}^\alpha G_{2\,b}^\beta$$
$$\hat{Y}_2 = g_s(\frac{1}{3}\delta^{ab} + d^{abc} t^c)[(q_1 q_2) g^{\alpha\beta} - q_1^\beta q_2^\alpha] G_{1\,a}^\alpha G_{2\,b}^\beta$$

5 Правила Фейнмана

Рассмотрев подробно структуру аномального лагранжиана размерности 7, получим правила Фейнмана взаимодействий, соответствующих этому лагранжиану.

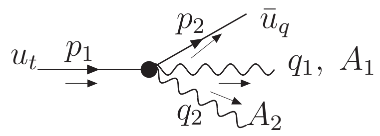
5.1 Взаимодействие с фотоном

1. С одним фотоном



$$\frac{e_q}{\Lambda^3}\bar{u}_q(\xi_1+\zeta_1\gamma^5)p_2^\mu p_1^\nu(q^\mu g^{\nu\alpha}-q^\nu g^{\mu\alpha})u_t\,A^\alpha$$

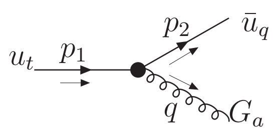
2. С двумя фотонами



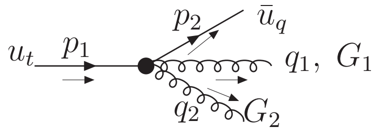
$$\frac{e_q^2}{\Lambda^3}\bar{u}_q\{(\xi_1+\zeta_1\gamma^5)[(q_1+q_2)^\alpha(q_1+q_2)^\beta-(q_1+q_2)^2g^{\alpha\beta}]+ \\ +2(\xi_2+\zeta_2\gamma^5)[(q_1q_2)g^{\alpha\beta}-q_2^\alpha q_1^\beta]\}u_t\;A_1^\alpha A_2^\beta$$

5.2 Взаимодействие с глюоном

1. С одним глюоном



$$\frac{g_s}{\Lambda^3}\bar{u}_q(\xi_1+\zeta_1\gamma^5)p_2^\mu p_1^\nu t^a(q^\mu g^{\nu\alpha}-q^\nu g^{\mu\alpha})u_t\,G_a^\alpha$$



2. С двумя глюонами

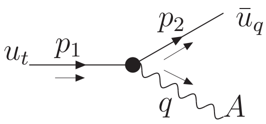
$$\begin{aligned}
&\frac{g_s^2}{\Lambda^3}\bar{u}_q(\xi_1+\zeta_1\gamma^5)t^a t^b\left[(p_2q_1)g^{\alpha\beta}-(p_1q_2)g^{\alpha\beta}+p_1^\beta q_2^\alpha-p_2^\alpha q_1^\beta+p_2^\alpha p_1^\beta-p_1^\alpha p_2^\beta\right]-\\
&\quad-(\xi_1+\zeta_1\gamma^5)t^b t^a\left[(p_1q_1)g^{\alpha\beta}-(p_2q_2)g^{\alpha\beta}-p_1^\alpha q_1^\beta+p_2^\beta q_2^\alpha+p_2^\alpha p_1^\beta-p_1^\alpha p_2^\beta\right]+\\
&\qquad+(\xi_2+\zeta_2\gamma^5)(\frac{1}{3}\delta^{ab}+d^{abc}t^c)[(q_1q_2)g^{\alpha\beta}-q_1^\beta q_2^\alpha]u_t\ G_{1\,a}^{\alpha}G_{2\,b}^{\beta}
\end{aligned}$$

6 Ширины и сечения

С использованием выведенных выше правил Фейнмана можно вычислять различные процессы с аномальным взаимодействием топ-кварка.

6.1 Взаимодействие с фотоном

Рассмотрим распад топ-кварка на верхний кварк (u- или c-кварки) и фотон.



где p_1 и p_2 – импульсы t- и q- кварков соответственно, а q – импульс фотона. Матричный элемент, соответствующий этой диаграмме равен

$$M = \frac{e_q}{\Lambda^3}\bar{u}_q(\xi_1 + \zeta_1\gamma^5)p_2^\mu p_1^\nu(q^\mu g^{\nu\alpha} - q^\nu g^{\mu\alpha})u_t\, A^\alpha \tag{6.1}$$

Воспользовавшись простейшим кинетическим уравнением $p_1 = p_2 + q$, получим

$$M = \frac{e_q}{\Lambda^3}\bar{u}_q(\xi_1 + \zeta_1\gamma^5)[p_2^\mu p_2^\nu + p_2^\mu q^\nu](q^\mu g^{\nu\alpha} - q^\nu g^{\mu\alpha})u_t\, A^\alpha \tag{6.2}$$

Выделенная красным цветом часть, симметричная по перестановке индексов $\mu \to \nu$, зануляется при свёртке с антисимметричным выражением (выделено синим цветом). Тогда останутся следующие слагаемые:

$$p_2^\mu q^\nu(q^\mu g^{\nu\alpha} - q^\nu g^{\mu\alpha})A^\alpha = (p_2 q)(qA) - q^2(p_2 A)$$

т.к. для свободного фотона $q^2 = 0$ и в силу условия Лоренца $(qA) = 0$, то амплитуда такого процесса равна нулю.

$$M = \frac{e_q}{\Lambda^3}[(p_2 q)(qA) - q^2(p_2 A)]\bar{u}_q(\xi_1 + \zeta_1\gamma^5)u_t = 0 \tag{6.3}$$

Следовательно такой распад за счет аномального взаимодействия с оператором размерности 7 может идти в следующем порядке теории возмущений.

Перейдем к рассмотрению распада топ-кварка на q-кварк (u- или c-) и два фотона с одной аномальной вершиной. Такой процесс описывается пятью диаграммами Фейнмана, представленными на рисунке ниже.

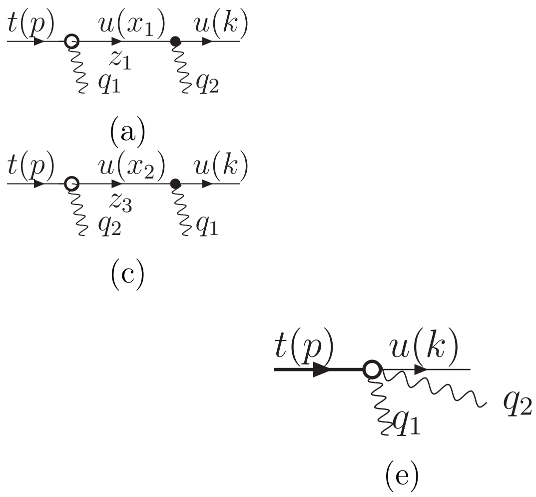


Рис. 3: Диаграммы, описывающие распад $t \to u\gamma\gamma$

где p и k – импульсы t- и u-кварков соответственно, q_1 и q_2 – импульсы фотонов. „Закрашенные“ вершины отвечают Стандартной модели, а „пустые“ вершины описывают аномальное взаимодействие.

Представим матричные элементы, соответствующие каждой диаграмме, ниже. При этом каждый матричный элемент имеет множитель $\frac{e_q^2}{\Lambda^3}$, не указанный ниже.

$$
\begin{aligned}
M_1 &= \xi_1 \bar{u}(k)\gamma^\alpha A_2^\alpha(\hat{x}_1 + \mu)\frac{1}{z_1}x_1^\mu p^\nu(q_1^\mu g^{\nu\beta} - q_1^\nu g^{\mu\beta})A_1^\beta u(p) \\
M_2 &= \xi_1 \bar{u}(k)k^\mu x_1^\nu(q_2^\mu g^{\nu\beta} - q_2^\nu g^{\mu\beta})A_2^\beta(\hat{x}_1 + m)\frac{1}{z_2}\gamma^\alpha A_1^\alpha u(p) \\
M_3 &= \xi_1 \bar{u}(k)\gamma^\alpha A_1^\alpha(\hat{x}_2 + \mu)\frac{1}{z_3}x_2^\mu p^\nu(q_2^\mu g^{\nu\beta} - q_2^\nu g^{\mu\beta})A_2^\beta u(p) \\
M_4 &= \xi_1 \bar{u}(k)k^\mu x_2^\nu(q_1^\mu g^{\nu\beta} - q_1^\nu g^{\mu\beta})A_1^\beta(\hat{x}_2 + m)\frac{1}{z_4}\gamma^\alpha A_2^\alpha u(p) \\
M_5 &= \bar{u}(k)\{\xi_1[(q_1+q_2)^\alpha(q_1+q_2)^\beta - (q_1+q_2)^2 g^{\alpha\beta}] + \\
&\qquad +2\xi_2[(q_1 q_2)g^{\alpha\beta} - q_2^\alpha q_1^\beta]\}u(p)A_1^\alpha A_2^\beta
\end{aligned}
$$

В приведенных выше формулах были использованы следующие обозначения: m и μ – массы t- и u-кварков соответственно, а также

$$\begin{aligned}
\hat{x}_1 &= p - q_1 = k + q_2 \\
\hat{x}_2 &= p - q_2 = k + q_1 \\
z_1 &= \mu^2 - x_1^2 = -2(kq_2) \\
z_2 &= m^2 - x_1^2 = 2(pq_1) \\
z_3 &= \mu^2 - x_2^2 = -2(kq_1) \\
z_4 &= m^2 - x_2^2 = 2(pq_2)
\end{aligned}$$

При вычислениях предполагалось, что для реальных фотонов $q_i^2 = 0$, а также выполняется условие Лоренца $(q_i A_i = 0)$. В силу калибровочной инвариантности вычисления удобно приводить в аксиальной калибровке:

$$\sum A_i^\alpha A_i^\beta = \rho^{\alpha\beta} \tag{6.4}$$

$$\rho^{\alpha\beta} = -g^{\alpha\beta} + \frac{n^\alpha q_i^\beta + n^\beta q_i^\alpha}{(nq_i)} - \frac{n^2 q_i^\alpha q_i^\beta}{(nq_i)^2} \tag{6.5}$$

где n – произвольный 4-вектор. При расчетах полагалось, что

$$n = q_1 + q_2 \tag{6.6}$$

Полный квадрат амплитуды этого процесса представим в виде:

$$|M|^2 = \sum |M_i|^2 + \sum |M_{interf}|^2$$

где $|M_i|^2$ – квадрат каждой диаграммы, а $|M_{interf}|^2$ – интерференция двух диаграмм (см. Рис.3).

Прежде чем вычислять эти выражения, рассмотрим внимательнее структру матричных элементов первых четырех диаграмм ((a)-(d) на Рис.3). В амплитуде каждой из этих диаграмм находится выражение вида:

$$x_i^\mu p^\nu (q_j^\mu g^{\nu\alpha} - q_j^\nu g^{\mu\alpha}) A_j^\alpha$$

Для первой диаграммы имеем:

$$\begin{aligned}
&x_1^\mu p^\nu (q_1^\mu g^{\nu\alpha} - q_1^\nu g^{\mu\alpha}) A_1^\alpha = (p - q_1)^\mu p^\nu (q_1^\mu g^{\nu\alpha} - q_1^\nu g^{\mu\alpha}) A_1^\alpha = \\
&= (p^\mu p^\nu - p^\nu q_1^\mu)((q_1^\mu g^{\nu\alpha} - q_1^\nu g^{\mu\alpha})) A_1^\alpha = -q_1^2 (pA_1) + (pq_1)(q_1 A_1) = 0
\end{aligned}$$

т.к. симметричная по престановке индексов часть (выделено красным цветом) зануляется при свертке с антисимметричным выражением (выделено синим цветом), а фотоны полагаются реальными, т.е. $q_1^2 = 0,\ (q_1 A_1) = 0$. Следовательно,

$$M_1 = 0$$

Аналогично зануляются амплитуды следующих трех диаграмм (Рис.3(b)-(d)).

$$M_2 = M_3 = M_4 = 0$$

Тогда выражение для полного квадрата амплитуды процесса распада топ-кварка на верхний кварк и два фотона значительно упростится.

$$|M|^2 = \sum |M_i|^2 + \sum |M_{interf}|^2 = |M_5|^2$$

Положив значение аномальной костанты $\xi_2 = 0$ в выражении для M_5, получим:

$$|M|^2 = \frac{e_q^4 \xi_1^2}{\Lambda^6} 32(q_1q_2)^2[(pk) + \mu m] = \frac{e_q^4 \xi_1^2}{\Lambda^6}[16(q_1q_2)^2(\mu + m)^2 - 32(q_1q_2)^3] \quad (6.7)$$

При вычислении ширины этого распада пренебрежём массой легкого кварка (т.е. $\mu = 0$). Теперь имеем:

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4|M|^2}{2m} dR_3 \quad (6.8)$$

$$dR_3 = \delta^{(4)}(p - k - q_1 - q_2)\frac{d^3k}{(2\pi)^3 2E}\frac{d^3q_1}{(2\pi)^3 2q_{10}}\frac{d^3q_2}{(2\pi)^3 2q_{20}} \quad (6.9)$$

где E – энергия легкого кварка, q_{10} и q_{20} – энергии фотонов. Воспользуемся факторизацией трехчастичного фазового объема (см. [19] глава 5) и получим:

$$dR_3 = \frac{1}{(2\pi)^9}\frac{\pi^2}{4m^2} dm_{12}^2 dm_{13}^3 \quad (6.10)$$

$$m_{12}^2 = (q_1 + q_2)^2 = 2(q_1q_2) \quad (6.11)$$

$$m_{13}^2 = (k + q_1)^2 = \mu^2 + 2(kq_1) = 2(kq_1) \quad (6.12)$$

Пределы интегрирования определяются следующими формулами:

$$(m_{13}^2)_{\pm} = (E_1^* + E_3^*) - (\sqrt{E_1^{*2} - m_1^2} \mp \sqrt{E_3^{*2} - m_3^2})^2 \quad (6.13)$$

$$E_1^* = \frac{m_{12}^2 + m_1^2 - m_2^2}{2m_{12}} = \frac{2(q_1q_2)}{2\sqrt{2(q_1q_2)}} \quad (6.14)$$

$$E_3^* = \frac{m^2 - m_{12}^2 - m_3^2}{2m_{12}} = \frac{m^2 - 2(q_1q_2)}{2\sqrt{2(q_1q_2)}} \quad (6.15)$$

$$0 \leq (q_1q_2) \leq \frac{m^2}{2} \quad (6.16)$$

Подставив приведенные выше формулы для дифференциальной ширины, получим:

$$d\Gamma = \frac{e_q^4|\xi_1|^2}{4\Lambda^6\pi^3m^3}[(q_1q_2)^2m^2 - 2(q_1q_2)^2]d(q_1q_2)d(m_{13}^2)$$

Проинтегрируем по $d(m_{13}^2)$, используя пределы интегрирования (6.13)-(6.15).

$$d\Gamma = C(q_1q_2)^2[m^2 - 2(q_1q_2)]^2d(q_1q_2); \tag{6.17}$$

$$C = Q_q^2\frac{e^4|\xi_1|^2}{\Lambda^6\ 8\pi^3m^3} = Q_q^2\frac{2\alpha^2|\xi_1|^2}{\Lambda^6\ \pi m^3}; \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi} \tag{6.18}$$

где α – константа слабого взаимодействия, а Q_q – заряд t-кварка в единицах заряда позитрона (т.е. $Q_q = \dfrac{2}{3}$).

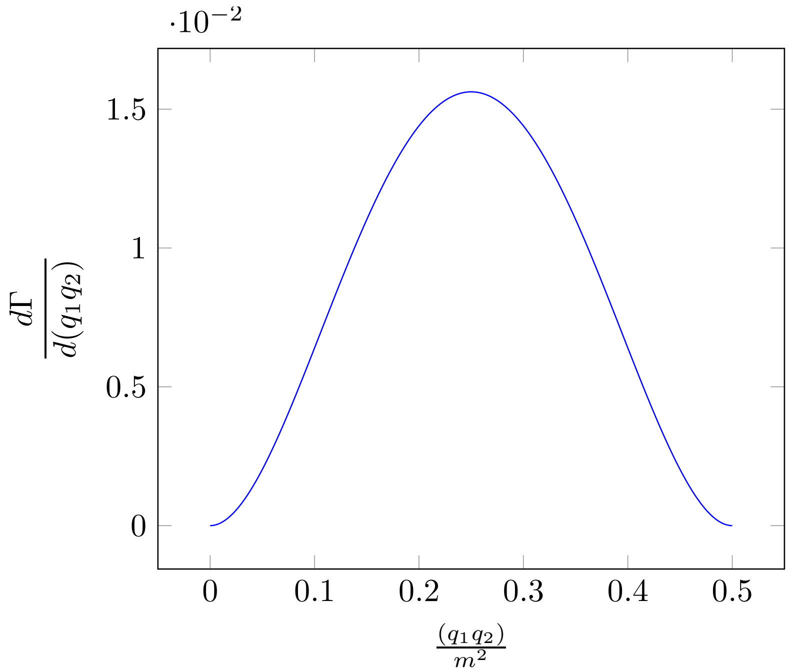


Рис. 4: Распределение дифференциальной ширины распада $t \to u\gamma\gamma$ по квадрату инвариантной массы фотонов

После окончательного интегрирования полная ширина распада равна:

$$\Gamma_{anom} = Q_q^2\frac{\alpha^2|\xi_1|^2m^7}{\Lambda^6\ 120\pi} \tag{6.19}$$

Используя последнее соотношение и предполагая, что существует только аномальное взаимодействие с фотоном, можно получить ограничение на аномальную костанту, исходя из ограничения на полную ширину t-кварка (см.).

$$\Gamma_t \leq 1.76 \pm 0.81 \text{ ГэВ}, \tag{6.20}$$
$$\Gamma_{anom} + \Gamma_{SM} \leq \Gamma_t \tag{6.21}$$

где Γ_{SM}– ширина топ-кварка в СМ, равная 1.32 ГэВ. Подставив значения ширин в формулу (6.21), получим ограничение на аномальную константу:

$$|\xi_1^{(7)}| \leq 3.7 \times\ 10^4 \tag{6.22}$$

Полезно сравнить это численное значение $|\xi_1^{(7)}|$ с аналогичным параметром для аномального взаимодействия, например, размерности 5 (см. [1] стр. 66).

$$\Gamma_t = \alpha|\kappa|^2 \left(\frac{m}{\Lambda}\right)^2 2m \tag{6.23}$$

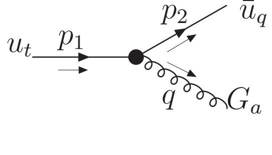
Для этого представим выражение (6.19) в виде:

$$\Gamma_{anom} = \alpha^2 |\xi_1^{(7)}|^2 \left(\frac{m}{\Lambda}\right)^6 \frac{m}{270\pi} \tag{6.24}$$

Уже из приведенных выше формул (6.23)-(6.24) можно заметить, что ограничение на квадрат модуля аномальной константы размерности 7 отличается от аналогично параметра размерности 5 в α раз, т.е. приблизительно на два порядка, а также можно заметить, что ограничения на аномальные константы сильно зависят от параметра „новой“ физики Λ.

6.2 Взаимодействие с глюоном

Перейдем к рассмотрению распада топ-кварка на q-кварк (u- или c-кварк) и глюон.



где p_1 и p_2 – импульсы t- и q-кварков соответственно, а q – импульс глюона. Матричный элемент, соотвутствующий приведенной выше диаграмме имеет вид:

$$M = \frac{g_s}{\Lambda^3} \bar{u}_q (\xi_1 + \zeta_1 \gamma^5) p_2^\mu p_2^\nu t^a (q^\mu g^{\nu\alpha} - q^\nu g^{\mu\alpha}) u_t G_a^\alpha \tag{6.25}$$

Аналогично рассмотренному выше распаду топ-кварка на верхний кварк и фотон, применив аналогичные выкладки (6.2)-(6.3), доказывается, что матричный элемент такого процесса занулится, при условии выполения для свобоного глюона условия Лоренца и равенства $q^2 = 0$. Таким образом, амплитуда такого распада равна нулю.

$$M = 0 \tag{6.26}$$

Перейдем к рассмотрению распада топ-кварка на q-кварк (u- или c-) и два глюона. Такой процесс описывается шестью диаграммами Фейнмана, представленными на рисунке ниже.

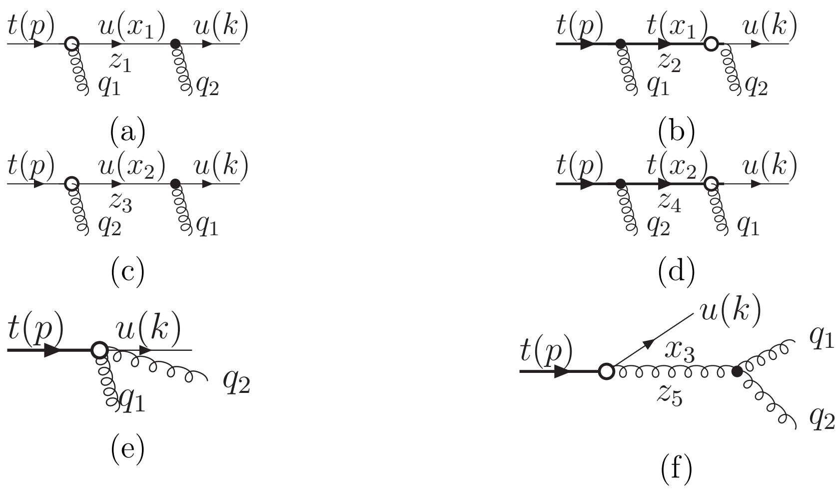


Рис. 5: Диаграммы, описывающие распад $t \to ugg$

где p и k – импульсы t- и u-кварков соответственно, q_1 и q_2 – глюонов. „Закрашенные“ вершины отвечают Стандартной модели, а „пустые“ вершины описывают аномальное взаимодействие.

Представим матричные элементы, соответствующие каждой диаграмме, ниже. При этом каждый матричный элемент имеет множитель $\frac{g_s^2}{\Lambda^3}$, не указанный ниже.

$$M_1 = \xi_1 \bar{u}(k) \gamma^\alpha t^b G_{2\,b}^\alpha (\hat{x}_1 + \mu) \frac{1}{z_1} t^a x_1^\mu p^\nu (q_1^\mu g^{\nu\beta} - q_1^\nu g^{\mu\beta}) G_{1\,a}^\beta u(p)$$
$$M_2 = \xi_1 \bar{u}(k) t^a k^\mu x_1^\nu (q_2^\mu g^{\nu\beta} - q_2^\nu g^{\mu\beta}) G_{2\,a}^\beta (\hat{x}_1 + m) \frac{1}{z_2} \gamma^\alpha t^b G_{1\,b}^\alpha u(p)$$
$$M_3 = \xi_1 \bar{u}(k) \gamma^\alpha t^a G_{1\,a}^\alpha (\hat{x}_2 + \mu) \frac{1}{z_3} t^b x_2^\mu p^\nu (q_2^\mu g^{\nu\beta} - q_2^\nu g^{\mu\beta}) G_{2\,b}^\beta u(p)$$
$$M_4 = \xi_1 \bar{u}(k) k^\mu x_2^\nu t^a (q_1^\mu g^{\nu\beta} - q_1^\nu g^{\mu\beta}) G_{1\,a}^\beta (\hat{x}_2 + m) \frac{1}{z_4} \gamma^\alpha t^b G_{2\,b}^\alpha u(p)$$
$$M_5 = \bar{u}_q \left\{ t^a t^b \left[(kq_1) g^{\alpha\beta} - (pq_2) g^{\alpha\beta} + p^\beta q_2^\alpha - k^\alpha q_1^\beta + k^\alpha p^\beta - p^\alpha k^\beta \right] - \right.$$
$$\left. - t^b t^a \left[(pq_1) g^{\alpha\beta} - (kq_2) g^{\alpha\beta} - p^\alpha q_1^\beta + k^\beta q_2^\alpha + k^\alpha p^\beta - p^\alpha k^\beta \right] \right\} G_{1\,a}^\alpha G_{2\,b}^\beta +$$
$$+ (\xi_2 + \zeta_2 \gamma^5)(\frac{1}{3} \delta^{ab} + d^{abc} t^c)[(q_1 q_2) g^{\alpha\beta} - q_1^\beta q_2^\alpha] u_t \; G_{1\,a}^\alpha G_{2\,b}^\beta$$
$$M_6 = \bar{u}_q [(kq_1) - (kq_2)] f^{abc} t^c g^{\alpha\beta} u_t G_{1\,a}^\alpha G_{2\,b}^\beta$$

В приведенных выше формулах были использованы следующие обозначения: m и μ – массы t- и u-кварков соответственно, а также

$$\hat{x}_1 = p - q_1 = k + q_2$$
$$\hat{x}_2 = p - q_2 = k + q_1$$
$$\hat{x}_3 = p - k = q_1 + q_2$$
$$z_1 = \mu^2 - x_1^2 = -2(kq_2)$$
$$z_2 = m^2 - x_1^2 = 2(pq_1)$$
$$z_3 = \mu^2 - x_2^2 = -2(kq_1)$$
$$z_4 = m^2 - x_2^2 = 2(pq_2)$$
$$z_5 = x_3^2 = 2(q_1 q_2)$$

При вычислениях предполагалось, что для реальных фотонов $q_i^2 = 0$, а также выполняется условие Лоренца ($q_i G_i = 0$). В силу калибровочной инвариантности вычисления удобно приводить в аксиальной калибровке:

$$\sum G_{i\,a}^\alpha G_{i\,b}^\beta = \rho_i{}^{\alpha\beta} \delta^{ab} \tag{6.27}$$

$$\rho_i^{\alpha\beta} = -g^{\alpha\beta} + \frac{n^\alpha q_i^\beta + n^\beta q_i^\alpha}{(nq_i)} - \frac{n^2 q_i^\alpha q_i^\beta}{(nq_i)^2} \tag{6.28}$$

где n – произвольный 4-вектор. При расчетах полагалось, что

$$n = q_1 + q_2 \tag{6.29}$$

Аналогично распаду топ-кварка на u-кварк и два фотона (см. Рис.3) можно показать, что амплитуды первых четырех диаграмм (Рис.5 (a)–(d)) занулятся, приводя те же самые рассуждения.

$$M_1 = M_2 = M_3 = M_4 = 0$$

Тогда выражение для полного квадрата амплитуды этого распада примет вид:

$$|M|^2 = |M_5|^2 + |M_6|^2 + |M_{inter}|^2$$

где M_{inter} – интерференция диаграмм (e) и (f) (см. Рис.5). Приведем явный вид для квадратов пятой и шестой диаграмм и их интерференции без подробных вычислений. При этом положим для пятой диаграммы значение аномальной константы $\xi_2 = 0$.

$$|M_5|^2 = \frac{g_s^4|\xi_1^2|}{\Lambda^6} \times 4[(pk) + \mu m] \times$$
$$\times \frac{32}{3}[(kq_1) - (pq_2)]^2 + \frac{32}{3}[(pq_1) - (kq_2)]^2 + \frac{8}{3}\left[(kq_1) - (pq_2)\right]\left[(pq_1) - (kq_2)\right]$$
$$|M_6|^2 = \frac{g_s^4|\xi_1^2|}{\Lambda^6} \times 4[(pk) + \mu m] \times 24[(kq_1) - (pq_2)]^2$$
$$|M_{inter}|^2 = 0$$

7 Заключение

Таким образом, в данной работе был построен феноменологический лагранжиан аномального взаимодействия t-кварка в процессах с нейтральными токами с нарушением аромата (FCNC – Flavor Changing Neutral Current) с оператором размерности 7 для взаимодействий только с фотоном или только с глюоном, а также были сформулированы основные принципы построения таких лагранжианов (главы 2-4). Были получены правила Фейнмана для некоторых FCNC взаимодействий (глава 5). В заключение, были проанализированы некоторые распада топ-кварка в таких типах взаимодействий и получено ограничение на аномальную константу таких взаимодействий (глава 6). В дальнейшем планируется объединить взаимодействия с калибровочными полями фотона, глюона и Z-бозона и получить ограничения на аномальные константы.

В заключении, хочу выразить благодарность научному руководителю С.Р. Слабоспицкому за чуткое руководство и детальное обсуждение всех возникавших в ходе работы вопросов.

A Основные формулы

Переход от координатного представления к импульсному дается следующими формулами:

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi(x) \sim \int e^{-ipx}\varphi(p)dp, \quad \varphi(p) \sim \int e^{+ipx}\psi(x)dx \\ \overline{\psi}(x) \sim \int e^{+ipx}\overline{\varphi}(p)dp, \quad \overline{\varphi}(p) \sim \int e^{-ipx}\overline{\psi}(x)dx \end{array} \right. \tag{A.1}$$

$$\Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \partial^\mu\psi(x) \to -ip^\mu\varphi(p) \\ \partial^\mu\overline{\psi}(x) \to +ip^\mu\overline{\varphi}(p) \end{array} \right.$$

Калибровочные преобразования задаются следующим образом:

$$\text{QED:} \left\{ \begin{array}{l} \psi'(x) = (1 + ie_q\theta(x))\psi(x), \\ \bar{\psi}'(x) = (1 - ie_q\theta(x))\bar{\psi}(x) \\ A'^\mu = A^\mu + (\partial^\mu\theta(x)) \end{array} \right. \tag{A.2}$$

$$\tag{A.3}$$

$$\text{QCD:} \left\{ \begin{array}{l} \psi'(x) = (1 + ig_s\theta^a t^a)\psi(x), \quad {\psi'}_j = (\delta^{jk} + ig_s\theta^a t^a_{jk})\psi_k(x), \\ \bar{\psi}'(x) = (1 - ig_s\theta^a t^a)\bar{\psi}(x) \\ G'^\mu_a = G^\mu_a - g_s f^{abc}\theta_b D^\mu_c + (\partial^\mu\theta^a) \end{array} \right. \tag{A.4}$$

Ковариантные производные при переходе в импульсное представление меняются следующим образом:

$$\begin{array}{lllll} D^\mu\psi(x) & \to & & (-i) & (p^\mu + e_qA^\mu + g_st^aG^\mu_a)\psi(p) \\ \bar{\psi}(x)D^{*\mu} & \to & \bar{\psi}(p) & (+i) & (p^\mu + e_qA^\mu + g_st^aG^\mu_a) \\ F^{\mu\nu} & \to & & (-i) & (q^\mu A^\nu - q^\nu A^\mu) \\ G^{\mu\nu}_a & \to & & (-i) & \left(q^\mu G^\nu_a - q^\nu G^\mu_a + ig_sf^{abc}G^\mu_bG^\nu_c\right) \end{array} \tag{A.5}$$

Будем использовать краткую запись для следующих тензоров:

$$f^{\mu\nu} = q^\mu A^\nu - q^\nu A^\mu \tag{A.6}$$

$$h^{\mu\nu}_a = q^\mu G^\nu_a - q^\nu G^\mu_a \tag{A.7}$$

Калибровочные преобразования:

$$\begin{array}{l} {D'}^\mu\psi'(x) = (1 + ie_q\theta + ig_s\theta_at^a)D^\mu\psi(x) \\ \bar{\psi}'{D'}^{*\mu} = \bar{\psi}(x)D^{*\mu}(1 - ie_q\theta - ig_s\theta_at^a) \\ F^{\mu\nu}(A') = F^{\mu\nu}(A) \\ {G'}^{\mu\nu}_a(G') = G^{\mu\nu}_a(B) - g_sf^{abc}\theta_bG^{\mu\nu}_c \end{array}$$

Матрицы Гелл-Манна t^a и структурные константы $SU(3)$ имеют следующие свойства:

$$
\begin{aligned}
&[t^a, t^b] = if^{abc}t^c, \ \ \{t^a, t^b\} = \frac{1}{3}\delta^{ab} + d^{abc}t^c \\
&t^a t^b = \frac{1}{6}\delta^{ab} + \frac{1}{2}\left(d^{abc} + if^{abc}\right) t^c, \quad f^{abc}t^c = i(t^b t^a - t^a t^b) \\
&f^{\mathbf{AB}\,k} f^{k\,\mathbf{C}\,l} + f^{\mathbf{BC}\,k} f^{k\,\mathbf{A}\,l} + f^{\mathbf{CA}\,k} f^{k\,\mathbf{B}\,l} = 0 \\
&d^{\mathbf{AB}\,k} f^{k\,\mathbf{C}\,l} + d^{\mathbf{BC}\,k} f^{k\,\mathbf{A}\,l} + d^{\mathbf{CA}\,k} d^{k\,\mathbf{B}\,l} = 0
\end{aligned}
$$

где f^{abc} and d^{abc} абсолютно антисимметричный(симметричный) тензор.

Список литературы

[1] Beneke M. *et al.*, „Top quark physics", arXiv:hep-ph/0003033, in „Standart model physics (and more) at the LHC", G. Altarelli and M. L. Mangano eds., Geneva, Switzerland: CERN (2000) 529 p.

[2] Hagiwara K. *et. al* [Particle Data Group Collaboration], „Review Of Particle Physics", *Phys. Rev.* **D66**, 010001 (2002)

[3] Bigi I.I. et al., *Phys. Lett.* **B181**, 157 (1986)

[4] Grzadkowski B., Gunion J.F. and Krawczyk P., *Phys. Lett.*, **B268**, 106 (1991);
Eilam G., Hewett J.L. and Soni A., *Phys. Rev.* **D44**, 1473 (1991);
Luke M. and Savage M.J., *Phys. Lett.* **B307**, 387 (1993);
Couture G., Hamzaoui C. and Konig H., *Phys. Rev.* **D52**, 1713 (1995)

[5] Peccei R.D. and Zhang X., *Nucl. Phys.* **B337**, 269 (1990)

[6] Parke S., FREMILAB-Pub-94/322-T, 1994

[7] Han T., Peccei R.D. and Zhang X., *Nucl. Phys.* **B454**, 527 (1995)

[8] Arbuzov B.A. *Phys. Lett.* **B353**, 532 (1995)

[9] Obraztsov V.F., Slabospitsky S.R. and Yushchenko O.P., „Search for anomalous top-quark interaction at LEP-2 collider", *Phys. Lett.* **B426**, 393 (1998) [arXiv:hep-ph/9712394]

[10] Фейнман Р., „Взаимодействие фотонов с адронами", Москва, „Мир", 1975

[11] Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П., „Квантовая электродинамика", Москва, „Наука", 1980

[12] Ициксон К., Зюбер Ж.Б., „Квантовая теория поля", Т. I, II, Перевод с английского – Москва, „Мир", 1984

[13] Окунь Л.Б., „Лептоны и кварки", Москва, „Наука", 1990

[14] Бьёркен Дж.Д., Дрелл С.Д., „Релятивистская квантовая теория", Т. I, II, Москва, „Наука", 1978

[15] Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В., „Квантовые поля", Москва, „Наука", 1980

[16] Aoki K-I., Hioki Z., Kawabe R., Konuma M. and Muta T., „Electroweak theory“, Supplement of the Progress of Theoretical Physics, No. 73 (1982)

[17] Grzadkowski B., Iskrzynski M., Misiak M. and Rosiek J., „Dimension-Six Terms in the Standart Model Lagrangian“, arXiv:hep-ph/1008.4884v2 (2010)

[18] Patrignani C. *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C, **40**, 100001 (2016)

[19] Бюклинг Е., Каянти К., „Кинематика элементарных частиц“, Перевод с английского – Москва, „Мир“, 1975