

# КЭД С ВЕКТОРНЫМ И АКСИАЛЬНО-ВЕКТОРНЫМ ТИПАМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ДИНАМИЧЕСКОЕ ВОЗНИКНОВЕНИЕ МАСС ЧАСТИЦ

Д. К. Федоров\*, А. С. Юрков\*\*

Поступила в редакцию 18 августа 2003 г.

Рассмотрена модель электродинамики с двумя типами взаимодействий: векторным  $e\bar{\psi}(\gamma^\mu A_\mu)\psi$  и аксиально-векторным  $e_A\bar{\psi}(\gamma^\mu\gamma^5 B_\mu)\psi$ , т. е. с двумя типами векторных калибровочных полей, что соответствует локальному характеру полной группы симметрии безмассовых фермионов  $U(1)\otimes U_A(1)$ . Приведена феноменологическая модель со спонтанным нарушением симметрии, в результате которого фермион и аксиально-векторное поле  $B_\mu$  приобретают массы. На основе приближенного решения уравнения Дайсона для фермионного массового оператора продемонстрировано явление динамического нарушения киральной симметрии при наличии массы у поля  $B_\mu$ . Показана возможность сокращения аксиальных аномалий в рассматриваемой модели при введении других типов фермионов (кварков) в рамках фермионных поколений стандартной модели. Рассмотрен поляризационный оператор для поля  $B_\mu$ , а также процедура устранения расходимостей при его вычислении. Продемонстрировано появление массового полюса в пропагаторе частиц, соответствующих полю  $B_\mu$ , при наличии нарушения киральной симметрии, а также рассмотрены проблемы регуляризации замкнутых фермионных петель с аксиально-векторными вершинами в связи с нарушением киральной симметрии.

PACS: 11.30.Rd, 11.15.-q

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В общепринятой квантовой электродинамике (КЭД) массы фермионов считаются заданными и вопрос о происхождении этих масс не рассматривается. В то же время идея о том, что возникновение массы электрона есть следствие электромагнитных взаимодействий, восходит еще к концу 19-го – началу 20-го веков. Несмотря на столь давнюю историю, эта идея находит свое воплощение и в современных работах [1–4], теперь уже на основе квантовой теории.

Следует отметить, что симметрия лагранжиана безмассовых фермионов выше, нежели симметрия лагранжиана массивных фермионов. Безмассовые фермионы обладают киральной симметрией, в то время как массивные фермионы этой симметрией не обладают. Таким образом, если массы фермионов возникают динамически, за счет взаимодействий,

то происходит динамическое нарушение киральной симметрии (ДНКС).

Одной из первых квантово-полевых моделей, описывающих ДНКС, стала так называемая модель Намбу–Йона–Лазинио [5] с локальным лагранжианом взаимодействия

$$L_{NJL}^{int} = G[(\bar{\psi}\psi)^2 + (\bar{\psi}i\gamma^5\psi)^2],$$

$G$  — константа связи. В более общей форме лагранжиан взаимодействия этой модели выглядит как произведение двух фермионных токов

$$L_{NJL}^{int} = G(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)(\bar{\psi}\gamma_\mu\psi),$$

причем в этой форме лагранжиан взаимодействия фактически является локальным упрощением взаимодействия двух фермионных токов через нелокальное взаимодействие, описывающее в феноменологической форме обмен квантом векторного поля. В модели Намбу–Йона–Лазинио с безмассовыми фермионами наблюдается явление ДНКС с возникновением массы фермионов  $m$  и вакуумного конденсата

\*E-mail: dfedorov@au.ru

\*\*E-mail: fitec@omskcity.com

$\langle 0|\bar{\psi}\psi|0\rangle$  при условии, что константа связи  $G$  превышает критическое значение,

$$G \geq G_{crit} = 2\pi^2/\Lambda^2,$$

где  $\Lambda^2$  — параметр инвариантного обрезания.

В квантовой электродинамике безмассовых фермионов также существует ДНКС в режиме сильной связи  $\alpha > \alpha_c$ , где  $\alpha_c$  — критическое значения константы связи, а при  $\alpha < \alpha_c$  ДНКС отсутствует [1–4]. При условии  $\alpha > \alpha_c$  и при наличии инвариантного обрезывающего параметра  $\Lambda$  существует нетривиальное решение уравнения Дайсона (Швингера–Дайсона) для функции динамической массы фермиона  $\beta(k^2)$ ,  $1/(\hat{p} - \beta(k^2))$  — фермионная функция Грина в импульсном пространстве.

В то же время следует отметить, что ведущим принципом практически любой современной теории взаимодействий квантовых полей является идея калибровочной (локальной) инвариантности. При этом симметрия лагранжиана свободных (как правило, фермионных) полей однозначно определяет лагранжиан взаимодействия этих полей с дополнительными векторными полями, обеспечивающими выполнение условия локальной (калибровочной) инвариантности и являющимися переносчиками взаимодействий.

Стандартная квантовая электродинамика — это не что иное как калибровочная  $U(1)$ -теория. Однако группой симметрии лагранжиана безмассовых фермионов является, в отличие от случая ненулевой массы, группа  $U(1) \otimes U_A(1)$ , где группа  $U(1)$  соответствует обычным «фазовым» преобразованиям полевой функции, а группа  $U_A(1)$  — киральным преобразованиям. В этом случае представляется более естественным считать как  $U(1)$ , так и  $U_A(1)$  равноправными локальными преобразованиями и строить взаимодействие на основе группы  $U(1) \otimes U_A(1)$ .

Ясно, что дополнительному калибровочному полю будут соответствовать новые частицы, «аксиальные фотоны», но в силу действия механизмов нарушения киральной симметрии они приобретают массу, причем их масса может оказаться весьма большой или, в некотором смысле, поле данных частиц можно считать своеобразным «регуляторным полем» теории.

В данной работе рассмотрена модель электродинамики с двумя типами взаимодействий: векторным  $e\bar{\psi}(\gamma^\mu A_\mu)\psi$  и аксиально-векторным  $e_A\bar{\psi}(\gamma^\mu\gamma^5 B_\mu)\psi$ , т. е. с двумя типами векторных калибровочных полей, переносящих взаимодействия, что соответствует локальному характеру полной группы симметрии

безмассовых фермионов  $U(1) \otimes U_A(1)$ . В разд. 2 приведена феноменологическая модель (типа  $\sigma$ -модели) со спонтанным нарушением симметрии, в результате которого фермион и аксиально-векторное поле  $B_\mu$  приобретают массы. В разд. 3 на основе приближенного решения уравнения Дайсона для фермионного массового оператора продемонстрировано явление ДНКС в модели с двумя калибровочными полями при наличии массы у поля  $B_\mu$ . В разд. 4 показана возможность сокращения аксиальных аномалий в рассматриваемой модели при введении других типов фермионов (кварков) в рамках фермионных поколений стандартной модели при подходящем выборе аксиальных констант связи  $e_A$  (аксиальных зарядов)  $\alpha_A = \alpha$  для каждого типа фермионов. В разд. 5 рассмотрен поляризационный оператор для поля  $B_\mu$ , а также процедура устранения расходимостей при его вычислении. Продемонстрировано появление массового полюса в пропагаторе частиц, соответствующих полю  $B_\mu$ , при наличии нарушения киральной симметрии, что подтверждает адекватность решения уравнения Дайсона для фермионного массового оператора в ситуации с ДНКС. Также рассмотрены проблемы регуляризации замкнутых фермионных петель с аксиально-векторными вершинами в связи с нарушением киральной симметрии.

## 2. ПСЕВДОВЕКТОРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КЭД И СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ КИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

Стандартная квантовая электродинамика с безмассовыми фермионами, описываемая лагранжианом

$$L = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu + e\gamma^\mu A_\mu)\psi, \quad (1)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu,$$

является симметричной относительно калибровочных преобразований  $U(1)$ :

$$\psi \rightarrow (1 + i\Theta(x))\psi, \quad (2)$$

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\Theta(x),$$

которые в формуле (2) представлены в инфинитезимальном виде. Однако имеется также симметрия лагранжиана (1) относительно «глобальных» киральных преобразований  $U_A(1)$ :

$$\psi \rightarrow (1 + i\gamma^5\Theta_A)\psi. \quad (3)$$

Электромагнитное поле, описываемое потенциалами  $A_\mu$ , отвечает взаимодействию заряженных частиц.

При такой формулировке электродинамики симметрия относительно преобразований (2) является калибровочной, а относительно (3) — нет, что сопряжено с некоторым дисбалансом в практически равноправных симметриях лагранжиана (1).

Введем второе калибровочное поле  $B_\mu$ , соответствующее преобразованию  $U_A(1)$  киральной симметрии. Лагранжиан (1) будет иметь вид

$$L = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{4}G^{\mu\nu}G_{\mu\nu} + \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu + e\gamma^\mu A_\mu + e_A\gamma^\mu\gamma^5 B_\mu)\psi, \quad (4)$$

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu,$$

который будет инвариантен относительно калибровочных преобразований  $U(1)$ :

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow (1 + i\Theta(x))\psi, \\ A_\mu &\rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\Theta(x), \end{aligned} \quad (5a)$$

и  $U_A(1)$ :

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow (1 + i\gamma^5\Theta_A(x))\psi, \\ B_\mu &\rightarrow B_\mu + \frac{1}{e_A}\partial_\mu\Theta_A(x), \end{aligned} \quad (5б)$$

Преобразование симметрии  $U_A(1)$  становится локальным с локальным параметром  $\Theta_A(x)$ , а поле  $B_\mu$  является псевдовекторным. Для связи поля  $B_\mu$  с фермионным полем  $\psi$  вводится константа связи  $e_A$  — аксиальный заряд фермиона.

При «наивном» описании электродинамики с помощью лагранжиана (4) мы бы имели два калибровочных поля  $A_\mu$  и  $B_\mu$ , которые являются безмассовыми, т. е. мы бы имели два типа безмассовых фотонов, соответствующих полям  $A_\mu$  и  $B_\mu$ . Однако наблюдаемыми безмассовыми квантами являются только кванты поля  $A_\mu$ , т. е. обычные фотоны, так что нам надо учесть нарушение  $U_A(1)$ -симметрии.

Реальные заряженные фермионы имеют наблюдаемые конечные массы, т. е. симметрия  $U_A(1)$  является нарушенной. В результате нарушения данной симметрии заряженные фермионы приобретают массу [1–3, 6].

По аналогии с  $\sigma$ -моделями, используемыми при описании сильных взаимодействий (см., например, [5]), в которых при спонтанном нарушении симметрии фермионы приобретают массу, запишем лагранжиан, явно демонстрирующий спонтанное нарушение киральной симметрии в нашем случае:

$$\begin{aligned} L = &-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{4}G^{\mu\nu}G_{\mu\nu} + \\ &+ \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu + e\gamma^\mu A_\mu + e_A\gamma^\mu\gamma^5 B_\mu)\psi + \\ &+ \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma \\ \pi \end{pmatrix}^T \left( \overleftarrow{\partial}_\mu + i\tau_2 2e_A B_\mu \right) \times \\ &\times \left( \overrightarrow{\partial}^\mu - i\tau_2 2e_A B^\mu \right) \begin{pmatrix} \sigma \\ \pi \end{pmatrix} - \\ &- \frac{\lambda}{4} (\sigma^2 + \pi^2 - \sigma_0^2)^2 - g\bar{\psi}(\sigma + i\gamma^5\pi)\psi. \end{aligned} \quad (6)$$

Этот лагранжиан инвариантен относительно калибровочных преобразований  $U(1)$ :

$$\psi \rightarrow (1 + i\Theta(x))\psi, \quad A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\Theta(x), \quad (7a)$$

и  $U_A(1)$ :

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow (1 + i\gamma^5\Theta_A(x))\psi, \\ B_\mu &\rightarrow B_\mu + \frac{1}{e_A}\partial_\mu\Theta_A(x), \\ \sigma &\rightarrow \sigma + 2\Theta_A(x)\pi, \quad \pi \rightarrow \pi - 2\Theta_A(x)\sigma \end{aligned} \quad (7б)$$

или

$$\begin{pmatrix} \sigma \\ \pi \end{pmatrix} \rightarrow (1 + i\tau_2 2\Theta_A(x)) \begin{pmatrix} \sigma \\ \pi \end{pmatrix}, \quad (7в)$$

где

$$\tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}.$$

В формуле (6) хиггсовы бозоны  $\sigma$  и  $\pi$  (соответственно скалярный и псевдоскалярный) являются феноменологическими полями, связанными с фермионным полем при помощи константы связи  $g$  и не обладающими электрическим зарядом  $e$ , но обладающими аксиальным зарядом  $2e_A$ , равным удвоенному фермионному аксиальному заряду.

Потенциал

$$V(\sigma, \pi) = (\lambda/4)(\sigma^2 + \pi^2 - \sigma_0^2)^2,$$

образованный из хиггсовых полей, имеет минимумы при  $\sigma^2 + \pi^2 = \sigma_0^2$ , соответствующие вакууму со спонтанно нарушенной симметрией. При замене поля  $\sigma$  на  $\sigma' = \sigma - \sigma_0$  можно получить массовый член фермионов в лагранжиане (6):

$$m\bar{\psi}\psi, \quad m = g\sigma_0 \quad (8)$$

и массовый член для псевдовекторного бозона  $B_\mu$ :

$$\frac{1}{2}M^2 B^\mu B_\mu, \quad M^2 = 4e_A^2\sigma_0^2. \quad (9)$$

Таким образом, фермион и калибровочное поле псевдовекторного бозона приобретают массу. Поле  $\sigma$  остается массивным с массой  $M_\sigma^2 = 2\lambda\sigma_0^2$ , но поле  $\pi$  остается безмассовым, демонстрируя появление безмассовых голдстоуновских мод (возбуждений) при спонтанном нарушении симметрии. Как и следовало ожидать, электромагнитное поле  $A_\mu$  массы не приобретает.

При анализе  $\sigma$ -моделей для сильных взаимодействий поля, аналогичные  $\pi$ , ассоциируются с  $\pi$ -мезонами, имеющими малую массу, но при рассмотрении электродинамики наличие физического безмассового поля псевдоскалярного характера не является допустимым. Для того чтобы исключить безмассовое псевдоскалярное поле  $\pi$ , необходимо учесть, что рассматриваемая теория является калибровочной. В соответствии со стандартной схемой демонстрации спонтанного нарушения симметрии в теориях с калибровочными полями мы можем выбрать такую калибровку поля  $B_\mu$  (унитарную калибровку), что поле  $\pi$  обращается в нуль.

Таким образом, явная схема спонтанного нарушения киральной симметрии с псевдовекторным калибровочным полем  $B_\mu$  и набором хиггсовских бозонов (феноменологического скаляра и псевдоскаляра) демонстрирует приобретение массы фермионным и псевдоскалярным калибровочным полем и показывает отсутствие физических полей, соответствующих безмассовым голдстоуновским модам.

При расчетах в теории, описываемой лагранжианом (6), в унитарной калибровке поля  $B_\mu$  пропагатор массивного поля  $B_\mu$  имеет вид

$$D_{\mu\nu}^5(k) = \frac{1}{k^2 - M^2 + i0} \left( g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{M^2} \right),$$

использование которого приводит к сложностям с устранением расходимостей и перенормировкой. Допустимым является, однако, использование других калибровок с членом, фиксирующим калибровку, вида

$$L_{GF} = -\frac{1}{2\xi} (\partial^\mu B_\mu)^2.$$

Этим калибровкам соответствует пропагатор поля  $B_\mu$  вида

$$D_{\mu\nu}^5(k) = \frac{1}{k^2 - M^2 + i0} \times \left( g_{\mu\nu} - (1 - \xi) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2 - \xi M^2} \right), \quad (10)$$

частным случаем которого является пропагатор в поперечной калибровке Ландау:

$$D_{\mu\nu}^5(k) = \frac{1}{k^2 - M^2 + i0} \left( g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \right). \quad (11)$$

В этих калибровках перенормируемость восстанавливается, однако нефизическое поле  $\pi$  присутствует в теории и взаимодействует с полем  $B_\mu$  при помощи члена взаимодействия вида  $B^\mu \partial_\mu \pi$ . При использовании пропагатора (11) данное взаимодействие является неэффективным или, как говорят, поле  $\partial^\mu B_\mu$  «не распространяется».

В явном виде взаимодействие вида  $B^\mu \partial_\mu \pi$  не возникает в калибровках т'Хоофта с членом, фиксирующим калибровку, вида

$$L_{GF} = -\frac{1}{2\xi} (\partial^\mu B_\mu + \xi M \pi)^2.$$

Семейству калибровок т'Хоофта также соответствует пропагатор (10).

При  $\xi \rightarrow \infty$  (физический предел) данный пропагатор соответствует пропагатору массивного векторного поля. В данных калибровках при конечном  $\xi$  присутствуют нефизические поля  $\pi$ . Физические результаты, однако, не должны зависеть от калибровки, т. е. от параметра  $\xi$ .

### 3. МАССА ПОЛЯ $B_\mu$ И ДИНАМИЧЕСКОЕ НАРУШЕНИЕ КИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

Для демонстрации динамического нарушения киральной симметрии в модели с лагранжианом (4) воспользуемся уравнением Дайсона [1–3, 6], которое для двух типов взаимодействия в импульсном представлении записывается в виде

$$\begin{aligned} \Sigma(k) &= G^{-1}(k) - G_{int}^{-1}(k) = \\ &= -ie^2 \int \gamma_\nu G_{int}(k+p) \Gamma_\mu(k+p, p, k) D_{int}^{\nu\mu}(p) \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} - \\ &\quad - ie_A^2 \int \gamma_\nu \gamma^5 G_{int}(k+p) \Gamma_\mu^5(k+p, p, k) \times \\ &\quad \times D_{5,int}^{\nu\mu}(p) \frac{d^4 p}{(2\pi)^4}, \quad (12) \end{aligned}$$

где  $\Sigma(k)$  — массовый оператор фермиона,  $G_{int}(k)$  — полная функция Грина (пропагатор) фермиона,  $G(k)$  — пропагатор свободного фермиона,  $D_{int}^{\nu\mu}(k)$ ,  $D_{5,int}^{\nu\mu}(k)$  — функции Грина для электромагнитного поля (фотона) и поля  $B_\mu$ ,  $\Gamma_\mu(k+p, p, k)$ ,  $\Gamma_\mu^5(k+p, p, k)$  — векторная и аксиально-векторная вершинные функции.

Полный пропагатор фермиона  $G_{int}(k)$  представляется в виде

$$G_{int}(k) = 1/[\hat{k} - \Sigma(k)], \quad \Sigma(k) = \alpha(k^2)\hat{k} + \beta(k^2),$$

$$\beta(k^2) = \frac{1}{4} \text{tr}[\Sigma(k)], \quad \hat{k} = \gamma^\mu k_\mu.$$

В начальном приближении будем использовать аппроксимации для фермионной функции Грина ( $\beta(k^2) \approx m$  — электромагнитная масса фермиона)

$$G_{int}(k) \approx \frac{1}{\hat{k} - m + i0}, \quad m = \frac{1}{4} \text{tr}[\Sigma(0)], \quad (13)$$

аналогичные используем при демонстрации ДНКС в модели Намбу-Йона-Лазинио [5].

Для вершинной функции электромагнитного поля допустимо использовать приближение

$$\Gamma_\mu(k + p, k, p) \approx \gamma_\mu. \quad (14)$$

В силу того что лагранжиан (4) симметричен относительно калибровочных преобразований (5), для вершинной функции  $\Gamma_\mu^5(p + k, k, p)$  можно записать аксиальное тождество Уорда. В импульсном представлении оно будет выглядеть как

$$k^\mu \Gamma_\mu^5(p + k, k, p) = G_{int}^{-1}(p + k)\gamma^5 + \gamma^5 G_{int}^{-1}(p). \quad (15)$$

При использовании аппроксимации (13) для полного фермионного пропагатора можно получить из уравнения (15)

$$\Gamma_\mu^5(p + k, k, p) = \gamma_\mu \gamma^5 - \gamma^5 k_\mu \frac{\beta((p+k)^2) + \beta(p)}{k^2} \approx$$

$$\approx \gamma_\mu \gamma^5 - \gamma^5 \frac{2mk_\mu}{k^2} \quad \text{при } k_\mu \rightarrow 0. \quad (16)$$

Если мы ожидаем, что  $\beta(p^2)$  и  $m$  отличны от нуля и возникают в результате ДНКС, то второй (полюсный) член в (16) не обращается в нуль, а появление полюса в вершине  $\Gamma_\mu^5(p + k, k, p)$  при  $k^2 = 0$  соответствует возникновению в теории безмассовых голдстоуновских состояний.

Однако если использовать пропагатор поля  $B_\mu$  в поперечной калибровке, аналогичной (11), то указанный полюсный член в силу поперечной тензорной структуры пропагатора (11) не дает вклада, аналогично тому, как в модели с лагранжианом (6) взаимодействие  $V^\mu \partial_\mu \pi$  поля  $B_\mu$  с голдстоуновскими полями  $\pi$  является неэффективным.

Исходя из сказанного выше относительно пропа-

гатора поля  $B_\mu$ , целесообразно использовать аппроксимацию

$$D_{5,int}^{\nu\mu}(k) = \frac{1}{(k^2 + i0)(1 - P^5(k^2)/k^2)} \times$$

$$\times \left( g^{\nu\mu} - \frac{k^\nu k^\mu}{k^2} \right) \rightarrow \frac{1}{k^2 - M^2 + i0} \times$$

$$\times \left( g^{\nu\mu} - \frac{k^\nu k^\mu}{k^2} \right), \quad P^5(k^2) \approx M^2, \quad (17)$$

где  $P^5(k^2)$  — поляризационный оператор частицы (см. разд. 5), соответствующей полю  $B_\mu$ ,  $M$  — масса поля  $B_\mu$ , возникающая при ДНКС. Соответственно, для вершины  $\Gamma_\mu^5(p + k, k, p)$  можно использовать аппроксимацию, аналогичную (14):

$$\Gamma_\mu^5(p + k, k, p) \rightarrow \gamma_\mu \gamma^5, \quad (18)$$

а для функции Грина электромагнитного поля можно также использовать калибровку Ландау:

$$D_{int}^{\nu\mu}(k) = \frac{1}{(k^2 + i0)(1 - P(k^2)/k^2)} \left( g^{\nu\mu} - \frac{k^\nu k^\mu}{k^2} \right) \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{1}{k^2 + i0} \left( g^{\nu\mu} - \frac{k^\nu k^\mu}{k^2} \right), \quad (19)$$

где  $P(k^2)$  — поляризационный оператор фотона.

Полагая в уравнении Дайсона (12)  $p_\mu = 0$  и подставляя в него все аппроксимации (13)–(19) для функций Грина и вершинных функций, получаем

$$\frac{1}{4} \text{tr}[\Sigma(p)] \xrightarrow{p=0} m =$$

$$= -\frac{ie^2}{4} \text{tr} \left[ \int \frac{\gamma_\nu (\hat{k} + m) \gamma_\mu}{(k^2 - m^2 + i0)(k^2 + i0)} \times \right.$$

$$\times \left. \left( g^{\nu\mu} - \frac{k^\nu k^\mu}{k^2} \right) \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \right] -$$

$$- \frac{ie_A^2}{4} \text{tr} \left[ \int \frac{\gamma_\nu \gamma^5 (\hat{k} + m) \gamma_\mu \gamma^5}{(k^2 - m^2 + i0)(k^2 - M^2 + i0)} \times \right.$$

$$\times \left. \left( g^{\nu\mu} - \frac{k^\nu k^\mu}{k^2} \right) \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \right]. \quad (20)$$

Калибровочные симметрии  $U(1)$  и  $U_A(1)$  для лагранжиана (4) являются равноправными. Естественно также положить для обычного заряда  $e$ , характеризующего векторное взаимодействие, и заряда  $e_A$ , характеризующего аксиально-векторное взаимодействие,

$$e_A = \pm e. \quad (21)$$

Также следует заметить, что соотношение (21) находится в соответствии с условием сокращения аксиальных аномалий, которые будут присутствовать

в данной модели, как и в любой теории с псевдо-векторными взаимодействиями  $e_A \bar{\psi}(\gamma^\mu \gamma^5 B_\mu) \psi$  (см. ниже формулы (25), (26) в разд. 4).

Сумма интегралов в (20) при условии (21) будет сходящейся. Проведя интегрирование в (20), получаем уравнение, связывающее массы  $m$  и  $M$ :

$$m = m \frac{3\alpha}{4\pi} \frac{x^2}{x^2 - 1} \ln x^2, \quad x^2 = \frac{M^2}{m^2}, \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi}. \quad (22)$$

Помимо тривиального решения  $m = 0$ , уравнение (22) имеет ненулевое решение для  $m$  при ненулевом значении  $M$ .

Таким образом, нетривиальное решение уравнения (12) для массового оператора  $\Sigma(p = 0) = m$ , соответствующее динамическому нарушению киральной симметрии, возможно при отличной от нуля массе векторного поля  $B_\mu$ . При этом вычисление интеграла в (20) не требует введения ультрафиолетового обрезания (как это было бы, например, в случае модели Намбу–Йона–Лазинио [5]), а нетривиальное решение для  $\Sigma(p = 0) = m$  при ненулевом значении  $M$  существует при любом значении константы связи

$$\alpha = e^2/4\pi = e_A^2/4\pi = \alpha_A.$$

Если в модели Намбу–Йона–Лазинио явление ДНКС возникает при константе связи модели

$$G \geq G_{crit} = 2\pi^2/\Lambda^2$$

с соответствующим параметром инвариантного обрезания  $\Lambda^2$ , то в рассматриваемой здесь модели роль, аналогичную роли  $\Lambda^2$ , играет естественный параметр — масса поля  $B_\mu$ .

Под  $m$  в (13)–(22) можно понимать также сумму «затравочной» массы  $m_0$ , индуцирующей нарушение симметрии, и переменной массы  $m_{cb}$ , отражающей степень нарушения симметрии:

$$m = m_0 + m_{cb}.$$

Аналогично для массы поля  $B_\mu$ :

$$M = M_0 + M_{cb},$$

причем параметры, индуцирующие нарушение симметрии,  $m_0$  и  $M_0$ , являются независимыми и устремляются к нулю по окончании вычислений (в соответствии с методом Боголюбова при анализе динамического нарушения симметрии, см., например, [6]),  $m_0 \rightarrow 0$ ,  $M_0 \rightarrow 0$ . Если при переходе к нулевому пределу «затравочных» параметров  $m_{cb} = m$  и  $M_{cb} = M$  будут отличны от нуля, то можно говорить о наличии динамического нарушения киральной симметрии.

#### 4. АКСИАЛЬНАЯ АНОМАЛИЯ

Из-за симметрии лагранжиана (4) (или (6)) относительно преобразований (5) (или (7)) следует сохранение соответствующего аксиального тока

$$\partial^\mu J_\mu^5 = 0 \quad (23)$$

и справедливо соответствующее тождество Уорда типа (15).

Однако при квантовании теории равенство (23) нарушается за счет петлевых треугольных диаграмм с участием аксиальных вершин  $e_A \bar{\psi}(\gamma^\mu \gamma^5 B_\mu) \psi$ , с тремя аксиальными вершинами (рис. 1, петля  $BBB$ ) и с одной аксиальной вершиной (рис. 2, петля  $AAB$ ). Появление аномалии связано с невозможностью устранения расходимостей из указанных диаграмм без явного нарушения симмет-

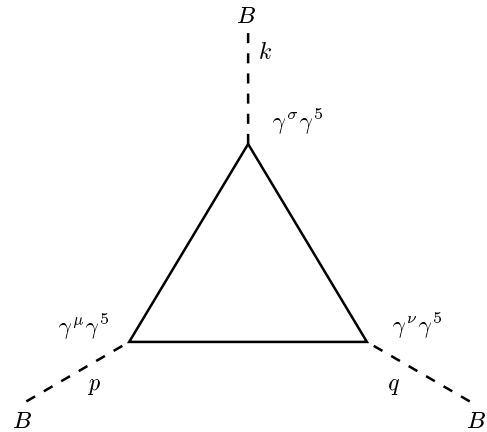


Рис. 1.

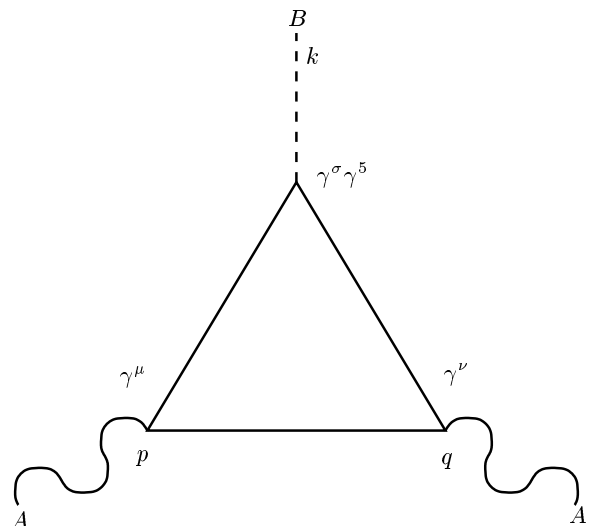


Рис. 2.

рии, а выражение (23) для рассматриваемой модели будет выглядеть следующим образом:

$$\partial^\mu J_\mu^5 = \frac{e^2}{16\pi^2} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} + \frac{e_A^2}{48\pi^2} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} G_{\mu\nu} G_{\rho\sigma}. \quad (24)$$

Возникновение аномалий приводит к ряду проблем с квантованием поля  $B_\mu$  и перенормируемостью теории [7]. В рассматриваемой модели аксиальное взаимодействие не является «внешним объектом» и аномалия приводит к нарушению самосогласованности теории.

Включение в теорию других типов фермионов позволяет удалить аномальные составляющие, возникающие в петлях на рис. 1 (петля  $BVB$ ) и рис. 2 (петля  $AAB$ ). Целесообразно трактовать включаемые в рассматриваемую модель фермионы в соответствии с поколениями фермионов стандартной модели. В рамках первого поколения заряженных фермионов стандартной модели ( $e, u, d$ ) (т. е. с электроном и двумя кварками), имеющими заряды

$$Q = e \left( -1, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3} \right), \quad (25)$$

сокращение аномалий становится возможным, если для констант взаимодействия при аксиальных вершинах справедливо соотношение

$$Q_A = e \left( \pm 1, \mp \frac{2}{3}, \mp \frac{1}{3} \right). \quad (26)$$

С учетом трех цветовых степеней свободы кварков ( $N_c = 3$ ) аномальные составляющие амплитуд, соответствующих как петле  $BVB$  (рис. 1), так и петле  $AAB$  (рис. 2), для всех заряженных фермионов становятся равными нулю (в безмассовом случае становится равной нулю сумма диаграмм по всем фермионам с учетом кварковых цветов). Данное условие сокращения аномалий соответствует предположению (21). Для других поколений, очевидно, все сказанное выше также справедливо. Нейтрино как частицы, не имеющие заряда, но являющиеся членами поколений стандартной модели, в расчет не включаются; естественно положить для всех нейтрино  $e_A = 0$ . Следует отметить также, что сокращение аномалий происходит именно в рамках поколений стандартной модели.

### 5. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ОПЕРАТОР ПОЛЯ $B_\mu$ И НАРУШЕНИЕ КИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

Полная функция Грина  $D_{5,int}^{\nu\mu}(k)$  для поля  $B_\mu$  и пропагатор свободных частиц (в поперечной калибровке Ландау)

$$D_5^{\nu\mu}(k) = \frac{1}{k^2 + i0} \left( g^{\nu\mu} - \frac{k^\nu k^\mu}{k^2} \right)$$

могут быть связаны между собой соотношением

$$D_{5,int}^{\nu\mu}(k) = D_5^{\nu\mu}(k) + D_5^{\nu\theta}(k) P_{\theta\rho}^5(k) D_{5,int}^{\rho\mu}(k), \quad (27)$$

$$D_{5,int}^{\nu\mu}(k) = D_5(k^2) \left( g^{\nu\mu} - \frac{k^\nu k^\mu}{k^2} \right),$$

где  $P_{\mu\nu}^5(k)$  — поляризационный оператор (аксиальный). Тензорную структуру аксиального поляризационного оператора (во всяком случае для используемой калибровки) можно считать также поперечной (т. е. рассматривать только поперечную проекцию оператора  $P_{\mu\nu}^5(k)$ , продольные части, если они и существуют, в данной калибровке вклада в полную функцию Грина не дают):

$$P_{\mu\nu}^5(k) = P^5(k) \left( g^{\nu\mu} - \frac{k^\nu k^\mu}{k^2} \right). \quad (28)$$

Из (27) можно получить

$$D_5(k^2) = \frac{1}{k^2 + i0} + \frac{1}{k^2 + i0} P^5(k^2) D_5(k^2), \quad (29)$$

$$D_5(k^2) = \frac{1}{(k^2 + i0) (1 - P^5(k^2)/k^2)}.$$

Для оператора  $P_{\mu\nu}^5(k)$ , аналогично (12), справедливо соотношение типа уравнения Дайсона:

$$P_{\mu\nu}^5(k) = ie_A^2 \int \text{tr} [\gamma_\mu \gamma^5 G_{int}(p+k) \Gamma_\nu^5(p+k, k, p) G_{int}(p)] \times \frac{d^4 p}{(2\pi)^4}. \quad (30)$$

При вычислении оператора  $P_{\mu\nu}^5(k)$  в (30) возникают расходимости петлевых интегралов, поэтому является целесообразным определение условий нормировки. В предположении о том, что при ДНКС полный пропагатор должен описывать распространение массивной векторной частицы поля  $B_\mu$ , первым условием нормировки будет

$$P^5(M^2) = M^2, \quad (31)$$

что соответствует использованной в (17) аппроксимации полной функции Грина при решении уравнения Дайсона (12).

Переопределим скалярную часть поляризационного оператора следующим образом:

$$P^5(k^2) = M^2 + (k^2 - M^2)\tilde{P}^5(k^2), \quad (32)$$

где  $M$  — масса, приобретаемая полем  $B_\mu$  в связи с нарушением киральной симметрии. Полная функция Грина будет выглядеть как

$$D_{\mu\nu}^{5,int} = \frac{1}{(k^2 - M^2 + i0)(1 - \tilde{P}^5(k^2))} \times \left( g_{\nu\mu} - \frac{k_\nu k_\mu}{k^2} \right). \quad (33)$$

Второе условие нормировки, связанное с нормировкой аксиального заряда  $e_A$ , будет иметь вид

$$\tilde{P}^5(0) = 0 \quad (34)$$

или, что эквивалентно,

$$P^5(0) = P^5(M^2) = M^2. \quad (35)$$

При вычислении петлевого интеграла, подобного (30), требуется применение регуляризации. При наличии калибровочной  $U(1)$ -инвариантности соответствующий аксиальный ток сохраняется (пока отвлекаясь от наличия аксиальных аномалий), а тензорная структура оператора  $P_{\mu\nu}^5(k)$  должна иметь только поперечные составляющие. Однако часто используемые методы регуляризации (например, регуляризация обрезанием) сами по себе искажают тензорную структуру  $P_{\mu\nu}^5(k)$  даже при наличии калибровочной инвариантности.

Для того чтобы удовлетворить двум условиям нормировки, (31) и (35), скалярная часть поперечной проекции поляризованного оператора  $P^5(k^2)$  после регуляризации должна иметь вид

$$P^5(k^2) = c_1 M^2 + k^2(c_2 + F(k^2)) + M^2 F_1(k^2), \quad (36)$$

где  $c_1, c_2$  — константы, вообще говоря, содержащие расходимости при снятии регуляризации,  $F(k^2), F_1(k^2)$  — конечные функции. Если бы имелась калибровочная инвариантность, а процедура регуляризации не искажала бы тензорную структуру оператора  $P_{\mu\nu}^5(k)$ , то константа  $c_1$  (и функция  $F_1(k^2)$ ) равнялась бы нулю:

$$P^5(k^2) = k^2(c_2 + K(k^2)),$$

и одновременно обоим условиям (31) и (35) удовлетворить было бы невозможно. Физически это означало бы, что кванты поля  $B_\mu$  остаются безмассовыми.

Вводя в пропагатор фермиона массу  $m$  (или боголюбовскую затравочную массу  $m_0$ , поскольку  $m$  и  $M$ , вообще говоря, являются независимыми параметрами), мы получаем нарушение симметрии  $U_A(1)$  и калибровочной инвариантности. Оператор  $P_{\mu\nu}^5(k^2)$  при этом потеряет свою поперечную структуру, но эта потеря поперечности будет контролируемой наличием параметра нарушения  $m$ , а  $P^5(k^2)$  после выделения поперечной части можно будет представить в виде (36). Ввиду того что способ регуляризации также может исказить тензорную структуру оператора  $P_{\mu\nu}^5(k)$ , введем условие на константу  $c_1$ :

$$\lim_{m \rightarrow 0} c_1 \rightarrow 0, \quad (37a)$$

и аналогично для функции  $F_1(k^2)$

$$\lim_{m \rightarrow 0} F_1(k^2) \rightarrow 0, \quad (37b)$$

т. е. составляющие константы  $c_1$  (функции  $F_1(k^2)$ ), не удовлетворяющие этому условию, возникают в вычислениях вследствие процедуры регуляризации.

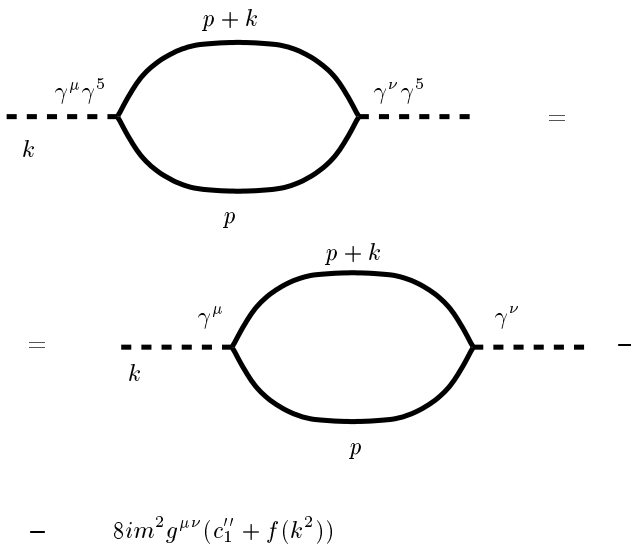
Применение известных методов регуляризации, сохраняющих тензорную структуру оператора  $P_{\mu\nu}^5(k)$ , — метода размерной регуляризации или метода Паули–Вилларса для фермионных петель, — вообще говоря, не является логически последовательным. Метод размерной регуляризации встречается проблемы при определении матрицы  $\gamma^5$ . Метод Паули–Вилларса для фермионных петель требует введения дополнительных регуляризирующих фермионных петель с массами, которые являются параметрами регуляризации, явно нарушающими аксиальную калибровочную  $U_A(1)$ -инвариантность, что приравнивает его в данном случае к более простым методам типа метода регуляризации обрезанием.

Хотя применение метода размерной регуляризации не является вполне последовательным, продемонстрируем с его помощью, как в операторе  $P_{\mu\nu}^5(k)$  возникают члены, соответствующие ДНКС. Для этого замечаем, что в фермионных петлях с четным числом аксиальных вершин все матрицы  $\gamma^5$  в интегральном выражении типа (30) могут быть перенесены так, чтобы они располагались рядом и, как следствие, исчезали:



$$\begin{aligned}
 P_{\mu\nu}^5(k) &\sim \\
 &\sim e_A^2 \int \text{tr} \left[ \gamma_\mu \gamma^5 \frac{\hat{p} + \hat{k} + m}{(p+k)^2 - m^2} \gamma_\nu \gamma^5 \frac{\hat{p} + m}{p^2 - m^2} \right] \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} = \\
 &= e_A^2 \int \text{tr} \left[ \gamma_\mu \frac{\hat{p} + \hat{k} + m}{(p+k)^2 - m^2} \gamma_\nu \frac{\hat{p} - m}{p^2 - m^2} \right] \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} = \\
 &= e_A^2 \int \text{tr} \left[ \gamma_\mu \frac{\hat{p} + \hat{k} + m}{(p+k)^2 - m^2} \gamma_\nu \frac{\hat{p} + m}{p^2 - m^2} \right] \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} - \\
 &- 8m^2 e_A^2 \int \frac{g_{\mu\nu}}{((p+k)^2 - m^2)(p^2 - m^2)} \frac{d^4 p}{(2\pi)^4}. \quad (38)
 \end{aligned}$$

В выражении (38) в последней части равенства стоит интеграл, формально соответствующий обычной векторной петле фермионов, и добавка к ней, пропорциональная  $m^2$ . В диаграммной форме это равенство можно представить в виде, показанном на рис. 3 ( $f(k^2)$  — некоторая конечная скалярная функция,  $c_1'$  — константа, вообще говоря, содержащая расходимости). В безмассовом случае выражения для петли с векторными и аксиально-векторными вершинами совпадают, что отражает факты наличия симметрии относительно обоих калибровочных преобразований (5), сохранения векторного и аксиально-векторного токов,  $\partial^\mu J_\mu = \partial^\mu J_\mu^5 = 0$ ,  $m = 0$ , и безмассовости обоих полей  $A_\mu$  и  $B_\mu$ . Применив размерную регуляризацию к интегралам в правой части равенства на рис. 3, получим



$$\begin{aligned}
 P_{\mu\nu}^5(k) &= \\
 &= i\mu^{4-d} e_A^2 \int \text{tr} \left[ \gamma_\mu \frac{\hat{p} + \hat{k} + m}{(p+k)^2 - m^2} \gamma_\nu \frac{\hat{p} + m}{p^2 - m^2} \right] \frac{d^d p}{(2\pi)^d} - \\
 &- 8i\mu^{4-d} m^2 e_A^2 \int \frac{g_{\mu\nu}}{((p+k)^2 - m^2)(p^2 - m^2)} \frac{d^d p}{(2\pi)^d}, \quad (39)
 \end{aligned}$$

где  $\mu$  — массовый параметр, восстанавливающий правильную размерность поляризационного оператора, снятие регуляризации происходит при  $d \rightarrow 4$ . Первый интеграл (векторная петля) в правой части равенства (39) имеет поперечную тензорную структуру благодаря свойствам размерной регуляризации, а выражение (39) записывается в виде

$$\begin{aligned}
 P_{\mu\nu}^5(k) &= \\
 &= \frac{e_A^2}{12\pi^2} k^2 \left( g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \right) \left( c_2' + I \left( \frac{k^2}{4m^2}, 0 \right) \right) + \\
 &+ g_{\mu\nu} m^2 \frac{e_A^2}{12\pi^2} \left( c_1' + I_1 \left( \frac{k^2}{4m^2}, 0 \right) \right), \quad (40)
 \end{aligned}$$

$$I(t, u) = 6 \int_0^1 x(1-x) \ln \left( \frac{1-4x(1-x)t}{1-4x(1-x)u} \right) dx,$$

$$I_1(t, u) = 6 \int_0^1 \ln \left( \frac{1-4x(1-x)t}{1-4x(1-x)u} \right) dx,$$

где  $c_1'$ ,  $c_2'$  — константы, содержащие расходимости при снятии регуляризации,  $d \rightarrow 4$ . Для проекции  $P^5(k^2)$  имеем

$$\begin{aligned}
 P^5(k^2) &= m^2 \frac{e_A^2}{12\pi^2} \left( c_1' + I_1 \left( \frac{k^2}{4m^2}, 0 \right) \right) + \\
 &+ \frac{e_A^2}{12\pi^2} k^2 \left( c_2' + I \left( \frac{k^2}{4m^2}, 0 \right) \right) \quad (41)
 \end{aligned}$$

в соответствии с выражением (36), позволяющим удовлетворить обоим условиям нормировки (31) и (35):

$$\begin{aligned}
 c_1 &\sim m^2 \frac{e_A^2}{2\pi^2 M^2} \left( \frac{2}{4-d} - \gamma + \ln \left( \frac{m^2}{\mu^2} \right) + \right. \\
 &\left. + \frac{1}{6} I_1 \left( \frac{\lambda^2}{4m^2}, 0 \right) \right), \quad (42)
 \end{aligned}$$

$$F_1(k^2) \sim m^2 \frac{e_A^2}{12\pi^2 M^2} I_1 \left( \frac{k^2}{4m^2}, \frac{\lambda^2}{4m^2} \right)$$

при  $d \rightarrow 4$ ,  $\gamma$  — постоянная Эйлера,  $\lambda$  — точка нормировки. Условие (37) также оказывается выполненным.

Разложение аксиальной петли, представленное в диаграммном виде на рис. 3, удобно для выделения составляющих, связанных с нарушением калибровочной  $U_A(1)$ -инвариантности (5) и с ДНКС, при любом методе регуляризации. Первое слагаемое на рис. 3 формально соответствует поляризаационному оператору электромагнитного поля  $A_\mu$ , а векторный ток является сохраняющимся. Поэтому окончательный результат после выделения расходимостей и снятия регуляризации для первого слагаемого на рис. 3 должен быть поперечным и иметь структуру

$$k^2(c_2 + F(k^2))(g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / k^2),$$

где  $F(k^2)$  — конечная функция, а составляющие, отвечающие ДНКС, с тензорной структурой типа  $g_{\mu\nu}$  остаются во втором члене, очевидно, соответствующем условию (37).

При произвольной процедуре регуляризации члены, не имеющие указанной выше структуры в векторной петле первого члена разложения на рис. 3, таким образом, считаются нефизическими, приведенными процедурой регуляризации. Они не вносят проблем в теорию и в соответствующие им расходимости и устраняются введением подходящих контрчленов. Однако физического смысла эти члены не имеют, в отличие от добавки, связанной со вторым членом в правой части разложения на рис. 3.

При анализе ДНКС следует использовать в (30) для вершинной функции выражение вида (16) с полюсным членом голдстоуновского состояния

$$\Gamma_\mu^5(p + k, k, p) \approx \gamma_\mu \gamma^5 - \gamma^5 2mk_\mu / k^2.$$

Данная нетривиальная добавка к вершине  $\Gamma_\mu^5(p + k, k, p)$  нарушит поперечную тензорную структуру оператора  $P_{\mu\nu}^5(k^2)$ , а интеграл при голдстоуновской добавке  $2mk_\mu / k^2$  будет расходящимся при снятии регуляризации. Но данная добавка к поляризаационному оператору  $P_{\mu\nu}^5(k^2)$  будет иметь чисто продольную структуру, при выделении поперечной части, пропорциональной  $P^5(k^2)$ , она не даст вклада в пропагатор поля  $B_\mu$ .

В соответствии с условиями (31) и (35) можно получить для поперечной проекции  $P_{\mu\nu}^5(k)$

$$P^5(k^2) = M^2 + (k^2 - M^2) \frac{\alpha_A}{3\pi} \left( k^2 \frac{I\left(\frac{k^2}{4m^2}, \frac{M^2}{4m^2}\right)}{(k^2 - M^2)} - \frac{m^2 k^2 I_1\left(\frac{M^2}{4m^2}, 0\right) - M^2 I_1\left(\frac{k^2}{4m^2}, 0\right)}{(k^2 - M^2)} \right),$$

$$\tilde{P}^5(k^2) = \frac{\alpha_A}{3\pi} \left( k^2 \frac{I\left(\frac{k^2}{4m^2}, \frac{M^2}{4m^2}\right)}{(k^2 - M^2)} - \frac{m^2 k^2 I_1\left(\frac{M^2}{4m^2}, 0\right) - M^2 I_1\left(\frac{k^2}{4m^2}, 0\right)}{(k^2 - M^2)} \right), \tag{43}$$

$$I(t, u) = 6 \int_0^1 x(1-x) \ln \left( \frac{1 - 4x(1-x)t}{1 - 4x(1-x)u} \right) dx,$$

$$I_1(t, u) = 6 \int_0^1 \ln \left( \frac{1 - 4x(1-x)t}{1 - 4x(1-x)u} \right) dx.$$

Для собственно-энергетического оператора кванта поля  $B_\mu$

$$\Pi_{\mu\nu}^5(x - x') = ie_A^2 \langle 0 | T (J_\mu^5(x) J_\nu^5(x')) | 0 \rangle$$

в импульсном представлении имеем

$$\overline{D}_{5,int}^{\nu\mu}(k) = D_5^{\nu\mu}(k) + D_5^{\nu 0}(k) \Pi_{\rho}^5(k) D_5^{\rho\mu}(k),$$

$$D_5^{\nu\mu}(k) = \frac{1}{k^2 + i0} \left( g^{\nu\mu} - \frac{k^\nu k^\mu}{k^2} \right). \tag{44}$$

Аналогично поляризаационному оператору, можно рассматривать для  $\Pi_{\mu\nu}^5(k)$  только поперечную проекцию

$$\Pi_{\mu\nu}^5(k) = \Pi^5(k^2)(g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / k^2).$$

Для нее имеем

$$\Pi^5(k^2) = \frac{k^2 P^5(k^2)}{k^2 + i0 - P^5(k^2)},$$

$$\Pi^5(k^2) = \frac{k^2 \left( M^2 + (k^2 - M^2) \tilde{P}^5(k^2) \right)}{(k^2 - M^2 + i0)(1 - \tilde{P}^5(k^2))}, \tag{45}$$

т. е.  $\Pi_{\mu\nu}^5(k)$  также имеет в импульсном представлении полюс, отвечающий обмену массивным квантом поля  $B_\mu$ .

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в рамках рассмотренной модели электродинамики безмассовых фермионов, включающей, помимо калибровочного поля  $A_\mu$ , отвечающего симметрии  $U(1)$ , также поля  $B_\mu$ , отвечающие киральной калибровочной симметрии  $U_A(1)$ , показано, что как фермионы, так и калибровочное поле  $B_\mu$ , носящее псевдовекторный характер, могут приобретать массу. Продемонстрировано, что уравнение Дайсона для массы фермионов, соответствующее ДНКС при возникновении массы у калибровочного поля  $B_\mu$ , может иметь нетривиальное решение, а также что при возникновении массы у фермионов в результате ДНКС поле  $B_\mu$  может приобретать массу.

Массивность поля  $B_\mu$ , возникающая в результате ДНКС, согласуется с фактом реального существования только одного типа безмассовых частиц — переносчиков электромагнитного взаимодействия (фотонов). Сокращение аномалий в данной модели КЭД, тем более в рамках каждого фермионного поколения стандартной модели, также относит ее к классу моделей, которые могут быть физически адекватны.

Условие (21) для векторной и аксиально-векторной констант связи, которое находится в соответствии с условием сокращения аксиальных аномалий в рассмотренной модели, позволяет обойтись без использования ультрафиолетового обрезания при работе с уравнением Дайсона и анализе его решений. Роль обрезającego фактора играет масса поля  $B_\mu$ , а сама массивность поля  $B_\mu$  является условием существования нетривиального решения уравнения Дайсона, соответствующего динамическому нарушению киральной симметрии.

Если предполагать, что кванты поля  $B_\mu$  — это

физические частицы, то для того, чтобы не войти в противоречие с реальной экспериментальной ситуацией, следует считать их весьма массивными: согласно (22), при  $M \gg m$  имеем

$$\frac{M}{m} \propto \exp\left(\frac{8\pi^2}{3e^2}\right).$$

В то же время следует отметить, что на значения масс реальных частиц может оказывать существенное влияние не только электромагнитное, но и другие виды взаимодействий. Таким образом, реальные физические численные оценки массы квантов поля  $B_\mu$  требуют дополнительных исследований.

## ЛИТЕРАТУРА

1. P. I. Fomin, V. P. Gusynin, V. A. Miransky, and Yu. A. Sitenko, *Rivista del Nuovo Cimento* **6**, 1 (1983).
2. T. Maskawa and H. Nakajima, *Prog. Theor. Phys.* **52**, 1326 (1974).
3. V. A. Miransky, *Phys. Lett. B* **91**, 421 (1980).
4. В. П. Гусынин, В. А. Кушнир, Препринт ИТФ № 89-81Е (1990).
5. W. Weise, in *Quarks and Nuclei, International Review of Nuclear Physics*, World Scientific, Singapore, Philadelphia (1984), Vol. 1, p. 57; Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* **122**, 345 (1961).
6. В. Е. Рочев, Препринт ИФВЭ № 2001-40 (2001).
7. S. Adler, *Phys. Rev.* **117**, 2426 (1969); S. Bell and R. Jakiw, *Nuovo Cim. A* **60**, 47 (1969); А. А. Славнов, Л. Д. Фаддеев, *Введение в квантовую теорию калибровочных полей*, Наука, Москва (1988).