Письма в ЖЭТФ, том 105, вып. 4, с. 205 – 208

Аксиально-векторные мезоны и проблема πa_1-смешивания

М. К. Волков [1)], *А. А. Осипов*[1)]

Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

Поступила в редакцию 30 ноября 2016 г.

В рамках модели Намбу–Иона-Лазинио (НИЛ) изучен механизм устранения недиагональных πa_1-переходов в эффективном мезонном лагранжиане. Проблема рассмотрена в однопетлевом приближении кварковых петель. Мы использовали минимальную (линейную по полям) суперпозицию $a'_\mu = a_\mu - c\partial_\mu\pi$ и показали, что при такой замене изменяются ковариантные трансформационные свойства как аксиально-векторных, так и векторных физических полей. Продемонстрировано, что в отличие от существующего в литературе мнения изменение ковариантных трансформационных свойств этих полей не ведет к всевозможным нарушениям киральной симметрии, а лишь сводится к переопределению элементов S-матрицы вне массовой поверхности. На массовой поверхности результаты ковариантного и нековариантного подходов совпадают.

DOI: 10.7868/S0370274X17040014

Киральная симметрия не запрещает смешивания аксиально-векторного поля a_μ с псевдоскалярными мезонами [1]. Модель Намбу–Иона-Лазинио (НИЛ), включающая состояния со спином 1, сталкивается с этой проблемой при вычислении однопетлевых кварковых диаграмм [2] после спонтанного нарушения киральной симметрии. Возникающая недиагональная связь $a_\mu\partial^\mu\pi$ устраняется соответствующим преобразованием аксиально-векторного поля $a_\mu \to a'_\mu = a_\mu - c\partial_\mu\pi$. Очевидно, что такая замена разрушает ковариантные киральные преобразования поля a_μ, которыми оно обладает в симметричном вакууме. Считается, что нарушение ковариантности ведет к нарушению киральной симметрии [3]. Действительно, как в случае нелинейной, так и линейной реализаций киральной симметрии устранить πa_1-смешивание всегда можно, сохранив ковариантность трансформационных свойств поля a_μ [4]. В даной работе мы покажем, что приведенная выше линейная замена, хотя и разрушает ковариантность преобразований поля a_μ, тем не менее не разрушает киральной симметрии теории. Более того, все указанные выше подходы совпадают на массовой поверхности физических состояний.

Для простоты ограничимся рассмотрением модели НИЛ с четырехкварковыми взаимодействиями, симметричными относительно киральной группы $SU(2)_L \times SU(2)_R$. Лагранжиан модели имеет вид

$$\mathcal{L} = \bar{q}(\mathrm{i}\gamma^\mu\partial_\mu - \hat{m})q + \mathcal{L}_{\mathrm{int}}, \qquad (1)$$

$$\mathcal{L}_{\mathrm{int}} = \mathcal{L}_{s,p} - \mathcal{L}_{v,a}, \qquad (2)$$

$$\mathcal{L}_{s,p} = (G_s/2)\left[(\bar{q}q)^2 + (\bar{q}\mathrm{i}\gamma_5\boldsymbol{\tau}q)^2\right], \qquad (3)$$

$$\mathcal{L}_{v,a} = (G_v/2)\left[(\bar{q}\gamma^\mu\boldsymbol{\tau}q)^2 + (\bar{q}\gamma^\mu\gamma_5\boldsymbol{\tau}q)^2\right], \qquad (4)$$

где q – цветные кварковые поля, $\hat{m}$ – масса токовых кварков, $\boldsymbol{\tau}$ – матрицы Паули, G_s и G_v – константы четырехкварковых взаимодействий.

Для теории, описываемой лагранжианом (1), матрица рассеяния может быть представлена в виде континуального интеграла

$$\mathbf{S} = \int \mathcal{D}q\mathcal{D}\bar{q}\exp\left[\mathrm{i}\int d^4x\mathcal{L}(q,\bar{q})\right], \qquad (5)$$

в котором нелинейные кварковые взаимодействия сводятся к билинейным юкавовским взаимодействиям кварков с коллективными бозонными полями

$$\mathbf{S} = \int \mathcal{D}q\mathcal{D}\bar{q}\mathcal{D}s\mathcal{D}\mathbf{p}\mathcal{D}\mathbf{v}_\mu\mathcal{D}\mathbf{a}_\mu \times$$
$$\times \exp\mathrm{i}\int d^4x\left[\bar{q}\,\mathcal{D}q - \frac{(s+\hat{m})^2 + \mathbf{p}^2}{2G_s} + \frac{\mathbf{v}_\mu^2 + \mathbf{a}_\mu^2}{2G_v}\right], \qquad (6)$$

где $\mathcal{D}$ – оператор Дирака во внешних коллективных полях:

$$\mathcal{D} = \mathrm{i}\gamma^\mu\partial_\mu + s + \mathrm{i}\gamma_5 p + \gamma^\mu v_\mu + \gamma^\mu\gamma_5 a_\mu. \qquad (7)$$

Здесь $s, p = p_i\tau_i, v^\mu = v_i^\mu\tau_i, a^\mu = a_i^\mu\tau_i$ – скалярное, псевдоскалярные, векторные и аксиально-векторные поля, $i = 1,2,3$.

Комбинация $\bar{q}(s + \mathrm{i}\gamma_5 p)q$ возникла при линеаризации кирально инвариантного взаимодействия (3) и поэтому также кирально инвариантна. Отсюда, зная

[1)]e-mail: volkov@theor.jinr.ru; aaosipov@jinr.ru

инфинитезимальные линейные киральные преобразования кварковых полей

$$\delta q = \mathrm{i}(\alpha + \gamma_5\beta)q, \quad \delta\bar{q} = \mathrm{i}\,\bar{q}(-\alpha + \gamma_5\beta), \qquad (8)$$

можно однозначно установить трансформационные свойства скалярного и псевдоскалярного полей

$$\delta s = \mathrm{i}\,[\alpha, s] + \{\beta, p\}, \quad \delta p = \mathrm{i}\,[\alpha, p] - \{\beta, s\}. \qquad (9)$$

Глобальные преобразования группы $SU(2) \times SU(2)$ содержат шесть параметров, свернутых с матрицами Паули, $\alpha = \alpha_i\tau_i$, $\beta = \beta_i\tau_i$. Независящие от координат параметры α_i характеризуют изотопические преобразования, а β_i – собственно киральные преобразования.

Аналогичным образом, исходя из киральной инвариантности комбинации $\bar{q}(\gamma^\mu v_\mu + \gamma^\mu\gamma_5 a_\mu)q$, наследуемой от лагранжиана (4), находим трансформационные свойства векторных и аксиально-векторных полей

$$\delta v_\mu = \mathrm{i}\,[\alpha, v_\mu] + \mathrm{i}\,[\beta, a_\mu], \quad \delta a_\mu = \mathrm{i}\,[\alpha, a_\mu] + \mathrm{i}\,[\beta, v_\mu]. \qquad (10)$$

Функциональный интеграл по кварковым полям в (6) имеет гауссов вид и легко вычисляется. В результате возникает детерминант оператора Дирака, который расходится и поэтому требует регуляризации. С этой целью будем использовать формализм собственного времени Швингера–Девитта [5]. Регуляризующее ядро $\rho(t, \Lambda)$ выбираем в виде

$$\rho(t, \Lambda) = 1 - (1 + t\Lambda^2)e^{-t\Lambda^2}, \qquad (11)$$

что соответствует двум вычитаниям, устраняющим квадратичную и логарифмическую расходимости эффективного действия. Такое ядро мы использовали впервые в работе [6]. Тогда типичные интегралы по собственному времени t имеют вид

$$J_n(x) = \int_0^\infty t^{n-2}e^{-tx}\rho(t, \Lambda)dt. \qquad (12)$$

При отсутствии регуляризатора интегралы J_0 и J_1 расходились бы на нижнем пределе. Параметр Λ обрезает область малых значений $t \sim 1/\Lambda^2$, ответственную за расходимости, и определяет границу применимости эффективной теории $E < \Lambda$, где E – характерные энергии изучаемых процессов.

В частности, в приближении среднего поля, когда вакуумные средние всех полей в (6) равны нулю за исключением вакуумного среднего скалярного поля $\langle s\rangle = a$, получаем эффективный потенциал

$$V(a) = \frac{\hat{m}a}{G_s} + \frac{a^2}{2G_s}\left(1 - \frac{N_cG_s\Lambda^2}{4\pi^2}\right) + \\ + \frac{N_c}{8\pi^2}\left[a^4\ln\left(1 + \frac{\Lambda^2}{a^2}\right) - \Lambda^4\ln\left(1 + \frac{a^2}{\Lambda^2}\right)\right], \qquad (13)$$

где N_c – число цветов. Уравнение экстремума имеет вид

$$\frac{dV(a)}{da} = \frac{a + \hat{m}}{G_s} - \frac{aN_c}{2\pi^2}J_0(a^2) = 0, \qquad (14)$$

а минимуму отвечает решение $a = -m$. Нетривиальное решение указывает на то, что имеет место спонтанное нарушение киральной симметрии [7, 8]. Переопределяя скалярное поле $s = \sigma - m$, мы переходим к переменной σ, вакуумное ожидание которой равно нулю. Постоянная величина m – масса составляющих кварков.

В асимметричном вакууме S-матрица принимает вид

$$\mathbf{S} = \int \mathcal{D}q\mathcal{D}\bar{q}\mathcal{D}\sigma\mathcal{D}\mathbf{p}\mathcal{D}\mathbf{v}_\mu\mathcal{D}\mathbf{a}_\mu\ \exp\mathrm{i}\int d^4x \times \\ \times\left[\bar{q}\,\mathcal{D}_m q - \frac{(\sigma - m + \hat{m})^2 + \mathbf{p}^2}{2G_s} + \frac{\mathbf{v}_\mu^2 + \mathbf{a}_\mu^2}{2G_v}\right], \qquad (15)$$

где

$$\mathcal{D}_m = \mathrm{i}\,\gamma^\mu\partial_\mu - m + \sigma + \mathrm{i}\,\gamma_5 p + \gamma^\mu v_\mu + \gamma^\mu\gamma_5 a_\mu. \qquad (16)$$

Инфинитезимальные преобразования бесспиновых полей изменяются:

$$\delta\sigma = \mathrm{i}\,[\alpha, \sigma - m] + \{\beta, p\}, \\ \delta p = \mathrm{i}\,[\alpha, p] - \{\beta, \sigma - m\}. \qquad (17)$$

Изменения связаны с вакуумным ожиданием m, что позволяет по-прежнему говорить о симметрии лагранжиана, но уже тайной (скрытой) [9].

Спонтанное нарушение киральной симметрии ведет к смешиванию псевдоскалярных и аксиально-векторных полей, которое происходит уже в лидирующем однопетлевом приближении. Эта проблема решается переопределением аксиально-векторного поля, которое мы запишем как

$$a_\mu = A_\mu + \kappa m\partial_\mu p. \qquad (18)$$

Замена ведет к дополнительной вершине в (15), а именно, взаимодействию юкавовского типа между кварками и псевдоскалярным полем, включающим производную $\kappa m\,\bar{q}\gamma^\mu\gamma_5\partial_\mu pq$. Роль данной вершины – устранить смешивание. Цель достигается выбором константы κ. Диагонализация (18) не должна разрушить киральную инвариантность выражения $\bar{q}(\gamma^\mu v_\mu + \gamma^\mu\gamma_5 a_\mu)q$, которое после замены принимает вид $\bar{q}[\gamma^\mu v_\mu + \gamma^\mu\gamma_5(A_\mu + \kappa m\partial_\mu p)]q$. Отсюда следует, что трансформационные свойства векторных и аксиально-векторных полей в асимметричном вакууме отличаются от (10) и имеют вид

$$\delta A_\mu = \mathrm{i}\,[\alpha, A_\mu] + \mathrm{i}\,[\beta, v_\mu] + \kappa m\{\beta, \partial_\mu\sigma\}, \\ \delta v_\mu = \mathrm{i}\,[\alpha, v_\mu] + \mathrm{i}\,[\beta, A_\mu] + \mathrm{i}\,\kappa m[\beta, \partial_\mu p]. \qquad (19)$$

Инфинитезимальной последовательности преобразований $1, 2, 1^{-1}, 2^{-1}$ (коммутатору $[\delta_1, \delta_2]$) отвечают точно такие же преобразования, но с параметрами $\alpha_{[1,2]}$ и $\beta_{[1,2]}$. Легко проверить, что эти параметры, как и в случае симметричного вакуума, удовлетворяют закону композиции:

$$\mathrm{i}\,\alpha_{[1,2]} = [\alpha_1, \alpha_2] + [\beta_1, \beta_2], \tag{20}$$

$$\mathrm{i}\,\beta_{[1,2]} = [\alpha_1, \beta_2] + [\beta_1, \alpha_2]. \tag{21}$$

Отсюда следует, что замена переменных (18) в функциональном интеграле (15) не разрушает киральной инвариантности теории (в пределе $\hat{m} = 0$), а лишь изменяет трансформационные свойства векторного и аксиально- векторных полей в асимметричном вакууме. Насколько нам известно, формулы (19) получены впервые. Их существование делает неверным утверждение о всевозможных нарушениях киральной симметрии при нековариантной замене (18) (см., например, [3]). Мы видим, что нековариантность преобразований сама по себе не ведет к нарушению симметрии.

Теперь проинтегрируем в выражении (15) по кварковым полям. Метод Швингера–Девитта позволяет получить асимптотическое разложение эффективного действия при низких энергиях $E < \Lambda$. Ограничиваясь приближением первых двух коэффициентов Силли–Девитта, находим эффективный мезонный лагранжиан

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_3, \tag{22}$$

где

$$\mathcal{L}_1 = \frac{\mathbf{v}_\mu^2 + (\mathbf{A}_\mu + \kappa m \partial_\mu \mathbf{p})^2}{2G_v}, \tag{23}$$

$$\mathcal{L}_2 = -\frac{\hat{m}(\sigma^2 + \mathbf{p}^2)}{2mG_s}, \tag{24}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_3 = \frac{N_c J_1}{16\pi^2}\mathrm{tr}\,\big\{&[p,\sigma]^2 - (\sigma^2 - 2m\sigma + p^2)^2 + \\ &+ (\bigtriangledown_\mu \sigma)^2 + (\bigtriangledown_\mu p)^2 - 2\kappa m(\bigtriangledown_\mu \sigma)\{\partial_\mu p, p\} + \\ &+ 2\kappa m(\bigtriangledown_\mu p)\{\partial_\mu p, \sigma - m\} + \kappa^2 m^2\{\partial_\mu p, p\}^2 + \\ &+ \kappa^2 m^2\{\partial_\mu p, \sigma - m\}^2 - \tfrac{1}{3}(v_{\mu\nu}^2 + A_{\mu\nu}^2 - \\ &- 4i\kappa m(v_{\mu\nu}[\partial_\mu p, A_\nu] + A_{\mu\nu}[\partial_\mu p, v_\nu]) - \\ &- \kappa^2 m^2[2iv_{\mu\nu}[\partial_\mu p, \partial_\nu p] + ([\partial_\mu p, v_\nu] - [\partial_\nu p, v_\mu])^2] - \\ &- 4\kappa^3 m^3[\partial_\mu p, A_\nu][\partial_\mu p, \partial_\nu p] - \kappa^4 m^4[\partial_\mu p, \partial_\nu p]^2)\big\}.\end{aligned} \tag{25}$$

Здесь шпур вычисляется от произведений матриц Паули, и используются “ковариантные” обозначения

$$\begin{aligned}\bigtriangledown_\mu \sigma &= \partial_\mu \sigma - \mathrm{i}\,[v_\mu, \sigma - m] - \{A_\mu, p\}, \\ \bigtriangledown_\mu p &= \partial_\mu p - \mathrm{i}\,[v_\mu, p] + \{A_\mu, \sigma - m\}, \\ v_{\mu\nu} &= \partial_\mu v_\nu - \partial_\nu v_\mu - \mathrm{i}\,[v_\mu, v_\nu] - \mathrm{i}\,[A_\mu, A_\nu], \\ A_{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - \mathrm{i}\,[v_\mu, A_\nu] - \mathrm{i}\,[A_\mu, v_\nu].\end{aligned} \tag{26}$$

Сделаем несколько замечаний. При получении лагранжиана (24) мы воспользовались условием (14), которое обеспечивает уничтожение “головастика”. Это уравнение известно как уравнение щели

$$m - \hat{m} = mG_s \frac{N_c}{2\pi^2} J_0(m^2). \tag{27}$$

Полученный лагранжиан не содержит pA_μ смешиваний при условии, что параметр κ равен

$$\frac{1}{2\kappa} = m^2 + \frac{\pi^2}{N_c G_v J_1(m^2)}. \tag{28}$$

Квадратичная часть лагранжиана должна быть приведена к каноническому виду, что достигается переопределением полевых функций

$$\sigma = g_\sigma \sigma^{(R)},\ \mathbf{p} = g_\pi \boldsymbol{\pi},\ \mathbf{v}_\mu = \frac{g_\rho}{2}\boldsymbol{\rho}_\mu,\ \mathbf{A}_\mu = \frac{g_\rho}{2}\mathbf{a}_{1\mu}. \tag{29}$$

Константы перенормировки g_σ, g_π, g_ρ и массы мезонов выражаются через интеграл $J_1(m^2)$ и константу $Z^{-1} = 1 - 2\kappa m^2 = g_A$:

$$g_\sigma^2 = \frac{4\pi^2}{N_c J_1(m^2)}, \quad g_\pi^2 = Z g_\sigma^2, \quad g_\rho^2 = 6 g_\sigma^2, \tag{30}$$

$$m_\pi^2 = \frac{\hat{m} g_\pi^2}{m G_s}, \quad m_\sigma^2 = 4m^2 + Z^{-1} m_\pi^2, \tag{31}$$

$$m_\rho^2 = \frac{6\pi^2}{N_c G_v J_1(m^2)}, \quad m_{a_1}^2 = m_\rho^2 + 6m^2. \tag{32}$$

Достоинством лагранжиана (22) является то, что он в силу условия (28) не содержит pA_μ-смешиваний. Это выгодно отличает его от результата работы [2], где вычисления до последнего этапа проводились в терминах нефизических аксиально-векторных полей, и лишь на заключительном этапе делался сдвиг аксиально-векторного поля при рассмотрении конкретных вершин эффективного лагранжиана.

Следует также подчеркнуть, что преобразование (18) является заменой переменных в функциональном интеграле (15), которая, ввиду трансформационных свойств полей (17) и (19), не разрушает киральной структуры функционала, а значит не изменяет физического содержания теории. В частности, это означает, что элементы S-матрицы на массовой поверхности должны совпадать с результатами аналогичных подходов, использующих, однако, другие виды замены переменных. Сюда относятся, например, часто используемые в литературе ковариантные переопределения аксиально-векторного поля как в случае с линейной [4], так и нелинейной [10, 11] реализацией киральной симметрии. Этот наш вывод, основывается на функциональной форме S-матрицы. Такого рода теоремы эквивалентности известны и в аксиоматической теории поля (теорема Хаага [12]), а также и в ее лагранжевой версии [13, 14].

Проиллюстрируем вышесказанное. Для этого выпишем из лагранжиана (22) несколько вершин. Вершина $a_1\pi\rho$:

$$\mathcal{L}_{a_1\pi\rho} = \frac{\mathrm{i}}{4} f_\pi g_\rho^2 Z \,\mathrm{tr}\,\{a_{1\mu}[\rho_\mu, \pi] + \\ + \frac{\kappa}{3}\left(\overline{\rho}_{\mu\nu}[a_{1\mu}, \partial_\nu \pi] + \overline{a}_{1\mu\nu}[\rho_\mu, \partial_\nu \pi]\right)\Big\}, \qquad (33)$$

где $\overline{\rho}_{\mu\nu} = \partial_\mu \rho_\nu - \partial_\nu \rho_\mu$. Мы также воспользовались кварковым аналогом соотношения Голдбергера–Треймана $g_\pi = m/f_\pi$ ($f_\pi = 92\,$МэВ – константа слабого распада пиона). Перебрасывая производные и используя формулу $\kappa = 3/m_{a1}^2$, на массовой поверхности a_1-мезона получаем

$$\mathcal{L}_{a_1\pi\rho}^{a_1-\mathrm{mass}} = \mathrm{i}\,\frac{f_\pi g_\rho^2}{4m_\rho^2}\,\mathrm{tr}\,\partial_\nu \overline{\rho}_{\mu\nu}[\pi, a_{1\mu}]. \qquad (34)$$

На массовой поверхности ρ-мезона, где $\partial_\nu \overline{\rho}_{\mu\nu} = m_\rho^2 \rho_\mu$ лагранжиан принимает вид контактного взаимодействия

$$\mathcal{L}_{a_1\pi\rho}^{a_1,\rho-\mathrm{mass}} = \frac{\mathrm{i}}{4} f_\pi g_\rho^2 \,\mathrm{tr}\,\rho_\mu[\pi, a_{1\mu}] \qquad (35)$$

и совпадает с результатами, использующими другие варианты pA_μ-диагонализации [11, 15–17].

Следующий пример – вершина $a_1\pi\sigma$:

$$\mathcal{L}_{a_1\pi\sigma} = \frac{\sqrt{Z} g_\rho}{4}\,\mathrm{tr}\,a_{1\mu}\left[(2g_A - 1)\{\partial_\mu \pi, \sigma\} - \{\pi, \partial_\mu \sigma\}\right]. \qquad (36)$$

На массовой поверхности a_1-мезона она равна

$$\mathcal{L}_{a_1\pi\sigma}^{a_1-\mathrm{mass}} = \frac{g_\rho}{2\sqrt{Z}}\,\mathrm{tr}\,a_{1\mu}\{\sigma, \partial_\mu \pi\}, \qquad (37)$$

что совпадает с [11, 15, 17].

Для вершины $\sigma\pi\pi$ лагранжиан (22) дает

$$\mathcal{L}_{\sigma\pi\pi} = mZg_\sigma \,\mathrm{tr}\,\sigma\left[\pi^2 + \kappa(g_A + 1)(\partial_\mu \pi)^2 + \\ + \frac{\kappa}{2}\{\partial_\mu^2 \pi, \pi\}\right], \qquad (38)$$

что на массовой поверхности пионов принимает вид

$$\mathcal{L}_{\sigma\pi\pi}^{\pi-\mathrm{mass}} = mZg_\sigma \,\mathrm{tr}\,\sigma\left[(1 - \kappa m_\pi^2)\pi^2 + \\ + \kappa(g_A + 1)(\partial_\mu \pi)^2\right] \qquad (39)$$

и полностью совпадает с аналогичным результатом работ [17, 18].

Подводя итог, можно сделать следующие выводы. Все встречающиеся в литературе варианты решения проблемы πa_1-смешивания, используемые в модели НИЛ, физически эквивалентны. Они отличаются выбором переменных для описания физического аксиально-векторного поля A_μ в функциональном интеграле S-матрицы. Мы показали, что трансформационные свойства аксиально-векторных и векторных полей в асимметричном вакууме могут отличаться от ковариантных преобразований в симметричной фазе. Простейшая замена, ведущая к нарушению ковариантности, выражается формулой (18). При этой замене лагранжиан эффективных мезонных взаимодействий имеет минимально возможное число членов, возникающих после диагонализации. Найденные нами преобразования (17) и (19) позволяют непосредственно убедиться в киральной инвариантности лагранжианов (23) и (25), что далеко не очевидно. Руководствуясь идеей данной работы, несложно установить аналог преобразований (17) и (19) при нелинейной реализации киральной симметрии.

1. S. Gasiorovicz and D. A. Geffen, Rev. of Mod. Phys. **41**, 531 (1969).
2. M. K. Волков, А. А. Осипов, Препринт ОИЯИ Р2-85-390; М. К. Волков, ЭЧАЯ **17**, 433 (1986).
3. G. Ecker, J. Gasser, H. Leutwyler, A. Pick and E. De Rafael, Phys. Lett. B **223**, 425 (1989).
4. A. A. Osipov and B. Hiller, Phys. Rev. D **62**, 114013 (2000).
5. J. Schwinger, Phys. Rev. **82**, 664 (1951).
6. M. K. Волков, А. А. Осипов, ЯФ **41**, 785 (1985).
7. J. Goldstone, Nouvo Cimento **19**, 15 (1961).
8. Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122**, 345 (1961); **124**, 246 (1961).
9. С. Коулмен, В сборнике *Квантовая теория калибровочных полей* под ред. Н. П. Коноплевой, Мир, М. (1977); S. Coleman, *Secret symmetry: an introduction to spontaneous symmetry breakdown and gauge fields (1973)* in book *Aspects of Symmetry*, Cambridge University Press, UK (1985).
10. D. Ebert and H. Reinhardt, Nucl. Phys. B **271**, 188 (1986).
11. J. Bijnens, C. Bruno, and E. de Rafael, Nucl. Phys. B **390**, 501 (1993).
12. R. Haag, Phys. Rev. **112**, 669 (1958).
13. I. S. R. Chisholm, Nucl. Phys. **26**, 469 (1961).
14. S. Kamefuchi, L. O'Raifeartaigh, and A. Salam, Nucl. Phys. **28**, 529 (1961).
15. V. Bernard, A. A. Osipov, and U.-G. Meißner, Phys. Lett. B **292**, 205 (1992).
16. J. Prades, Z. Phys. C **63**, 491 (1994).
17. A. A. Osipov, M. Sampaio, and B. Hiller, Nucl. Phys. A **703**, 378 (2002).
18. V. Bernard, A. H. Blin, B. Hiller, Yu. P. Ivanov, A. A. Osipov, and U.-G. Meißner, Ann. Phys. (NY) **249**, 499 (1996).