Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 8, стр. 529 – 532   20 октября 1973 г.

ЭФФЕКТ ХИГГСА ДЛЯ ГОЛДСТОУНОВСКИХ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ 1/2

Д. В. Волков, В. А. Сорока

Рассматривается введение калибровочных полей и эффект Хиггса для голдстоуновских частиц со спином половина.

Хиггсом и другими авторами [1–3] было замечено, что при включении взаимодействий голдстоуновских частиц с калибровочными полями, голдстоуновские частицы исчезают, а калибровочные поля, квантовые числа которых совпадают с квантовыми числами голдстоуновских частиц, приобретают массу (эффект Хиггса).

В настоящей статье мы хотим рассмотреть вариант эффекта Хиггса, в результате которого "поглощение" голдстоуновских частиц осуществляется "чужим" калибровочным полем, т. е. калибровочным полем, квантовые числа которого отличаются от квантовых чисел голдстоуновских частиц.

Рассмотрим в качестве группы симметрии G прямое произведение группы Пуанкаре и некоторой группы внутренней симметрии, дополненное следующими преобразованиями:

$$\psi \to \psi' = \psi + \xi, \tag{1}$$

$$x_\mu \to x'_\mu = x_\mu - \frac{a}{2i}(\xi^+ \sigma_\mu \psi - \psi^+ \sigma_\mu \xi).$$

Мы используем определения, принятые в [5].

Спонтанное нарушение рассматриваемой группы симметрии в предположении, что прямое произведение группы Пуанкаре и группы внутренней симметрии оставляет вакуум инвариантным, приводит к появлению голдстоуновских частиц со спином половина [4, 5]

Рассмотрим калибровочные преобразования группы G с параметрами ℓ, u, t и ξ, зависящими от x_μ, и калибровочные поля, являющиеся коэффициентными функциями при дифференциалах dx_μ и $d\psi$ дифференциальных форм $A(d)$ со следующим законом преобразования:

$$A'(d) = G(t, \xi; \ell, u) A(d) G^{-1}(t, \xi; \ell, u) + \frac{1}{f} G(t, \xi; \ell, u) d G^{-1}(t, \xi; \ell, u), \tag{2}$$

где $A(d) = A^i(d) Z_i$ и Z_i – генераторы группы G.

Калибровочно инвариантные относительно преобразования (2) дифференциальные формы:

$$\bar{\omega}(d) = H^{-1}(\ell, u)\omega(d) H(\ell, u) = G^{-1}(x, \psi; \ell, u) dG(x, \psi; \ell, u) +$$

$$+ f G^{-1}(x, \psi; \ell, u) A(d) G(x, \psi; \ell, u), \tag{3}$$

соответствующие генераторам трансляций и преобразований (1), как функции калибровочных полей имеют вид:

$$\omega_\mu(d) = Dx_\mu + \frac{a}{2i}[\psi^+\sigma_\mu(D\psi + 2f\Phi(d)) - (D\psi + 2f\Phi(d))^+\sigma_\mu\psi] + fW_\mu(d),$$

$$\omega^\alpha_a(d) = (D\psi + f\Phi(d))^\alpha_a, \quad \omega^{a\dot{\alpha}}(d) = \omega^\alpha_a(d)^+, \tag{4}$$

$$Dx_\mu = dx_\mu + 2\Omega_{\mu\nu}(d) x^\nu,$$

$$D\psi = d\psi + f\Omega^{\mu\nu}(d) I_{\mu\nu}\psi - ifV^a(d) I_a \psi,$$

где $I_{\mu\nu} = \frac{1}{4}(\tilde{\sigma}_\mu\sigma_\nu - \tilde{\sigma}_\nu\sigma_\mu)$, I_a – генераторы группы внутренней симметрии, а калибровочные поля $\Omega_{\mu\nu}(d)$, $W_\mu(d)$, $V^a(d)$ и $\Phi^\alpha_a(d)$ являются коэффициентами разложения формы $A(d)$ по генераторам рассматриваемой группы.

Формы $\omega(d)$, соответствующие генераторам группы Лоренца, и группы внутренней симметрии, зависят от параметров ℓ и u. Эта зависимость отсутствует в дифференциальных формах второго порядка:

$$R^{\mu\nu}(\delta, d) = \delta\Omega^{\mu\nu}(d) - d\Omega^{\mu\nu}(\delta) + 2f[\Omega^\mu_\lambda(\delta)\Omega^{\lambda\nu}(d) - \Omega^\nu_\lambda(\delta)\Omega^{\lambda\mu}(d)];$$

$$F^a(\delta, d) = \delta V^a(d) - dV^a(\delta) + fC^a_{bc} V^b(\delta) V^c(d), \tag{5}$$

где C^a_{bc} – структурные константы группы внутренней симметрии.

Инвариантный интеграл действия составляется в виде инвариантных относительно группы Лоренца и группы внутренней симметрии внешних произведений четвертого порядка форм (4, 5) (или в общем случае в виде однородной функции первого порядка таких произведений (см. [5,6])).

Наиболее простые допустимые инвариантные комбинации имеют вид:

$$i\,\omega_{\alpha}^{\dot\beta}(d_0)\Lambda\omega_{\dot\beta}^{\gamma}(d_1)\Lambda\omega_{\gamma}^{\dot\delta}(d_2)\Lambda\omega_{\dot\delta}^{\alpha}(d_3)\,, \tag{6}$$

$$D_0\Lambda\omega_{\alpha}^{\alpha}(d_1)\Lambda\omega_{\alpha\dot\beta}(d_2)\Lambda\omega^{\alpha\dot\beta}(d_3)-D_0\Lambda\omega^{\alpha\dot\alpha}(d_1)\Lambda\omega_{\alpha\;\;\beta}(d_2)\Lambda\omega_{\alpha}^{\dot\beta}(d_3)\,, \tag{7}$$

$$i[R_{\alpha}^{\dot\beta}(d_0,d_1)\Lambda\omega_{\dot\beta\gamma}(d_2)\Lambda\omega^{\gamma\dot\alpha}(d_3)-R_{\beta}^{\alpha}(d_0,d_1)\Lambda\omega^{\beta\dot\gamma}(d_2)\Lambda\omega_{\dot\gamma\alpha}(d_3)]\,, \tag{8}$$

$$\frac{[F^{\alpha}(d_0,d_1)\Lambda\omega_{\alpha}^{\dot\beta}(d_2)\Lambda\omega_{\gamma}^{\dot\delta}(d_3)][F_{\alpha}(d_0,d_1)\Lambda\omega_{\dot\beta}^{\alpha}(d_2)\Lambda\omega_{\dot\delta}^{\gamma}(d_3)]}{i\,\omega_{\alpha}^{\dot\beta}(d_0)\Lambda\omega_{\dot\beta}^{\gamma}(d_1)\Lambda\omega_{\gamma}^{\dot\delta}(d_2)\Lambda\omega_{\dot\delta}^{\alpha}(d_3)}\,, \tag{9}$$

где Λ - знак внешнего произведения.

В выражениях (7 – 9) содержатся кинетические члены для калибровочных полей соответственно со спином 3/2, 2 и 1. Выражение (6) содержит кинетический член для голдстоуновских частиц.

В произведениях (6 – 9) все полевые переменные могут быть параметризованы в виде функции от x_μ, вследствие чего калибровочные формы посредством переопределения полей могут быть приведены к виду, содержащему только дифференциалы dx_μ и переопределенные калибровочные поля, соответствующие коэффициентам при них.

Для рассмотрения эффекта Хиггса достаточно рассмотреть структуру форм (4, 5). В форме $\omega_{\alpha}^{\alpha}(d)$ калибровочная форма для спина 3/2 $\Phi(d)$ входит вместе с $D\psi$, поэтому в качестве новой калибровочной формы можно определить

$$f\,\Phi'(d) = D\psi + f\,\Phi(d)\,. \tag{10}$$

Однако при этом в форме $\omega_\mu(d)$ голдстоуновское поле ψ не устраняется полностью, вследствие чего эффект Хиггса для этого поля не имеет места. Более того, наложив инвариантное условие [1)]

$$\omega_{\alpha}^{\alpha}(d) = 0 \tag{11}$$

калибровочное поле со спином 3/2 может быть исключено из рассмотрения.

В форме $\omega_\mu(d)$ калибровочная форма $W_\mu(d)$ входит вместе с другими слагаемыми, содержащими в частности, кинетические члены голдстоуновских частиц. Переход к новой калибровочной форме

$$f\,W'_\mu(d) = \omega_\mu(d) \tag{12}$$

устраняет переменные связанные с голдстоуновскими полями. Указанное обстоятельство соответствует эффекту Хиггса, при котором голд-

---

1) На возможность использования условий вида (11) для устранения некоторых из рассматриваемых полей нам указал В.И.Огиевецкий.

стоуновские частицы исчезают за счет переопределения метрического тензора.

В результате переопределения калибровочного поля $W_\mu(d)$ инварианты (7 – 9) соответствуют взаимодействующим Янг – Миллсовским полям, полю со спином 3/2 и гравитационному полю с космологическим членом (6).

Голдстоуновское поле со спином половина может быть сохранено только при условии нарушения калибровочной группы. Поэтому намеченная в работе [4] программа включения в схему голдстоуновских фермионов слабого и электромагнитного взаимодействия может быть проведена только с учетом такого нарушения.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
3 сентября 1973 г.

Литература

[1] P.W.Higgs. Phys. Rev., 145, 1156, 1966.

[2] А.А.Мигдал, А.М.Поляков. ЖЭТФ, 51, 135, 1966.

[3] T.W.Kibble. Phys. Rev., 155, 1557, 1967.

[4] Д.В.Волков, В.П.Акулов. Письма в ЖЭТФ, 16, 621, 1972.

[5] Д.В.Волков, В.П.Акулов. Препринт ИТФ-73-51Р, Киев, 1973.

[6] Д.В.Волков. ЭЧАЯ, 4, 3, 1973.