ОБ ОДНОЙ СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ $SU(2)xU(1)xU'(1)$ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОСЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Ф.Т. ХАЛИЛ-ЗАДЕ
Лаборатория Ядерных исследований
Институт Физики АН Азербайджана,
370143, Баку, пр. Г.Джавида, 33

Работа посвящена построению и исследованию суперсимметричной $SU(2)xU(1)xU'(1)$ модели электрослабого взаимодействия. Рассмотрен вопрос спонтанного нарушения суперсимметрии, получены выражения для масс калибровочных, хигговских бозонов и их суперпартнеров, а также гиперзарядов хигговских полей.

Несмотря на впечатляющие успехи стандартной модели, она содержит ряд теоретических недостатков (проблема иерархии, проблема семейств и т.д.) и требует выхода за ее рамки. Суперсимметричные теории дают элегантное решение проблемы иерархии. Такой же подход решения проблемы иерархии нашел свое развитие в суперструнных теориях. В работе [1] было показано, что если калибровочная группа E_8xE_8 или $SO(32)$, то такая теория свободна от аномалий, и она включает в себя все виды взаимодействий, в том числе и гравитацию. Далее группа E_8 нарушается до E_6 с $N=1$ локальной суперсимметрией. В низкоэнергетическом пределе группа E_6 содержит, по крайней мере, один дополнительный $U(1)$ фактор [2]. Вследствие этого представляет определенный интерес построение и исследование низкоэнергетических суперсимметричных $SU(2)xU(1)xU'(1)$ моделей. Этому вопросу посвящены ряд работ [3-9].

Настоящая работа посвящена одной из возможностей построения суперсимметричной $SU(2)xU(1)xU'(1)$ модели электрослабого взаимодействий.

Предположим, что некоторая часть гиперзаряда Y_1 голдстоун-хиггсовских полей обуславливает взаимодействие с бозонным полем α_μ, а также с его фермионным партнером λ'. Другая часть гиперзаряда Y_2, определенная как $Y_2 = 2\bar{Q} - Y_1$, обуславливает взаимодействие со вторым бозонным полем $\tilde{n}_\mu$ и его фермионным партнером λ''. Рассмотрим случай, когда суперсимметрия нарушена двумя изодублетами $H_1 = (H_1^0, H_1^-)$, $H_2 = (H_2^+, H_2^0)$ и изосинглетом N. Для гиперзарядов голдстоун-хиггсовских полей примем обозначения: для $H_1 - Y_1=Q_1$ $(Y_2=-1-Q_1)$; для H_2 - $Y_1=Q_2\,(Y_2=1-Q_2)$ и для $N - Y_1=Q_N$ $(Y_2=-Q_N)$. В этом случае скалярный потенциал имеет вид:

$$V = \frac{1}{8}\left\{g^2\left(H_1^*\vec{\tau}H_1 + H_2^*\vec{\tau}H_2\right)^2 + g_1^2\left(Q_1|H_1|^2 + Q_2|H_2|^2 + Q_N|N|^2\right) + \right.$$
$$\left. + g_2^2\left[-\left(1 + Q_1\right)|H_1|^2 + \left(1 - Q_2\right)|H_2|^2 - Q_N|N|^2\right]\right\} + \tag{1}$$
$$+ \left|h_1\varepsilon_{ij}H_1^iH_2^j + h_2\right|^2 + h_1\left(|H_1|^2 + |H_2|^2\right)|N|^2$$

Выбирая вакуумные средние хиггсовских полей в виде $\langle H_1\rangle = \left(v_1/\sqrt{2}\right)(1,0)$, $\langle H_2\rangle = \left(v_2/\sqrt{2}\right)(0,1)$, $\langle N\rangle = 0$, из условия минимальности скалярного потенциала (1), имеем

$$tg\theta_V = \frac{g^2 + Q_2^2g_1^2 + (1 - Q_2)^2g_2^2}{g^2 + Q_1^2g_1^2 + (1 + Q_1)^2g_2^2}, \tag{2}$$

где $tg\theta_V = v_1/v_2$. Отличный от нуля минимум потенциала (1) показывает, что как суперсимметрия, так и калибровочная симметрия спонтанно нарушены.

Взаимодействие калибровочных бозонов с хигговскими полями приводит к тому, что поля $W^\pm$, приобретают массу $m_W^2 = g^2\left(v_1^2 + v_2^2\right)/4$. Преобразование полей b_μ^3, α_μ и $\tilde{n}_\mu$ в физические поля $A_\mu, Z_{1\mu}$ и $Z_{2\mu}$ выразим через углы Эйлера, а именно рассмотрим представление

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_{1\mu} \\ Z_{2\mu} \end{pmatrix} = O\begin{pmatrix} b_\mu^3 \\ a_\mu \\ c_\mu \end{pmatrix},$$

где $O=O_3(\xi)\ O_1(\theta)\ O_3(\eta)$. Далее рассмотрим случай вращения $\varepsilon=\pi/2$. Это условие приводит к следующему соотношению

$$tg\theta_V = \frac{Q_2 - \sin^2\eta}{Q_1 + \sin^2\eta}, \tag{3}$$

где $\sin\eta = g_2/g_o$, $g_0 = \left(g_1^2 + g_2^2\right)^{1/2}$. Для масс нейтральных векторных Z_1 и Z_2 –бозонов имеем (поле A_μ остается безмассовым):

$$m_{z_1}^2 = \frac{m_W^2}{\cos^2\theta}\ ,\ m_{z_2}^2 = \frac{1}{4}\frac{g_o^2 v_1^2 v_2^2 (Q_1 + Q_2)^2}{v_1^2 + v_2^2}, \quad (4)$$

где $\cos\theta = gg_0/\bar{g}$, $\bar{g} = \left(g^2 g_0^2 + g_1^2 g_2^2\right)^{1/2}$.

Условия (2) и (3) позволяют определить гиперзаряды хигговских полей H_1 и H_2

$$Q_1 = -\frac{1 - 2\sin^2\eta\cos 2\theta}{2\sin^2\theta}\left(1 + ctg^2\theta_V\right),$$
$$Q_2 = -\frac{\cos^2\eta}{2\sin^2\theta}\left(1 + tg^2\theta_V\right) \quad (5)$$

Отметим, что пользуясь выражениями (5) легко можно показать, $m_{Z_2} > m_{Z_1}$.

Теперь рассмотрим массы физических скалярных бозонов, возникающих в предложенной модели. Представим хигговские поля в виде

$$H_1 = \begin{pmatrix} \frac{v_1}{\sqrt{2}} + H_1^1 \\ H_1^2 \end{pmatrix},\qquad H_2 = \begin{pmatrix} H_2^1 \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} + H_2^2 \end{pmatrix} \text{ и } N.$$

Диагонализация потенциала (1) осуществляется с помощью выражений, приведенных в [9]. В этом случае получаем, что в предложенной модели имеются заряженные $H^{\pm}$ и четыре нейтральных $H_i^0\ (i=1\div 4)$ хигговских бозонов, имеем

$$m_{H^\pm}^2 = m_{W^\pm}^2 + m_{Z_2}^2\ ,\ m_{H_1^o}^2 = \frac{1}{4}\left[h_1^2\left(v_1^2 + v_2^2\right) + m_{Z_1}^2 + 2m_{Z_2}^2\right],$$
$$m_{H_2^o}^2 = \frac{1}{4}\left[h_1^2\left(v_1^2 + v_2^2\right) + m_{Z_2}^2\right]\ ,\ m_{H_3^o}^2 = m_{H_4^o}^2 = h_1^2\left(v_1^2 + v_2^2\right) + \frac{Q_N}{|Q_1 + Q_2|}m_{Z_2}^2$$

Для масс суперпартнеров калибровчных бозонов, появляющихся в предложенной модели, имеем

$$m_{\tilde{W}_1^-} = \sqrt{2}m_W\sin\theta_V\ ,\ m_{\tilde{W}_2^+} = \sqrt{2}m_W\cos\theta_V\ ,$$
$$m_{\tilde{Z}_1} = m_{Z_1}\ ,\ m_{\tilde{Z}_2} = m_{Z_2}\ .$$

Отметим, что в предложенной модели также имеется суперпартнер хигговского бозона массы

$$m_{\tilde{H}}^2 = \frac{h_1^2}{2}\cdot\left(v_1^2 + v_2^2\right).$$

В заключении перечислим основные результаты предложенной модели. В модели имеется один безмассовый калибровочный мультиплет $(\tilde{\gamma}, \gamma)$, состоящий из Майорановского фермиона (фотино) и фотона. Четыре массивных мультиплета $\left(H^-, \tilde{W}_1^-, W^-\right)$, $\left(H^+, \tilde{W}_2^+, W^+\right)$, $\left(H_1^o, \tilde{Z}_1, Z_1\right)$ и $\left(H_2^0, \tilde{Z}_2, Z_2\right)$, состоящих из реального скалярного поля, Дираковского фермиона и калибровочного поля. Кроме того, имеется массивный мультиплет $\left(H_3^0, H_4^0, \tilde{H}\right)$, состоящий из двух скаляров и одного Дираковского фермиона.

[1] *M.B.Green, J.H.Schwarz.* Phys. Lett., B149, 117, 1984.
[2] *F. del Aguila et al.* Nucl.Phys., B272.413, 1986; B284, 530, 1987.
[3] *P. Fayet.* Phys. Lett., B64, 159, 1976; B69, 489, 1977.
[4] *S. Weinberg.* Phys. Rev., D26, 287, 1982.
[5] *R. Barbieri, S. Ferrara, P.V. Nanopoulos.* Phys. Lett., B116,16,1982.
[6] *T. Inami, C.S. Lim.* Nucl.Phys., B207, 533, 1982.
[7] *T.G. Rizzo.* Phys. Rev., D34, 1438, 1986.
[8] *V. Barger, K. Whisnant.* Phys. Rev., D36, 3429, 1987.
[9] *Ф.Т. Халил-заде.* Препринт №315, ИФАН Азерб. ССР, Баку, 1989.

F.T. Xəlil-zadə

ELEKTROZƏİF QARŞILIQLI TƏSİRLƏRİN SUPERSİMMETRİK $SU(2)xU(1)xU'(1)$-MODELİ

Elektrozəif qarşılıqlı təsirlərin supersimmetrik $SU(2)xU(1)xU'(1)$-modeli qurulmuş və tədqiq edilmişdir. Supersimmetriyanın spontan pozulması baxılmış, aralıq, hiqqs bozonların, onların supersimmetriyalarının kütlələri və hiqqs bozonların hiperyükləri üçün ifadələr alınmışdır.

F.T.Khalil-zade

ABOUT THE SUPERSYMMETRIC $SU(2)xU(1)xU'(1)$ MODEL OF ELECTROWEAK INTERACTIONS

The possibility of construction of the supersymmetric $SU(2)xU(1)xU'(1)$ model of electroweak interactions have been considered. Spontaneous symmetry breaking have been investigated and the masses of the gauge, Higgs bozons and their superpartners and the Higgs fields hypercharges have been calculated.

Дата поступления: 29.11.98 *Редактор: И.Г. Джафаров*