AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASININ XƏBƏRLƏRİ
Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2005 №5

РАСШИРЕННАЯ СУПЕРСИММЕТРИЧНАЯ SU(2)×U(1)×U′(1) - МОДЕЛЬ ЛЕПТОНОВ И КВАРКОВ. ЧАСТЬ I

Ф.Т. ХАЛИЛ-ЗАДЕ, Б. И .МЕХТИЕВ, Х. А. МУСТАФАЕВ

Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр.Г.Джавида, 33

В работе рассмотрена одна из возможностей построения суперсимметричной SU(2)×U(1)×U′(1) - модели лептонов и кварков. Исследован вопрос спонтанного нарушения суперсимметрии, и получены выражения для масс калибровочных бозонов. Из условий минимальности скалярного потенциала и ортогональности массовой матрицы нейтральных полей получены выражения для гиперзарядов хиггсовских полей.

Как известно, в последние годы широко обсуждается возможность построения единых теорий всех видов взаимодействий на основе суперструнного подхода [1]. Поэтому возник интерес к построению моделей великого объединения на основе группы E_6 [2,3]. В зависимости от способа нарушения E_6 низкоэнергетический сектор теории содержит, по крайней мере, один дополнительный U(1) фактор [4]. В связи с этим построение моделей, основанных на спонтанном нарушении SU(2)×U(1)×U′(1)–суперсимметрии, представляет определенный интерес. Построению и исследованию различных вопросов суперсимметричных SU(2)×U(1)×U′(1)-моделей посвящен ряд работ [5-11].

Работы [12–19] посвящены экспериментальным исследованиям и получению ряда предсказаний суперсимметричных моделей.

Настоящая работа посвящена одной из возможностей построения суперсимметричной SU(2)×U(1)×U′(1) – модели элементарных частиц. Подробно исследован вопрос спонтанного нарушения суперсимметрии. Получены выражения для масс калибровочных бозонов, возникающих в рассматриваемой теории. Из условий минимальности скалярного потенциала и ортогональности массовой матрицы нейтральных полей получены выражения для гиперзарядов хиггсовских полей.

1. Суперсимметричные теории, основанные на SU(2)×U(1)×U′(1)– группе, содержат бозонные поля $\vec{v}, v'$ и v'' и их двухкомпонентные фермионные партнеры $\vec{\lambda}$, λ' и λ'', а также комплексные скалярные поля и двухкомпонентные фермионы, которые преобразуются относительно некоторого представления этой группы. Мультиплетный состав суперсимметричной SU(2)×U(1)×U′(1) – модели приведен в таблице. Отметим, что в данной работе мы не будем рассматривать лептонную и кварковую части исследуемой модели. Этому вопросу будет посвящена отдельная работа.

Будем считать, что гиперзаряд изомультиплета голдстоун-хиггсовских полей определяется согласно известной формуле Гелл-Манна-Нишиджимы

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}, \quad Y = Y_1 + Y_2.$$

Лагранжиан взаимодействия суперсимметричной SU(2)×U(1)×U′(1)–модели запишем в виде

$$L = L_0\left(\vec{v}, v', v''\right) + L_{kin} + L_{Yu}, \tag{1}$$

где $L_0\left(\vec{v}, v', v''\right)$ – обычный скалярный потенциал, L_{kin} – кинетическая энергия, а L_{Yu} – описывает Юкавское взаимодействие. В рассматриваемом случае имеем

$$L_0 = \frac{1}{2}\left[D^a D^a + (D')^2 + (D'')^2\right] + \sum_{k=1}^{3} F_k^* F_k - \qquad (1а)$$

$$-\frac{1}{4}\left[v_{\mu\nu}v^{\mu\nu} + v'_{\mu\nu}v'^{\mu\nu} + v''_{\mu\nu}v''^{\mu\nu}\right] - \bar{\lambda}^a\bar{\sigma}^\mu D_\mu\lambda^a - \bar{\lambda}'\bar{\sigma}^\mu D_\mu\lambda' - \bar{\lambda}''\bar{\sigma}^\mu D_\mu\lambda'',$$

$$L_{kin} = \sum_{k=1}^{3}\left[(D_\mu H_k)^*(D^\mu H_k) + i\bar{\psi}_k\bar{\sigma}^\mu D_\mu\psi_k + i\sqrt{2}\left(H_k^*\Lambda\psi_k - H_k\bar{\Lambda}\bar{\psi}_k\right) + DH_k^* H_k\right], \qquad (1б)$$

$$L_{Yu} = h\varepsilon_{ij}[H_1^i H_2^j F_N + 2(H_1^i\psi_{H_2}^j + \psi_{H_1}^i H_2^j)\psi_N + (H_1^i F_{H_2}^j + F_{H_1}^i H_2^j + \qquad (1в)$$

$$+ 2\psi_{H_1}^i\psi_{H_2}^j)N] + SF_N,$$

где приняты следующие обозначения

$$D_\mu = \partial_\mu + i\left(gt^a v_\mu^a + g_1\frac{Y_1}{2}v'_\mu + g_2\frac{Y_2}{2}v''_\mu\right)$$

$$\Lambda = gt^a\lambda^a + g_1\frac{Y_1}{2}\lambda' + g_2\frac{Y_2}{2}\lambda'',$$

$$D = gt^a D^a + g_1\frac{Y_1}{2}D' + g_2\frac{Y_2}{2}D''.$$

Таблица 1.

	Бозонные поля	Фермионные партнеры	$SU(2)_W$	Y	Y_1	Y_2
Калибровочные мультиплеты	v^a	λ^a	Триплет	0	0	0
	v'	λ'	Синглет	0	0	0
	v''	λ''	Синглет	0	0	0
Хиггсовские бозоны	$H_1^j = (H_1^0, H_1^-)$	$\tilde{H}_1^j = (\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_1^-)$	Дублет	-1	y_1	$-1-y_1$
	$H_2^j = (H_2^+, H_2^0)$	$\tilde{H}_2^j = (\tilde{H}_2^+, \tilde{H}_2^0)$	Дублет	1	y_2	$1-y_2$
	N	$\tilde{N}$	Синглет	0	y_s	$-y_s$

2. Рассмотрим спонтанное нарушение $SU(2)\times U(1)\times U'(1)$– суперсимметрии. Исключая поля D^a, D', D'' и F_k в лагранжиане (1), для скалярного потенциала имеем

$$V = \frac{1}{8}\left\{g^2\left(H_1^*\vec{\tau}H_1 + H_2^*\vec{\tau}H_2\right)^2 + g_1^2\left(y_1 H_1^* H_1 + y_2 H_2^* H_2 + y_s N^* N\right)^2 + \right.$$

$$\left. + g_2^2\left(-(1+y_1)H_1^* H_1 + (1-y_2)H_2^* H_2 - y_s N^* N\right)^2\right\} + \qquad (2)$$

$$+\left|h\varepsilon_{ij}H_1^i H_2^j + S\right|^2 + h^2\left(H_1^* H_1 + H_2^* H_2\right)N^* N.$$

Выбирая вакуумные средние полей H_1, H_2 и N в виде

$$< H_1 > = \frac{v_1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix},$$
$$< H_2 > = \frac{v_2}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}, < N >= 0 \tag{3}$$

получаем, что SU(2)×U(1)×U′(1)–симметрия нарушается до U(1). Отличный от нуля минимум потенциала (2) показывает, что как суперсимметрия, так и калибровочная симметрия спонтанно нарушены. В этом случае минимальность потенциала (2) приводит к условию

$$v_1^4 x_1 - v_2^4 x_2 = 0, \tag{4}$$

где

$$x_1 = g^2 + y_1^2 g_1^2 + (1 + y_1)^2 g_2^2,$$

$$x_2 = g^2 + y_2^2 g_1^2 + (1 - y_2)^2 g_2^2.$$

Кроме того, имеем следующие соотношения:

$$4h(hv_1v_2 - 2S) = -v_1^3 x_1 / v_2 + v_1v_2x_0 = -v_2^3 x_2 / v_1 + v_1v_2x_0,$$
$$16h^2 (hv_1v_2 - 2S)^2 = v_1^2v_2^2\left(x_1x_2 + x_0^2\right) - x_0\left(v_1^4x_1 + v_2^4x_2\right), \tag{5}$$

где

$$x_0 = g^2 - y_1y_2g_1^2 + (1 + y_1)(1 - y_2)g_2^2.$$

3. Рассмотрим взаимодействие хиггсовских бозонов с калибровочными бозонами. Такому взаимодействию соответствует первый член в лагранжиане (1б). Поскольку <N> = 0, то взаимодействие калибровочных бозонов с хиггсовским полем N отсутствует. В этом случае из (1б) для части лагранжиана, ответственного за массы векторных бозонов, имеем

$$\frac{g^2}{4}\left(v_1^2 + v_2^2\right)W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{v_1^2}{8}\left[g v_\mu^3 + y_1 g_1 v_\mu' - (1 + y_1)g_2 v_\mu''\right]^2 +$$
$$+ \frac{v_2^2}{8}\left[- g v_\mu^3 + y_2 g_1 v_\mu' + (1 - y_2)g_2 v_\mu''\right]^2 \tag{6}$$

Из (6) сразу видно, что физические поля $W_\mu^\pm$, определяемые как

$$W_\mu^\pm = \frac{\left(v_\mu^1 \mp i v_\mu^2\right)}{\sqrt{2}},$$

приобретают массу

$$M_W^2 = \frac{g^2}{4}\left(v_1^2 + v_2^2\right) \tag{7}$$

Диагонализация нейтральной части выражения (6) приводит к тому, что физические поля A_μ, Z_μ и Z_μ', определяемые как

$$\begin{cases} A_\mu = \dfrac{g_1 g_2}{\bar{g}} v_\mu^3 + \dfrac{g g_2}{\bar{g}} v_\mu^{'} + \dfrac{g g_1}{\bar{g}} v_\mu^{"} \\ Z_\mu = \dfrac{c_Z b_Z}{g_Z} v_\mu^3 + \dfrac{a_Z c_Z}{g_Z} v_\mu^{'} - \dfrac{a_Z b_Z}{g_Z} v_\mu^{"}, \quad , \\ Z_\mu^{'} = \dfrac{c_{Z'} b_{Z'}}{g_{Z'}} v_\mu^3 + \dfrac{a_{Z'} c_{Z'}}{g_{Z'}} v_\mu^{'} - \dfrac{a_{Z'} b_{Z'}}{g_Z} v_\mu^{"}, \end{cases} \tag{8}$$

приобретают массу (поле A_μ остается безмассовым) :

$$M_{Z,Z'}^2 = \frac{1}{8}\left\{ \mathrm{v}_1^2 x_1 + \mathrm{v}_2^2 x_2 \pm \left[\left(\mathrm{v}_1^2 x_1 + \mathrm{v}_2^2 x_2 \right)^2 - 4\bar{g}^2 \mathrm{v}_1^2 \mathrm{v}_2^2 (y_1 + y_2)^2 \right]^{1/2} \right\}. \tag{9}$$

В выражениях (8) и (9) приняты следующие обозначения:

$$\begin{cases} \bar{g} = \left(g^2 g_1^2 + g^2 g_2^2 + g_1^2 g_2^2 \right)^{1/2}, \quad g_Z = \left(a_Z^2 b_Z^2 + a_Z^2 c_Z^2 + b_Z^2 c_Z^2 \right)^{1/2}, \\ a_Z = g_1 g_2 \left\{ g^2 \mathrm{v}_1^2 \mathrm{v}_2^2 (y_1 + y_2)^2 - 4M_Z^2 \left[y_1(1+y_1)\mathrm{v}_1^2 - y_2(1-y_2)\mathrm{v}_2^2 \right] \right\}, \\ b_Z = g g_2 \left\{ g_1^2 \mathrm{v}_1^2 \mathrm{v}_2^2 (y_1 + y_2)^2 - 4M_Z^2 \left[(1+y_1)\mathrm{v}_1^2 + (1-y_2)\mathrm{v}_2^2 \right] \right\}, \\ c_Z = -g g_1 \left\{ g_2^2 \mathrm{v}_1^2 \mathrm{v}_2^2 (y_1 + y_2)^2 + 4M_Z^2 \left[y_1 \mathrm{v}_1^2 - y_2 \mathrm{v}_2^2 \right] \right\}. \end{cases} \tag{10}$$

Величины с индексом Z' получаются из соответствующих величин с индексом Z заменой M_Z^2 на $M_{Z'}^2$.

Преобразование полей $v_\mu^3, v_\mu^{'}$ и $v_\mu^{"}$ в физические поля A_μ, Z_μ и $Z_\mu^{'}$ выразим через углы Эйлера, а именно рассмотрим представление

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \\ Z_\mu^{'} \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} v_\mu^3 \\ v_\mu^{'} \\ v_\mu^{"} \end{pmatrix}, \tag{11}$$

где $A = A_3(\gamma) A_1(\eta) A_3(\xi)$. В этом случае углы η, ξ и γ определяются из следующих выражений:

$$\begin{gathered} \cos\eta = \frac{g g_0}{\bar{g}}, \quad \cos\xi = \frac{g_1}{g_0}, \\ \cos\gamma = -\frac{a_Z}{g_0 g_Z}\left(g_1 c_Z + g_2 b_Z \right) = -\frac{\bar{g} a_Z}{g_0 g_Z}\left(\frac{c_{Z'}}{g_1} - \frac{b_{Z'}}{g_2} \right), \end{gathered} \tag{12}$$

где $g_0 = \left(g_1^2 + g_2^2 \right)^{1/2}$.

Далее рассмотрим случай вращения $\gamma = \pi/2$. Тогда из (11) имеем

$$\begin{cases} A_\mu = \sin\eta\, v_\mu^3 + \cos\eta\left(\sin\xi\, v_\mu^{'} + \cos\xi\, v_\mu^{''}\right), \\ Z_\mu = -\cos\eta\, v_\mu^3 + \sin\eta\left(\sin\xi\, v_\mu^{'} + \cos\xi\, v_\mu^{''}\right), \\ Z_\mu^{'} = -\cos\xi\, v_\mu^{'} + \sin\xi\, v_\mu^{''}. \end{cases} \tag{13}$$

Кроме того, из (12) вытекает, что

$$\mathrm{v}_1^2\left[y_1 g_1^2 + (1+y_1)g_2^2\right] - \mathrm{v}_2^2\left[y_2 g_1^2 - (1-y_2)g_2^2\right] = 0. \tag{14}$$

Если учесть (14) в (9), то получим

$$M_Z^2 = \frac{1}{4}\frac{\bar{g}^2\left(\mathrm{v}_1^2 + \mathrm{v}_2^2\right)}{g_0^2} = \frac{M_W^2}{\cos^2\eta},$$

$$M_{Z'}^2 = \frac{1}{4}\frac{g_0^2\,\mathrm{v}_1^2\mathrm{v}_2^2}{\mathrm{v}_1^2 + \mathrm{v}_2^2}(y_1 + y_2)^2. \tag{15}$$

Легко можно показать, что имеют место следующие равенства

$$y_1 g_1^2 + (1+y_1)g_2^2 = \frac{g_0^2\,\mathrm{v}_2^2(y_1 + y_2)}{\mathrm{v}_1^2 + \mathrm{v}_2^2},$$

$$y_2 g_1^2 - (1-y_2)g_2^2 = \frac{g_0^2\,\mathrm{v}_1^2(y_1 + y_2)}{\mathrm{v}_1^2 + \mathrm{v}_2^2}. \tag{16}$$

Условия (4) и (14) позволяет определить гиперзаряды хиггсовских полей H_1 и H_2:

$$y_1 = -\frac{\bar{g}^2 + 2g_2^4}{2g_0^2 g_2^2}(1+k) = -\frac{1 - \sin^2\xi\cos 2\eta}{2\sin^2\eta}(1+k),$$

$$y_2 = -\frac{\bar{g}^2}{2g_0^2 g_2^2}\frac{1+k}{k} = -\frac{\cos^2\xi}{2\sin^2\eta}\frac{1+k}{k}, \tag{17}$$

где $k = \frac{\mathrm{v}_2^2}{\mathrm{v}_1^2}$.

Пользуясь выражениями (17) можно показать, что имеется связь между массами Z и Z' - бозонов

$$M_{Z'}^2 = M_Z^2\frac{1}{4}\frac{\left[\bar{g}^2\left(\mathrm{v}_1^2 + \mathrm{v}_2^2\right) + 2g_2^4\mathrm{v}_2^2\right]^2}{\bar{g}^2 g_2^4\mathrm{v}_1^2\mathrm{v}_2^2}, \tag{18}$$

которое свидетельствует о том, что $M_{Z'} > M_Z$.

1. J.H.Schwarz, *Phys. Rep.,* **C89** (1982) 223.
2. D.J.Gross et al., *Nucl. Phys.,* **B256** (1985) 253, **B257** (1986) 75.
3. P.Candelas et al., *Nucl. Phys.,* **B258** (1986) 46.
4. F.del Aguila et al, *Nucl. Phys.,* **B272** (1986) 413, **B284** (1987) 530.
5. P.Fayet, *Phys.Lett.,* **B64** (1976) 159, **B69** (1977) 489, **B95** (1980).
6. S.Weinberg, *Phys.Rev.,* **D26** (1982) 287.

7. R.Barbieri, S.Ferrara, D.V.Nanopoulos, *Phys. Lett.,* **B116** (1982) 16.
8. T.Inami, C.S.Lim, *Nucl.Phys.,* **B207** (1982) 533.
9. T.Rizzo, *Phys. Rev*., **D34** (1986) 1438.
10. V.Varger, K.Whisnant, *Phys. Rev.,* **D36** (1987) 3429.
11. H.E.Haber, G.L.Kane, *Phys. Rev*., **C117** (1985) 75.
12. A.Sopczak, *ЯФ*, **65** (2002) 2179.
13. G.Abbiendi, K.Ackerstaff et al., *CERN preprint*, EP/98-136 (1998).
14. Carlo Dionisi, *CERN preprint*, PPE/97-158 (1997).
15. R.Lafaye, D.J.Hiller et al, *DESY preprint*, 99-192 (1999).
16. K.Hagiwara et al, *DESY preprint* 99-190 (2000).
17. H.Abramowicz, A.Caldwell, *DESY preprint*, 98-192 (1998).
18. А.В.Поваров, А.Д.Смирнов, *ЯФ,* **66** (2003) 2259.
19. Н.В.Красников, В.А.Матвеев, *УФН*, **174** (2004) 697.

LEPTONLARIN VƏ KVARKLARIN GENİŞLƏNDİRİLMİŞ SUPERSİMMETRİK $SU(2)xU(1)xU'(1)$ - MODELİ. I HİSSƏ.

F. T. XƏLİL – ZADƏ, B. İ. MEHDİYEV, X. A. MUSTAFAYEV

Məqalədə leptonların və kvarkların supersimmetrik $SU(2)xU(1)xU'(1)$ modelinin qurulması imkanlarından birinə baxılmışdır. Supersimmetriyanın spontan pozulması tədqiq olunmuş və kalibrlənmiş bozonların kütlələri üçün ifadələr alınmışdır. Skalyar potensialın minimallıq və neytral sahələrin kütlə matrisasının ortoqonallıq şərtlərindən Hiqqs sahələrinin hiperyükləri üçün ifadələr alinmışdır.

EXTENDED SUPERSUMMETRIC $SU(2)xU(1)xU'(1)$ MODEL OF LEPTONS AND QUARKS. PART I.

F. T. KHALIL – ZADE, B. I. MEKHDIYEV, X. A. MUSTAFAYEV

The possiblity of the construction of the extended supersymmetric $SU(2)xU(1)xU'(1)$ model of leptons and quarks have been considered. Spontaneous symmetry breaking have been investigated and the mass of the gauge bozons have been calculated. From the conditions of the minimality of the scalar potential and the orthogonality of neutral fields mass matrix the expressions for the Higgs fields hypercharges have been obtained.

Редактор: Ш.Нагиев