ТЕОРІЯ ЕЛЕКТРОСЛАБКОЇ ВЗАЄМОДІЇ З НЕЛІНІЙНОЮ РЕАЛІЗАЦІЄЮ ГРУПИ СИМЕТРІЇ НА ГОЛДСТОНІВСЬКОМУ СЕКТОРІ

Ю.О. Тисенко[1]

[1] Кафедра фізики, Університет «Наша Україна», м. Дніпро, 49006, Україна.

АНОТАЦІЯ

У статті показано, що в разі нелінійної реалізації $SU(2)_\mathrm{L}$ x $U(1)_\mathrm{Y}$ – симетрії на голдстонівському секторі вакуум скалярних полів відповідає нульовим значенням функцій поля і не є нестабільним. Голдстонівські поля задовольняють нелінійним рівнянням. Механізм спонтанного порушення симетрії не використовується. Для генерації мас калібровочних бозонів достатньо тільки зафіксувати калібровку. Наявність в природі хіггсовського бозону показує, що з двох альтернатив природа «вибирає» все ж таки лінійну реалізацію групи симетрії на голдстонівському секторі.

КЛЮЧОВІ СЛОВА

Електрослабка взаємодія, локальна симетрія, нелінійна реалізація, голдстонівський сектор.

І. ВСТУП

В цій статті сформульована теорія електрослабкої взаємодії з нелінійною реалізацією групи симетрії на голдстонівському секторі. В першому розділі статті калібровка вибрана таким чином, що з теорії ідуть всі три голдстонівських поля, калібровочні бозони набувають «правильних» мас без зсуву поля, тому хіггсовського бозона в теорії не виникає. Сформульована теорія виявляється неперенормуємой.

У другому розділі статті інший вибір калібровки також усуває з теорії весь голдстонівський сектор, зсув поля не здійснюється, хіггсовського бозону не виникає, а векторні бозони набувають нефізичних мас. Така теорія представляє тільки математичний інтерес.

У третьому розділі статті показано, що калібровку можна вибрати таким чином, щоб з теорії йшли не всі три голдстонівських поля. Одне поле δ_2' залишається. Це поле проявляє себе, як аналог хіггсовського бозону. Зсув поля не здійснюється, але векторні бозони набувають «правильних» мас при фіксації калібровки. Питання про перенормуємість сформульованих теорій вимагає додаткового дослідження.

У цій статті для формулювання нелінійних теорій електрослабкої взаємодії використовуються результати, що одержані і викладені у роботах [1-8].

ІІ. ПЕРШИЙ ВАРІАНТ КАЛІБРОВКИ

Розглянемо нелінійну реалізацію групи $SU(2)$ на голдстонівському секторі. Три дійсних поля $\gamma(x)$, $\delta_1(x)$, $\delta_2(x)$ утворюють стовпчик ξ:

$$\xi = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \eta \begin{pmatrix} sin\gamma \cdot e^{ir\delta_1} \\ cos\gamma \cdot e^{ir\delta_2} \end{pmatrix}, \tag{1}$$

де r – дійсна розмірна константа. При перетвореннях S з $SU(2)$ стовпчик ξ перетворюється відповідно до формули

$$\xi' = S\xi, \qquad S \epsilon SU(2).$$

Таким чином, голдстонівські поля перетворюються нелінійно.

Повний лагранжіан запишемо так [9-13]:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} Tr G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + i\bar{L}\widehat{D}L + i\bar{e}_R \widehat{D} e_R + i\bar{\nu}_R \widehat{D} \nu_R + \mathcal{L}_G. \tag{2}$$

$\mathcal{L}_G$ – частина повного лагранжіану, що містить стовпчик ξ:

$$\mathcal{L}_G = \left|D_\mu \xi\right|^2 - \frac{1}{2}\lambda^2 \left(|\xi|^2 - \frac{1}{2}\eta^2\right)^2 - f_e(\bar{L} e_R \xi + \bar{e}_R L \xi^+) - \tag{3}$$
$$- f_{\nu_e}(\bar{L}\nu_R \xi_c + \bar{\nu}_R L \xi_c^+).$$

В формулах (2), (3)

$$L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \qquad D_\mu = \partial_\mu - igT^k A_\mu^k - ig' \frac{Y}{2} B_\mu\,,$$

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig\left[A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu\right], \qquad A_\mu = T^k \cdot A_\mu^k,$$

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

інші означення є стандартними [1, 13].

В калібровці

$$S_1 = \begin{pmatrix} cos\gamma \cdot e^{ir\delta_2} & - sin\gamma \cdot e^{ir\delta_1} \\ sin\gamma \cdot e^{-ir\delta_1} & cos\gamma \cdot e^{-ir\delta_2} \end{pmatrix} \tag{4}$$

перетворений стовпчик приймає вигляд

$$\xi' = S_1 \xi = \frac{\eta}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \qquad |\xi'|^2 = \frac{\eta^2}{2}.$$

При цьому голдстонівські поля перетворюються за формулами

$$\gamma \to \gamma' = \pi n; \quad r\delta_2 \to r\delta_2' = \pi m; \quad n, m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots$$

(парність n і m однакова).

При перетвореннях групи $U(1)_Y$

$$S' = e^{i\frac{Y}{2}\alpha(x)}$$

поля γ, δ_1, δ_2 перетворюються відповідно до рівностей

$$\gamma' = \gamma; \quad r\delta_1' = r\delta_1 + \frac{1}{2}\alpha; \quad r\delta_2' = r\delta_2 + \frac{1}{2}\alpha.$$

В калібровці S_1 (4) перший доданок в лагранжіані $\mathcal{L}_G$ (3) призводить до «правильних» значень мас векторних бозонів:

$$m_w = \frac{g\eta}{2}, \qquad m_z = \frac{\bar{g}\eta}{2}, \qquad m_A = 0. \tag{5}$$

Третій і четвертий доданки генерують ферміонні маси:

$$m_e = \frac{f_e\eta}{\sqrt{2}}, \qquad m_{\nu_e} = \frac{f_{\nu_e}\eta}{\sqrt{2}}. \tag{6}$$

Таким чином, для генерації мас векторних бозонів і ферміонів зсув голдстонівського поля не застосовувався, була здійснена тільки фіксація калібровки (4). Хіггсовського бозону в такій теорії не виникає, оскільки калібровка (4) усуває з теорії всі три голдстонівських поля γ, δ_1 і δ_2.

При відсутності векторних і ферміонних полів нелінійні дійсні поля γ, δ_1, δ_2 задовольняють рівнянням

$$\partial_\mu\partial^\mu\gamma - \frac{r^2}{2} sin\, 2\gamma \cdot \left[\left(\partial_\mu\delta_1\right)(\partial^\mu\delta_1) - \left(\partial_\mu\delta_2\right)(\partial^\mu\delta_2)\right] = 0,$$

$$sin^2\gamma\left(\partial_\mu\partial^\mu\delta_1\right) + sin\, 2\gamma\left(\partial_\mu\gamma\right)(\partial^\mu\delta_1) = 0,$$

$$cos^2\gamma\left(\partial_\mu\partial^\mu\delta_2\right) - sin\, 2\gamma\left(\partial_\mu\gamma\right)(\partial^\mu\delta_2) = 0.$$

У довільній калібровці густина енергії вільних скалярних полів дорівнює

$$T^{00} = \frac{\eta^2}{2}\left[\left(\frac{\partial\gamma}{\partial x^0}\right)^2 + \left(\frac{\partial\gamma}{\partial\vec{x}}\right)^2\right] + \frac{\eta^2 r^2}{2} \cdot sin^2\gamma \left[\left(\frac{\partial\delta_1}{\partial x^0}\right)^2 + \left(\frac{\partial\delta_1}{\partial\vec{x}}\right)^2\right] +$$

$$+ \frac{\eta^2 r^2}{2} \cdot cos^2\gamma \left[\left(\frac{\partial\delta_2}{\partial x^0}\right)^2 + \left(\frac{\partial\delta_2}{\partial\vec{x}}\right)^2\right].$$

Стан вакууму досягається при $\gamma(x) = const, \delta_1(x) = const$, $\delta_2(x) = const$ або при $\gamma(x) = \pi n$, $\delta_2(x) = const$, а також при $\gamma(x) = \frac{\pi}{2} + \pi n$, $\delta_1(x) = const$. Вакуум полів γ, δ_1, δ_2 не є нестабільним.

Після фіксації калібровки (4) лагранжіан $\mathcal{L}_G$ (3) повністю співпадає з доданком в лагранжіані Стандартной Моделі $\mathcal{L}_G$, в якому покладено $\chi = 0$. Така теорія є неперенормуєма. Тому використана в цьому розділі статті калібровка S_1 (4) призводить до неперенормуємой теорії. Результати цього розділу мають тільки математичний інтерес.

III. ДРУГИЙ ВАРІАНТ КАЛІБРОВКИ

Зафіксуємо калібровку

$$S_2 = \begin{pmatrix} sin\gamma \cdot e^{-ir\delta_1} & cos\gamma \cdot e^{-ir\delta_2} \\ -cos\gamma \cdot e^{ir\delta_2} & sin\gamma \cdot e^{ir\delta_1} \end{pmatrix}. \qquad (7)$$

Стовбчик ξ (1) після перетворення приймає вигляд

$$\xi' = S_2\xi = \frac{\eta}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}.$$

При цьому голдстонівські поля перетворюються за формулами

$$\gamma \to \gamma' = \frac{\pi}{2} + \pi n; \quad r\delta_1 \to r\delta_1' = \pi m; \quad n, m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

(парність n і m однакова).

В цій калібровці лагранжіан $\mathcal{L}_G$ (3) призводить до нефізичних мас векторних бозонів і лептонів:

$$m_W = \frac{g\cdot\eta}{2}, \qquad m_Z = \frac{g\eta}{2}\cdot\frac{cos2\theta}{cos\theta}, \qquad m_A = \eta\cdot e,$$

$$m_e = 0, \quad m_{\nu_e} = 0.$$

Фотон придбає масу, що відрізняється від нуля. Ця калібровка завбачає нефізичні переходи і пряме перетворення $A \to Z^0$.

Для генерації мас зсув поля не застосовувався, була здійснена тільки фіксація калібровки (7). Хіггсовського бозону в такій теорії не виникає, оскільки всі три голдстонівських поля γ, δ_1, δ_2 усуваються калібровкой (7).

Вакуум голдстонівських полів не є інваріантним відносно групи $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Мінімальне значення густини енергії вільних голдстонівських полів $T^{00} = 0$ досягається при калібровках $S = S_1$ і $S = S_2$. До значень мас, що ми спостерігаємо, призводить калібровка $S = S_1$.

Питання про перенормуємість такой теорії вимагає додаткового дослідження. В усякому разі результати цього розділу мають тільки математичний інтерес.

IV. ТРЕТІЙ ВАРІАНТ КАЛІБРОВКИ

Зафіксуємо калібровку

$$S_3 = \begin{pmatrix} cos\gamma & -\, sin\gamma e^{ir(\delta_1-\delta_2)} \\ sin\gamma e^{-ir(\delta_1-\delta_2)} & cos\gamma \end{pmatrix}. \qquad (8)$$

Стовпчик ξ (1) перетворюється за формулой

$$\xi' = S_3\xi = \frac{\eta}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ e^{ir\delta_2} \end{pmatrix}. \qquad (9)$$

При перетворенні S_3 голдстонівські поля перетворюються за формулами

$$\gamma \to \gamma' = 2\pi n; \quad r\delta_2 \to r\delta_2' = r\delta_2 + 2\pi m; \quad n, m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots .$$

Особливістю калібровки S_3 (8) є те, що вона не усуває з теорії всі три голдстонівські поля, одне поле δ_2' залишається. Це поле проявляє себе, як альтернатива хіггсовському бозону. В стовпчику ξ' (9) введемо позначення комбінації полів:

$$e^{ir\delta_2'} = 1 + \sum_{k=1}^{\infty}\frac{(ir\delta_2')^k}{k!} = 1 + rH,$$

$$H = \frac{1}{r}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{(ir\delta_2')^k}{k!} = \frac{1}{r}\left(cos(r\delta_2') - 1 + i\, sin(r\delta_2')\right).$$

Лагранжіан $\mathcal{L}_G$ (3) приймає вигляд

$$\mathcal{L}_G = \eta^2\left[\frac{r^2}{2}\left(\partial_\mu\delta_2'\right)\left(\partial^\mu\delta_2'\right) + \frac{r\bar{g}}{2}\left(\partial_\mu\delta_2'\right)Z^\mu + \frac{g^2}{4}W_\mu^+W^{-\mu} + \frac{\bar{g}^2}{8}Z_\mu^2\right] -$$

$$-\frac{\eta}{\sqrt{2}}f_e \cdot \bar{e}e - \frac{r\eta}{\sqrt{2}}f_e(\bar{e}_Le_RH + \bar{e}_Re_LH^+) - \frac{\eta}{\sqrt{2}}f_{\nu_e} \cdot \bar{\nu}\nu -$$

$$-\frac{r\eta}{\sqrt{2}}f_{\nu_e}(\bar{\nu}_L\nu_RH^+ + \bar{\nu}_R\nu_LH). \qquad (10)$$

Таким чином, в калібровці (8) векторні бозони і лептони набувають фізичних мас (5), (6). Для генерації мас зсув поля не застосовувався, була здійснена тільки фіксація калібровки (8). Хіггсовського бозону в теорії не виникає. Сформульована в цьому розділі теорія передбачає нові ефекти в електрослабкій взаємодії, наприклад, наявність складних вершин типу

$$r^n\bar{e}e(\delta_2')^n, \quad r^n\bar{\nu}\nu(\delta_2')^n; \quad n \ge 2$$

і інші.

Питання про перенормуємість теорії з нелінійной комбінацією полів вимагає додаткового дослідження. Якщо така теорія є перенормуємой і діаграми зі складними вершинами у кожному порядку вносять конечний внесок до матричних елементів, то при $r \to 0$ лагранжіан $\mathcal{L}_G$ (10) можна записати так:

$$\mathcal{L}_G = \eta^2 \left[\frac{r^2}{2} \left(\partial_\mu \delta_2^{'}\right)\left(\partial^\mu \delta_2^{'}\right) + \frac{r\bar{g}}{2} \left(\partial_\mu \delta_2^{'}\right) Z^\mu + \frac{g^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{\bar{g}^2}{8} Z_\mu^2 \right] -$$

$$- \frac{\eta}{\sqrt{2}} f_e \cdot \bar{e}e - \frac{r\eta}{\sqrt{2}} f_e \left[\bar{e}_L e_R \left(i\delta_2' - \frac{1}{2} r {\delta_2'}^2 \right) + \bar{e}_R e_L \left(-i\delta_2' - \frac{1}{2} r {\delta_2'}^2 \right) \right] -$$

$$- \frac{\eta}{\sqrt{2}} f_{\nu_e} \cdot \bar{\nu}\nu - \frac{r\eta}{\sqrt{2}} f_{\nu_e} \left[\bar{\nu}_L \nu_R \left(-i\delta_2' - \frac{1}{2} r {\delta_2'}^2 \right) + \bar{\nu}_R \nu_L \left(i\delta_2' - \frac{1}{2} r {\delta_2'}^2 \right) \right]. \qquad (11)$$

В цьому випадку бозон δ_2' виступає аналогом хіггсовського бозону, але його взаємодії з лептонами і калібровочними полями відрізняються від взаємодій хіггсовського бозону. Затравочна маса поля δ_2' дорівнює нулеві; бозон δ_2' може набувати масу при взаємодії з іншими полями.

Наявність в природі хіггсовського бозону показує, що з двох альтернатив природа «вибирає» все ж таки лінійну реалізацію групи симетрії на голдстонівському секторі.

Відмітимо також, що поле δ_2' може існувати в природі разом з хіггсовським бозоном χ. Але в цьому випадку в теорію доводиться вводити нові калібровочні бозони $Z_1, W_{1,} W_1^+, A_1$ і нові ферміони ν_{e1}, e_1, які є суперпартнерами відомих бозонів і ферміонів $Z^0, W^\pm, A, \nu_e, e$ по супермультиплету групи $SU(2)_{\xi L} \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. При цьому група $SU(2)$ лінійно перетворює чотири голдстонівські поля зі стовпчика $\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix}$, а група $SU(2)_\xi$ нелінійно перетворює три голдстонівські поля зі стовпчика ξ (1). Звісно, теорія з двома скалярними бозонами χ і δ_2' має бути досліджена на можливість перенормування.

V. ВИСНОВКИ

В цій статті розглянута теорія електрослабкої взаємодії з нелінійною реалізацією групи симетрії на голдстонівському секторі. Показано, що калібровку можна вибрати таким чином (S_3), що калібровочні і лептонні поля набувають «правильних» мас без зсуву поля. Достатньо тільки зафіксувати калібровку. Хіггсовського бозону в такій теорії не виникає, але виникає аналог хіггсовського бозону – дійсне скалярне поле δ_2', що є перетвореним голдстонівським полем. Подобно хіггсовському бозону поле δ_2' взаємодіє з калібровочними і лептонними полями, але воно призводить до появи складних вершин, які відсутні в Стандартній Моделі. Затравочна маса поля δ_2' дорівнює нулеві; бозон δ_2' може набувати масу в процесі взаємодії з іншими полями. Така теорія вимагає додаткового дослідження з метою встановлення можливості перенормування.

ЛІТЕРАТУРА

1. Н.Н.Боголюбов, Д.В. Ширков. Введение в теорию квантованных полей. М. «Наука», 1976.
2. Д.Я. Петрина. Квантовая теория поля. Киев. «Вища школа», 1984.
3. Д.Я. Петрина, С.С.Иванов, А.Л. Ребенко. Уравнения для коэффициентных функций матрицы рассеяния. М. «Наука», 1979.
4. Д.Я. Петрина. ТМФ. Т.4, с. 389 (1970).
5. А.Г. Ситенко, В.К.Тартаковский. Лекции по теории ядра. М. Атомиздат, 1972.
6. А.Г. Ситенко. Лекции по теории рассеяния. Киев. «Вища школа», 1971.
7. Н.Н. Боголюбов, О.С. Парасюк. ДАН СССР. Т. 100, с. 25 (1955).
8. О.С. Парасюк. ДАН СССР. Т. 100, с. 643 (1955).
9. S.L. Glashow. Nucl. Phys. V.22, p.579 (1961).
10. S.Weinberg. Phys. Rev. Lett. V.19, p.1264 (1967).
11. A. Salam. In: Elementary Particle Theory. Ed. N.Svartholm. Stockholm. Almquist and Wiksell, 1968, p.367.
12. C.N.Yung, R.L. Mills. Phys. Rev. V.96, p.191 (1954).
13. Л.Б.Окунь. Лептоны и кварки. М. «Наука», 1981.