

## ВЛИЯНИЕ ХИГГСОВСКОГО ПОЛЯ НА КВАНТОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА В МОДЕЛИ ВАЙНБЕРГА – САЛАМА.

**О. Б. АБДИНОВ, Ф. Т. ХАЛИЛ-ЗАДЕ, С. С. РЗАЕВА**

*Институт Физики НАН Азербайджанской Республики,  
AZ143, Баку, пр. Г. Джавида 33*

Vaynberq-Salam modelində, elektrik yükünün kvantlanmasına baxılıb. Göstərilib ki, Higgs sahəsi fermion izodubletlərlə təsirdə olması hiper yüklərin müəyyən qiymətlərinə gətirir. Bu da onu göstərir ki, Higgs sahəsi zərrəciklərin yükünün formalaşmasına və elektrik yükünün kvantlanmasına təsir göstərir.

Рассмотрена возможность получения квантования электрического заряда в модели Вайнберга – Салама без использования соотношений, вытекающих из условий сокращения аномалий и фиксации гиперзаряда какого либо изомультиплета. Показано, что взаимодействие Хиггсовского поля с фермионными изомультиплетами приводит к вполне определенным значениям для гиперзарядов этих полей, что свидетельствует о влиянии Хиггсовского поля на "формирование" зарядов частиц и тем самым на квантования электрического заряда.

It is shown that the electric charge quantization in Standard Model can be obtained without using relations coming from anomaly cancellation conditions and without fixing hypercharges of any isodoublet. The relations between hypercharges of the fermion and Higgs fields testifying the influence of the Higgs field on electric charge quantization are found and they can be checked in experiments.

Как известно, природа квантования электрического заряда до сих пор остается невыясненной. Существуют два элегантных подхода к решению этой проблемы: это существование магнитного монополя, предложенная Дираком [1] и гипотеза великого объединения [2]. Вопросу квантования электрического заряда в ряде калибровочных теорий посвящено ряд работ [3 – 9]. В работе [3] было отмечено, что электрический заряд в калибровочных теориях может быть квантован и фиксирован при следующих условиях: а)  $U(1)_{em}$  калибровочная симметрия должна оставаться точной; б) для обеспечения перенормируемости и ковариантности теории должны сокращаться калибровочные [10,11] и калибровочно-гравитационные аномалии [12]; в) массы фермионов должны генерироваться обычным Хиггсовским механизмом. Детальный анализ квантования электрического заряда в ряде калибровочных моделях в рамках условий б) и в) был рассмотрен в работе [3]. В работе [4] было показано, что в калибровочных моделях содержащих правую компоненту нейтрино, квантование электрического заряда следует из условий сокращения аномалий, только если нейтрино является Майорановской частицей. Как было показано в [6], введение правой компоненты нейтрино в Стандартную Модель (СМ) приводит к появлению дополнительного параметра и из условий сокращения аномалий невозможно получить квантование заряда (см. также [4]). Предположение электрической нейтральности нейтрино в контексте СМ приводящей к объяснению сохранения  $P$  – четности в электромагнитных взаимодействиях и к квантованию электрического заряда рассмотрено в работе [5].

Отметим, что во всех этих работах [3 – 9] для получения квантования электрического заряда используются все соотношения, вытекающие из условий сокращения аномалий с фиксированием гиперзаряда Хиггсовского изомультиплета.

В работах [13,14] с учетом условий сокращения аномалий в случае произвольного значения гиперзаряда

Хиггсовского поля показана возможность получения квантования электрического заряда частиц. Пропорциональность гиперзарядов фермионных изомультиплетов гиперзаряду Хиггсовского поля, полученная, из условий сокращения аномалий интерпретирована как независимость квантования электрического заряда от гиперзаряда Хиггсовского поля.

В данной работе мы рассмотрим квантование электрического заряда в модели Вайнберга – Салама (ВС) без использования условий сокращения аномалий и фиксации гиперзаряда, какого либо изомультиплета.

Рассмотрим модель Вайнберга – Салама для одного семейства лептонов и кварков. Для полноты анализа предположим, что нейтрино обладает также и правой компонентой. В этом случае имеются следующие фермионные поля

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \psi_{eR} = e_R, \quad \psi_{\nu R} = \nu_R, \quad \psi_{QL} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \\ \psi_{uR} = u_R, \quad \psi_{dR} = d_R, \quad (1)$$

и Хиггсовский изодублет

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

(В данной работе смешивание нейтрино и кварков не рассматривается.)

Лагранжиан взаимодействия фермионов и Хиггсовского поля с калибровочными полями в модели ВС имеет вид

$$L = i\bar{\psi}_{jL} D_\mu \psi_{jL} + i\bar{\psi}_{jR} D_\mu \psi_{jR} + (D_\mu \phi)^* (D_\mu \phi), \quad (3)$$

где  $\psi_{jL}$  – и  $\psi_{jR}$  – левые, и правые изомультиплеты фермионных полей (1), а

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\vec{T}\vec{A}_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu. \quad (4)$$

Для гиперзаряда  $Y$  Хиггсовского поля (2) и фермионных полей (1) примем следующие обозначения

$$\begin{aligned} Y(\varphi) &= y_\varphi, Y(\psi_L) = y_L, Y(\psi_{eR}) = y_{eR}, \\ Y(\psi_{\nu R}) &= y_{\nu R}, Y(\psi_{QL}) = y_{QL}, Y(\psi_{uR}) = y_{uR}, \\ Y(\psi_{dR}) &= y_{dR} \end{aligned} \quad (5)$$

Отметим, что в обозначениях (5) гиперзаряды кварковых полей соответствуют одному из цветовых состояний. Будем считать, что гиперзаряды (5) вещественны. Как обычно, для изоскалярных полей с  $T = 0$ , второе слагаемое в (4) обращается в ноль, а для изоспинорных полей

$$\varphi, \psi_L, \psi_{QL} \quad \vec{T} = \vec{\tau}/2,$$

$$L_{l\gamma} = \bar{\nu}\gamma_\mu(Q_\nu + Q'_\nu\gamma_5)\nu A_\mu + \bar{e}\gamma_\mu(Q_{0e} + Q'_{0e}\gamma_5)eA_\mu. \quad (8)$$

Здесь

$$\begin{aligned} Q_\nu &= \frac{g}{4}\left(1 + \frac{y_L + y_{\nu R}}{y_\varphi}\right)\sin\theta_\varphi, & Q'_\nu &= \frac{g}{4}\left(1 + \frac{y_L - y_{\nu R}}{y_\varphi}\right)\sin\theta_\varphi, \\ Q_{0e} &= -\frac{g}{4}\left(1 - \frac{y_L + y_{eR}}{y_\varphi}\right)\sin\theta_\varphi, & Q'_{0e} &= -\frac{g}{4}\left(1 - \frac{y_L - y_{eR}}{y_\varphi}\right)\sin\theta_\varphi. \end{aligned} \quad (9)$$

Из выражения лагранжиана (8) видно, что, во-первых, взаимодействие нейтрино с фотоном отлично от нуля и, во-вторых, во взаимодействиях нейтрино и электрона с электромагнитным полем, содержатся члены пропорциональные  $\gamma_5$ .

В модели ВС Юкавский массовый лагранжиан для лептонов имеет вид

$$L_{mass}^l = f_e\bar{\psi}_L\psi_{eR}\varphi + f_\nu\bar{\psi}_L\psi_{\nu R}\varphi^c + h.c., \quad (10)$$

где  $\varphi^c = i\tau_2\varphi^*$ .

Из (10) с учетом сохранения гиперзаряда имеем,

$$y_L = y_{eR} + y_\varphi, \quad y_L = y_{\nu R} - y_\varphi. \quad (11)$$

Аналогичные (11) соотношения для гиперзарядов при значениях  $y = 1$  и  $y_{\nu R} = 0$  получены в работе [3]. В данном случае требование сохранения гиперзаряда и условие  $P$  – инвариантности электромагнитного (т.е. требование  $Q'_\nu = 0$ , и  $Q'_{0e} = 0$  в выражениях (9)) взаимодействия приводят к одним и тем же выражениям (11). Следовательно, третье, условие квантования электрического заряда в калибровочных теориях

Рассмотрим третий член в лагранжиане (3). В этом случае преобразование полей  $A_\mu^3$  и  $B_\mu$  в физические поля  $A_\mu$  и  $Z_\mu$  запишем в виде:

$$\begin{aligned} A_\mu^3 &= A_\mu \sin\theta_\varphi + Z_\mu \cos\theta_\varphi, \\ B_\mu &= A_\mu \cos\theta_\varphi - Z_\mu \sin\theta_\varphi. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь с учетом обозначений (5)

$$\begin{aligned} \sin\theta_\varphi &= y_\varphi g' / \bar{g}_\varphi, & \cos\theta_\varphi &= g / \bar{g}_\varphi, \\ \bar{g}_\varphi &= \sqrt{g^2 + y_\varphi^2 g'^2} \end{aligned} \quad (7)$$

Рассмотрим взаимодействие лептонов с электромагнитным полем. Учитывая (5) и (6) в (3), получаем

рассмотренное в работе [3] может быть заменено эквивалентным условием  $P$  – инвариантности электромагнитного взаимодействия.

Отметим, что в ВС с безмассовым нейтрино, требование  $P$  – инвариантности электромагнитного взаимодействия и условие равенства нулю заряда нейтрино эквивалентны (см., также [5]).

Учитывая (11) в (9), т.е. исключая гиперзаряды правых лептонных изомультиплетов, имеем

$$Q_\nu = \frac{Q_e}{2}\left(1 + \frac{y_L}{y_\varphi}\right), \quad Q_{0e} = -\frac{Q_e}{2}\left(1 - \frac{y_L}{y_\varphi}\right), \quad (12)$$

где  $Q_e = g \sin\theta_\varphi = y_\varphi g g' / \bar{g}_\varphi$ .

Отметим, что поскольку выражения зарядов (12) не содержат гиперзаряды правых лептонных изомультиплетов, то они верны и в случае отсутствия правой компоненты нейтрино в модели ВС.

Для взаимодействия кварков с электромагнитным полем имеем

$$L_{q\gamma} = \bar{u}\gamma_\mu(Q_{1u} + Q'_{1u}\gamma_5)uA_\mu + \bar{d}\gamma_\mu(Q_{2d} + Q'_{2d}\gamma_5)dA_\mu. \quad (13)$$

Здесь

$$\begin{aligned} Q_{1u} &= \frac{g}{4} \left( 1 + \frac{y_{QL} + y_{uR}}{y_\varphi} \right) \sin \theta_\varphi, & Q'_{1u} &= \frac{g}{4} \left( 1 + \frac{y_{QL} - y_{uR}}{y_\varphi} \right) \sin \theta_\varphi, \\ Q_{2d} &= -\frac{g}{4} \left( 1 - \frac{y_{QL} + y_{dR}}{y_\varphi} \right) \sin \theta_\varphi, & Q'_{2d} &= -\frac{g}{4} \left( 1 - \frac{y_{QL} - y_{dR}}{y_\varphi} \right) \sin \theta_\varphi. \end{aligned} \quad (14)$$

Юкавский массовый лагранжиан для кварков имеет вид

$$L_{mass}^q = f_d \bar{\psi}_{QL} \psi_{dR} \varphi + f_u \bar{\psi}_{QL} \psi_{uR} \varphi^c + h.c. \quad (15)$$

Также как и в случае лептонов, требуя сохранения гиперзаряда или условия Р – инвариантности электромагнитного взаимодействия (требование  $Q'_{1u} = 0$ , и  $Q'_{2d} = 0$  в выражениях (14)) из (15), имеем (см. также [3])

$$y_{QL} = y_{dR} + y_\varphi, \quad y_{QL} = y_{uR} - y_\varphi \quad (16)$$

Учитывая (16) в (14), т.е. исключая гиперзаряды правых изомультиплетов получаем

$$Q_u = \frac{Q_e}{2} \left( 1 + \frac{y_{QL}}{y_\varphi} \right), \quad Q_d = -\frac{Q_e}{2} \left( 1 - \frac{y_{QL}}{y_\varphi} \right). \quad (17)$$

Выражения (12) и (17) для зарядов частиц, зависящих от гиперзаряда Хиггсовского поля можно рассматривать как свидетельство квантования электрического заряда лептонов и кварков. Но выражения (17) не определяют численные значения зарядов кварков.

Для определения численных значений зарядов лептонов и кварков рассмотрим первый член в лагранжиане (3). Отметим, что выражение для преобразования полей  $A_\mu^3$  и  $B_\mu$  в физические поля  $A_\mu$  и  $Z_\mu$  (6) могут быть получены также из лагранжианов  $i\bar{\psi}_L D_\mu \psi_L$  и  $i\bar{\psi}_{QL} D_\mu \psi_{QL}$ . В этом случае необходимо учесть несимметричное введение в теорию ВС лептонного и кваркового изомультиплетов. Эта несимметричность связана с цветовыми состояниями кварковых изомультиплетов. Легко видеть, что из лагранжиана  $i\bar{\psi}_L D_\mu \psi_L$  для угла смешивания нейтральных полей, имеем

$$\sin \theta_L = -\frac{y_L g'}{\sqrt{g^2 + y_L^2 g'^2}}. \quad (18)$$

Угол смешивания нейтральных полей следующий из лагранжиана  $i\bar{\psi}_{QL} D_\mu \psi_{QL}$  с учетом цветных кварков, имеет вид

$$\sin \theta_{QL} = \frac{3y_{QL} g'}{\sqrt{g^2 + 9y_{QL}^2 g'^2}} \quad (19)$$

Требование равенства углов (7), (18) и (19) приводит к соотношениям

$$y_L = -y_\varphi, \quad 3y_{QL} = y_\varphi. \quad (20)$$

Из выражений (20) следует, что, во-первых, при взаимодействии Хиггсовского поля с лептонным полем, лептонный изодублет приобретает гиперзаряд равный по значению гиперзаряду Хиггсовского поля с обратным знаком, и, во-вторых, каждый из цветных кварковых полей при взаимодействии с Хиггсовским полем приобретает гиперзаряд равный по значению одной трети гиперзаряда Хиггсовского поля. Следовательно, включение в теорию Хиггсовского поля приводит к тому, что при взаимодействии Хиггсовского поля с фермионными изодублетами гиперзаряды этих изодублетов принимают вполне определенные значения. Гиперзаряд Хиггсовского поля фиксирует гиперзаряды лептонного и кваркового изодублетов. Относительно гиперзарядов правых изосинглетов можно сказать, что с учетом выражений (20) они также фиксированы соотношениями (11) и (16).

Отметим что, из (20) имеем соотношение,  $3y_{QL} = -y_L$  которая также следует из условий сокращения аномалий [3 – 9,13,14].

Учитывая соотношения (20а) и(20б) для зарядов лептонов и кварков из (12) и (17), имеем

$$Q_\nu = 0, \quad Q_{0e} = -Q_e, \quad Q_u = \frac{2}{3}Q_e, \quad Q_e = -\frac{1}{3}Q_e \quad (21)$$

Таким образом, приходим к выводу что, соотношения (20а) и (20б) приводящие к квантованию электрического заряда лептонов и кварков, соответственно свидетельствуют влиянии Хиггсовского поля на квантование электрического заряда.

Следует, отметить, что электрическая нейтральность нейтрино приводит к  $y_{\nu R} = 0$  и, следовательно, в условиях сокращения аномалий не содержится дополнительный параметр, и все условия сокращения аномалий удовлетворяются [3 – 9,13,14].

Аналогичные (21) выражения могут быть получены и для других семейств лептонов и кварков. Эти результаты определяют квантование и численные значения электрического заряда лептонов и кварков. Таким образом, для получения квантования электрического заряда в модели ВС нет необходимости в использовании

соотношений вытекающих из условий сокращения аномалий и, не требуется фиксация гиперзарядов какого либо изомультиплета. Сама теория ВС приводит к фиксации гиперзарядов фермионных полей за которое ответственно Хиггсовское поле и тем самым обеспечивает отсутствие аномалий. Кроме того, в отличие от результатов работы [6] в СМ с правой компонентой нейтрино, квантование заряда также имеет место.

В рассматриваемом случае, выражения для зарядов (12) и (17) можно записать в следующем общем виде

$$\frac{Q_f}{Q_e} = T_{3L}^f + \frac{Y_{fL}}{2y_\phi}. \quad (22)$$

где  $T_{3L}^f$  - третья компонента изотопического спина, а  $Y_{fL}$  - гиперзаряд левого изомультиплета фермионных полей. Выражение (22) совпадает по виду с известной формулой заряда, но является обобщением полученных выражений для электрического заряда частиц. Оно описывает и объясняет значения зарядов частиц (с учетом условий (20)). Отметим, что выражение (22) также следует из общих принципов калибровочности рассматриваемой модели [4,13].

В модели ВС и в различных расширенных моделях электрослабого взаимодействия, собственное состояние фотона не содержит вакуумные средние Хиггсовских полей, но зависит от гиперзаряда Хиггсовских полей (формулы (6) и (7)). Это в свою очередь приводит к зависимости заряда электрона и, следовательно, заряда остальных частиц от гиперзарядов Хиггсовских полей. Зависимость зарядов частиц от гиперзарядов Хиггсовских изомультиплетов (формулы (12) и (17)) приводит к заключению, что Хиггсовские поля влияют на “формирование” зарядов частиц. Факт фиксации гиперзарядом Хиггсовского поля гиперзарядов фермионных изомультиплетов (т.е. соотношения  $y_L = -3y_{QL} = -y$ , приводящий в модели ВС к квантованию электрического заряда частиц) и зависимость зарядов частиц от гиперзаряда Хиггсовского поля может быть интерпретирована как влияние Хиггсовского поля на квантование электрического заряда. Таким образом, можно предположить, что Хиггсовские поля ответственны не только за возникновение массы частиц, но и за “формирование” их зарядов, а следовательно, и за квантование электрического заряда частиц.

Однако сразу же возникает вопрос, что случится, если в теории нет Хиггсовского поля? В этом случае в лагранжиане взаимодействия (3) нет третьего члена, но есть заряды частиц. Такая теория была рассмотрена в работе [15], которая, во-первых, является перенормируемой и, во-вторых, в этой теории нет объяснения квантования электрического заряда. Теория же ВС, прекрасно описывающий существующие экспериментальные данные, перенормируема и как показывает проведенный анализ, объясняет квантование электрического заряда. Кроме того, она, вероятно, может, пролить свет на вопрос природы электрического заряда

частиц. Конечно, это требует дальнейшего детального изучения.

Исследуем возможность экспериментальной проверки соотношений (20). Для этой цели рассмотрим следующие отношения

$$R = \frac{g_{VN}^e + g_{VN}^u}{g_{VN}^u + g_{VN}^d}, \quad R_1 = \frac{g_{VN}^e - g_{VN}^d}{g_{VN}^u + g_{VN}^d}, \quad (23)$$

В рассматриваемом случае, для выражений векторных константы связи, из (3), имеем

$$\begin{aligned} g_{VN}^e &= -\frac{1}{2} + \left(1 - \frac{y_L}{y_\phi}\right) \sin^2 \theta_N, \\ g_{VN}^u &= \frac{1}{2} - \left(1 + \frac{y_{QL}}{y_\phi}\right) \sin^2 \theta_N, \\ g_{VN}^d &= -\frac{1}{2} + \left(1 - \frac{y_{QL}}{y_\phi}\right) \sin^2 \theta_N. \end{aligned} \quad (24)$$

Выражение аксиальных констант связи такие же, как в СМ. Кроме того, в случае  $y_L = -3y_{QL} = -y_\phi = -1$  из (23) имеем известные выражения векторных констант СМ.

Учитывая (24) в (23), для  $R_1$  имеем,

$$R_1 = -\frac{y_{QL} + y_\phi}{2y_{QL}}. \quad (25)$$

Теоретическое значение в СМ для величины  $R_1^{theor} = -2$ . Экспериментальные данные относительно векторных и аксиальных констант связи [16] приводят для отношения  $R_1$  к значению  $-2,007 < R_1^{exp} < -1,995$ , что прекрасно согласуется с теоретическим значением  $R_1^{theor}$ . Следовательно, условие  $y_L = -3y_{QL}$  подтверждается и опытом.

Учитывая условие  $y_L = -3y_{QL} = -y_\phi = -1$  из (23) и (24), для величины  $R$  имеем,

$$R = \frac{y_\phi + 3y_L}{2y_\phi}. \quad (26)$$

Теоретическое значение в СМ для величины  $R^{theor} = -1$ . Экспериментальные данные [16] приводят для отношения  $R$  к значению  $-1,007 < R^{theor} < -0,995$ .

Следовательно, условие  $y_L = -y_\phi$  также подтверждается опытом. Таким образом, экспериментальные данные относительно векторных констант связи лептонов и кварков, дают информацию как о перенормируемости СМ (соотношение  $y_L = -3y_{QL}$ ), так и о соотношении между гиперзарядами Хиггсовского и лептонного изомультиплетов (соотношение  $y_L = -y_\phi$ ).

Такое совпадение теоретических и экспериментальных значений отношений (23) и (24) еще раз подтверждает факт прекрасного описания Стандартной Моделью

экспериментальных данных. Следовательно, условия (20) необходимые для получения квантования электрического заряда в СМ подтверждаются и опытом.

- 
- [1]. *P. A. M. Dirac*. Proc. Roy. Soc. London A133, p. 60, 1931.
- [2]. *J. C. Pati, A. Salam*. Phys. Rev., D10, p. 275, 1974; *H. Georgi, S. L. Glashow*. Phys. Rev. Lett., 32, p. 438, 1974.
- [3]. *X.-G. He, G. C. Joshi, H. Lew, B. H. McKellar, R. R. Volkas*. Phys. Rev., D40, p.3140, 1989.
- [4]. *K. S. Babu, R. N. Mohapatra*. Phys. Rev. Lett., 63, p. 938, 1989.
- [5]. *K. S. Babu, R. N. Mohapatra*. Phys. Rev., D42, p. 3866, 1990.
- [6]. *R. Foot, H. Lew, G. Joshi, R. R. Volkas*. Mod. Phys. Lett., A5, p. 95, 1990.
- [7]. *C. Geng*. Phys. Rev., D41, p. 1292, 1990.
- [8]. *S. Rudaz*. Phys. Rev., D41, p. 2619, 1990.
- [9]. *E. Golwisch, P. B. Pal*. Phys. Rev., D41, p. 3537, 1990.
- [10]. *S. L. Adler*. Phys. Rev., 177, p.2426, 1968; *J. S. Bell, R. Jackiw*. Nuovo Cimento 60A, p. 69, 1969; *S. L. Adler, W. Bardeen*. Phys. Rev., 182, p. 1517, 1969.
- [11]. *C. Bouchiat, J. Iliopoulos, Ph. Meyer*. Phys. Lett., B 38, p.519, 1972; *H. Georgi, S. L. Glashow*. Phys. Rev., D 9, p.416, 1974; *D. Gross, R. Jackiw*. Phys. Rev., D 6, p.477, 1972.
- [12]. *R. Delbourgo, A. Salam*. Phys. Lett., B40, p. 381, 1972; *T. Eguchi, P. Freund*. Phys. Rev. Lett., 37, p. 1251, 1976; *L. Alvares-Gaume, E. Witten*. Nucl. Phys., B234, p. 269, 1983.
- [13]. *A. Abbas*. J. Phys., G: Nucl. Part. Phys., 16, p.L163, 1990.
- [14]. *A. Abbas*. Phys. Lett., B238, p.344, 1990.
- [15]. *S. L. Glashow*. Nucl. Phys., 10, p.107, 1959; Nucl. Phys., 22, p.579, 1961.
- [16]. Particle Data Group. W.-M. Yao et. al., Journal of Phys., G 33, p.1, 2006.