ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА
2012. Т. 43. ВЫП. 1

СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ В ИЗОТОПИЧЕСКОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ ФОЛДИ–ВАУТХАЙЗЕНА БЕЗ БОЗОНОВ ХИГГСА В ФЕРМИОННОМ СЕКТОРЕ

*В. П. Незнамов**

Российский федеральный ядерный центр — ВНИИ экспериментальной физики, Саров, Россия

*E-mail: neznamov@vniief.ru

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА
2012. Т. 43. ВЫП. 1

СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ В ИЗОТОПИЧЕСКОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ ФОЛДИ–ВАУТХАЙЗЕНА БЕЗ БОЗОНОВ ХИГГСА В ФЕРМИОННОМ СЕКТОРЕ

В. П. Незнамов[*]

Российский федеральный ядерный центр — ВНИИ экспериментальной физики,
Саров, Россия

Сформулирована Стандартная модель с массивными фермионами в изотопическом представлении Фолди–Ваутхайзена. $SU(2) \times U(1)$-инвариантность теории в этом представлении не зависит от наличия или отсутствия массы у фермионов, и, следовательно, отсутствует необходимость введения взаимодействия бозонов Хиггса с фермионами.

Исследована возможная связь спонтанного нарушения четности в изотопическом представлении Фолди–Ваутхайзена с составом элементарных частиц «темной материи».

The Standard Model with massive fermions is formulated in the isotopic Foldy–Wouthuysen representation. $SU(2) \times U(1)$ invariance of the theory in this representation is independent of whether fermions possess mass or not, and, consequently, it is not necessary to introduce interactions between Higgs bosons and fermions.

The study discusses a possible relation between spontaneous breaking of parity in the isotopic Foldy–Wouthuysen representation and the composition of elementary particles of «dark matter».

PACS: 12.10.Dm

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа является продолжением работы [1] и посвящена построению Стандартной модели в изотопическом представлении Фолди–Ваутхайзена (IFW). Во второй части работы обсуждается возможная связь спонтанного нарушения четности в IFW-представлении с проблемами и составом частиц «темной материи».

Как известно, в Стандартной модели для обеспечения $SU(2)$-инвариантности первоначально рассматриваются безмассовые фермионы. Наделение

[*]E-mail: neznamov@vniief.ru

фермионов массами происходит после введения механизма спонтанного нарушения симметрии, появления в результате этого бозонов Хиггса и постулирования их калибровочно-инвариантного взаимодействия с фермионами со связью типа Юкавы [2].

Ранее в [3, 4] автор рассматривал Стандартную модель в модифицированном представлении Фолди–Ваутхайзена. Было показано, что в этом представлении $SU(2)$-инвариантная формулировка теории возможна для изначально массивных фермионов. В этом случае отсутствует необходимость требования взаимодействия бозонов Хиггса с фермионами. При таком подходе массы фермионов вводятся извне. Теория не имеет вершин юкавского взаимодействия между бозонами Хиггса и фермионами, бозоны Хиггса ответственны только за калибровочную инвариантность бозонного сектора теории и взаимодействуют только с калибровочными бозонами $W_\mu^\pm, Z_\mu$, глюонами и фотонами.

В связи с этим в теории отсутствуют процессы распада бозонов Хиггса на фермионы $(H \to f\bar{f})$, отсутствуют кваркониевые состояния Ψ, Υ, θ, включающие бозоны Хиггса, отсутствуют взаимодействия бозонов Хиггса с глюонами (ggH) и фотонами $(\gamma\gamma H)$ через фермионные петли и т. д.

Из-за унитарности преобразования Фолди–Ваутхайзена остальные теоретические результаты Стандартной модели (включая перенормируемость теории), полученные ранее в дираковском представлении, сохраняются.

Целью данной работы является построение Стандартной модели в изотопическом представлении Фолди–Ваутхайзена, введенном в предыдущей работе [1]. Из-за кирально-симметричных уравнений фермионных полей в изотопическом представлении Фолди–Ваутхайзена с массивными фермионами отсутствие необходимости введения взаимодействия фермионов с бозонами Хиггса проявляется особенно наглядно.

Во второй части работы рассматривается возможность спонтанного нарушения четности в изотопическом представлении Фолди–Ваутхайзена. Как уже отмечалось, лагранжиан и гамильтониан Стандартной модели в изотопическом представлении Фолди–Ваутхайзена являются кирально-симметричными независимо от наличия или отсутствия массы у фермионов.

Однако фермионный вакуум в IFW-представлении является вырожденным [1]. Одно вакуумное состояние является кирально-симметричным состоянием дираковского «моря» фермионов с отрицательной энергией. Два других вакуумных состояния представляют собой состояния «моря» фермионов с отрицательной энергией с нарушенной P-симметрией.

Отсюда в IFW-представлении для фермионов возникают предпосылки спонтанного нарушения четности. В случае реализации этого явления обнаруживается связь нарушенной P-симметрии с проблемами и составом элементарных частиц «темной материи».

В работе используются система единиц и обозначения, принятые в предыдущей работе [1].

1. СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ В ИЗОТОПИЧЕСКОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ ФОЛДИ–ВАУТХАЙЗЕНА

Стандартная модель обладает калибровочными симметриями $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ [2]. Для построения Стандартной модели в IFW-представлении первоначально рассмотрим электрослабую модель Глэшоу–Вайнберга–Салама (ГВС) [5], инвариантную относительно преобразований $SU(2) \times U(1)$. Введение в Стандартную модель в изотопическом представлении Фолди–Ваутхайзена квантовой хромодинамики (КХД), обладающей $SU(3)$-симметрией, легко производится после построения модели ГВС в IFW-представлении. Для простоты вначале будем рассматривать лишь первое поколение лептонов (v_e, e) и кварков (u, d).

В обозначениях [6] ковариантная производная фермионного поля, принадлежащего представлению $SU(2)$ и имеющего заряд Y относительно $U(1)$, равна

$$D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu^a T^a - ig' Y B_\mu, \tag{1}$$

где A_μ^a и B_μ — калибровочные бозоны $SU(2)$ и $U(1)$ соответственно.

Для модели ГВС

$$D_\mu = \partial_\mu - i\frac{g}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ T_\mu^+ + W_\mu^- T_\mu^-) - i\frac{g}{\cos\theta_w} Z_\mu \left(T_w^3 \sin^2\theta_w Q\right) - ieA_\mu Q. \tag{2}$$

В выражении (2) $W_\mu^\pm, Z_\mu$ — массивные векторные бозоны; A_μ — электромагнитное поле; $g = \dfrac{e}{\sin\theta_w}$; θ_w — угол слабого смешивания; $T_\mu^\pm = T_w^1 \pm iT_w^2, T_w^3$ — компоненты слабого изоспина; $Q = T_w^3 + Y_w, Y_w$ — слабый гиперзаряд; $Q \cdot e$ — электрический заряд.

В модели ГВС лагранжиан записывается для безмассовых фермионов, массы у фермионов появляются после спонтанного нарушения $SU(2)$-симметрии и введения взаимодействия (типа Юкавы) хиггсовского бозона с фермионами.

С учетом будущего перехода в изотопическое представление Фолди–Ваутхайзена запишем лагранжиан ГВС с изначально массивными фермионами и без слагаемых с юкавским взаимодействием бозона Хиггса с фермионами

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = \bar\psi_{v_e}(i\partial - m_{v_e})\psi_{v_e} + \bar\psi_{v_e}(i\partial - m_e)\psi_e + \\ + \bar\psi_u(i\partial - m_u)\psi_u + \bar\psi_d(i\partial - m_d)\psi_d + \\ + g(W_\mu^+ J_W^{\mu+} + W_\mu^- J_W^{\mu-} + Z_\mu^0 J_Z^\mu) + eA_\mu J_{\mathrm{em}}^\mu,\end{aligned} \tag{3}$$

где

$$J_W^{\mu+} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\bar{\psi}_{v_e}\gamma^\mu\frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)\psi_e + \bar{\psi}_u\gamma^\mu\frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)\psi_d\right),$$

$$J_W^{\mu-} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\bar{\psi}_e\gamma^\mu\frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)\psi_{v_e} + \bar{\psi}_d\gamma^\mu\frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)\psi_u\right),$$

$$\begin{aligned}J_Z^\mu = \frac{1}{\cos\theta_W}\Bigg[&\bar{\psi}_{v_e}\gamma^\mu\frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)\psi_{v_e} + \bar{\psi}_e\gamma^\mu\left(-\frac{1}{2}+\sin^2\theta_W\right)\frac{1}{2}(1-\gamma^5)\psi_e + \\ &+ \psi_e\gamma^\mu(\sin^2\theta_W)\left(\frac{1}{2}\right)(1+\gamma^5)\psi_e + \bar{\psi}_u\gamma^\mu\left(\frac{1}{2}-\frac{2}{3}\sin^2\theta_W\right)\frac{1}{2}(1-\gamma^5)\psi_u + \\ &+\bar{\psi}_u\gamma^\mu\left(-\frac{2}{3}\sin^2\theta_W\right)\frac{1}{2}(1+\gamma^5)\psi_u + \bar{\psi}_d\gamma^\mu\left(-\frac{1}{2}+\frac{1}{3}\sin^2\theta_W\right)\frac{1}{2}(1-\gamma^5)\psi_d + \\ &+\bar{\psi}_d\gamma^\mu\left(\frac{1}{3}\sin^2\theta_W\right)\frac{1}{2}(1+\gamma^5)\psi_d\Bigg],\end{aligned} \tag{4}$$

$$J_{\text{em}}^\mu = \bar{\psi}_e\gamma^\mu(-1)\psi_e + \bar{\psi}_u\gamma^\mu\left(\frac{2}{3}\right)\psi_u + \bar{\psi}_d\gamma^\mu\left(-\frac{1}{3}\right)\psi_d.$$

В выражениях (3), (4) на данной стадии рассмотрения подразумевается существование правого и левого нейтрино с массой m_{v_e}. Для соответствия с моделью ГВС после перехода в IFW-представление правая компонента нейтринного поля принимается равной нулю: $(\psi_{v_e})_R = 0$.

Лагранжиан (3) в дираковском представлении не обладает $SU(2)$-симметрией из-за членов с массами фермионов, перепутывающих правые и левые компоненты фермионных полей.

В соответствии с формализмом перехода в изотопическое представление Фолди–Ваутхайзена [1] первоначально из лагранжиана (3) получим гамильтониан, записанный через левые и правые компоненты фермионных полей:

$$\begin{aligned}\mathcal{H} = \sum_{i=v_e,e,u,d}\Big[&(\psi_i^\dagger)_L\boldsymbol{\alpha}\mathbf{p}(\psi_i)_L + (\psi_i^\dagger)_R\boldsymbol{\alpha}\mathbf{p}(\psi_i)_R + \\ &+(\psi_i^\dagger)_L\beta m_i(\psi_i)_R + (\psi_i^\dagger)_R\beta m_i(\psi_i)_L\Big] + \\ &+ g(W_\mu^+(J_W^{\mu+})_L + W_\mu^-(J_W^{\mu-})_L + Z_\mu^0(J_Z^\mu)_L + \\ &+ Z_\mu^0(J_Z^\mu)_R) + eA_\mu(J_{\text{em}}^\mu)_L + eA_\mu(J_{\text{em}}^\mu)_R,\end{aligned} \tag{5}$$

где

$$(J_W^{\mu+})_L = \frac{1}{\sqrt{2}}((\psi_{v_e}^\dagger)_L\alpha^\mu(\psi_e)_L + (\psi_u^\dagger)_L\alpha^\mu(\psi_d)_L),$$

$$(J_W^{\mu-})_L = \frac{1}{\sqrt{2}}((\psi_e^\dagger)_L\alpha^\mu(\psi_{v_e})_L + (\psi_d^\dagger)_L\alpha^\mu(\psi_u)_L),$$

$$
\begin{aligned}
(J_Z^\mu)_L = \frac{1}{\cos\theta_w}\Bigg[(\psi_{v_e}^\dagger)_L\alpha^\mu(\psi_{v_e})_L + (\psi_e^\dagger)_L\alpha^\mu\left(-\frac{1}{2}+\sin^2\theta_w\right)(\psi_e)_L +{}\\
+(\psi_u^\dagger)_L\alpha^\mu\left(\frac{1}{2}-\frac{2}{3}\sin^2\theta_w\right)(\psi_u)_L +{}\\
+(\psi_d^\dagger)_L\alpha^\mu\left(-\frac{1}{2}+\frac{1}{3}\sin^2\theta_w\right)(\psi_d)_L\Bigg], \quad (6)\\
(J_Z^\mu)_R = \frac{1}{\cos\theta_w}\Bigg[(\psi_e^\dagger)_R\alpha^\mu\sin^2\theta_w(\psi_e)_R + (\psi_u^\dagger)_R\alpha^\mu\left(-\frac{2}{3}\sin^2\theta_w\right)(\psi_u)_R +{}\\
+(\psi_d^\dagger)_R\alpha^\mu\frac{1}{3}\sin^2\theta_w(\psi_d)_R\Bigg],\\
(J_{\mathrm{em}}^\mu)_L = (\psi_e^\dagger)_L\alpha^\mu(-1)(\psi_e)_L + (\psi_u^\dagger)_L\alpha^\mu\left(\frac{2}{3}\right)(\psi_u)_L +{}\\
+(\psi_d^\dagger)_L\alpha^\mu\left(-\frac{1}{3}\right)(\psi_d)_L,\\
(J_{\mathrm{em}}^\mu)_R = (\psi_e^\dagger)_R\alpha^\mu(-1)(\psi_e)_R + (\psi_u^\dagger)_R\alpha^\mu\left(\frac{2}{3}\right)(\psi_u)_R +{}\\
+(\psi_d^\dagger)_R\alpha^\mu\left(-\frac{1}{3}\right)(\psi_d)_R.
\end{aligned}
$$

Далее введем для каждого фермионного поля восьмикомпонентные спиноры

$$
(\Phi_i)_1 = \begin{pmatrix} (\psi_i)_R \\ (\psi_i)_L \end{pmatrix}, \quad i = v_e, e, u, d, \tag{7}
$$

и специальное изотопическое пространство с матрицами τ_1, τ_2, τ_3, действующими только на четыре верхние и четыре нижние компоненты спиноров $(\Phi_i)_1$ (7).

Введенное изотопическое пространство никак не связано с пространством слабого изоспина, действующим в Стандартной модели и, в частности, в модели ГВС. Теперь гамильтониан (5) можно записать в виде

$$
\begin{aligned}
\mathcal{H} = \sum_{i=v_e,e,u,d}\Bigg\{(\Phi_i^+)_1(\boldsymbol{\alpha}\mathbf{p}+\tau_1\beta m_i(\Phi_i)_1 + e(\Phi_i^+)_1 Q_i\alpha^\mu A_\mu(\Phi_i)_1 +{}\\
+\frac{g}{\cos\theta_w}(\Phi_i^+)_1(T_{1iw}^3 - \sin^2\theta_w\ Q_i\alpha^\mu Z_\mu^0(\Phi_i)_1\Bigg\} -{}\\
-\frac{g}{\sqrt{2}}\left[(\Phi_{v_e}^+)_1 2T_{1v_e w}^3\alpha^\mu W_\mu^+ 2T_{1ew}^3(\Phi_e)_1 + (\Phi_u^+)_1 2T_{1uw}^3\alpha^\mu W_\mu^+ 2T_{1dw}^3(\Phi_d)_1\right] -{}\\
-\frac{g}{\sqrt{2}}\left[(\Phi_e^+)_1 2T_{1ew}^3\alpha^\mu W_\mu^- 2T_{1v_e w}^3(\Phi_{v_e})_1 + (\Phi_d^+)_1 2T_{1dw}^3\alpha^\mu W_\mu^- 2T_{1uw}^3(\Phi_{u1})\right].
\end{aligned} \tag{8}
$$

В выражении (8) $T^3_{1iw} = \begin{pmatrix} T^3_{iR} & 0 \\ 0 & T^3_{iL} \end{pmatrix}$ — восьмикомпонентная матрица, где согласно модели ГВС для правых частиц $T^3_{iR} = 0$; для левых частиц $T^3_{v_e} = 1/2$, $T^3_{eL} = -1/2$; $T^3_{uL} = 1/2$; $T^3_{dL} = -1/2$. Величина Q_i одинакова для правых и левых частиц и равна $Q_{v_e} = 0$, $Q_e = -1$; $Q_u = 2/3$; $Q_d = -1/3$.

Из гамильтониана (8) получаем следующие уравнения для фермионных полей $(\Phi_i)_1$:

$$p_0(\Phi_{v_e})_1 = \left(\boldsymbol{\alpha}\mathbf{p} + \tau_1\beta m_{v_e} + \frac{g}{\cos\theta_w} T^3_{1v_e w}\alpha^\mu Z^0_\mu\right)(\Phi_{v_e})_1 - \\ - \frac{g}{\sqrt{2}} 2T^3_{1v_e w}\alpha^\mu W^+_\mu 2T^3_{1ew}(\Phi_e)_1, \quad (9)$$

$$p_0(\Phi_e)_1 = \left(\boldsymbol{\alpha}\mathbf{p} + \tau_1\beta m_e - e\alpha^\mu A_\mu + \frac{g}{\cos\theta_w}(T^3_{1ew} + \sin^2\theta_w)\alpha^\mu Z^0_\mu\right)(\Phi_e)_1 + \\ + \frac{g}{\sqrt{2}} 2T^3_{1ew}\alpha^\mu W^-_\mu 2T^3_{1v_e w}(\Phi_{v_e})_1, \quad (10)$$

$$p_0(\Phi_u)_1 = \left(\boldsymbol{\alpha}\mathbf{p} + \tau_1\beta m_u + \frac{2}{3}e\alpha^\mu A_\mu + \right. \\ \left. + \frac{g}{\cos\theta_w}\left(T^3_{1uw} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_w\right)\alpha^\mu Z^0_\mu\right)(\Phi_u)_1 - \frac{g}{\sqrt{2}} 2T^3_{1uw}\alpha^\mu W^+_\mu 2T^3_{1dw}(\Phi_d)_1, \quad (11)$$

$$p_0(\Phi_d)_1 = \left(\boldsymbol{\alpha}\mathbf{p} + \tau_1\beta m_d - \frac{1}{3}e\alpha^\mu A_\mu + \right. \\ \left. + \frac{g}{\cos\theta_w}\left(T^3_{1dw} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_w\right)\alpha^\mu Z^0_\mu\right)(\Phi_d)_1 - \frac{g}{\sqrt{2}} 2T^3_{1dw}\alpha^\mu W^-_\mu 2T^3_{1uw}(\Phi_u)_1. \quad (12)$$

В каждом из уравнений (9)–(12) единственным слагаемым, смешивающим правые и левые компоненты полей, является слагаемое с массой фермиона $(\tau_1\beta m_i)$.

В каждом уравнении (9)–(12) взаимодействие левого фермионного поля с $W^\pm_\mu$-бозонами приводит к присутствию другого левого фермионного поля из соответствующего $SU(2)$-дублета.

Для правых фермионных полей взаимодействие с $W^\pm_\mu$-бозонами в модели ГВС отсутствует.

В соответствии с [1] фермионные поля

$$(\Phi_i)_2 = \tau_1(\Phi_i)_1 = \begin{pmatrix} (\psi_i)_L \\ (\psi_i)_R \end{pmatrix}, \quad i = v_e, e, u, d, \quad (13)$$

также являются решениями уравнений (9)–(12) с измененной матрицей слабого изоспина

$$T^3_{2iw} = \tau_1 T^3_{1iw}\tau_1 = \begin{pmatrix} T^3_{iL} & 0 \\ 0 & T^3_{iR} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Если ввести 16-компонентные фермионные поля

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} (\Phi_i)_1 \\ (\Phi_i)_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\psi_i)_R \\ (\psi_i)_L \\ (\psi_i)_L \\ (\psi_i)_R \end{pmatrix}, \quad i = v_e, e, u, d, \tag{15}$$

с заменой

$$e \to \frac{1}{2} e(E^{+}_{16\times 16}\alpha^I_1), \quad g \to \frac{1}{2} g(E^{+}_{16\times 16}\alpha^I_1), \tag{16}$$

то для полей Φ_i можно записать уравнения, аналогичные (9)–(12) (см. [1]).

Уравнения для $(\Phi_i)_1,\ (\Phi_i)_2,\ (\Phi_i)$ эквивалентны друг другу. Но в IFW-представлении эти уравнения описывают разные физические картины [1].

На примере фермионных полей $(\Phi_i)_1$, подчиняющихся уравнениям (9)–(12), проведем изотопическое преобразование Фолди–Ваутхайзена:

$$(\Phi_i)_1 = (U_i)^{+}_{\mathrm{IFW}}(\Phi_i)_{1\mathrm{IFW}}. \tag{17}$$

Далее каждое из уравнений (9)–(12) умножим слева на матрицу преобразования

$$(U_i)_{\mathrm{IFW}} = (1 + \delta_{1i} + \delta_{2i} + \ldots)(U_{0i})_{\mathrm{IFW}}. \tag{18}$$

Матрица U_{IFW} унитарна; разложение в (18) производится пропорционально степеням соответствующих констант связи. Явный вид операторов $(U_0)_{\mathrm{IFW}}$, $\delta_{1i}, \delta_{2i}, \ldots$ определен в [1].

В результате IFW-преобразования получаем следующие уравнения:

$$\begin{gathered} p_0(\Phi_i)_{1\mathrm{IFW}} = (\tau_3 E_i + K_{1i} + K_{2i} + \ldots)(\Phi_i)_{1\mathrm{IFW}} + \\ + (K'_{1i\to j} + K'_{2i\to j} + \ldots)(\Phi_j)_{1\mathrm{IFW}}, \\ i, j = v_e, e \quad \text{или} \quad u, d, \quad i \neq j. \end{gathered} \tag{19}$$

Уравнения (19) содержат уравнения для лептонного и кваркового $SU(2)$ левых дублетов и правых синглетов соответственно.

В уравнениях (19) в выражениях $K_{1i}, K_{2i}, \ldots$, описывающих электромагнитное взаимодействие и слабое взаимодействие с обменом Z^0_μ-бозонами, вместо взаимодействия $q\alpha_\mu B^\mu$, используемого в [1], необходимо использовать замену

$$q\alpha_\mu B^\mu \to eQ_i\alpha^\mu A_\mu + \frac{g}{\cos\theta_w}(T^3_{1iw} - \sin^2\theta_w Q_i)\alpha^\mu Z^0_\mu. \tag{20}$$

В уравнениях (19) слагаемые $K'_{1i\to j}, K'_{2i\to j}, \ldots$ ответственны за слабое взаимодействие с участием заряженных $W^{\pm}$-бозонов. Структуру выражений $K'_{ni\to j}$

рассмотрим на примере преобразования уравнения (9). После IFW-преобразования последнее слагаемое в уравнении (9) имеет вид

$$
\begin{gathered}
(U_{v_e})_{\mathrm{IFW}}\left(-\frac{g}{\sqrt{2}}2T^3_{1v_ew}\alpha^\mu W^+_\mu 2T^3_{1ew}\right)(U^+_e)_{\mathrm{IFW}}(\Phi_e)_{1\mathrm{IFW}} = \\
= (1+\delta_{1v_e}+\delta_{2v_e}+\ldots)(U^+_{0e})_{\mathrm{IFW}}\left(-\frac{g}{\sqrt{2}}2T^3_{1v_ew}\alpha^\mu W^+_\mu 2T^3_{1ew}\right)\times \\
\times (U^+_{0e})_{\mathrm{IFW}}(1+\delta_{1v_e}+\delta_{2v_e}+\ldots)(\Phi_e)_{1\mathrm{IFW}} = \\
= \Bigg[(U_{0v_e})_{\mathrm{IFW}}\left(-\frac{g}{\sqrt{2}}2T^3_{1v_ew}\alpha^\mu W^+_\mu 2T^3_{1ew}\right)(U^+_{0e})_{\mathrm{IFW}}+ \\
+\delta_{1v_e}(U_{0v_e})_{\mathrm{IFW}}\left(-\frac{g}{\sqrt{2}}2T^3_{1v_ew}\alpha^\mu W^+_\mu 2T^3_{1ew}\right)(U^+_{0e})_{\mathrm{IFW}}- \\
-(U_{0v_e})_{\mathrm{IFW}}\left(-\frac{g}{\sqrt{2}}2T^3_{1v_ew}\alpha^\mu W^+_\mu 2T^3_{1ew}\right)(U^+_{0e})_{\mathrm{IFW}}\delta_{1e}+\ldots\Bigg]\times \\
\times (\Phi_e)_{1\mathrm{IFW}} = (K'_{1v_e\to e}+K'_{2v_e\to e}+\ldots)(\Phi_e)_{1\mathrm{IFW}}. \quad (21)
\end{gathered}
$$

В выражении (21) операторы δ_{1v_e} и δ_{1e} определяются согласно формализму [1] с заменой (20).

В уравнениях (19) слагаемые с $\tau_3 E_i, K_{ni}$ по определению являются четными относительно смешивания верхних (правых) и нижних (левых) компонент $(\Phi_i)_{1\mathrm{IFW}}$. Слагаемые с $K'_{nv_e\to e}$ формально являются нечетными, но фактически их можно считать четными из-за участия во взаимодействии с заряженными бозонами $W^\pm_\mu$ только левых фермионов, что нашло отражение в определении T^3_{1iw} (см. (8)).

Для фермионных полей $(\Phi_i)_{2\mathrm{FW}}$ можно записать уравнения, аналогичные (19), с заменой $T^3_{1iw}\to T^3_{2iw}$ (см. (14)). Наконец, можно получить уравнения Фолди–Ваутхайзена в IFW-представлении для дираковских полей Φ_i (15) с заменой (16) в выражениях (20), (21).

Выпишем указанные уравнения вместе с уравнениями (19) и их плотностями гамильтонианов:

$$
\begin{aligned}
p_0(\Phi_i)_{1\mathrm{IFW}} &= (\tau_3E_i+K_{1i}+K_{2i}+\ldots)(\Phi_i)_{1\mathrm{IFW}}+ \\
&\quad + (K'_{1i\to j}+K'_{2i\to j}+\ldots)(\Phi_j)_{1\mathrm{IFW}}, \quad (22)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\mathcal{H}'_{\mathrm{IFW}} &= \sum_i (\Phi_i)^+_{1\mathrm{IFW}}(\tau_3E_i+K_{1i}+K_{2i}+\ldots)(\Phi_i)_{1\mathrm{IFW}}+ \\
&\quad + \sum_{i,j}(\Phi_i)^+_{1\mathrm{IFW}}(K'_{1i\to j}+K'_{2i\to j}+\ldots)(\Phi_j)_{1\mathrm{IFW}}, \quad (23)
\end{aligned}
$$

$$p_0(\Phi_i)_{2\mathrm{IFW}} = (\tau_3 E_i + K_{1i} + K_{2i} + \ldots)(\Phi_i)_{2\mathrm{IFW}} + \\ + (K'_{1i\to j} + K'_{2i\to j} + \ldots)(\Phi_j)_{2\mathrm{IFW}}, \quad (24)$$

$$\mathcal{H}''_{\mathrm{IFW}} = \sum_i (\Phi_i)^+_{2\mathrm{IFW}}(\tau_3 E_i + K_{1i} + K_{2i} + \ldots)(\Phi_i)_{2\mathrm{IFW}} + \\ + \sum_{i,j} (\Phi_i)^+_{2\mathrm{IFW}}(K'_{1i\to j} + K'_{2i\to j} + \ldots)(\Phi_j)_{2\mathrm{IFW}}, \quad (25)$$

$$P_0(\Phi_i)_{\mathrm{IFW}} = (\tau_3 E_i + K^{\Phi}_{1i} + K^{\Phi}_{2i} + \ldots)(\Phi_i)_{\mathrm{IFW}} + \\ + (K'^{\Phi}_{1i\to j} + K'^{\Phi}_{2i\to j} + \ldots)(\Phi_j)_{\mathrm{IFW}}, \quad (26)$$

$$\mathcal{H}'''_{\mathrm{IFW}} = \sum_i (\Phi_i)^+_{\mathrm{IFW}}(\tau_3 E_i + K^{\Phi}_{1i} + K^{\Phi}_{2i} + \ldots)(\Phi_i)_{\mathrm{IFW}} + \\ + \sum_{i,j} (\Phi_i)^+_{\mathrm{IFW}}(K'^{\Phi}_{1i\to j} + K'^{\Phi}_{2i\to j} + \ldots)(\Phi_j)_{\mathrm{IFW}}. \quad (27)$$

В выражениях (22)–(27) $i, j = v_e, e$ или u, d; $i \neq j$; в выражениях (22), (23) $T^3_{1iw} = \begin{pmatrix} T^3_{iR} & 0 \\ 0 & T^3_{iL} \end{pmatrix}$; в выражениях (24), (25) $T^3_{2iw} = \begin{pmatrix} T^3_{iL} & 0 \\ 0 & T^3_{iR} \end{pmatrix}$; в выражениях (26), (27) для восьмикомпонентных полей $(\Phi_i)_{1\mathrm{IFW}}$ используется матрица T^3_{1iw}, для полей $(\Phi_i)_{2\mathrm{IFW}}$ — матрица T^3_{2iw}.

Уравнения (26) и гамильтониан (27) соответствуют в основном описанию элементарных частиц и их взаимодействий с моделью ГВС. Для полного соответствия необходимо исключить в (26), (27) состояния с правым нейтрино. На данной стадии это легко сделать, положив $(\psi_{v_e})_R = 0$ в базисных функциях $(\Phi_{v_e})_{1\mathrm{IFW}}$, $(\Phi_{v_e})_{2\mathrm{IFW}}$, $(\Phi_{v_e})_{\mathrm{IFW}}$.

Уравнения (22) и гамильтониан (23) описывают движение и взаимодействия правых фермионов и левых антифермионов с отсутствием взаимодействия реальных частиц и античастиц.

Уравнения (24) и гамильтониан (25), наоборот, описывают движение и взаимодействия левых фермионов и правых антифермионов также с отсутствием взаимодействия реальных частиц и античастиц.

Более подробно три описанные выше физические картины обсуждаются в [1].

Уравнения и гамильтонианы (22)–(27) в IFW-представлении фактически записаны в кирально-симметричном виде независимо от наличия или отсутствия массы у фермионов. Выражения (22)–(27) инвариантны относительно преобразования киральной симметрии

$$\begin{aligned} (\Phi_i)_{1\mathrm{IFW}} &\to \mathrm{e}^{i\alpha\gamma^5}(\Phi_i)_{1\mathrm{IFW}}, \\ (\Phi_i)_{2\mathrm{IFW}} &\to \mathrm{e}^{i\alpha\gamma^5}(\Phi_i)_{2\mathrm{IFW}}, \quad (28) \\ (\Phi_i)_{\mathrm{IFW}} &\to \mathrm{e}^{i\alpha\gamma^5}(\Phi_i)_{\mathrm{IFW}}. \end{aligned}$$

Отметим, что оператор γ^5 в IFW-представлении не связан со спиральностями фермионов. Эта связь существует для оператора $(\gamma^5)_{\mathrm{IFW}} = U_{\mathrm{IFW}}\gamma^5 U^{+}_{\mathrm{IFW}}$ (см. [1]).

С учетом вышесказанного уравнения и гамильтонианы (22)–(27) являются $SU(2)$-инвариантными независимо от наличия или отсутствия массы у фермионов. Следовательно, в изотопическом представлении Фолди–Ваутхайзена $SU(2)$-инвариантная формулировка модели ГВС существует как для безмассовых, так и для массивных фермионов. Этот вывод не меняется при учете в IFW-представлении двух других поколений частиц Стандартной модели (v_μ, μ, c, s) и (v_τ, τ, t, b), а также при учете $SU(3)$-симметричной квантовой хромодинамики.

Таким образом, в изотопическом представлении Фолди–Ваутхайзена мы показали отсутствие необходимости введения для целей $SU(2)$-инвариантности теории юкавского взаимодействия бозонов Хиггса с фермионами.

2. СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ ЧЕТНОСТИ В IFW-ПРЕДСТАВЛЕНИИ И ПРОБЛЕМЫ «ТЕМНОЙ МАТЕРИИ»

Как уже обсуждалось в [1], кирально-симметричным уравнениям и гамильтонианам (22)–(27) соответствуют три вакуумных состояния. Основное состояние гамильтониана (27) представляет собой дираковское «море» правых и левых фермионов с отрицательной энергией. Основное состояние гамильтонианов (23), (25) представляет собой соответственно «море» левых и «море» правых фермионов с отрицательной энергией.

Налицо предпосылки спонтанного нарушения четности и перехода от вакуума гамильтониана (27) к вакууму гамильтониана (23) или к вакууму гамильтониана (25).

Не предлагая конкретного механизма нарушения P-симметрии, автор обращает внимание, что в случае такого нарушения описание природы уравнениями и гамильтонианами (22)–(25) существенно беднее, чем описание выражениями (26), (27). Выражения (22)–(25), описывающие либо только правые фермионы и левые антифермионы, либо только левые фермионы и правые антифермионы, исключают сильные и электромагнитные взаимодействия из-за их P-, C-инвариантности. В выражениях (22)–(23), описывающих движение и взаимодействия правых фермионов и левых антифермионов, остается возможность существования слабых взаимодействий через нейтральный ток правых частиц $(J^\mu_Z)_R$ (см. (6)). В выражениях (24), (25), описывающих движение и взаимодействия левых фермионов и правых антифермионов, слабые взаимодействия осуществляются через заряженные токи левых частиц $(J^{\mu+}_W)_L$, $(J^{\mu-}_W)_L$ и через нейтральный ток левых частиц $(J^\mu_Z)_L$. Причем, как в том, так и в другом случае из-за спинорной структуры базисных функций в уравнениях и гамильтонианах (22)–(25) отсутствуют процессы с одновременным участием реальных частиц и античастиц [1]. К этим процессам относятся прямой и обратный β^--распад и т. д.

Таким образом, уравнения и гамильтонианы (22)–(25) описывают движение левых или правых частиц Стандартной модели, лишенных сильного и электромагнитного взаимодействий и участвующих только в слабых взаимодействиях по сильно ограниченным каналам, описанным выше.

Мир, соответствующий физическим картинам, описываемым выражениями (22), (23) либо выражениями (24), (25), должен обладать следующими свойствами:

— не испускать и не поглощать свет;

— выглядеть электронейтральным;

— движение частиц должно носить нерелятивистский характер;

— слабо взаимодействовать с внешним миром;

— кварки должны двигаться без конфайнмента.

Перечисленные свойства (кроме последнего) в литературе являются основными, приписываемыми холодной «темной материи» (см., например, [7]). Отсюда можно предположить, что «темная материя» возникла в определенное время и в определенной части Вселенной из-за спонтанного нарушения четности. В результате произошел переход от мира, описываемого уравнениями и гамильтонианом (26), (27), к миру, описываемому выражениями (22), (23) либо выражениями (24), (25). В этом случае «темная материя» состоит либо из правых фермионов и левых антифермионов, либо из левых фермионов и правых антифермионов с составом частиц, соответствующим Стандартной модели. При таком подходе в «темной материи» присутствуют свободные кварки, движущиеся без конфайнмента.

Частицы «темной материи» взаимодействуют друг с другом и с миром «светлой материи» через ограниченные каналы слабого взаимодействия без одновременного участия в процессах реальных частиц и античастиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе сформулирована Стандартная модель с массивными фермионами в изотопическом представлении Фолди–Ваутхайзена. Уравнения фермионных полей и их гамильтонианы в IFW-представлении инвариантны относительно преобразований киральной симметрии. $SU(2) \times U(1)$-инвариантность теории в IFW-представлении не зависит от наличия или отсутствия массы у фермионов. Отсюда следует отсутствие необходимости введения взаимодействия бозонов Хиггса с фермионами. В этом случае массы фермионов вводятся извне. Бозоны Хиггса ответственны за калибровочную инвариантность бозонного сектора теории и взаимодействуют только с калибровочными векторными бозонами $W_\mu^\pm, Z_\mu^0$, глюонами и фотонами. При таком подходе отсутствуют процессы распада бозонов Хиггса на фермионы $(H \to f\bar{f})$, отсутствуют кваркониевые состояния ψ, γ, θ, включающие бозоны Хиггса, отсутствуют взаимодействия бозонов Хиггса с глюонами (ggH) и фотонами $(\gamma\gamma H)$ через фермионные петли и т. д.

Из-за унитарности изотопического представления Фолди–Ваутхайзена все остальные теоретические результаты Стандартной модели должны совпадать с результатами, полученными ранее в дираковском представлении.

Во второй части работы исследована возможная связь спонтанного нарушения P-симметрии в IFW-представлении с проблемами и составом элементарных частиц «темной материи».

Если «темная материя» после спонтанного нарушения четности описывается уравнениями и гамильтонианами (22)–(25), то она представляет собой или набор левых частиц и правых античастиц, или набор правых частиц и левых античастиц Стандартной модели без взаимодействий реальных частиц и античастиц. Эти наборы частиц лишены сильных и электромагнитных взаимодействий и участвуют в ограниченных каналах слабых взаимодействий без процессов с одновременным присутствием реальных частиц и античастиц. При таком подходе в «темной материи» присутствуют свободные кварки, движущиеся без конфайнмента.

Дальнейшей задачей обоснования предложенного в работе набора частиц «темной материи» является разработка конкретного механизма спонтанного нарушения четности в изотопическом представлении Фолди–Ваутхайзена и сравнение следствий нарушения P-симметрии с существующими экспериментальными данными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Незнамов В. П.* Изотопическое представление Фолди–Ваутхайзена и киральная симметрия // ЭЧАЯ. 2012. Т. 43, вып. 1. С. 33.
2. *Вейнберг С.* Квантовая теория поля. Т. 2. М.: Физматлит, 2003 (*Weinberg S.* The Quantum Theory of Fields. V. II. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2001).
3. *Незнамов В. П.* // ЭЧАЯ. 2006. Т. 37, №1. С. 152 (Part. Nucl. 2006. V. 37, No. 1. P. 86).
4. *Незнамов В. П.* arXiv:0412047 [hep-th]
5. *Weinberg S.* // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19. P. 1264;
   Salam A. Elementary Particle Physics / Ed. N. Svartholm. Stockholm: Almqvist and Wiksells, 1968. P. 367.
6. *Peskin M. E., Schroeder D. V.* Introduction to Quantum Field Theory. Addison-Wesley Publ. Comp., 1995 (*Пескин М., Шредер Д.* Введение в квантовую теорию поля. М.; Ижевск: РХД, 2001).
7. *Рубаков В. А.* // УФН. 2007. Т. 177, №1. С. 407.