УДК 530.145

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИЗОТОПИЧЕСКОГО ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ФОЛДИ−ВАУТХАЙЗЕНА В КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

II. Стандартная модель в изотопическом представлении Фолди−Ваутхайзена без бозонов Хиггса в фермионном секторе. Спонтанное нарушение четности и проблемы «темной материи»

В. П. Незнамов*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

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».

Ключевые слова: Темная материя, бозоны Хиггса, фермионы, представление Фолди−Ваутхайзена, киральная симметрия, уравнение Дирака, спонтанное нарушение симметрии.

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 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 работах [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_μ, глюонами и фотонами.

В связи с этим в теории отсутствуют процессы распада бозонов Хиггса на фермионы $\left(H \to f\,\overline{f}\right)$, отсутствуют кваркониевые состояния Ψ, Υ, θ, включающие бозоны Хиггса, отсутствуют взаимодействия бозонов Хиггса с глюонами $\left(ggH\right)$ и фотонами $\left(\gamma\gamma H\right)$ 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 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 изотопиче-

* e-mail: neznamov@vniief.ru

ском 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 симметрии с проблемами и составом элементарных частиц «темной материи».

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

1. Стандартная модель в изотопическом представлении Фолди−Ваутхайзена

Стандартная модель обладает $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ калибровочными симметриями [2]. Для построения Стандартной модели в *IFW*-представлении первоначально рассмотрим электрослабую модель Глэшоу−Вайн-берга−Салама (ГВС) [5], инвариантную относительно преобразований $SU(2)\times U(1)$. Введение в Стандартную модель в изотопическом представлении Фолди−Ваут-хайзена квантовой хромодинамики (КХД), обладающей локальной $SU(3)$-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

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

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

Для модели ГВС

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

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; Qe − 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) хигговского 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

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \bar\psi_{v_e}\left(i\not\partial - m_{v_e}\right)\psi_{v_e} + \bar\psi_{v_e}\left(i\not\partial - m_e\right)\psi_e + \\ &+ \bar\psi_u\left(i\not\partial - m_u\right)\psi_u + \bar\psi_d\left(i\not\partial - m_d\right)\psi_d + \\ &+ g\left(W_\mu^+ J_W^{\mu+} + W_\mu^- J_W^{\mu-} + Z_\mu^0 J_Z^\mu\right) + eA_\mu J_{EM}^\mu, \end{aligned} \tag{3}$$

где

$$\begin{aligned} J_W^{\mu+} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\bar\psi_{v_e}\gamma^\mu \frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)\psi_e + \bar\psi_u\gamma^\mu\frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)\psi_d\right); \\ J_W^{\mu-} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\bar\psi_e\gamma^\mu \frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)\psi_{v_e} + \bar\psi_d\gamma^\mu\frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)\psi_u\right); \\ J_Z^\mu &= \frac{1}{\cos\theta_W}\Big[\bar\psi_{v_e}\gamma^\mu\frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)\psi_{v_e} + \\ &+ \bar\psi_e\gamma^\mu\left(-\frac{1}{2}+\sin^2\theta_W\right)\frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)\psi_e + \\ &+ \psi_e\gamma^\mu\left(\sin^2\theta_W\right)\left(\frac{1}{2}\right)\left(1+\gamma^5\right)\psi_e + \\ &+ \bar\psi_u\gamma^\mu\left(\frac{1}{2}-\frac{2}{3}\sin^2\theta_W\right)\frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)\psi_u + \\ &+ \bar\psi_u\gamma^\mu\left(-\frac{2}{3}\sin^2\theta_W\right)\frac{1}{2}\left(1+\gamma^5\right)\psi_u + \\ &+ \bar\psi_d\gamma^\mu\left(-\frac{1}{2}+\frac{1}{3}\sin^2\theta_W\right)\frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)\psi_d + \\ &+ \bar\psi_d\gamma^\mu\left(\frac{1}{3}\sin^2\theta_W\right)\frac{1}{2}\left(1+\gamma^5\right)\psi_d\Big]; \\ J_{EM}^\mu &= \bar\psi_e\gamma^\mu(-1)\psi_e + \bar\psi_u\gamma^\mu\left(\frac{2}{3}\right)\psi_u + \bar\psi_d\gamma^\mu\left(-\frac{1}{3}\right)\psi_d. \end{aligned} \tag{4}$$

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 $\left(\psi_{v_e}\right)_R = 0$.

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

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

где

$$\left(J_W^{\mu+}\right)_L = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left(\psi_{\nu_e}^\dagger\right)_L \alpha^\mu \left(\psi_e\right)_L + \left(\psi_u^\dagger\right)_L \alpha^\mu \left(\psi_d\right)_L\right);$$

$$\left(J_W^{\mu-}\right)_L = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left(\psi_e^\dagger\right)_L \alpha^\mu \left(\psi_{\nu_e}\right)_L + \left(\psi_d^\dagger\right)_L \alpha^\mu \left(\psi_u\right)_L\right);$$

$$\begin{aligned}\left(J_Z^\mu\right)_L = \frac{1}{\cos\theta_w}\Big[& \left(\psi_{\nu_e}^\dagger\right)_L \alpha^\mu \left(\psi_{\nu_e}\right)_L + \\ & + \left(\psi_e^\dagger\right)_L \alpha^\mu \left(-\frac{1}{2} + \sin^2\theta_w\right)\left(\psi_e\right)_L + \\ & + \left(\psi_u^\dagger\right)_L \alpha^\mu \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_w\right)\left(\psi_u\right)_L + \\ & + \left(\psi_d^\dagger\right)_L \alpha^\mu \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_w\right)\left(\psi_d\right)_L \Big]; \end{aligned} \qquad (6)$$

$$\begin{aligned}\left(J_Z^\mu\right)_R = \frac{1}{\cos\theta_w}\Big[& \left(\psi_e^\dagger\right)_R \alpha^\mu \sin^2\theta_w \left(\psi_e\right)_R + \\ & + \left(\psi_u^\dagger\right)_R \alpha^\mu \left(-\frac{2}{3}\sin^2\theta_w\right)\left(\psi_u\right)_R + \\ & + \left(\psi_d^\dagger\right)_R \alpha^\mu \frac{1}{3}\sin^2\theta_w \left(\psi_d\right)_R \Big]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\left(J_{EM}^\mu\right)_L = & \left(\psi_e^\dagger\right)_L \alpha^\mu (-1)\left(\psi_e\right)_L + \left(\psi_u^\dagger\right)_L \alpha^\mu \left(\frac{2}{3}\right)\left(\psi_u\right)_L + \\ & + \left(\psi_d^\dagger\right)_L \alpha^\mu \left(-\frac{1}{3}\right)\left(\psi_d\right)_L; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\left(J_{EM}^\mu\right)_R = & \left(\psi_e^\dagger\right)_R \alpha^\mu (-1)\left(\psi_e\right)_R + \left(\psi_u^\dagger\right)_R \alpha^\mu \left(\frac{2}{3}\right)\left(\psi_u\right)_R + \\ & + \left(\psi_d^\dagger\right)_R \alpha^\mu \left(-\frac{1}{3}\right)\left(\psi_d\right)_R. \end{aligned}$$

Далее введем для каждого фермионного поля восьмикомпонентные спиноры

$$\left(\Phi_i\right)_1 = \begin{pmatrix} \left(\psi_i\right)_R \\ \left(\psi_i\right)_L \end{pmatrix}, \ i = \nu_e, e, u, d \qquad (7)$$

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

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

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

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

$$\begin{aligned} p_0\left(\Phi_{\nu_e}\right)_1 = & \left(\boldsymbol{\alpha}\mathbf{p} + \tau_1\beta m_{\nu_e} + \frac{g}{\cos\theta_w} T_{1\nu_e w}^3 \alpha^\mu Z_\mu^0\right) \times \\ & \times \left(\Phi_{\nu_e}\right)_1 - \frac{g}{\sqrt{2}} 2T_{1\nu_e w}^3 \alpha^\mu W_\mu^+ 2T_{1ew}^3 \left(\Phi_e\right)_1; \end{aligned} \qquad (9)$$

$$\begin{aligned} & p_0\left(\Phi_e\right)_1 = \\ & = \left(\boldsymbol{\alpha}\mathbf{p} + \tau_1\beta m_e - e\alpha^\mu A_\mu + \frac{g}{\cos\theta_w}\left(T_{1ew}^3 + \sin^2\theta_w\right)\alpha^\mu Z_\mu^0\right) \times \\ & \times \left(\Phi_e\right)_1 - \frac{g}{\sqrt{2}} 2T_{1ew}^3 \alpha^\mu W_\mu^- 2T_{1\nu_e w}^3 \left(\Phi_{\nu_e}\right)_1; \end{aligned} \qquad (10)$$

$$\begin{aligned} & p_0\left(\Phi_u\right)_1 = \\ & = \left(\boldsymbol{\alpha}\mathbf{p} + \tau_1\beta m_u + \frac{2}{3}e\alpha^\mu A_\mu + \frac{g}{\cos\theta_w}\left(T_{1uw}^3 - \frac{2}{3}\sin^2\theta_w\right)\alpha^\mu Z_\mu^0\right) \times \\ & \times \left(\Phi_u\right)_1 - \frac{g}{\sqrt{2}} 2T_{1uw}^3 \alpha^\mu W_\mu^+ 2T_{1dw}^3 \left(\Phi_d\right)_1; \end{aligned} \qquad (11)$$

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

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

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

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

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

с заменой

$$e \to \frac{1}{2}e\left(E_{16\times16} + \alpha^I_1\right), \quad g \to \frac{1}{2}g\left(E_{16\times16} + \alpha^I_1\right), \quad (16)$$

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

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

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

$$\left(\Phi_i\right)_1 = \left(U_i\right)^+_{IFW}\left(\Phi_i\right)_{1IFW}. \quad (17)$$

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

$$\left(U_i\right)_{IFW} = \left(1 + \delta_{1i} + \delta_{2i} + ...\right)\left(U_{0i}\right)_{IFW}. \quad (18)$$

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

В результате *IFW*-преобразования получаем следующие уравнения:

$$p_0\left(\Phi_i\right)_{1IFW} = \left(\tau_3 E_i + K_{1i} + K_{2i} + ...\right)\left(\Phi_i\right)_{1IFW} + + \left(K'_{1i\to j} + K'_{2i\to j} + ...\right)\left(\Phi_j\right)_{1IFW}; \quad (19)$$
$$i, j = \nu_e, e \ \text{ или } \ u, d;\ i \neq j.$$

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

В уравнениях (19) в выражениях $K_{1i}, K_{2i}, ...$, 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

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

В уравнениях (19) слагаемые $K'_{1i\to j}, K'_{2i\to j}, ...$, 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

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

В выражении (21) операторы $\delta_{1\nu_e}$ 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 $\left(\Phi_i\right)_{1IFW}$. Слагаемые с $K'_{n\nu_e\to e}$ формально являются нечетными, но фактически их можно считать четными из-за участия во взаимодействии с заряженными бозонами $W_\mu^\pm$ только левых фермионов, что нашло отражение в определении T_{1iw}^3 (см (8)).

Для фермионных полей $\left(\Phi_i\right)_{2FW}$ можно записать уравнения, аналогичные (19), с заменой $T_{1iw}^3 \to T_{2iw}^3$ (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

$$p_0\left(\Phi_i\right)_{1IFW} = \left(\tau_3 E_i + K_{1i} + K_{2i} + \ldots\right)\left(\Phi_i\right)_{1IFW} + \\ + \left(K'_{1i\to j} + K'_{2i\to j} + \ldots\right)\left(\Phi_j\right)_{1IFW}; \tag{22}$$

$$\mathcal{H}'_{IFW} = \sum_i \left(\Phi_i\right)^+_{1IFW} \left(\tau_3 E_i + K_{1i} + K_{2i} + \ldots\right)\left(\Phi_i\right)_{1IFW} + \\ + \sum_{i,j} \left(\Phi_i\right)^+_{1IFW} \left(K'_{1i\to j} + K'_{2i\to j} + \ldots\right)\left(\Phi_j\right)_{1IFW}; \tag{23}$$

$$p_0\left(\Phi_i\right)_{2IFW} = \left(\tau_3 E_i + K_{1i} + K_{2i} + \ldots\right)\left(\Phi_i\right)_{2IFW} + \\ + \left(K'_{1i\to j} + K'_{2i\to j} + \ldots\right)\left(\Phi_j\right)_{2IFW}; \tag{24}$$

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

$$P_0\left(\Phi_i\right)_{IFW} = \left(\tau_3 E_i + K^\Phi{}_{1i} + K^\Phi{}_{2i} + \ldots\right)\left(\Phi_i\right)_{IFW} + \\ + \left(K'^\Phi_{1i\to j} + K'^\Phi_{2i\to j} + \ldots\right)\left(\Phi_j\right)_{IFW}; \tag{26}$$

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

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

Уравнение (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 $\left(\psi_{\nu_e}\right)_R = 0$ в базисных функциях $\left(\Phi_{\nu_e}\right)_{1IFW}$, $\left(\Phi_{\nu_e}\right)_{2IFW}$, $\left(\Phi_{\nu_e}\right)_{IFW}$.

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

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

Более подробно описанные выше три 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

$$\left(\Phi_i\right)_{1IFW} \to e^{i\alpha\gamma^5}\left(\Phi_i\right)_{1IFW}; \\ \left(\Phi_i\right)_{2IFW} \to e^{i\alpha\gamma^5}\left(\Phi_i\right)_{2IFW}; \\ \left(\Phi_i\right)_{IFW} \to e^{i\alpha\gamma^5}\left(\Phi_i\right)_{IFW}. \tag{28}$$

Отметим, что оператор γ^5 в *IFW*-представлении не связан со спиральностями фермионов. Эта связь существует для оператора $\left(\gamma^5\right)_{IFW} = U_{IFW}\gamma^5 U^+_{IFW}$ (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 $\left(\nu_\mu, \mu, c, s\right)$ и $\left(\nu_\tau, \tau, t, b\right)$, 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 [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 $\left(J_Z^\mu\right)_R$ (см. 6). В выражениях (24), (25), описывающих движение и взаимодействия левых фермионов и правых антифермионов, слабые взаимодействия осуществляются через заряженные токи левых частиц $\left(J_W^{\mu+}\right)_L, \left(J_W^{\mu-}\right)_L$ и через нейтральный ток левых частиц $\left(J_Z^\mu\right)_L$. 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 свойствами, приписываемыми холодной «темной материи» (см., например, [7]). Отсюда можно предположить, что «темная материя» возникла в определенное время и в определенной части Вселенной в результате 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 $\left(H \to f\,\overline{f}\right)$, 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 *P*-симметрии в изотопическом представлении Фолди−Ваутхайзена и сравнение следствий нарушения четности с существующими экспериментальными данными.

Список литературы

1. Незнамов В. П. Использование изотопического представления Фолди−Ваутхайзена в квантовой теории поля. I. Изотопическое представление Фолди−Ваутхайзена и киральная симметрия // См. наст. вып. С. 3.

2. Вейнберг С. // Квантовая теория поля. 2003. Т. 2. М.: Физматлит [Steven Weinberg. The quantum theory of fields. Volume II. Cambridge. University Press. 2001].

3. Незнамов В. П. Физика элементарных частиц и атомного ядра // 2006. Т. 37 (1). С. 152 [Physics of Particles and Nuclei 37 (1), 86; Pleadas Publishing, Inc. (2006)].

4. Незнамов В. П. arxiv:0412047 [hep-th].

5. Weinberg S //. Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 19. P. 1264. A. Salam. Elementary Particle Physics, ed. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968). C. 367.

6. Peskin M. E., Schroeder D. V. Introduction to Quantum Field Theory (Addison-Wesley Publishing Company, 1995) / Русский перевод: М. Пескин, Д. Шредер. Введение в квантовую теорию поля, РХД, Москва, Ижевск, 2001.

7. Рубаков В. А. // УФН. 2007. Т. 177 (4). С. 407.

Статья поступила в редакцию 07.02.2011