ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА
2017. Т. 48. ВЫП. 6. С. 934–940

НЕЙТРИННЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ БЕЛОРУССКОЙ АЭС И ОПИСАНИЕ НЕЙТРИННОГО ПОЛЯ

В. В. Гилевский *

Объединенный институт энергетических и ядерных исследований — Сосны
Национальной академии наук Белоруссии, Минск

Обосновываются возможность и актуальность строительства нейтринного детектора рядом с Белорусской АЭС. Анализируются возможные способы описания нейтринного поля. Найдено удобное разложение дираковского поля на два майорановских.

The potential and benefits to have neutrino detector near Belarus NPP are grounded. Possible descriptions of neutrino field are analyzed. Convenient decomposition of Dirac field on two Majorana ones is found.

PACS: 12.15.Ff; 14.60.Pq; 03.65.Ca; 11.10.Nx; 11.30.Fs

ВВЕДЕНИЕ

В связи со строительством в Белоруссии двух блоков атомной электростанции, каждый из которых дает поток антинейтрино $N_{\bar{\nu}_e} = 6 \cdot 10^{20}$ с$^{-1}$, возникает хорошая возможность как исследовать эти частицы, так и использовать измерения для независимого от систем станции контроля, обеспечения безопасности, расчета выгорания топлива и, возможно, непрерывной томографии реактора.

Выбор размещения и конструкции антинейтринного детектора важен для оптимального мониторинга и получения физических результатов. Однако в предыдущих докладах [1, 2] и недавно опубликованных работах (см., например, [3]) уже описаны преимущества и недостатки существующих и планируемых детекторов. Наиболее интересным проектом представляется установка DANSS, возможно, с некоторыми усовершенствованиями.

Остановимся на описании самих нейтринных полей. До сих пор не решена задача полного и однозначного их описания — рассматривать ли ней-

* E-mail: Valentin.Gilewsky@gmail.com

трино: а) как дираковские частицы, как это привыкли делать в электродинамике, б) как вейлевские поля, так как это дает слабое взаимодействие, или в) как майорановские поля, которые стоят особняком и позволяют ввести новый тип массового члена.

ВЕЙЛЕВСКОЕ ОПИСАНИЕ ФЕРМИОННОГО ПОЛЯ

Группа Лоренца имеет два неэквивалентных неприводимых представления — спинорное и ему комплексно-сопряженное, обозначаемые индексом без точки и с точкой над индексом: $\eta'^{\dot\alpha} = (A^*)^{\dot\alpha}_{\dot\sigma}\eta^{\dot\sigma}$, где $\alpha, \beta = 1, 2$ и $\dot\alpha, \dot\sigma = \dot 1, \dot 2$. Обратим внимание, что действительному лоренц-вектору соответствует эрмитов тензор $\zeta'^{\alpha\dot\sigma} = A^{\alpha}_{\beta}(A^*)^{\dot\sigma}_{\dot\rho}\zeta^{\beta\dot\rho} = (A\zeta A^+)^{\alpha\dot\sigma}$ или в стандартном разложении по матрицам Паули $\zeta = v_0\sigma_0 + v_k\sigma_k$, $(v_0, v_k \in \Re)$, где на равных присутствует как представление, так и ему комплексно-сопряженное.

Уравнение для двухкомпонентных спиноров ξ^{β} и $\eta_{\dot\beta}$ записывается однозначно, так как кроме оператора импульса больше нет операторов для свободного поля, кроме того, их легко обобщить, включив константу с размерностью массы:

$$\hat p_{\dot\alpha\beta}\xi^{\beta} + \mu(h_{\alpha\beta}\xi^{\beta})^* = 0, \tag{1а}$$

$$\hat p^{\alpha\dot\beta}\eta_{\dot\beta} + \lambda(h^{\dot\alpha\dot\beta}\eta_{\dot\beta})^* = 0, \tag{1б}$$

где $\hat p = (i\partial_0, i\partial_k) = (i\partial_k, -\partial_4)$ — оператор импульса, $\sigma_\mu = (\sigma_k, i\sigma_0)$ и $\bar\sigma_\mu = (\sigma_k, -i\sigma_0)$ — два набора из матриц Паули, образующих 4-вектор, а $h = ki\sigma_2$ $(k = \pm 1)$ — матрица универсальной билинейной формы. Отметим, что эти поля имеют только две физические степени свободы, а два других параметра связаны с общей комплексной нормировкой.

Лагранжиан этих полей должен состоять из действительных (эрмитовых) инвариантов. Билинейность лагранжиана требует определения правил коммутации полей: либо фермионное поле — классическая коммутирующая функция, либо антикоммутирующая (грассманова) переменная (см., например, [4]). Кинетическая часть лагранжианов легко строится из инвариантов $(\xi^{\alpha})^+\hat p_{\dot\alpha\beta}\xi^{\beta}$ и $(\eta_{\dot\alpha})^+\hat p^{\alpha\dot\sigma}\eta_{\dot\sigma}$. Массовые члены можно дополнить только двумя членами $(\mu_1/2)[\xi^T h\xi + \xi^+ h^*\xi^*] - i(\mu_2/2)[\xi^T h\xi - \xi^+ h^*\xi^*]$ и $(\lambda_1/2)[\eta^T h^{-1*}\eta + \eta^+ h^{-1}\eta^*] - i(\lambda_2/2)[\eta^T h^{-1*}\eta - \eta^+ h^{-1}\eta^*]$, которые выбором фазы спинора приводятся к одному из них. В силу антисимметрии h для классических полей эти массовые члены тождественно равны нулю (классические вейлевские спиноры массы не имеют). А антикоммутирующие спиноры могут содержать массу:

$$\begin{aligned} L_\xi &= -\frac{1}{2}\xi^+\bar\sigma_\mu \overleftrightarrow{\partial_\mu}\, \xi - i\frac{m_\xi}{2}[\xi^T h\xi - \xi^+ h^*\xi^*], \\ L_\eta &= \frac{1}{2}\eta^+\sigma_\mu \overleftrightarrow{\partial_\mu}\, \eta - i\frac{m_\eta}{2}[\eta^T h^{-1*}\eta - \eta^+ h^{-1}\eta^*], \end{aligned} \tag{2}$$

где введено обозначение $a \overleftrightarrow{\partial_\mu} b = a(\partial_\mu b) - (\partial_\mu a)b$, а фаза и нормировка фиксируются выбором вида массового члена и общего коэффициента. Эти лагранжианы дают уравнения с массой и эквивалентны друг другу при заменах η на $h^*\xi^*$ или ξ на $h^{-1}\eta^*$. Таким образом, масса фермиона появляется уже для спинорного поля, более того, лагранжианы обоих спинорных полей эквивалентны.

МАЙОРАНОВСКИЕ, ДИРАКОВСКИЕ ФЕРМИОНЫ И ИХ МАССЫ

Стандартным является описание фермиона четырехкомпонентным биспинорным полем, однако биспинор можно построить из двух разных спиноров или из одного. Отметим, что биспинор можно рассматривать как реализацию группы Лоренца с добавочным оператором комплексного сопряжения, что означает возможность ввести матричный оператор, действие которого эквивалентно операции комплексного сопряжения. Группа Лоренца действительна по определению, а такая расширенная реализация (обозначим ее как $\overline{SL(2,C)}$) позволяет определить и дискретные симметрии полной группы.

Из спинора и его комплексно-сопряженного можно построить биспинор и убедиться, что реализуется действительное представление. Построим биспинор сразу из спинора без точки и спинора с точкой: $\psi^T = (\xi^\alpha, \eta_{\dot\sigma}) = (\xi^T, \eta^T)$, чтобы действие оператора уравнения не изменяло его трансформационных свойств. Для этого один из спиноров определяем из другого: $\eta' = h^*\xi^*$ или $\xi' = h^{-1}\eta^*$. Тогда для биспиноров $\chi_\xi^T = (\xi, h^*\xi^*)^T$ и $\chi_\eta^T = (h^{-1}\eta^*, \eta)^T$ получаем уравнение дираковского типа $(\gamma_\rho\partial_\rho + \bar\mu)\chi_\xi = 0$, где γ_μ и γ_5 — матрицы Дирака, а массовый член $\bar\mu = \mu\dfrac{1-\gamma_5}{2} + \mu^*\dfrac{1+\gamma_5}{2}$ можно выбором фазы спинора сделать действительным.

Эти уравнения должны быть дополнены комплексно-сопряженными уравнениями, имеющими другие свойства по отношению к лоренц-преобразованиям. Приведение сопряженного биспинора к стандартному виду решается введением дополнительного преобразования матрицей зарядового сопряжения C. Это преобразование сопряженного уравнения позволяет вместо ψ^* использовать $\psi^C = C\psi^*$. (Часто используется другое определение зарядово-сопряженного поля $\psi^{C'} = C'\bar\psi^T = C'\gamma_4^T\psi^*$, подчеркивающее переход частица–античастица, но соотношения $C = C'\gamma_4^T$ и $C' = C\gamma_4^T$ показывают их полную эквивалентность.)

Сейчас можно сформулировать особенности конструкции χ в произвольном представлении. Эти ограничения связывают поле и его сопряженные $\chi_\xi^C = \chi_\xi$ и $\chi_\eta^C = \chi_\eta$. Биспиноры такого типа называют майорановскими. В майорановском представлении γ-матриц матрица C равна единичной, а условие $\chi^C = \chi$ означает, что все компоненты χ действительны.

По аналогии со скалярным полем можно ввести удобное разложение дираковского биспинора (в майорановском базисе это разделение на действительную и мнимую части):

$$\begin{cases} \psi = \dfrac{1}{\sqrt{2}}(\chi_\xi + \gamma_5\chi_\eta), \\ \psi^C = \dfrac{1}{\sqrt{2}}(\chi_\xi - \gamma_5\chi_\eta); \end{cases} \qquad \begin{cases} \chi_\xi = \dfrac{1}{\sqrt{2}}(\psi + \psi^C), \\ \chi_\eta = \dfrac{1}{\sqrt{2}}\gamma_5(\psi - \psi^C); \end{cases} \qquad \chi^C = \chi. \tag{3}$$

Кинетическая часть лагранжиана антикоммутирующего майорановского поля однозначно следует из его эрмитовости, а два возможных массовых члена превращаются в один выбором фазы составляющего спинора (это эквивалентно преобразованию $\mathrm{e}^{i\gamma_5\phi}$). Свободный лагранжиан антикоммутирующего майорановского поля имеет вид

$$L_M = \frac{i}{4}\bar{\chi}\overset{\leftrightarrow}{\partial}_\mu\gamma_\mu\chi + i\frac{M}{2}\bar{\chi}\chi = \frac{i}{4}\bar{\chi}(\partial_\mu\gamma_\mu + M)\chi - \frac{i}{4}\bar{\chi}(\overset{\leftarrow}{\partial}_\mu\gamma_\mu - M)\chi. \tag{4}$$

Он полностью эквивалентен лагранжиану вейлевского спинорного поля (2).

Для дираковского поля кинетическую часть должно строить из всех инвариантов полей ψ и ψ^C, что дает $ia\bar{\psi}\gamma_\mu\overset{\leftrightarrow}{\partial}_\mu\psi + z\bar{\psi}\gamma_\mu\overset{\leftrightarrow}{\partial}_\mu\psi^C - z^*\bar{\psi^C}\gamma_\mu\overset{\leftrightarrow}{\partial}_\mu\psi$, где a и z — действительный и комплексный коэффициенты. Только линейным преобразованием вида $\psi' = A\psi + B\psi^C$, которое представляется допустимым для свободных полей, можно привести кинетическую часть к стандартному виду $L_D^0 = (i/2)\bar{\psi}\gamma_\mu\overset{\leftrightarrow}{\partial}_\mu\psi$. Он распадается на сумму двух безмассовых вейлевских лагранжианов (в спинорном представлении) или на сумму двух безмассовых майорановских лагранжианов при подстановке (3).

Построение массовых членов дираковского поля из всех комбинаций ψ и ψ^C дает $\bar{\psi}(c_1+\gamma_5 d_1)\,\psi + \bar{\psi}(c_2+\gamma_5 d_2)\,\psi^C + \bar{\psi^C}(c_3+\gamma_5 d_3)\,\psi + \bar{\psi^C}(c_4+\gamma_5 d_4)\,\psi^C \equiv \bar{\psi}(c_1+\gamma_5 d_1)\,\psi - \theta\bar{\psi}(c_2+\gamma_5 d_2)\,\psi^C - \theta\bar{\psi^C}(c_3+\gamma_5 d_3)\,\psi - \theta\bar{\psi}(c_4+\gamma_5 d_4)\,\psi$, где c_i, d_i — комплексные числа, а $\theta = 1$ для коммутирующих полей и -1 для антикоммутирующих. Правая часть тождества получена из левой с использованием определения ψ^C и коммутирующего поля. Это тождество показывает, что только первый член допустим для классических полей, а требование эрмитовости приводит его к виду $\mathcal{L}_{Dm}^{(\theta=1)} = \bar{\psi}(m_1 + i\gamma_5 m_2)\,\psi$, который разностью фаз спиноров может быть приведен к стандартной форме с действительным массовым параметром. Дираковское поле — первое классическое фермионное поле, допускающее массовый член.

Для антикоммутирующих полей массовых членов лагранжиана больше: $L_D^m = \bar{\psi}(im_1 + \gamma_5 m_2)\,\psi + \bar{\psi^C}(a + \gamma_5 b)\,\psi + \bar{\psi}(-a^* + \gamma_5 b^*)\,\psi^C$, где m_1 и m_2 — действительные константы, $a = a_1 + ia_2$ и $b = b_1 + ib_2$ — комплексные. Допустимые преобразования биспинора $\psi \to \mathrm{e}^{i\Phi}\psi$, $\psi \to \mathrm{e}^{i\gamma_5\phi}\psi$, $\psi \to \mathrm{e}^{\gamma_5\alpha}\psi$

не позволяют исключить все нестандартные члены. Физический смысл массовых членов становится яснее после разложения (3). Однако полностью расцепить поля можно только наложением добавочной симметрии $\psi \leftrightarrow \psi^C$ (что представляется допустимым для свободных полей). Итак, для дираковского поля достаточно общие массовые члены имеют вид

$$L_D^m = im\bar{\psi}\psi + i\frac{M}{2}[\bar{\psi^C}\psi + \bar{\psi}\psi^C] = i\frac{M_\xi}{2}\bar{\chi_\xi}\chi_\xi + i\frac{M_\eta}{2}\bar{\chi_\eta}\chi_\eta, \tag{5}$$

где $m = (M_\xi - M_\eta)/2$, $M = (M_\xi + M_\eta)/2$. Коэффициент при первом массовом члене (5) называют дираковской массой, а при втором — майорановской массой. Приведенное соотношение масс, составляющих дираковское поле, дает простое описание так называемого «качельного» (see-saw) механизма. Отметим, что масса является инвариантом группы Пуанкаре (классифицирующим по собственному значению оператора Казимира), так что частица не может имет две различных массы. Таким образом, дираковский фермион является сложной (составной) частицей.

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ МАТРИЦЫ СМЕШИВАНИЯ

В Стандартной модели нейтрино присутствует только как левая компонента биспинора ν_L, что эквивалентно вейлевскому спинору. Полный биспинор для описания эффектов масс можно построить двумя способами.

1. Добавить независимый спинор как правую компоненту биспинора ν_R, который не взаимодействует с другими полями Стандартной модели («стерильные» компоненты). Эти компоненты могут быть обнаружены по их гравитационному взаимодействию (как часть темной материи) или по осцилляционному исчезновению части нейтрино. Причем процесс может идти без изменения аромата за счет дираковской массы. Это должно приводить к уменьшению потока нейтрино от Солнца в два раза, однако результаты эксперимента SNO показывают, что суммарный поток нейтрино всех ароматов совпадает с предсказаниями солнечной модели (нейтрино переходят друг в друга, но не исчезают в стерильном состоянии).

2. Добавить правую компоненту как сопряженную левой: $\eta = h^*\xi^*$. Этот путь не увеличивает числа физических степеней свободы и ведет к майорановскому полю. В этом случае появляется возможность безнейтринного двойного β-распада. Осцилляции стерильная $\leftrightarrow$ активная компоненты уже невозможны в силу отсутствия стерильного нейтрино, т. е. частичное исчезновение потока нейтрино невозможно. За осцилляции между ароматами отвечают недиагональные массовые члены.

Второй вариант предпочтителен не только из-за отсутствия исчезновения потока нейтрино, но и как наиболее «экономный» вариант, соответствующий принципу «бритвы Оккама».

Нейтрино в Стандартной модели принадлежат одному из слабых изодублетов $L_{\alpha L}$, где индекс $\alpha = e, \mu, \tau$ принимает три значения. Массовая матрица может быть недиагональной, что означает несохранение электронного, мюонного или тау-заряда, но может не вызывать нарушения нейтринного заряда как суммы этих зарядов. Из эрмитовости лагранжиана следует эрмитовость массовой матрицы ($M^{+} = M$), что вводит в рассмотрение в общем случае девять массовых параметров в случае трех поколений. Если матрица действительна, то эрмитовость становится симметричностью, что уменьшает число параметров до шести.

Движение нейтрино к детектору является свободным, поэтому оно описывается как движение частицы с определенной инертной массой. Значит, чтобы описать распространение, необходимо перейти в базис, где массовая матрица диагональна: $M_{\text{diag}} = U^{+}MU = \text{diag}\,(m_{\nu 1}, m_{\nu 2}, m_{\nu 3})$. Майорановские фермионы можно считать действительными биспинорами, а так как это свойство инвариантно, то допустимы только действительные унитарные преобразования, что означает ортогональные преобразования.

В случае классических майорановских фермионов с массовыми членами $L_M^{(+1)} = (1/2)\bar{\chi}_a M_{ab} \chi_b$ эрмитовость и коммутация полей дает $M = M^{+}$ и $M = -M^{*}$, что означает $M = -M^{T}$, т. е. массовая матрица является антисимметричной полностью комплексной и определяется тремя действительными параметрами. Более того, ортогональные преобразования не могут изменить антисимметричность и, следовательно, диагонализовать массовую матрицу. Получается, что классические майорановские нейтрино невозможно привести к диагональному виду и все проявления можно рассматривать только как некое двухчастичное взаимодействие.

Для антикоммутирующих майорановских фермионов с массовыми членами $L_M^{(-1)} = (i/2)\bar{\chi}_a M_{ab} \chi_b$ те же требования дают $M = M^{+}$ и $M = M^{*}$ или $M = M^{T}$, т. е. массовая матрица действительна и симметрична, а значит, определяется шестью действительными параметрами. Диагонализация в этом случае сводится к исключению трех внедиагональных элементов с помощью трех углов поворота.

Для параметризации ортогональной матрицы преобразования можно в дополнение к существующим предложить векторную параметризацию [5], где вектор-параметр указывает направление поворота, а его величина — угол поворота. Из современных данных можно получить его значение $\vec{\rho}_\nu = (-0{,}4046, -0{,}0378, -0{,}3350)$ ($|\vec{\rho}_\nu| = 0{,}53$ и $\alpha_\nu = 0{,}97$ $(55{,}5^\circ)$.

В заключение отметим, что: а) нейтрино следует описывать как майорановское поле, б) поиск CP-нарушения, аналогичного кварковому (определяемому фазой δ в преобразовании к диагональной массовой матрице), должен дать отрицательный результат.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Егоров В. Г.* Статус эксперимента DANSS // Междунар. сессия-конф. секции ЯФ ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», Дубна, 12–15 апр. 2016 г.
2. *Громов М. Б. и др.* Детектор реакторных антинейтрино iDream // Там же.
3. *Boireau G. et al. (the Nucifer Collab.).* Online Monitoring of the Osiris Reactor with the Nucifer Neutrino Detector. arXiv:1509.05610. 2015.
4. *Рамон П.* Теория поля. Современный вводный курс. М.: Мир, 1984. 336 с.
5. *Федоров Ф. И.* Группа Лоренца. М.: Наука, 1978. 384 с.