

## МОДЕЛЬ ЛЕПТОНОВ

Э. М. Липманов

Минимальная группа  $SU(2) \otimes U(1)$ , объединяющая слабые и электромагнитные взаимодействия известных лептонов в перенормируемой калибровочной теории со спонтанной нарушенной симметрией [1], предсказывает существование слабых взаимодействий нейтральных токов с обязательным участием нейтринного тока вида  $\bar{\nu}_\alpha (1 + \gamma_5) \nu$ . Экспериментальные данные, по-видимому, противоречат такому предсказанию [2]. На необходимость гипотезы о существовании тяжелых лептонов для исключения из слабых взаимодействий симметричных нейтральных токов нейтрино в рамках схемы с нарушенными изотопическими свойствами лептонов было впервые указано в статье [3]. Совсем недавно аналогичная идея была использована в интересной модели Джоржа и Глэшоу [4] для полного исключения слабых взаимодействий нейтральных токов в перенормируемой теории типа [1], но с заменой группы  $SU(2) \otimes U(1)$  на  $O(3)$ .

В настоящей статье обращается внимание на логически простую возможность объединения первоначальной  $SU(2) \otimes U(1)$  симметричной модели лептонов Вайнберга [1] с классификацией семейства лептонов статьи [3], при котором естественно исключаются взаимодействия  $(\bar{\nu} O_\alpha \nu)$  — тока и трудности с треугольными аномалиями аксиального тока. Будем классифицировать безмассовые лептоны по инвариантам фундаментальных (дублетных) представлений группы  $SU(2)$ : лептонному заряду  $\ell$ , гиперзаряду  $Y$  и киральности (собственных значений оператора  $\gamma_5$ ). В таблице I обозначены 4 из 8 возникающих дублетов, остальные соответствуют античастицам с противоположным знаком всех квантовых чисел. Введем обозначения

$$L_{1L} \equiv \begin{pmatrix} \rho_{1L}^0 \\ e_L^- \end{pmatrix}, \quad L_{2L} \equiv \begin{pmatrix} \rho_{2L}^0 \\ \mu_L^- \end{pmatrix}, \quad L_{3L} \equiv \begin{pmatrix} e_L'^+ \\ \rho_{3L}^0 \end{pmatrix}, \quad L_{4L} \equiv \begin{pmatrix} \mu_L'^+ \\ \rho_{4L}^0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где индексы  $L$  и  $R$  для любого оператора  $\alpha$  определяются по правилу  $\alpha_{L,R} = \frac{1}{2} (1 \pm \gamma_5) \alpha$ . Все эти дублеты можно объединить в один восьмикомпонентный лептонный оператор

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} L_1 \\ L_2 \\ L_3 \\ L_4 \end{pmatrix}_L, \quad \tilde{\Psi}_R = \begin{pmatrix} \bar{L}_1 \\ \bar{L}_2 \\ \bar{L}_3 \\ \bar{L}_4 \end{pmatrix}_R, \quad (2)$$

где знак  $\sim$  обозначает античастицы.  $\Psi_L$  реализует фундаментальное представление группы  $SU(2)$ , являющееся прямой суммой четырех фундаментальных представлений в пространствах каждого дублета. Это обстоятельство — формулировка свойства универсальности сла-

бых и электромагнитных взаимодействий лептонов. Генераторы группы  $SU(2) \otimes U(1)$  запишем в виде

$$T_i = \frac{1}{4} (1 + \gamma_5) \begin{pmatrix} l & 0 \\ 0 & l \end{pmatrix} \sigma_{\tau_i}, \quad Y = \frac{1}{4} (1 + \gamma_5) \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \sigma_1 + Q_R, \quad (3)$$

где  $i = 1, 2, 3$ ,  $\tau_i$  – матрицы Паули,  $l$  – единичная  $2 \times 2$  матрица,  $Q_R$  – оператор электрического заряда "правых" частиц, и

$$Q = Q_L + Q_R = T_3 + Y. \quad (4)$$

Очевидно, что операторы (3) удовлетворяют перестановочным соотношениям алгебры  $SU(2) \otimes U(1)$ . Система четырех лептонных токов возникает после заключения генераторов (3) в обкладку

$$i_{i\alpha} = \bar{\Psi}_L \gamma_\alpha T_i \Psi_L, \quad i_{Y\alpha} = \bar{\Psi}_L \gamma_\alpha Y \Psi_L + (J_\alpha^{\text{ЭМ}})_R, \quad (5)$$

где  $(J_\alpha^{\text{ЭМ}})_R$  – электромагнитный ток правых лептонов, которые перечислены в таблице 2.  $SU(2) \otimes U(1)$  – инвариантное взаимодействие лептонных токов с векторными калибровочными полями имеет вид

$$ig \sum_{i=1}^3 i_{i\alpha} A_{i\alpha} + ig' i_{Y\alpha} B_\alpha. \quad (6)$$

Таблица 1

| Обозначения | $\ell$ | $Y$ | $\gamma_5$ |
|-------------|--------|-----|------------|
| $L_{1L}$    | +1     | -1  | +1         |
| $L_{2L}$    | -1     | -1  | +1         |
| $L_{3L}$    | +1     | +1  | +1         |
| $L_{4L}$    | -1     | +1  | +1         |

Таблица 2

| Обозначения | $\ell$ | $Q$ | $\gamma_5$ |
|-------------|--------|-----|------------|
| $e_R^-$     | +1     | -1  | -1         |
| $\mu_R^-$   | -1     | -1  | -1         |
| $e_R^+$     | +1     | +1  | -1         |
| $\mu_R^+$   | -1     | +1  | -1         |

Таблица 3

| Обозначения | $\ell$ | $\gamma_5$ |
|-------------|--------|------------|
| $e_R^0$     | +1     | -1         |
| $\mu_R^0$   | -1     | -1         |

Причиной появления масс частиц здесь, как и в [1], является только спонтанное нарушение симметрии, связанное с не равными нулю средними вакуумными значениями скалярных полей. Массы лептонов появляются за счет трилинейных  $SU(2) \otimes U(1)$  – инвариантных членов лагранжиана взаимодействия лептонных дублетов (1) с дублетами скалярных полей и синглетными лептонными состояниями, которые не содержатся в табл. 1. Постулируем, что эти синглетные состояния для заряженных лептонов соответствуют классификации по всем возможным собственным значениям операторов  $Q$ ,  $\ell$  и  $\gamma_5$  (табл. 2), а для нейтральных лептонов – по значениям  $\ell$  и  $\gamma_5$  (табл. 3), причем в минимальной модели каждому сочетанию квантовых чисел соответствует только одно синглетное состояние. Это означает, что в такой модели все заряженные лептоны могут получить отличные от нуля массы за счет механизма спонтанного нарушения симметрии, но этот механизм может породить массы только лишь для двух нейтральных лептонов из четырех, входящих в систему (1). Два двухкомпонентных нейтральных лептона не должны войти в массовые комплексы, и из табл. 1 следует, что их всегда можно объединить в один четырехкомпонентный спинор.

Следовательно, настоящая модель естественным образом ведет к схеме универсального слабого взаимодействия с одним четырехкомпонентным нейтрино и максимальным несохранением четности.

Заметим теперь, что, как следует из сравнения таблиц 3 и 1, выбор двух из четырех нейтральных  $L$ -состояний системы (1), которые вместе с  $e_R^0$  и  $\mu_R^0$  могли бы образовать два массивных нейтральных лептона  $e^0$  и  $\mu^0$ , не является однозначным. Произведем этот выбор таким симметричным образом, чтобы обеспечить универсальность слабых взаимодействий нейтрино. Из структуры генераторов (3) видно, что для этой цели достаточно определить

$$\begin{aligned} \ell_{1L}^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\nu + e^0)_L, & \ell_{2L}^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{\nu} + \mu^0)_L, & \ell_{3L}^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\nu - e^0)_L, \\ \ell_{4L}^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{\nu} - \mu^0)_L. \end{aligned} \quad (7)$$

Нетрудно убедиться, что при этом автоматически исключается из теории симметричный нейтринный ток  $(\bar{\nu} O_\alpha \nu)$ . Действительно, в полном соответствии с первоначальной схемой Вайнберга [1], из (6) находим следующее выражение для лагранжианов слабых и электромагнитных взаимодействий лептонов

$$i e J_a^{em} A_a + i \frac{g}{2\sqrt{2}} J_a^W W_a + h.c. + \frac{i}{4} (g^2 + g'^2)^{1/2} J_a^Z Z_a, \quad (8)$$

где  $e \equiv gg'(g^2 + g'^2)^{-1/2}$  — электрический заряд,  $J_a^{em}$  — электромагнитный ток лептонов,  $A_a$  — фотон,  $W_a$  — заряженный промежуточный бозон слабых взаимодействий,  $Z_a$  — тяжелый нейтральный бозон.

$$J_a^W = 2^{-1/2} (\bar{\nu}_e O_\alpha e^- + \bar{\nu}_\mu O_\alpha \mu^- + \dots), \quad (9),$$

где  $O_\alpha = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5)$ ,  $\nu_e \equiv \nu_L$ ,  $\nu_\mu \equiv \tilde{\nu}_L$ , а многоточие обозначает очевидные члены с тяжелыми лептонами.

$$J_a^Z = \bar{\nu}_e O_\alpha e^0 + \bar{\nu}_\mu O_\alpha \mu^0 - h.c. - \left( \frac{3g'^2 - g^2}{g^2 + g'^2} \right) J_a^{em} + J_{5a}^{em} \quad (10)$$

где аксиальный ток  $J_{5a}^{em}$  получается из  $J_a^{em}$  после замены  $\gamma_\alpha \rightarrow \gamma_\alpha \gamma_5$ . Токи (9) и (10) описывают универсальное взаимодействие массивных лептонов с нейтрино и не содержат  $(\bar{\nu} O_\alpha \nu)$  — члена. Нетрудно убедиться, что характерная структура токов  $J_a^{em}$  и  $J_{5a}^{em}$  в этой модели обеспечивает сокращение треугольных аномалий аксиальных токов. Для спонтанного нарушения симметрии можно использовать один дублет скалярных полей, причем никаких ограничений на величины масс тяжелых заряженных и нейтральных лептонов  $m_{e'}$ ,  $m_{\mu'}$ ,  $m_{e^0}$ ,  $m_{\mu^0}$  не возникает. Но массы промежуточных векторных бозонов должны удовлетворять неравенствам

$$M_W > 26 \text{ Гэв}, \quad M_Z > 52 \text{ Гэв}. \quad (11)$$

После написания этой статьи автору стало известно, что рассмотренная здесь конкретная модель слабых и электромагнитных взаимодействий лептонов по существу совпадает с моделью №2 Прентки и Зумино [5]. Поэтому, целью настоящего сообщения является, в основном, обсуждение возможного "разумного основания" для семейства лептонов, которое, по-видимому, выделяет эту модель из многих других возможных моделей с тяжелыми лептонами. Рассмотренная схема классификации лептонов определяет семь четырехкомпонентных лептонных спиноров, которые описывают шесть массивных частиц и одно безмассовое нейтрино. Эта классификация специфична для лептонов и не допускает прямолинейной аналогии между адронами и лептонами.

Привлекательность теории единого перенормируемого электромагнитно-слабого взаимодействия в связи с отрицательными результатами поисков взаимодействий  $(\bar{\nu} O_{\alpha} \nu)$  — тока позволяет, по-видимому, отдать некоторое предпочтение схеме взаимодействий тяжелых лептонов с известными нейтрино  $\nu_e$  и  $\nu_{\mu}$  по сравнению со схемами, где тяжелые лептоны взаимодействуют только со своими собственными нейтральными партнерами. Предсказания этой схемы, которые основаны на выражениях (9) и (10) для слабых токов, где одно нейтрино взаимодействует универсально со всеми шестью массивными лептонами, были сформулированы в работах [3, 6, 7] и в последнее время широко обсуждаются в литературе [8]. Выше приведены некоторые теоретические аргументы в пользу такой схемы.

Автор благодарит Л.Б.Окуня, Д.А.Киржница, Н.В.Михеева за интерес к работе и обсуждение и Н.Н.Николаева за информацию.

Ярославский  
государственный университет

Поступила в редакцию  
25 декабря 1972 г.

### Литература

- [1] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967.
- [2] W.W.Lee. Phys. Lett., B40, 420, 1972; W.Lee. Phys. Lett., B40, 423, 1972.
- [3] Э.М.Липманов. ЖЭТФ, 43, 893, 1962.
- [4] H.Georgi, S.L.Glashow. Phys. Rev. Lett., 28, 1494, 1972.
- [5] J.Prentki, B.Zumino. CERN Preprint; 7 June 1972.
- [6] Э.М.Липманов. ЖЭТФ, 46, 1917, 1964; Диссертация, Волгоград-Дубна 1965; Препринт ОИЯИ 2113, Дубна 1965.
- [7] Л.Б.Окунь. Лекция в Международной школе теоретической физики при ОИЯИ, т. 3 Дубна 1964.
- [8] С.С.Герштейн, Б.Н.Фоломешкин. ЯФ, 8, 768, 1968; Б.Понтекорво. Preprint E-2-5587, ОИЯИ 1971; А.К.Манн. Nuov. Cim. Lett., 1, 486, 1971; Y.S.Tsai. Phys. Rev., D4, 2821, 1971; С.Н.Албригт. Lett., Nuov. Cim., 3, №2, 1972; J.D.Bjorken, С.Н.Llewellyn Smith, CERN Preprint, September 1972.