

С 323.4

A-971

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2523



Н.Н. Ачасов, Р.М. Мурадян

О СИММЕТРИЯХ ЛЕПТОН-ЛЕПТОННЫХ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

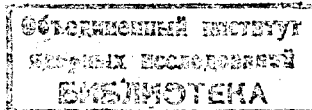
1965

P-2523

Н.Н. Ачасов, Р.М. Мурадян

О СИММЕТРИЯХ ЛЕПТОН-ЛЕПТОННЫХ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Направлено в High Energy Physics



1. Рассмотрим систему, состоящую из четырех лептонов - электрона ( $e$ ), мюона ( $\mu$ ), эль-нейтрино ( $\nu_e$ ) и мю-нейтрино ( $\nu_\mu$ ). Частицам  $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  может быть приписано лептонное число +1, тогда у соответствующих античастиц  $e^+$ ,  $\mu^+$ ,  $\bar{\nu}_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  лептонное число будет равно -1. Помимо лептонного числа система лептонов характеризуется еще двумя аддитивными квантовыми числами - зарядом и мюонным зарядом<sup>/1/</sup>. Считается, что мю-лептоны (т.е.  $\mu$  и  $\nu_\mu$ ) обладают мюонным зарядом, а эль-лептоны (т.е.  $e$  и  $\nu_e$ ) нейтральны. Знаки мюонного заряда у частиц и античастиц противоположны. Между понятиями электрического и мюонного зарядов существует определенное равноправие. Например, несохранение электрического заряда (при сохранении лептонного числа и мюонного заряда) привело бы к процессам типа<sup>/2/</sup>:

$$e^- \rightarrow \nu_e + \gamma \quad \text{или} \quad e^- \rightarrow 2\nu_e + \bar{\nu}_\mu,$$

а несохранение мюонного заряда привело бы к распадам

$$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma \quad \text{или} \quad \mu^- \rightarrow 2e^- + e^+,$$

разрешенным сохранением лептонного числа и электрического заряда.

Сохранение этих трех квантовых чисел с высокой степенью точности согласуется со всеми существующими данными о слабых и электромагнитных процессах с участием лептонов.

2. Особенно ясно симметрия между зарядом и мюонным зарядом проявляется при групповом подходе к изучению системы лептонов. Из четырех лептонных полей можно образовать два спинора в зарядовом пространстве:

$$\chi_\mu = \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \chi_e = \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad (1)$$

или два спинора в пространстве мюонного заряда:

$$\psi_\mu = \begin{pmatrix} \mu \\ e \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \psi_\nu = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_e \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Компоненты  $\chi$  спинора отличаются электрическим зарядом, а компоненты  $\psi$  спинора - мюонным зарядом. Будем считать  $\mu(x)$ ,  $e(x)$ ,  $\nu_\mu(x)$ ,  $\nu_e(x)$  полевыми операторами, удовлетворяющими обычным одновременным антикоммутиационным соотношениям. Введем плотности токов, связанные со спинорами (1)

$$\vec{l}_\alpha = : \bar{\chi}_\mu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \frac{\vec{r}}{2} \chi_\mu : + : \bar{\chi}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \frac{\vec{r}}{2} \chi_e : , \quad (3)$$

где  $\vec{r} = (r_1, r_2, r_3)$  матрицы Паули, действующие в зарядовом пространстве спиноров типа  $\chi$ . В пределе  $m_\mu = m_e = 0$  токи сохраняются, а пространственные интегралы от четвертых компонент не зависят от времени и генерируют алгебру  $SU(2)$  <sup>/3/</sup>. Лагранжиан, инвариантный относительно рассматриваемой группы  $SU(2)$ , имеет вид:

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} : \vec{l}_\alpha \vec{l}_\alpha : \quad (4)$$

Этот лагранжиан был получен также в работах Инграхама и Мельвина <sup>/4/</sup> и Арбузова <sup>/5/ x</sup>. Перейдем теперь к рассмотрению группы  $SU(2)$ , связанной со спинорами типа (2). Введем плотности токов

$$\vec{l}'_\alpha = : \bar{\psi}_\ell \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \frac{\vec{r}'}{2} \psi_\ell : + : \bar{\psi}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \frac{\vec{r}'}{2} \psi_\nu : \quad (5)$$

Здесь матрицы Паули  $\vec{r}'$  действуют в пространстве мюонного заряда. Требование инвариантности лагранжиана относительно этой группы приводит к взаимодействию, не зависящим от мюонного заряда:

$$\mathcal{L}' = \frac{G}{\sqrt{2}} : \vec{l}'_\alpha \vec{l}'_\alpha : \quad (6)$$

Используя тождества Фирца для квантованных полей, можно показать, что лагранжианы (4) и (6) совпадают  $\mathcal{L}' = \mathcal{L}$ . Это совпадение является привилегией  $V-A$  варианта. В общем случае произвольного варианта никакими преобразованиями Фирца невозможно добиться совпадения лагранжианов  $\mathcal{L}$  и  $\mathcal{L}'$ . Эта выделенная роль  $V-A$  варианта, по-видимому, не случайна. Таким образом, требование инвариантности взаимодействия относительно одной из  $SU(2)$  приводит вследствие тождеств Фирца к инвариантности относительно второй  $SU(2)$ . Поэтому можно считать, что лагранжианы (4) или (6) инвариантны относительно группы  $SU(2) \times SU(2)$  - прямого произведения групп электрического и мюонного зарядов.

### 3. Подробное сравнение следствий из лагранжиана (4) <sup>xx</sup>

x) Интересно отметить, что в работе <sup>/5/</sup> этот лагранжиан интерпретируется как следствие искривления пространства-времени в результате слабых взаимодействий.

xx) Этот лагранжиан совпадает с лагранжианом схемы Блудмена <sup>/6/</sup>, если считать  $\nu_\mu = \nu_e$ .

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} : \{ \bar{\nu}_\mu \bar{e} \nu_e + \bar{\mu} \bar{\nu}_\mu \nu_e + \frac{1}{2} (2 \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\mu \mu - \bar{\mu} \bar{\mu} \nu_\mu + 2 \bar{e} \bar{\nu}_\mu \nu_e - \bar{e} \bar{e} \nu_e + \bar{\mu} \bar{\mu} \nu_e + \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\mu \nu_\mu - \bar{\mu} \bar{\mu} \nu_\mu - \bar{e} \bar{e} \nu_\mu) + \frac{1}{2} (\bar{\mu} \bar{\mu} \mu + \bar{e} \bar{e} e + \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\mu \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\mu \nu_e) \} : \quad (7)$$

с лагранжианом теории, использующей только заряженные токи, можно найти в <sup>/4/</sup>. Здесь мы только подчеркнем, что весьма желательны поиски нейтральных токов в экспериментах с нейтрино высоких энергий, и, в частности, поиск процесса:

$$\nu_\mu + Z \rightarrow Z + \nu_\mu + e^+ + e^-, \quad (8)$$

запрещенного (в первом порядке по  $G$ ) схемой, использующей только заряженные токи.

4. До сих пор пространства заряда и мюонного заряда рассматривались отдельно. Возможно их более тесное объединение в рамках группы  $SU(4)$ , эквивалентное вгнеровскому объединению спиновой и изоспиновой инвариантностей в теории ядерных сил <sup>/7/</sup>. Объединим 4 лептона в базисном представлении группы  $SU(4)$ :

$$\eta = \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \\ e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad (9)$$

Плотности токов, сохраняющихся в пределе нулевой массы лептонов, определяются следующим образом:

$$l_{\alpha i} = : \bar{\eta} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) T_i \eta : \quad (10)$$

где  $4 \times 4$  эрмитовы матрицы  $T_i, i=1,2,\dots,15$  действуют в пространстве, являющемся прямым произведением пространств заряда и мюонного заряда. Можно показать, что в инвариантном лагранжиане содержатся только члены, приводящие к "упругим" процессам, т.е. к процессам, в которых принимают участие только две пары одинаковых лептонов. С этой точки зрения  $\mu$ -распад (а также соответствующие ему процессы рассеяния) является существенно неупругим в том смысле, что он протекает с изменением природы частиц. Можно ожидать, что при очень высоких энергиях существенны лишь упругие процессы, разрешенные восстановленной  $SU(4)$  симметрией. Если верить в существование этой симметрии, то сохраняющиеся токи (10) могут быть связаны с 15 промежуточными векторными бозонами. При этом промежуточный бозон будет характеризоваться не только электрическим и мюонным зарядами, но и третьим аддитивным квантовым числом (так как группа  $SU(4)$  третьего ранга), которое в низшем представлении определяется как произведение заряда на мюонный

заряд. Более подробное рассмотрение группы  $SU(4)$  и свойств этих гипотетических частиц нам кажется сейчас преждевременным. Отметим, что некоторые применения группы  $SU(4)$  к проблеме  $m_\mu \neq m_e$  можно найти в /8/.

Авторы выражают глубокую благодарность Н.Н.Боголюбову за интерес к работе. Мы очень признательны Б.А.Арбузову, В.Г.Кадышевскому, Я.А.Сморodinскому и А.Н.Тавхелидзе за полезные дискуссии.

#### Л и т е р а т у р а

1. Б.Поятекорво. ЖЭТФ 37,1751 (1959).  
M.A.Markov. Hyperonen und K-Mesonen, Verlag der Wissenschaften Berlin (1960).
2. G.Feinberg and M.Goldhaber. Proc. Nat. Acad. Sci. U.S. 45, 1301 (1959).
3. M.Gell-Mann. Physics, 1, 63 (1964).
4. R.L.Ingraham and M.A.Melvin. Nuovo Cim, 29, 1034 (1963).
5. Б.А.Арбузов. ЖЭТФ 48, 1285 (1964).
6. S.A.Bludman. Nuovo Cim, 9, 433 (1958).
7. E.Wigner. Phys. Rev., 51, 106 (1937)
8. Н.Н.Ачасов. Преприят ТФ-16, Новосибирск (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 декабря 1965 г.