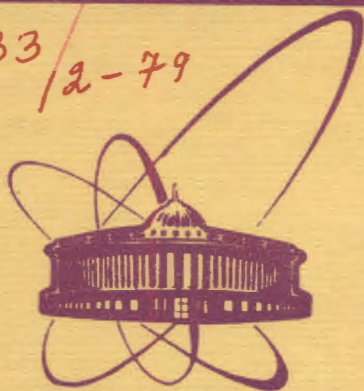


4833/2-79



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3/12-79

P2 - 12495

Л-394

Р.Ледницки, В.Ю.Цейтлин

НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ В E_7 -ТЕОРИИ

1979

Ледницкий Р., Цейтлин В.Ю.

P2 - 12495

Нейтральные токи в E_7 -теории

С учетом того, что механизм Хиггса в E_7 -теории дает возможность описания слабых и электромагнитных взаимодействий в рамках $SU(2) \otimes U(1) \otimes U(1) \otimes U(1)$ -схемы, показано, что в этом случае E_7 -теория может обеспечить хорошее согласие со всеми имеющимися экспериментальными данными и дает специфические предсказания, которые могут быть экспериментально проверены.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна 1979

P2 - 12495

Lednický R., Tseytlin V. Yu.

Neutral Currents in E_7 Theory

We note that the Higgs mechanism in the E_7 -theory provides a possibility to have $SU(2) \otimes [U(1)]^3$ as a gauge group of weak and electromagnetic interactions and show that in this case the E_7 -theory can provide good agreement with all the available experimental data and have some specific predictions.

The Investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

Благодаря успехам модели Вайнберга-Салама в описании слабых взаимодействий нейтральных токов в более общих схемах всеобщего объединения обычно предполагается описание слабых и электромагнитных взаимодействий в рамках этой модели. Однако в представляющейся наиболее последовательной, с точки зрения общей идеологии гранд-объединения, E_7 -теории ^{1,2/} такой подход сталкивается с серьезными трудностями, так как $\sin^2 \theta_W$ в этой теории ^{3/} принимает слишком большое значение ($2/3$ при современных энергиях). В настоящей работе мы, учитывая, что механизм Хиггса в E_7 -теории дает возможность описания слабых и электромагнитных взаимодействий при современных энергиях в рамках $SU(2) \otimes U(1) \otimes U(1) \otimes U(1)$ -схемы, показываем, что в этом случае E_7 -теория может обеспечить хорошее согласие со всеми имеющимися экспериментальными данными и дает специфические предсказания, которые могут быть экспериментально проверены.

Фундаментальные левые фермионы в E_7 -теории размещаются в 56-плете, векторные калибровочные поля - в 133-плете. Разложения этих представлений согласно максимальной подгруппе $SU(6) \times SU^c(3)$, где $SU^c(3)$ - калибровочная группа квантовой хромодинамики, $SU(6)$ - группа ароматов, таковы:

$$\underline{56} = (20, 1^c) + (6, 3^c) + (\bar{6}, \bar{3}^c). \quad /1/$$

$$\underline{133} = (35, 1^c) + (\bar{15}, 3^c) + (15, \bar{3}^c) + (1, 8^c). \quad /2/$$

Следовательно, лептоны образуют 20-плет по $SU(6)$, кварки и антикварки - секстет и антисекстет соответственно. Среди векторных полей имеется восемь глюонов, девятносто лепто-кварков, переносящих взаимодействие, нарушающее сохранение барионного заряда, и 35-плет цветных синглетов, среди которых содержатся поля, ответственные за слабые и электромагнитные взаимодействия, наблюдаемые в настоящее время. Оператор электрического заряда определяется в E_7 -теории стандартным образом ^{1/}:

$$Q = T_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} T_8 = \begin{pmatrix} \lambda_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} \lambda_8 & 0 \\ 0 & \lambda_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} \lambda_8 \end{pmatrix} = \text{diag} \left(\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, -\frac{1}{3} \right),$$

где для генераторов группы $SU(6)$ выбран базис:

$$\lambda_m \otimes \sigma_a, \lambda_m \otimes 1, 1 \otimes \sigma_a,$$

$\lambda_m, m = 1, 2, \dots, 8$ - матрицы Гелл-Мана, $\sigma_a, a = 1, 2, 3$ - матрицы Паули. Стандартное определение генераторов, отвечающих заряженным слабым токам, таково ^{1/}:

$$T^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \lambda_{1\mp} i \lambda_2 & 0 \\ 0 & \lambda_{1\mp} i \lambda_2 \end{pmatrix}. \quad /4/$$

Генераторы T^\pm вместе с T_3 образуют группу слабых взаимодействий $SU(2)_W$. Согласно этой группе в теории есть два кварковых дублета и два синглета, тогда как 20 -плет лептонов содержит два триплета, четыре дублета и шесть синглетов, причем оператор электрического заряда на триплетах принимает значения $0, +1$, на дублетах принимает значения $-1, 0$ и $0, +1$, и на синглетах равен нулю ^{1/}. Следующая расстановка кварков /антикварков/ в секстете /антисекстете/ согласуется со структурой заряженных токов, определенной в ^{1/} /4/ ^{1/}:

$$\begin{pmatrix} u \\ d(\theta) \\ b(\theta) \\ c \\ s(\theta) \\ h(\theta) \end{pmatrix}_L \quad L \quad \begin{pmatrix} \bar{u} \\ \bar{h}(\phi) \\ \bar{d}(\phi) \\ \bar{c} \\ \bar{b}(\phi) \\ \bar{s}(\phi) \end{pmatrix}_L \quad L \quad /5/$$

Здесь $d_L(\theta)$... обозначает произвольное смешивание четырех левых кварков с зарядом $-1/3$, определяемое шестью углами θ_i , на которые наложено условие воспроизведения структуры Кабиббо известных заряженных токов /см. в этой связи ^{1/} /4/ /. Смешивание правых кварков отличается от левых благодаря несимметричной массовой матрице фермионов в E_7 -теории. До тех пор, пока мы не рассматриваем нейтральные токи, имеется много возможностей расстановки лептонов в 20 -плете ^{1/}.

Начальная E_7 -симметрия нарушается посредством механизма Хиггса. Мы используем для хиггсовских полей минимальный набор неприводимых представлений, содержащийся в прямом произведении $56 \otimes 56^{1,2/}$. Отсюда, бесцветные поля, которые могут приобретать ненулевые вакуумные средние /в.с./, преоб-

разуются при действии группы ароматов $SU(6)$ следующим образом:

$$в.с. \in \underline{6} \otimes \underline{6} \oplus \underline{20} \otimes \underline{20}. \quad /6/$$

Мы принимаем простейшую двухступенчатую схему нарушения симметрии. На первом этапе E_7 -симметрия нарушается до некоторой подгруппы $G_W \otimes SU^c(3)$, где G_W - калибровочная группа, отвечающая наблюдаемым в настоящее время слабым и электромагнитным взаимодействиям. Этот этап нарушения симметрии характеризуется масштабом масс порядка 10^{17} ГэВ /следует отметить, что такой масштаб нужен в E_7 -теории всеобщего объединения для обеспечения необходимого различия электромагнитной и хромодинамической констант связи ^{3/} /. Для того чтобы избежать явного противоречия с хорошо определенной универсальной структурой слабых взаимодействий заряженных токов, мы предположим, что группа G_W не содержит других заряженных генераторов, кроме T^\pm . Более того, мы потребуем, чтобы все векторные поля, отвечающие недиагональным нейтральным $SU(6)$ -генераторам, как и все лепто-кварки, приобрели сверхбольшие массы на первом этапе нарушения. Рассматривая представление ^{1/} /6/, мы убеждаемся в том, что существуют такие хиггсовские поля, которые, приобретая сверхбольшие вакуумные средние, удовлетворяют сформулированным выше требованиям к первому этапу нарушения симметрии. Однако, в наиболее общем случае, после первого этапа ненарушенной остается группа $SU^c(3) \otimes SU(2)_W \otimes U(1) \otimes U(1) \otimes U(1)$, где подгруппы $U(1)$ соответствуют генератору T_3 и ортонормированным диагональным $SU(6)$ -генераторам

$$\Gamma_1 = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \Gamma_2 = \begin{pmatrix} -\lambda_8 & 0 \\ 0 & \lambda_8 \end{pmatrix}. \quad /7/$$

Ситуация, когда ненарушенной остается $SU(2)_W \otimes U(1)$ Вайнберга-Салама, также может реализоваться. Однако в силу указанной выше трудности с $\sin^2 \theta_W$ она не представляет интереса в E_7 -теории.

Следовательно, при современных энергиях слабые и электромагнитные взаимодействия кварков и лептонов в E_7 -теории определяются следующей ковариантной производной:

$$D_\mu = \partial_\mu - iQA_\mu - ig_W [(T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) + \Gamma_0 Z_{0\mu} + \sqrt{\frac{2}{3}} \Gamma_1 Z_{1\mu} + \sqrt{\frac{2}{3}} \Gamma_2 Z_{2\mu}]. /8/$$

Здесь A_μ - поле фотона, W_μ^\pm и $Z_{0\mu}$ - стандартные промежуточные бозоны Вайнберга-Салама, $Z_{0\mu}$ отвечает генератору

$$\Gamma_0 = \frac{1}{\cos \theta_W} [T_3 - \sin^2 \theta_W Q] = \frac{\sqrt{3}}{18} \text{diag}(1, -5, 4, 1, -5, 4) \quad /9/$$

/мы напомним, что при современных энергиях $\sin^2 \theta_W = \frac{2}{3}$ в E_7 -теории/; $Z_{1\mu}, Z_{2\mu}$ - калибровочные поля, отвечающие Γ_1 и Γ_2 ; g_W - калибровочная $SU(2)$ - константа, $\frac{e}{g_W}$ - электромагнитная константа, $e = g_W \sin \theta_W$, а множитель $\sqrt{\frac{2}{3}}$ возникает из-за перенормировки /3/.

На втором этапе нарушения симметрии все векторные поля в /8/, кроме фотона, приобретают массу. На этом этапе $SU(2)_W \otimes U(1) \otimes U(1) \otimes U(1)$ - симметрия в общем случае нарушается в.с. всех полей в /6/, которые обладают нулевым электрическим зарядом /кроме получивших в.с. на первом этапе/. Так как представление /6/ содержит большое число $SU(2)_W$ - синглетов, дублетов, триплетов, квадруплетов и пентаплетов, этот этап нарушения симметрии в E_7 -теории носит очень сложный характер. При этом происходит смешивание всех трех нейтральных полей $Z_{0\mu}, Z_{1\mu}, Z_{2\mu}$ и отсутствует простое /типа Вайнберга-Салама/ соотношение между массами заряженных и нейтральных промежуточных векторных бозонов. Величины в.с. хиггсовских полей являются свободными параметрами теории. Через эти параметры выражается массовая матрица нейтральных промежуточных бозонов. Вводя собственные состояния массовой матрицы $Z_{A\mu}$ с собственными значениями $m_A^2, A=0,1,2$, получаем

$$D_\mu = \partial_\mu - ieQA_\mu - ig_W[(T^+W_\mu^+ + T^-W_\mu^-) + \sum_A \Gamma_A \tilde{Z}_{A\mu}], \quad /10/$$

где $\tilde{\Gamma}_A = -M_{AB} \Gamma_A$, M_{AB} - эйлерова матрица трехмерного поворота в стандартной параметризации и $\sqrt{\frac{2}{3}}$ внесен в Γ_A . Величины m_A^2 и углы Эйлера, определяющие M_{AB} , будем определять из экспериментальных данных по нейтральным токам. В связи с формулой /10/ необходимо сделать следующее важное замечание. В E_7 -теории отсутствует естественное сохранение аромата в нейтральных токах /см. /4/ /. Следовательно, для подавления взаимодействия нейтральных токов с изменением странности по крайней мере в низшем порядке мы накладываем на кварковые смешивания в /5/ такие условия, чтобы d -вершина исчезла из взаимодействия /здесь d и s - собственные состояния массовой матрицы, т.е. "реальные" d -и s -кварки/. Реализуется ли такая ситуация, можно сказать только после детального исследования механизма возникновения массы у фермионов, что является предметом отдельного исследования. Однако, если указанное сокращение невозможно, E_7 -теория вступает в противоречие с экспериментом.

Итак, мы должны теперь фитировать все имеющиеся данные по взаимодействию нейтральных токов, генерируемому /10/.

Так как совокупность данных по рассеянию нейтрино на нуклонах позволяет определить непосредственно величины формфакторов кварков /5/, мы фактически будем фитировать восемь экспериментальных точек /используем для них значения, приведенные в /6/ /:

$$u_L, u_R, d_L, d_R, \sigma_{el}(\bar{\nu}_\mu e)/E_\nu, \sigma_{el}(\nu_\mu e)/E_\nu, \sigma_{el}(\bar{\nu}_e e)/E_\nu, A^-(y)/Q^2|_{0,21}$$

где $A^-(y)/Q^2|_{0,21}$ - известный результат SLAC по асимметрии в сечениях рассеяния поляризованных электронов на дейтоне.

В результате нашего анализа мы находим, что имеются два варианта расстановки лептонов в 20 -плете, при которых E_7 -теория находится в хорошем согласии с экспериментом. В обоих вариантах левый электрон и его нейтрино размещаются в $SU(2)_W$ -триплете, $e_L^- = L_{256}^0, \nu_e = L_{246}^0$ или L_{156}^0 , правый электрон находится в дублете, т.е. $e_L^+ = L_{124}^+$. В варианте I левый мюон образует со своим нейтрино дублет (L_{346}^0, L_{356}^-) , тогда как в варианте II они образуют другой дублет (L_{136}^0, L_{236}^-) . Здесь мы приняли обозначение $L_{ijk}, i \neq j \neq k, i, j, k = 1..6$ для компонент 20 -плета /1/. В обоих вариантах имеется свобода в расстановке μ_L^+ , то есть имеются две возможности: L_{145}^+ /дублет/ и L_{134}^+ /триплет/, и, соответственно, свобода в расстановке τ -лептона.

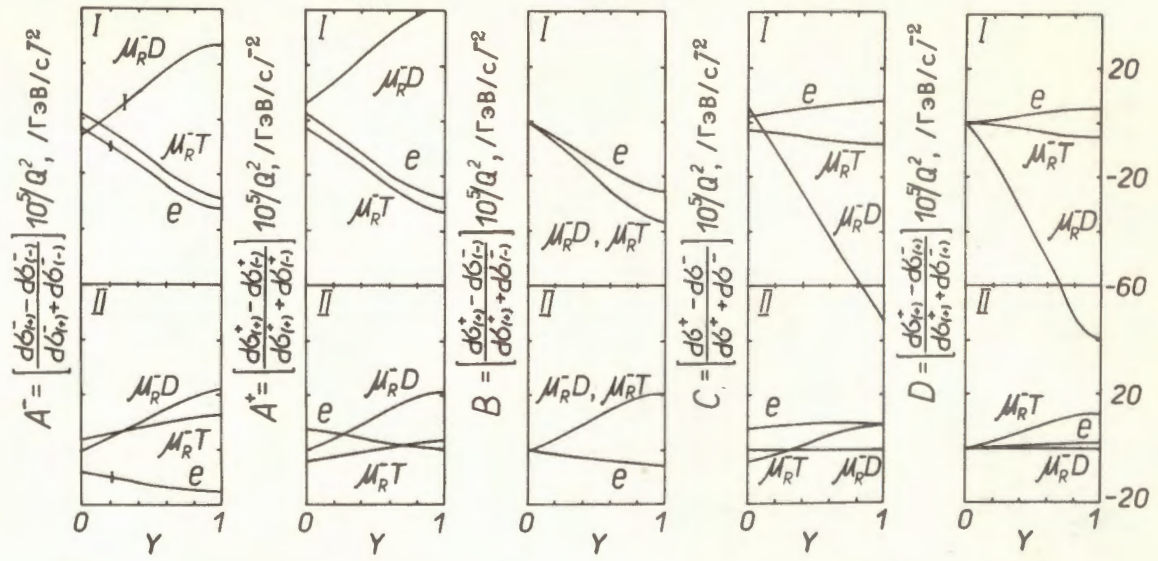
Результаты подгонки для обоих вариантов, приведенные в таблице, свидетельствуют о том, что E_7 -теория действительно обеспечивает хорошее согласие со всеми имеющимися данными. Отметим, что величина Q_W , вычисленная в E_7 -теории /она является мерой нарушения четности в экспериментах по изучению оптической активности паров висмута; мы не включили Q_W в /11/, так как в настоящее время имеется расхождение в результатах различных групп в этих экспериментах/, согласуется с последними данными новосибирской группы /7/ и предсказанием традиционной теории Вайнберга-Салама, см. таблицу. Однако E_7 -теория дает и ряд специфических предсказаний. Кроме сравнительно малой массы W -бозона /и малой массы Z_1 -бозона в вар. I / эта теория дает существенно отличающиеся от традиционных предсказания для различных асимметрий /8/ в рассеянии поляризованных мюонов на изоскалярной мишени, приведенные на рисунке. Эти предсказания могут быть проверены в готовящемся совместном эксперименте ЦЕРН-Дубна.

В заключение мы хотели бы выразить благодарность В.И.Огиевскому за ценные обсуждения.

Таблица

Вариант	m_W /ГэВ/	m_0 Γ_0 /ГэВ/	m_1 Γ_1 /ГэВ/	m_2 Γ_2 /ГэВ/	$\cos\theta$	$\cos\phi$	$\cos\psi$	Q_W	χ^2/ND	CL %
I		65+6	22+2	111+22	-0,65	0,49	0,69	-81	2,7/2	27
	45,7	0,92+0,09	0,31+0,03	1,84+0,37	+0,05	+0,07	+0,04	+45		
II		44+3	118	54+6	-0,32	-0,83	0,82	-184		
		0,62+0,04	1,68	0,90+0,10	+0,31	+0,06	+0,06	+58		

Примечания к таблице: θ, ϕ, ψ - углы Эйлера, причем $M_{00} = \cos\theta$, $M_{01} = \sin\theta \sin\phi$, $M_{20} = \sin\theta \sin\psi$ и т.д., см. /10/. Из-за наличия сильных корреляций параметров в варианте I мы приводим ошибки для них, полученные при фиксированном значении одного из углов. В варианте II мы приводим результаты при фиксированном значении параметра m_1 , согласующемся с механизмом Хиггса /если не фиксировать массу m_1 , то подгонка дает для нее слишком большое значение при том же χ^2 /. Мы приводим также верхние границы для ширин Z_A -бозонов в предположении, что все члены 56 -плета имеют массы $\ll m_A$.



Асимметрии в рассеянии лептонов на изоскалярной мишени для вариантов I и II E_7 -теории, отвечающие величинам параметров, приведенным в таблице. Мы приводим результаты для обеих возможностей расстановки $\mu_R^- \cdot \sigma_{(-)}$ обозначает сечение рассеяния положительно заряженных лептонов с продольной поляризацией -1 и т.д. Характерная ошибка приведена на рисунке для асимметрии A^- . На этом же рисунке приведена экспериментальная точка SLAC.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sikivie P., Gürsey F. Phys.Rev., 1977, D16, p.816.
2. Огиевецкий В.И., Цейтлин В.Ю. ЯФ, 1978, 28, с.1616.
3. Дьяконов Д.И. ЯФ, 1977, 26, с.845.
4. Harari H. Phys.Rep., 1978, 42, p.235.
5. Abbot L.F., Barnett R.M.Phys.Rev., 1978, D18, p.3214.
6. Baltay C. Proc. of the IXI Int. Conf. on High Energy Phys. Tokyo, Phys.Soc. of Japan, 1979, p.882.
7. Barkov L.M., *ibid.* p.425.
8. Klein M., Riemann T. JINR, E2-11271, Dubna, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 мая 1979 года.