

ПРЕДСКАЗАНИЯ SU(5)-МОДЕЛИ ДЛЯ НАРУШАЮЩИХ ЧЕТНОСТЬ ЭФФЕКТОВ В АТОМНОЙ ФИЗИКЕ

O.K. Калашников

Показано, что современная экспериментальная феноменология нарушающих четность эффектов в атомной физике не противоречит предсказаниям асимптотически свободной $SU(5)$ -модели, хотя может существенно отличаться от предсказаний модели Вайнберга - Салама.

Успешное развитие теории большого объединения возродило интерес к экспериментальному исследованию эффектов нарушения четности в атомной физике. Существование таких эффектов предсказывалось Зельдовичем [1], впервые в 1959 году, и впоследствии обсуждалось в ряде работ других авторов [2]. В частности, модель объединенного взаимодействия Вайнберга - Салама достоверность которой подвержена многими экспериментальными фактами, также предсказывает ненулевую величину такого эффекта и, в конечном счете, экспериментальная проверка такого рода предсказаний теории сейчас переросла задачу первостепенной важности.

Эксперименты однако оказываются противоречивыми по своим предсказаниям и вплоть до настоящего времени ситуация, как экспериментальная, так и теоретическая, остается неясной. Особенно несогласованными являются экспериментальные предсказания величины эффекта несохранения четности в тяжелых атомах. Здесь результаты одних экспериментов [3] хорошо согласуются с предсказаниями модели Вайнберга - Салама, в других [4] оказывается, что наблюдаемый эффект должен быть значительно подавлен. Существуют также эксперименты по ed -рассеянию поляризованных электронов [5]. Здесь эффект наблюдается в полном соответствии с предсказаниями модели Вайнберга - Салама.

Теоретический анализ эффектов нарушения четности проводится на основе эффективного кварк-лептонного лагранжиана, который следуя [6], удобно параметризовать следующим образом

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eq} = & -\frac{G}{\sqrt{2}} \left\{ (\bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 e) \left[\frac{\tilde{\gamma} + \tilde{\alpha}}{2} \bar{u} \gamma_\mu u + \frac{\tilde{\gamma} - \tilde{\alpha}}{2} \bar{d} \gamma_\mu d \right] + \right. \\ & + (\bar{e} \gamma_\mu e) \left[\frac{\tilde{\delta} + \tilde{\beta}}{2} \bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 u + \frac{\tilde{\delta} - \tilde{\beta}}{2} \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 d \right] \left. \right\}. \quad (1) \end{aligned}$$

Экспериментальные данные обрабатываются в терминах четырех параметров лагранжиана (1), которые являются функциями угла Вайнберга. Эффект несохраняющего четность взаимодействия, приводящий к оптическому вращению плоскости поляризации, пропорционален, так называемому "слабому заряду"

$$Q_W = (A - 2Z) \tilde{\alpha} - 3A \tilde{\gamma}, \quad (2)$$

который, следуя (1) определяется только $\tilde{\alpha}$, $\tilde{\gamma}$ – параметрами. В (2) A и Z – соответственно, атомный номер и заряд ядра. Асимметрия глубоко-неупругого ed -рассеяния.

$$A(y)/q^2 = a_1 + a_2 \{ [1 - (1 - y)^2]/[1 + (1 - y)^2] \} \quad (3)$$

определяется всеми коэффициентами (1) и параметризована, следуя (3), двумя величинами

$$\tilde{\alpha}_1 = a_1/k = \tilde{\alpha} + \frac{1}{3}\tilde{\gamma}; \quad \tilde{\alpha}_2 = a_2/k = \tilde{\beta} + \frac{1}{3}\tilde{\delta}, \quad (4)$$

где $k = 9 G_F/5\sqrt{2}e^2$. Для модели Вайнберга – Салама выражения этих коэффициентов имеют известный вид

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha} &= -(1 - 2 \sin^2 \theta_W); & \tilde{\alpha} + \frac{1}{3}\tilde{\gamma} &= -\left(1 - \frac{20}{9} \sin^2 \theta_W\right); \\ \tilde{\gamma} &= (2/3) \sin^2 \theta_W; & \tilde{\beta} + \frac{1}{3}\tilde{\delta} &= -\left(1 - 4 \sin^2 \theta_W\right); \end{aligned} \quad (5)$$

и эффекты весьма чувствительны к выбору величины $\sin^2 \theta_W$. Для $SU(2)$ модели $\sin^2 \theta_W = 0,23$.

$SU(5)$ -модель единого взаимодействия [7, 8] объединяет квантовую хромодинамику и $SU(2) \times U(1)$ модель Вайнберга – Салама в рамках единой калибровочной группы. Для обычных вариантов обобщения модели Вайнберга – Салама все предсказания этой модели сохраняются, хотя, при обработке экспериментальных данных, следует использовать другое значение $\sin^2 \theta_W$. Здесь $\sin^2 \theta_W = 0,21$. Однако это изменение не является качественным. Если эксперименты [3] окажутся неверными, то согласовать результаты экспериментов [4] с данными SLAC по неупругому ed -рассеянию в рамках стандартных $SU(5)$ -моделей окажется весьма трудно. Эта ситуация заставила ряд авторов [9] отказаться от $SU(5)$ схемы большого объединения и искать выход из сложившихся трудностей в более сложных моделях.

Здесь будет показано, что столь радикальные меры, по отношению $SU(5)$ -теории преждевременны. В частности для $SU(5)$ -модели большого объединения, предложенной в работе [8], найдена возможность легко разрешить все возникшие на данном этапе трудности. Несложные изменения мультиплетной композиции в рамках $SU(5)$ -модели способны согласовать результаты экспериментов [4] с данными SLAC [5] также весьма естественным образом. Выяснение экспериментальной ситуации для данной $SU(5)$ -модели означает выбор вполне определенного ее мультиплетного содержания.

$SU(5)$ -модель, как она изложена в работе [8] согласуется только с экспериментами [3] и [5]. Возможность изменить ее предсказания, без изменения мультиплетного содержания, здесь не найдена, хотя реальные предпосылки для этого существуют. При данной $SU(5)$ композиции спинорных мультиплетов "слабый заряд", по сравнению с моделью Вайнберга – Салама, определяется здесь не только $\sin^2 \theta_W$ (варь-

метром, но зависит также от двух дополнительных параметров

$$Q_W = \left[(A - 2Z) \left(-\frac{1 + c_L^2}{2} + 2 \sin^2 \theta_W \right) - 3A \left(-\frac{1 - c_L^2}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) \right] (1 - s_R^2), \quad (6)$$

которые, в принципе, могли бы изменить существо дела. Действительно, так как $c_L^2 = \cos^2(d_L, b_L)$ и $c_R^2 = \cos^2(e_R, \tau_R)$ — параметры, определяющие углы смешивания соответствующих частиц до некоторой степени произвольны, то выбор этого смешивания достаточно большим легко согласовал бы предсказания модели с экспериментами [4]. Заметим, что эксперименты по ed -рассеянию [5], параметризация которых также меняется

$$\begin{aligned} \tilde{a}_1 &= - \left[\left(1 - \frac{1}{3} s_L^2 \right) - \frac{20}{9} \sin^2 \theta_W \right] (1 - s_R^2); \\ \tilde{a}_2 &= - [(1 + s_R^2) - 4 \sin^2 \theta_W]; \end{aligned} \quad (7)$$

не противоречит этой возможности, ввиду большой экспериментальной неопределенности \tilde{a}_2 -параметра. Однако в данной $SU(5)$ схеме оба угла оказываются жестко связанными

$$\tan(e_R, \tau_R) = \left(\frac{q_1 \rho}{\sqrt{2}} \right) \frac{1}{m_\tau}; \quad \tan(d_L, b_L) = \left(\frac{q_1 \rho}{\sqrt{2}} \right) \frac{1}{m_b}; \quad (8)$$

и более того s_R^2 -параметр не может быть изменен, так как определяет "экзотические" распады τ -лептона. Последние пока экспериментально не найдены и верхняя оценка на s_R^2 -параметр есть

$$s_R^2 \leq 10^{-4}, \quad (9)$$

что, естественно, не дает возможности изменить предсказания эффектов нарушения четности данной $SU(5)$ -модели по сравнению с моделью [7].

Здесь, однако, сразу виден выход из этой ситуации. Необходимо изменить мультиплетную композицию спинорных полей таким образом, чтобы параметры c_L^2 и c_R^2 стали бы независимыми. Оказывается, что легко сделать переопределив $\psi_{L,R}$ -мультиплеты, заменой $(u, d)_L$ кварков на $(c, s)_L$

$$\begin{aligned} \psi_R &= \begin{pmatrix} (c_R)_3^c & -(c_R)_2^c & u_L^1 & d_L^1 \\ u_R^3 & (c_R)_3^c & u_L^2 & d_L^2 \\ u_R^2 & u_R^1 & u_L^3 & d_L^3 \\ (c_L)_1^c & (c_L)_2^c & (c_L)_3^c & \mu_L^+ \\ (s_L)_1^c & (s_L)_2^c & (s_L)_3^c & e_R^- \end{pmatrix} = \psi_L \begin{pmatrix} d_R^1 \\ d_R^2 \\ d_R^3 \\ \mu_R^+ \\ \nu_R \end{pmatrix} = \theta_R \quad (10) \\ \theta_L &= \begin{pmatrix} (s_R)_1^c & (s_R)_2^c & (s_R)_3^c & e_L^- & \nu_L \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Переопределение c_R , s_R -кварков делать не обязательно, так как этот вопрос касается в значительной степени, лишь феноменологии распада протона и должен обсуждаться особо. Теперь c_L^2 -и s_L^2 -величины фиксируются различными параметрами $SU(5)$ -теории

$$\operatorname{tg}(\hat{e}_R, \tau_R) = \left(\frac{q_1 \rho}{\sqrt{2}} \right) \frac{1}{m_\tau}; \quad \operatorname{tg}(\hat{d}_L, t_L) \approx \left(\frac{q_2 \sigma}{\sqrt{2}} \right) \frac{1}{m_t} \quad (11)$$

и их независимый выбор может легко согласовать предсказания этой версии $SU(5)$ -теории с экспериментами [4] и [5]. Подгоночным параметром в (5) является c_L^2 -величина и, в частности, результаты [4] и [5] будут не противоречивы, если

$$s_L^2 \approx 0,1. \quad (12)$$

Таким образом, для $SU(5)$ -модели [8] проблемы в объяснении эффектов нарушения четности в атомах не существует, а прояснение экспериментальной ситуации поможет устраниТЬ произвол модели в определении ее мультиплетной композиции.

Интересно также отметить некоторые особенности $SU(5)$ -схемы с мультиплетной композицией (9). Такой, наиболее интересной особенностью здесь является возможность (b, s) смешивания. Последний факт может оказаться весьма существенным для интерпретации νN экспериментов, где существование (b, s) тока сейчас считается предпочтительной возможностью. Кроме этого в такой $SU(5)$ -теории можно ожидать также видоизменение основных мод распада протона, так как теперь партнером d -кварка, вместо электрона, является μ -мезон. Естественным образом (e, τ) феноменология остается без изменения и это также касается всей низкоэнергетической физики слабых и электромагнитных взаимодействий.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность проф. Е.С.Фрадкину за ценные советы и постоянный интерес к работе.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
23 июня 1981 г.

Литература

- [1] Зельдович Я.Б. ЖЭТФ, 1959, **36**, 964.
- [2] Bouchiat M.A., Bouchiat C.C.: Phys. Lett., 1974, **48B**, 111;
Москалев А.Н., Рындин М.Р., Хриплович И.Б. УФН, 1976, **118**, 409.
- [3] Барков Л.Н., Золотарев М.С. Письма в ЖЭТФ, 1978, **27**, 379;
Barkov L.M., Zolotorev M.S. Phys. Lett., 1979, **85B**, 308.
- [4] Богданов Ю.В., Собельман И.И., Сорокин В.Н., Письма в ЖЭТФ, 1980, **31**, 234.
- [5] Prescott C.V. et. al. Phys. Lett., 1978, **77B**, 347; Phys. Lett., 1979, **84B**, 524.

- [6] Hung P.Q., Sakurai J.J. Phys. Lett., 1979, **88B**, 91; Li ede I., Roos H. Nucl. Phys., 1980, **167B**, 397.
 - [7] Georgi H., Glashow S.L. Phys. Rev. Lett., 1974, **32**, 438;
Buras A.J., Ellis J., Gaillard M.K., Nanopoulos D.V. Nucl. Phys., 1978, **135**, 66.
 - [8] Fradkin E.S., Kalashnikov O.K. Phys. Lett., 1976, **64B**, 177;
Kalashnikov O.K. Preprint Lebedev Phys. Inst., N166, 1980.
 - [9] Georgi H., Weinberg S. Phys. Rev., 1978, **17D**, 275; Fayet P.
Preprint CERN, 1980, TH.2907.
-