

На рис. 1 и рис. 2 приведены результаты измерений поляризации протонов под углами 90 и 120° СЦМ, соответственно. Характерной особенностью полученных результатов является рост поляризации протонов с увеличением энергии фотонов. Расчетные кривые, выполненные по модели [8] с привлечением возможных дибарионных резонансов с массами 2260 и 2380 МэВ имеют тенденцию к спаду уже при энергии 650 МэВ, что противоречит новым экспериментальным данным.

Необходим новый мультипольный анализ с привлечением этих данных о поляризации протонов, а также новых данных Σ и T -асимметрии [9] и поперечных сечений под углом 180°.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
17 августа 1981 г.

Литература

- [1] Ikeda H. et al. Phys. Rev. Lett., 42, 1979, 1321.
- [2] Katae T. et al. Phys. Rev. Lett., 38, 1977, 468.
- [3] Браташевский А.С., Деробчинский А.И., Зыбалов А.А., Коновалов О.Г., Сорокин П.В., Тенишев А.Э. ЯФ, 32, (8), 1980.
- [4] Kajikawa E. Preprint Nagoya University, Nagoya, 464, Japan, 1980.
- [5] Laget J.M. Nucl. Phys., A312, 1978, 265.
- [6] Афанасьев Н.Г., Гольдштейн В.А., Дементий С.В., Ярошевский Л.Д., Аркатов И.М. ПТЭ, №5, 1967, 146.
- [7] Деробчинский А.И., Тонапетян С.Г., Коновалов О.Г., Тенишев А.Э. ПТЭ, №6, 36, 1973.
- [8] Ikeda H. et al. Nucl. Phys., B172, 1980, 509.
- [9] Ueda T. Phys. Lett., 79B, 1978, 4.

Письма в ЖЭТФ, том 34, вып.7, стр. 412 — 417

5 октября 1981 г.

УГОЛ ВАЙНБЕРГА И ВРЕМЯ ЖИЗНИ ПРОТОНА В АСИМПТОТИЧЕСКИ СВОБОДНЫХ И СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ МОДЕЛЯХ БОЛЬШОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ

Е.С.Фрадкин, Т.Е.Фрадкина

Найдено значение перенормированного угла Вайнберга, массы промежуточных векторных бозонов слабого взаимодействия и время жизни протона в асимптотически свободных и суперсимметричных моделях большого объединения.

За последние годы установлено, что физика низких энергий описывается стандартной моделью, основанной на калибровочной группе $S^C U(3) \times$

$\times SU(2) \times U(1)$, при этом сильное взаимодействие описывается группой цвета $S^C U(3)$, а слабое и электромагнитное взаимодействия — моделью Глэшоу — Вайнберга — Салама ($SU(2) \times U(1)$). При энергиях порядка 100 ГэВ стандартная модель спонтанно нарушается до группы $S^C U(3) \times U_e(1)$. Мультиплетный состав стандартной модели в основном установлен лишь при современных доступных энергиях и сводится к набору трех-четырёх поколений киральных ферми-частиц, а спонтанное нарушение симметрии стандартной модели до симметрии $S^C U(3) \times U_e(1)$, осуществляется, по-видимому, одним или несколькими изодублетами [1, 2] группы $S^C U(3) \times SU(2)$. Важнейшей задачей современного этапа развития теории элементарных частиц является установление группы симметрии и мультиплетный состав физики высоких энергий. Модели большого объединения частично решают эту проблему, так, минимальная модель большого объединения — $SU(5)$ — модель Джорджи и Глэшоу [1] предполагает, что мультиплетный состав физики высоких энергий сводится к нескольким поколениям киральных ферми-частиц, а иерархия калибровочных взаимодействий и спонтанное нарушение симметрии достигается за счет хиггсовских частиц (24-плет, 5-плет и возможно 45-плет). Более богатая физическая картина взаимодействия и более широкий спектр частиц реализуется в рамках асимптотически-свободных моделей большого объединения, впервые построенных в работах одного из авторов (Е.С) совместно с Калашниковым и Конштейном [2 — 4]. Важнейшими преимуществами асимптотически-свободных моделей по сравнению с обычными моделями являются следующие:

- 1) Эти модели, так же, как суперсимметричные модели, — внутренне непротиворечивы. В отличие от обычных моделей, имеющих трудность заряда нуль [5] применительно к хиггсовскому взаимодействию, здесь реализуется режим асимптотической свободы для всех видов взаимодействия.
- 2) Поскольку модель в целом асимптотически-свободная, то методы теории возмущений применимы ко всем видам взаимодействия при высоких энергиях.
- 3) Требование асимптотической свободы для всех взаимодействий приводит к определенным ограничениям на мультиплетный состав модели и к определенным связям между различными константами взаимодействия и массами частиц, тем самым по сравнению с обычными моделями большого объединения уменьшается число произвольных параметров теории.

Целью настоящего исследования является установление наиболее ярких качественных следствий асимптотически-свободных, а также суперсимметричных $SU(5)$ -моделей большого объединения. Речь идет о характеристиках экспериментально уже известных или доступных для современного эксперимента, а именно, о вычислении величины перенормированного угла Вайнберга ($\sin^2 \theta_W$), массы промежуточных векторных бозонов слабого взаимодействия $M_{W\pm}$, M_Z , точки объединения M_X констант связей α_3 , α_2 , α_1 калибровочных групп $S^C U(3)$, $SU(2)$, $U(1)$, а также времени жизни протона τ_p и других.

1. Основные формулы

Основой для дальнейших вычислений являются уравнения ренормгруппы для эффективных калибровочных констант связей $(\alpha_3, \alpha_2, \alpha_1)$ симметрии $S^C U(3) \times SU(2) \times U(1)$, реализуемой после спонтанного нарушения исходной $SU(5)$ -симметрии. В однопетлевом приближении имеем:

$$\alpha_n^{-1} = \alpha_0^{-1} + \frac{b_n}{4\pi} \ln \frac{K^2}{M_X^2}; \quad \alpha = \frac{8}{3} b_3 - \frac{5}{3} b_1 - b_2, \quad (1)$$

$$\frac{\alpha}{\alpha_2} = \sin^2 \theta_W = \frac{1}{\alpha} \left[b_3 - b_2 + \frac{5}{3} \frac{\alpha}{\alpha_3} (b_2 - b_1) \right], \quad (2)$$

$$\ln \frac{M_X}{M_W} = \frac{2\pi}{\alpha\alpha} \left(1 - \frac{8}{3} \frac{\alpha}{\alpha_3} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \frac{1}{\alpha} \left\{ b_3 - \frac{\alpha}{\alpha_3} \left(\frac{5}{3} b_1 + b_2 \right) \right\}, \quad (4)$$

$$\frac{\alpha}{\alpha_1} = \frac{3}{5} \cos^2 \theta_W; \quad \alpha^{-1} = \alpha_2^{-1} + \frac{5}{3} \alpha_1^{-1}, \quad (5)$$

$$M_{W\pm} = 37,3 / \sin \theta_W \text{ ГэВ}; \quad M_Z = 74,6 / \sin 2 \theta_W \text{ ГэВ}, \quad (6)$$

$$\tau_p = \tau_p^0 \left(\frac{M_X}{M_X^0} \right)^4 \left(\frac{\alpha_0^0}{\alpha_0} \right)^2 \left(\frac{A_3^0}{A_3} \right) \left(\frac{A_2^0}{A_2} \right)^2; \quad A_3 = (\alpha_3 (M_X^2) / \alpha_0)^{4/b_3} \\ A_2 = (\alpha_2 (M_X^2) / \alpha_0)^{9/4 b_2} \quad (7)$$

где $\tau_p^0 = 1,4 \cdot 10^{31 \pm 2}$ лет — время жизни протона в минимальной $SU(5)_P$ -модели с тремя киральными поколениями и одним хиггсовским пятиплетом, в которой:

$$b_3 = 7; \quad b_2 = 19/6; \quad b_1 = -4,1; \quad \alpha_0 = 0,0242; \quad A_3^0 = 4,72; \quad A_2^0 = 1,37;$$

$$M_X^0 = 6,66 \cdot 10^{14} \text{ ГэВ}; \quad \sin^2 \theta_W = 0,207; \quad M_{W\pm} = 82 \text{ ГэВ}; \quad M_Z = 92,08 \text{ ГэВ}.$$

Коэффициенты b_n группы $SU(n)$ зависят от спина (S) и модель и равны:

$$b_n = \frac{1}{6} \sum_S (1 - 12 S^2) C_n, \quad (8)$$

где сумма берется по спиральностям частиц (для векторного калибровочного поля $S = \pm 1$, для спинорного поля $S = \pm 1/2$), коэффициент C_n

равен: $1/2$ – для фундаментального представления; n – для присоединенного представления; $n/2 - 1$ – для антисимметричного представления; $n/2 + 1$ – для симметричного представления.

Приведенные значения C_n относятся к действительным бозе-полям и киральным (или майорановским) ферми-полям. В случае комплексных бозе-частиц и полных дираковских ферми-частиц этот коэффициент C_n удваивается. Из формул (3) и (7) видно, что малые поправки к правой части (3) существенно могут изменить время жизни протона τ_p . Так, учет двухпетлевых поправок к уравнениям ренорм-группы сильно меняет значение τ_p . Можно показать, что эти радиационные поправки приводят к следующим добавкам Δ к основным формулам:

$$\Delta(\sin^2 \theta_W) = \frac{1}{a} \left\{ \frac{5}{3} (b_2 - b_1) \delta_3 + (b_3 - b_2) \delta_1 + (b_1 - b_3) \delta_2 \right\}, \quad (2a)$$

$$\Delta\left(\ln \frac{M_X}{M_W}\right) = \frac{2\pi}{a a(M_X)} \left\{ -8/3 \delta_3 + 5/3 \delta_1 + \delta_2 \right\}, \quad (3a)$$

$$\Delta(a/a_0) = \frac{1}{a} \left\{ -(5/3 b_1 + b_2) \delta_3 + b_3 (\delta_2 + 5/3 \delta_1) \right\}, \quad (4a)$$

$$\Delta(a/a_1) = \frac{1}{a} \left\{ (b_1 - b_2) \delta_3 + (b_2 - b_3) \delta_1 + (b_3 - b_1) \delta_2 \right\}, \quad (5a)$$

$$\Delta(a/a_3) = \delta_3 \quad (9)$$

$$\delta_n = \sum_{i=1}^3 \frac{\beta^{ni} a}{4\pi b_i} \ln \frac{a_i}{a_0} \quad (10)$$

где [7]:

$$\beta^{ni} = - \begin{vmatrix} \frac{19}{15} n_f & \frac{3}{5} n_f & \frac{44}{15} n_f \\ \frac{1}{5} n_f & \frac{49}{3} n_f - \frac{136}{3} & 4n_f \\ \frac{11}{20} n_f & \frac{3}{2} n_f & \frac{76}{3} n_f - 102 \end{vmatrix} \quad (11)$$

n_f – число киральных поколений спинорных частиц в модели.

2. Асимптотически-свободные $SU(5)$ -модели

Здесь мы приведем вычисления интересующих нас величин лишь в случае наиболее реалистичной асимптотически-свободной $SU(5)$ -модели, предложенной недавно одним из авторов (Е.С.) совместно с Конштейном [4]. Эта модель является наиболее полным обобщением первой асимптотически-свободной $SU(5)$ -модели [2] и содержит следующие мультиплеты: а) набор 3-4 поколений киральных ферми-частиц, б) набор ферми и хиггсовских частиц в присоединенном представлении (24), в) пятиплет

и антипятиплет полных ферми-частиц и комплексных хиггсовских частиц.

После спонтанного нарушения $SU(5)$ -симметрии и возникает стандартная модель со следующим спектром легких частиц:

1) набор 3-4 поколений киральных ферми-частиц, 2) два набора изодублетов (1, 2) и (1, $\bar{2}$) хиггсовских частиц, 3) триплет полных ферми-частиц (3, 1), 4) изодублет полных ферми-частиц (1, 2).

Соответствующие значения коэффициентов b_n в случае трех поколений равны:

$$b_3 = 7 - 2/3 = 19/3; \quad b_2 = 10/3 - 1/3 - 2/3 = 7/3;$$

$$b_1 = -4 - 2/3 \times 2/5 - 3/5 = -73/15.$$

Для интересующих нас величин с учетом двухпетлевых поправок получим в этом случае: $\sin^2 \theta_W = 0,2108$; $\tau_p = 2 \cdot 10^{30 \pm 2}$ лет; $\alpha_0 = 0,0266$; $M_{W^\pm} = 81,24$ ГэВ; $M_Z = 91,45$ ГэВ; $M_X = 4,28 \cdot 10^{14}$ ГэВ. В этом случае, когда число киральных поколений равно четырем имеем:

$$b_3 = 15/3; \quad b_2 = 1; \quad b_1 = -93/15; \quad \sin^2 \theta_W = 0,2073;$$

$$\tau_p = 1,7 \cdot 10^{31 \pm 2} \text{ лет}; \quad \alpha_0 = 0,0324; \quad M_X = 8,6 \cdot 10^{14} \text{ ГэВ};$$

$$M_{W^\pm} = 81,92 \text{ ГэВ}; \quad M_Z = 92,01 \text{ ГэВ}.$$

3. Суперсимметричная $SU(5)$ -модель

Суперсимметричная $SU(5)$ -модель, предложенная¹⁾ одним из авторов (Е.С.) [7] является естественным обобщением асимптотически-свободной $SU(5)$ -модели. Эта модель имеет следующий мультиплетный состав: а) один векторный супермультиплет (24), содержащий 24-плет векторных частиц и 24-плет майорановских спинорных частиц; б) f -поколений киральных супермультиплетов материи, каждый из которых состоит из супермультиплетов $\bar{5}$ и 10 (в свою очередь здесь каждый супермультиплет состоит из комплексного бозе-поля и кирального ферми-поля) спонтанное нарушение внутренней симметрии осуществляется хиггсовскими супермультиплетами; одним супермультиплетом — 24 и несколькими супермультиплетами $\bar{5}$ и $\bar{5}$. Спонтанное нарушение исходной $SU(5)$ -симметрии до симметрии $S^C U(3) \times SU(2) \times U(1)$ без нарушения суперсимметрии достигается за счет появления отличного от нуля среднего у хиггсовского супермультиплета (24), при этом весь хиггсовский 24-плет и лептокварки векторного 24-плета, а также их суперсимметричные партнеры приобретают большую массу M_X . Для того, чтобы протон

¹⁾ Близкая модель недавно была предложена в препринте Димопулоса и Джорджи

аномально быстро не распадался, делаются также экстратяжелыми цветные компоненты (3, 1) и (3, 1) в хиггсовских супермультиплетях 5 и $\bar{5}$ (за счет взаимодействия с 24-плетом хиггсовских частиц).

Таким образом, вплоть до спонтанного нарушения суперсимметрии (при энергиях порядка 100 – 1000 ГэВ) мы имеем суперсимметричную стандартную модель $S^C U(3) \times SU(2) \times U(1)$ с f -поколениями суперматерии и несколькими комплексными супердублетами (1, 2) и (1, $\bar{2}$). Поскольку здесь мы имеем дело с супермультиплетями, то соответствующие коэффициенты b_n приобретают следующие значения: $b_3 = 9 - 2f$; $b_2 = 6 - 2f - (N_f / 2)$; $b_1 = -2f - \frac{3}{10} N_f$, где N_f – число легких супердублетов.

В частности, в случае $f = 3$ и $N_f = 2$ имеем:

$$\sin^2 \theta_W = 0,233; M_{W\pm} = 77,36 \text{ ГэВ}; M_Z = 88,3 \text{ ГэВ}$$

$$M_X = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ ГэВ}; \tau_p = 285 \cdot 10^{30 \pm 2} \text{ лет}; \alpha_0 = 0,041.$$

Как видно суперсимметрия приводит к увеличению M_X и времени жизни протона, однако этот эффект можно нейтрализовать за счет увеличения числа хиггсовских супердублетов N_f . Действительно, в случае $f = 3$, $N_f = 4$ имеем:

$$\sin^2 \theta_W = 0,255; M_{W\pm} = 73,94 \text{ ГэВ}; M_Z = 85,63 \text{ ГэВ};$$

$$M_X = 6,3 \cdot 10^{14} \text{ ГэВ}; \tau_p = 2,2 \cdot 10^{30 \pm 2} \text{ лет}; \alpha_0 = 0,044.$$

Следует отметить, что требование асимптотической свободы приводит к тому, что число суперпоколений не может быть больше четырех и делает невозможным введение хиггсовского супермультиплета 45.

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

Поступила в редакцию
17 августа 1981 г.

Литература

- [1] *Georgi H., Glashow S.L.* Phys. Rev. Lett., 32, 1974, 438.
- [2] *Fradkin E.S., Kalashnikov O. K.* Phys. Lett., 64 B, 1976, 177.
- [3] *Fradkin E.S., Kalashnikov O.K., Konstein S. E.* Preprint FIAN №166, 1977; Lett Nuovo Cim., 21, 1978, 5.
- [4] *Fradkin E.S., Konstein S.E.* Preprint FIAN, 1981.
- [5] Ландау Л.Д., Померанчук И.Я. ДАН, СССР, 102, 1955, 489.
- [6] *Goldman T.J., Ross D.A.* Phys. Lett., 84B, 1979, 208.
- [7] *Фрадкин Е.С.* Труды симпозиума КВАРК-80 в Сухуми, 1980, 146.