Письма в ЖЭТФ, том 44, вып. 11, стр. 488 – 491 *10 декабря 1986 г.*

СУПЕРСИММЕТРИЧНАЯ ТЕОРИЯ ВЕЛИКОГО ОБЬЕДИНЕНИЯ С АВТОМАТИЧЕСКОЙ ТОНКОЙ ПОДСТРОЙКОЙ

А.А.Ансельм, А.А.Иогансен

Предложен вариант суперсимметричной $SU(5)$ теории великого объединения, в котором автоматически решается проблема "легких дублетов" с помощью гипотезы о более широкой – по сравнению с $SU(5)$-симметрии хиггсовского сектора. Если принять популярный механизм нарушения суперсимметрии за счет супергравитации, мы приходим к жестко фиксированному низкоэнергетическому лагранжиану хиггсовских полей, зависящему всего от одного параметра мягкого нарушения – массы гравитино $m_{3/2}$.

Как известно, в суперсимметричных теориях великого объединения радиационные поправки не нарушают иерархию, заложенную в древесном приближении [1 – 3]. Вместе с тем эта иерархия достигается лишь за счет тонкой подгонки параметров суперпотенциала. Например, для суперпотенциала наиболее общего вида в $SU(5)$-теории:

$$W = \frac{1}{2} M \mathrm{Sp}\, \Phi^2 + \frac{\lambda}{3} \mathrm{Sp}\, \Phi^3 + f(H_1 \Phi H_2) + m(H_1 H_2), \tag{1}$$

где $\Phi \sim \underline{24}$, $H_1 \sim \underline{5}$, $H_2 \sim \underline{5}^*$, необходимо наложить условие

$$\lambda m = 3fM \tag{2}$$

чтобы обеспечить (почти) безмассовость дублетов по электрослабой группе, входящих в 5-плеты H_1 и H_2 и массивность ($\sim M$) соответствующих цветовых триплетов. Условие (2) выглядит весьма искусственным. В настоящей статье мы предложим вариант теории, в котором дублеты автоматически остаются безмассовыми, а триплеты имеют большую массу порядка массы объединения.

Предположим, что хиггсовский сектор теории обладает более высокой, по сравнению с $SU(5)$ калибровочной симметрией, – глобальной $SU(6)$-симметрией. Ценой добавления $SU(5)$ синглетного поля φ все хиггсовские поля можно естественным образом вместить в присоединенное представление $SU(6)$-группы: $\underline{35} = \underline{1} + \underline{5} + \underline{5}^* + \underline{24}$. Тогда в суперсимметричном варианте теории суперпотенциал зависит от единственного кирального поля $\Sigma \sim \underline{35}$ и имеет вид

$$W = \frac{1}{2} M \,\mathrm{Sp}\, \Sigma^2 + \frac{\lambda}{3}\, \mathrm{Sp}\, \Sigma^3. \tag{3}$$

Для произвольной группы $SU(n)$ суперпотенциал типа (3) приводит к потенциалу, имеющему ряд вырожденных минимумов, соответствующих полной энергии равной нулю (ненарушенная суперсимметрия), при нарушении $SU(n)$-группы до $SU(m) \times SU(n-m) \times U(1)$, $(m = 1, \dots n-1)$. Обычно считается, что все такие минимумы физически равноправны, и мы можем предположить, что в истинном вакууме реализуется любой из этих минимумов. Допустим, что рассматриваемая $SU(6)$ симметрия нарушена до $SU(4) \times SU(2) \times U(1)$. При этом:

$$\langle \Sigma \rangle = \frac{M}{\lambda} \begin{pmatrix} 1 & & & & & \\ & 1 & & & & \\ & & 1 & & & \\ & & & 1 & & \\ & & & & -2 & \\ & & & & & -2 \end{pmatrix}. \tag{4}$$

Остаточная $SU(4)$-симметрия содержит калибровочную $SU(3)$ группу, а $SU(2) \times U(1)$ представляет собой обычную электрослабую группу. Очевидно, что калибровочная $SU(5)$-симметрия, вследствие (4), нарушена до стандартной $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ симметрии. С точки зрения $SU(5)$-классификации величина $\langle \Sigma \rangle$ (4) соответствует следующим средним значениям 24-плета $\langle \Phi \rangle$ и синглета $\langle \varphi \rangle$:

$$\langle \Phi \rangle = \frac{M}{\lambda} \begin{pmatrix} 6/5 & & & & \\ & 6/5 & & & \\ & & 6/5 & & \\ & & & -9/5 & \\ & & & & -9/5 \end{pmatrix}, \qquad \langle \varphi \rangle = -\frac{M}{\lambda} \sqrt{\frac{6}{5}}, \tag{5}$$

Это очевидно из декомпозиции 35-плета по мультиплетам $SU(5)$

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \dfrac{-5\varphi}{\sqrt{30}}, & H_1 \\ H_2, & \Phi_{ij} + \dfrac{\delta_{ij}\varphi}{\sqrt{30}} \end{pmatrix}. \tag{6}$$

Остаточная $SU(4)$-симметрия включает, кроме калибровочной цветовой, глобальную симметрию между $SU(5)$ синглетом и цветом. Всего при нарушении $SU(6)$ группы спонтанно нарушены $35 - (15 + 3 + 1) = 16$ генераторов. Из 16 голдстоуновских бозонов 12 съедаются механизмом Хиггса за счет утяжеления $SU(5)$ калибровочных X- и Y-бозонов. Оставшиеся 4 безмассовых голдстоуновских бозона представляют собой $SU(2)$ дублеты входящие в пятиплеты H_1 и H_2. Поскольку в суперсимметричной теории $\Sigma^+ \neq \Sigma$, $H_2^+ \neq H_1$, два независимых комплексных дублета, содержащиеся в H_1 и H_2 имеют не 4, а 8 вещественных компонент. Легко понять, что дублетная часть комбинации $(H_1 + H_2^+)/\sqrt{2}$ являются истинным голдстоуновским бозоном, тогда как дублет из $(H_1 - H_2^+)/\sqrt{2}$ остается безмассовым в силу суперсимметрии. Кроме двух безмассовых дублетов все остальные поля имеют массу $\sim M$.

Для построения реалистической низкоэнергетической теории необходимо указать способ нарушения суперсимметрии. Мы примем, что это нарушение происходит за счет супергравитации [4, 5], что по-видимому, является сейчас наиболее популярной гипотезой. Тогда добавка к суперсимметричному потенциалу скалярных полей строится по формуле:

$$\delta V = m_{3/2}^2 \,\mathrm{Sp}\,\Sigma^+\Sigma + A m_{3/2}\frac{\lambda}{3}(\mathrm{Sp}\,\Sigma^3 + \mathrm{Sp}\,\Sigma^{+3}) + (A-1)m_{3/2}\frac{M}{2}(\mathrm{Sp}\,\Sigma^2 + \mathrm{Sp}\,\Sigma^{+2}), \qquad (7)$$

где $m_{3/2}$ – масса гравитона, A – параметр порядка единицы, величина которого определяется скрытым сектором теории [6 - 8]. В (7) подразумевается след по матричным индексам. (Возможно, что из-за эффектов перенормировки, коэффициенты при квадратичном и кубичном членах в (7) независимы. Это практически не влияет на дальнейшее). Легко найти, что вакуумное среднее (4) сохраняет свою структуру, но множится на дополнительный фактор:

$$1 + \frac{m_{3/2}}{M} + \frac{m_{3/2}^2}{M^2}(A-3) + O\left(\frac{m_{3/2}^3}{M^3}\right). \qquad (8)$$

В результате комбинации дублетных хиггсовских полей $(H_1 - H_2^+)/\sqrt{2}$ приобретает массу равную $2m_{3/2}$, тогда как состояние $(H_1 + H_2^+)/\sqrt{2}$, будучи голдстоуновским бозоном, остается строго безмассовым. (Мы сохраняем за дублетными полями те же обозначения H_1 и H_2, которые ранее использовали для соответствующих пятиплетов). Интересно, что масса дублета $(H_1 - H_2^+)/\sqrt{2}$ не зависит от параметра A; для случая, когда коэффициенты в членах $\sim \Sigma^3$ и $\sim \Sigma^2$ в (7) независимы (A и B соответственно), эта масса равна $m_{3/2}[2(1+(A-B)^2)]^{1/2}$.

Полный низкоэнергетический потенциал дублетных полей H_1 и H_2 имеет вид

$$V = 4m_{3/2}^2 \frac{H_1 - H_2^+}{\sqrt{2}}\,\frac{H_1^+ - H_2}{\sqrt{2}} + D = \text{члены} =$$

$$= 2m_{3/2}^2[H_1^+H_1 + H_2'^+H_2' + H_1\epsilon H_2' - H_2'^+\epsilon H_1^+] + \frac{g^2}{8}(H_1^+H_1 - H_2'^+H_2')^2 +$$

$$+ \frac{g^2}{2}(H_1^+H_2')(H_2'^+H_1), \qquad H_2' = \epsilon H_2 . \qquad (9)$$

В последней формуле мы ввели вместо антидублета H_2 дублет $H_2' = \epsilon H_2$.

Лагранжиан типа (9) исследовался в большом числе работ [9 - 13]. В общем случае предполагается, что массовые члены в этом лагранжиане зависят от нескольких параметров, в частности, коэффициент при $[H_1\epsilon H_2' +$ э. с.$]$ не совпадает с коэффициентом при $[H_1^+H_1 + H_2'^+H_2']$. В нашей модели структура низкоэнергетического лагранжиана оказывается жестко фиксированной. Форма (9) не является, однако, окончательной, она справедлива при высоких энергиях порядка массы объединения M. Для получения реального потенциала используют уравнение ренормгруппы [9 - 13], причем если константа связи дублета $H_2'(Y = +1)$ с t-кварком достаточно велика, то возможно изменение знака массового параметра при $H_2'^+H_2'$ и спонтанное нарушение стандартной группы $SU(2) \times U(1)$. Подробный анализ уравнений ренормгруппы выходит за рамки этой статьи, мы заметим только, что при включении калибровочных взаимодействий дублет $(H_1 + H_2^+)/\sqrt{2}$ несомненно приобретет массу, так как это состояние не будет более голдстоуновским бозоном, поскольку калибровочные взаимодействия не обладают $SU(6)$-симметрией.

Литература

1. *Witten E.* Nucl. Phys. B, 1981, **188,** 513.
2. *Sakai N.,* Zeit. für Phys. C., 1981, **11,** 153.
3. *Dimopoulos S., Georgi H.* Nucl. Phys., B, 1981, **193,** 150.
4. *Волков Д.В., Сорока В.А.* Письма в ЖЭТФ, 1973, **18,** 529.
5. *Gremmer E., Julia B., Scherk J., Ferrara S., Girardella L., van Nieuwenhuizen P.* Nucl. Phys., B, 19[illegible] 14[illegible], 65.
6. *Nath P., Arnowitt R., Chamseddine A.* Phys. Rev. Lett., 1982, **49,** 970.

7. *Barbieri R., Ferrara S. Savoy C.A.* Phys. Lett., 1982, **119B**, 343.
8. *Hall L., Lykken J., Weinberg S.* Phys. Rev. D, 1983, **27**, 2359.
9. *Jnoue K., Kakuto A., Komatsu H., Takeshita S.*, Progr. Th. Phys., 1982, **67**, 1889.
10. *Flores R.A., Sher M.* Ann. Phys. (N.Y), 1983, **95**, 148.
11. *Alvarez-Gaume L., Polchiski J., Wise M.* Nucl. Phys. B, 1983, **221**, 495.
12. *Jbanes L.E., Lopez C.* Nucl. Phys. B, 1984, **233**, 511.
13. *Высоцкий М.И., Тер-Мартиросян К.А.*, ЖЭТФ, 1986, **90**, 838.

Институт ядерной физики им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 октября 1986 г.