

СТРУКТУРА ХИГГСОВСКОГО СЕКТОРА И ВЕРШИНА $Z^0 W^\pm H^\mp$

А.А.Иогансен, Н.Г.Уральцев, В.А.Хозе

Анализируется зависимость древесной вершины $Z^0 W^\pm H^\mp$ от структуры хиггсовского сектора в различных моделях электрослабого взаимодействия. Оценивается возможность и перспективы наблюдения реакции $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow W^- H^+$.

1. Одной из первоочередных задач в настоящее время является экспериментальный поиск скалярных хиггсовских бозонов H , фигурирующих в современных моделях электрослабого взаимодействия. Однако не случайно эти частицы получили название неуловимых. С одной стороны, современная теория пока не отвечает на вопрос об их массах и о структуре хиггсовского сектора (ХС). С другой стороны, ожидаемые сечения рождения H -бозонов, как правило, очень малы (см., например,¹), а идентификация конечного состояния оказывается достаточно сложной проблемой.

Весьма перспективным здесь представляется совместное рождение H с Z^0 и W^\pm -бозонами за счет сравнительно большой трехбозонной вершины. В частности, в случае нейтрального бозона H^0 большие надежды связывают с реакцией $e^+ e^- \rightarrow Z^0 H^0$, сечение которой сравнимо с $\sigma(e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ в широком интервале масс $m_H o^2$. Следует подчеркнуть, что наблюдение совместного рождения H -бозонов с калибровочными бозонами одновременно прояснило бы природу скалярных частиц (и тем самым механизм генерации масс промежуточных бозонов). Дело в том, что в моделях с динамическим нарушением симметрии (например, в теориях техницвета³) аналог H -бозона минимальной схемы Вайнберга – Салама имеет большую (~ 1 ТэВ) массу. Хотя в техницветовых теориях и появляются сравнительно легкие скалярные частицы (псевдоголдстоуновские бозоны, ПГБ), вершины их взаимодействия с калибровочными бозонами отсутствуют в древесном приближении и поэтому весьма малы. Эти ПГБ

аналогичны некоторым из скалярных частиц, присутствующим в стандартной модели с несколькими дублетами; специфика ПГБ может проявляться лишь в деталях⁴ и связана с определенной структурой их связи с фермионами, зависящей, однако, от конкретной модели.

Как известно, в моделях, содержащих несколько мультиплетов хиггсовских частиц, являются физические заряженные скалярные частицы H^\pm . Надежды на их обнаружение вызывают в основном с распадом $t \rightarrow H^+ + b^1, 5$. Могут также быть полезны измерения угловых распределений в реакции $e^+ e^- \rightarrow H^+ H^-$ ⁶. Как и в случае H^0 интересно исследовать связь H^\pm с Z^0 и W^\pm -бозонами (что же касается скелетных вершин $W^\pm H^\pm \gamma$ и $Z^0 H^0 \gamma$, их не бывает вследствие сохранения электрического тока). Оказывается, вершина $Z^0 W^\pm H^\pm$ существенно зависит от структуры ХС теории. В частности, если отличные от нуля вакуумные средние развиваются лишь у скалярных полей, преобразующимся по дублетному представлению группы $SU(2)$, такой вершины не возникает. Можно сказать, что она является мерой экзотики ХС. Исследование перехода $Z^0 \rightarrow W^\pm H^\mp$ могло бы позволить отличить элементарные хиггсовские скаляры от ПГБ техницвета. Мы оцениваем также амплитуду $Z^0 W^\pm H^\mp$ в модели с правыми токами.

Имеются теоретические аргументы в пользу небольшой массы H^\pm , $m_{H^\pm} \lesssim 10 \text{ ГэВ}$ ⁵. Сравнительно легкие заряженные H -бозоны с $m_{H^\pm} \lesssim 5 \div 10 \text{ ГэВ}$ ⁷ необходимы также в случае, когда наблюдаемое CP -нарушение обязано своим происхождением хиггсовским бозонам. При $m_{H^\pm} \lesssim 10 \text{ ГэВ}$ можно было бы наблюдать распад $Z^0 \rightarrow W^\pm H^\mp$, в частности, в $e^+ e^-$ -столкновении. При $m_{H^\pm} > m_Z - m_W$ образование $W^\pm H^\mp$ шло бы через виртуальный Z^0 -бозон. На опыте идентификации конечного состояния $W^- H^+$ могла бы способствовать специфика распадов W^- и H^+ : $W^- \rightarrow q(e^-) + \bar{q}(\nu_l)$, $H^+ \rightarrow \tau^+(c) + \nu_\tau(s)$. Особенно перспективны в этом отношении лептонные распады W^- , в которых существенная доля энергии уносится нейтрино. Вблизи порога спектры лептонов практически монохроматичны: $E_l \sim m_W/2$.

2. Обычный вариант стандартной модели $SU(2) \times U(1)$ ⁸ содержит только дублеты хиггсовских бозонов $\varphi_k = (\varphi_k^{(+)}, \varphi_k^{(0)})$, $k = 1, \dots, n$, причем их нейтральные компоненты развивают вакуумные средние $\langle \varphi_k^{(0)} \rangle \equiv v_k$. В этом случае в древесном приближении вершины $Z^0 W^\pm H^\mp$ нет. Действительно, она могла бы возникнуть из следующей части лагранжиана:

$$\sum_{k=1}^n |gA^a T^a \varphi_k + \frac{g'}{2} Y_k B \varphi_k|^2, \quad (1)$$

где T^a ($a = 1, 2, 3$) – генераторы группы $SU(2)_L$; без ограничения общности можно выбрать $Y_k = +1$. В этом случае для $Z^0 W^- H^+$ -вершины получается выражение:

$$-\frac{g\bar{g}}{\sqrt{2}} Z_\mu W_\mu^- \sum_{k=1}^n v_k^* \varphi_k^{(+)}, \quad (2)$$

где $\bar{g} = \sqrt{g^2 + g'^2}$. Однако комбинация $\sum_{k=1}^n v_k^* \varphi_k^{(+)}$ соответствует заряженному голдстоуновскому бозону, идущему на утяжеление W^\pm -бозонов, и поэтому физической вершины в действительности нет. Включение в ХС более высоких представлений Φ изоспином T и гиперзарядом Y обязательно приводит к появлению в принципе наблюдаемой вершины¹⁾:

$$-\xi m_Z g Z_\mu W_\mu^- H^+ \quad (3)$$

Зависящий от вакуумных средних безразмерный параметр ξ оказывается, вообще говоря, малой величиной. Дело в том, что, как объяснялось выше, $\xi \rightarrow 0$ при $\langle \Phi \rangle \rightarrow 0$. В то же вре-

¹⁾ Когда настоящая работа была уже выполнена, нам стало известно, что подобное утверждение ранее приводилось в⁹. Однако мы получаем отличное от⁹ выражение для вершины $Z^0 W^\pm H^\mp$ в случае вещественных Φ с $Y = 0$.

мя. вакуумные средние $\langle \Phi \rangle$ недублетных полей, вероятно, малы, так как их развитие, как правило, нарушает соотношение $\rho \equiv m_W^2 / m_Z^2 \cos^2 \theta_W = 1$ ($\rho_{\text{эксп}} = 1,000 \pm 0,015^{10}$). В частности, если в минимальную схему ввести произвольный вещественный мультиплет с $Y = 0$, то $|\xi| \equiv \sqrt{|1 - \rho|} \lesssim 0,12$. Такое же ограничение имеет место и для триплета с $Y = 2$. Отметим также, что для $T \gg Y$ величина $|\xi| \lesssim \sqrt{|1 - \rho|} \sqrt{1 + Y^2}$, а для $T = Y/2$ имеем $|\xi| \lesssim \sqrt{|1 - \rho|} \sqrt{2T - 1}$, т.е. $|\xi|$ может стать относительно большим, хотя это требует весьма экзотических представлений. Заметим, что некоторые такие представления, например, 7-плет с $Y = 4$, 26-плет с $Y = 15$ или 97-плет с $Y = 56$, вообще не нарушают соотношения $\rho = 1$, поэтому на их вакуумные средние и, следовательно, на величину ξ не возникает ограничений.

3. В минимальном варианте модели, основанной на группе $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)^{11}$, ХС содержит представления: $(2, 1, 1)$, $(1, 2, 1)$, $(1, 3, 2)$, $(2, 2, 0)$. После спонтанного нарушения симметрии, благодаря развитию вакуумного среднего у поля $(2, 2, 0)$ возникает древесная вершина $Z^0 W^\pm H^\mp$ причем ξ оказывается порядка смешивания правых и левых Z -и W -бозонов, которое здесь пропорционально квадрату отношения вакуумных средних. При $m_{W_L} / m_{W_R} \lesssim 1/3^{10}$ величина $|\xi| \lesssim 0,03$. Ограничения на ξ , возникающие при включении в ХС более высоких представлений, практически совпадают с оценками для стандартной модели.

Оценим вероятность распада $Z^0 \rightarrow W^- H^+$: $\Gamma(Z^0 \rightarrow W^- H^+) = \frac{|\xi|^2 g^2}{24\pi} \left(2 + \frac{E_W^2}{m_W^2} \right) \times \sqrt{E_W^2 - m_W^2}$, где $E_W = (m_Z^2 + m_W^2 - m_H^2) / 2m_Z$ и $\Gamma(Z^0 \rightarrow W^- H^+) / \Gamma(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = A |\xi|^2$, причем для масс H от 4 до 10 ГэВ A меняется от 1,6 до 0,9. В случае техницветового ПГБ P^+ имеем $\Gamma(Z^0 \rightarrow W^- P^+) / \Gamma(Z^0 \rightarrow W^- H^+) \lesssim |\xi|^{-2} (10^{-7} \div 10^{-8})$. Таким образом, обнаружение не слишком малой относительной вероятности распада Z^0 на W^- и заряженную скалярную частицу свидетельствовало бы в пользу элементарности хиггсовских бозонов и достаточно сложной структуры ХС. Кроме того, приведенные оценки позволяют надеяться, что неминимальность ХС приподнесла бы нам такой сюрприз, как одновременное обнаружение W^\pm и H^\mp в пике Z^0 -бозона.

Авторы благодарны А.А.Ансельму за полезные обсуждения.

Литература

1. Вайнштейн А.И., Захаров В.И., Шифман М.А. УФН, 1980, 131, 537.
2. Иоффе Б.Л., Хозе В.А. Препринт ЛИЯФ, 1976, №274; ЭЧАЯ, 1978, 9, 118; Ellis J., Gaillard M.K., Nanopoulos D.V. Nucl. Phys., 1976, B106, 292; Glashow S.L., Nanopoulos D.V., Yildiz A. Phys. Rev., 1978, D18, 1724.
3. Weinberg S. Phys. Rev., 1978, D19, 1277; Susskind L., Phys. Rev., 1979, D20, 2619; Dimopoulos S., Susskind L. Nucl. Phys., 1979, B155, 237.
4. Ellis J., Gaillard M.K., Nanopoulos D.V., Sikivie P. Nucl. Phys., 1981, B182, 529.
5. Donoghue J.F., Ling-Fong Li. Phys. Rev., 1979, D19, 945.
6. Азимов Я.И., Докшицер Ю.Л., Хозе В.А. Физика высоких энергий. (материалы XVI Зимней школы ЛИЯФ), 1981, Л., стр.26.
7. Weinberg S., Phys. Rev. Lett., 1976, 37, 657; Ансельм А.А., Уральцев Н.Г. ЯФ, 1979, 30, 465; Житницкий А.Р. ЯФ, 1981, 33, 1320.
8. Вайнберг С. УФН, 1976, 118, 505.
9. Grifols J.A., Méndez A. Phys. Rev., 1980, D22, 1725.
10. Barbiellini G. Rapporteur talk at the 1981 Int. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Boon, August, 1981.
11. Rizzo T.G. Phys. Rev., 1980, D21, 1214; Senjanovic G. Nucl. Phys., 1979, B153, 334; Mohapatra R.N., Sidhu D.P. Phys. Rev. Lett., 1977, 38, 688.