

УДК 530.145

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОРОЖДЕНИЯ ХИГГСОВСКОГО БОЗОНА В ИНКЛЮЗИВНОМ АННИГИЛЯЦИОННОМ КРОСС КАНАЛЕ

Лейла Агам Алиева

Кафедра строения вещества, Бакинский Государственный Университет
ул. 3. Халилова, 23, AZ1148 Баку, Азербайджан

Аннотация

В настоящей статье приводится обсуждение возможного рождения хиггсовского бозона в процессе $ee^+ \rightarrow Z_0^* \rightarrow Z_0 H$. Нашей основной задачей является разработка базы асимптотического решения уравнений типа Бете-Солпитера для амплитуды в глубоко-неупругой области изменения импульса при рождении бозона Хиггса. Использовано интегральное уравнение Бете-Солпитера для мнимой части амплитуды рассеяния вперед с минимально пертурбативным ядром (сумма простых лестничных диаграмм). Найдено асимптотическое решение уравнения в виде реджевской асимптотики.

Ключевые слова: асимптотическое поведение, глубоконеупругая область импульсов, уравнение Бете-Солпитера, хиггсовский бозон.

1. Введение.

В исследованиях в Большом Адронном Коллайдере (БАК) обнаружена новая фундаментальная скалярная (или псевдоскалярная) частица. Измерение константы связи этого нового бозона в стандартной модели (СМ) может быть аргументом в пользу, или в противовес того, что он является ли в действительности бозоном Хиггса СМ (см. [1-6])? Хотя такое открытие, безусловно, подтверждает наше понимание о происхождении массы частиц, тем временем она ограничивает типы теорий, которые могли бы быть предложены за рамками СМ. Например, некоторые простейшие суперсимметричные (SUSY) модели предсказывают массы бозона Хиггса меньше измеренного значения массы $M_H \cong 125 - 126 \text{ GeV}$ [3]. Такая ситуация требует более детального исследования измерения массы и константы взаимодействия бозона Хиггса в различных приближениях. Для достижения этой цели в настоящее время предпринимаются различные подходы (см. [4], и цитируемые там источники). Как известно, хиггсовские бозоны как в $p\bar{p}$ столкновениях, могут быть ожидать также в ee^+ столкновениях (например, в процессе $ee^+ \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$) [7-9], с дальнейшим распадом $H \rightarrow 2\gamma$ [10]. Есть мнение, что рассеяние частиц в глубоконеупругой области изменения импульса передается обменом целой траекторией частиц [11, 12]. Вычисление амплитуд рассеяния частиц в основном ведутся в рамках метода теории возмущения (ТВ). Выход за рамки ТВ в калибровочной теории поля может привести к нетривиальным результатам [13].

Как известно суммирование диаграмм лестничного типа всегда приводится к интегральным уравнениям типа Бете-Солпитера (БС) для амплитуды рассеяния [14]. Применением метода уравнения БС в работах [15] вычислялась амплитуда рассеяния в различных моделях квантовой теории поля (КТП). При вычислении асимптотик амплитуд рассеяния конкретных процессов при высоких энергиях, с технической точки зрения удобной является метод предложенный в [16] и развитый в последующих работах [17].

В настоящей работе нами предпринята попытка вычисления амплитуды рассеяния хиггсовских бозонов в лестничном приближении R калибровке [7], что может быть базой

исследования процессов типа $ee^+ \rightarrow Z_l^* \rightarrow ZH$, или исследования инклюзивного канала в pp столкновениях [1,2].

2. Уравнение для мнимой части амплитуды рассеяния хиггсовских бозонов и его асимптотическое решение при $s \rightarrow \infty$. В большинстве вероятных механизмов рождения хиггсовской частицы через взаимодействия с тяжелыми фермионами и калибровочными бозонами менее подавлены [7]. Даже в процессе $e^+ + e^- \rightarrow Z^0 + \phi^0$ при полной энергии $\sqrt{s} \approx 200 GeV$ возможно рождение хиггсовской частицы с массой около $100 GeV$ и сечением более $10^{-37} sm^2$, который соответствует одному событию в день при светимости $10^{32} sm^2 \cdot s$ [18]. Как известно в СМ нет физической заряженной хиггсовской частицы. Но во многих расширениях модели такие частицы имеются, что приводит к более богатой феноменологии [19]. Так как значения масс и констант связи этих частиц не сильно ограничиваются теорией, то они могут рождаться в процессе $e^+e^- \rightarrow \phi^+\phi^-$ за счет фотонного обмена. С другой стороны, согласно модели «техницвета» хиггсовские бозоны являются очень тяжелыми $m_H \sim 1 TeV$ и составными частицами. Они построены из так называемых «техникварков», взаимодействующие между собой «техноглюонами». Радиус конфайнмента для техницветового взаимодействия – порядка $1 TeV^{-1}$. Как известно [8], в случае хиггсовских бозонов с массами порядка $1 TeV$ должно иметь место сильное взаимодействие между H, W и Z , при энергиях $S \sim$ *нескольких TeV*. Можно предположить, что как составная частица H - бозон возникает как связанное или резонансное состояние и является следствием взаимодействия между элементарными частицами. Эти составные частицы будут лежат на траекториях, по аналогии с тем, как это есть в потенциальном рассеянии.

Для того чтобы получить такие составные частицы, необходимо рассмотреть бесконечные совокупности фейнмановских диаграмм. Этот факт может не быть строгим в математическом смысле, однако по меньшей мере при малых константах связи, где ряду ТВ можно придать некоторый смысл, он кажется весьма правдоподобным.

Значительно более интересным является вопрос суммирования диаграмм лестничного типа. Известно, что суммирование лестничных диаграмм приводит к интегральному уравнению БС, который дает возможность выхода за рамки ТВ [14,15].

В нашей модели суммируются лестничные диаграммы для стандартной $SU(2) \times U(1)$ - теории в R_ξ - ковариантной калибровке и со спонтанном нарушением симметрии с лагранжианом взаимодействия L_{int}

$$L_{int.} = gA_\mu (\partial^\mu \phi_1' \phi_2' - \partial^\mu \phi_2' \phi_1') + \frac{1}{2} g^2 A_\mu A^\mu (\phi_1'^2 + \phi_2'^2) - \\ - \frac{\lambda}{4} (\phi_1'^2 + \phi_2'^2)^2 + g^2 v A^\mu A_\mu \phi_1' - \lambda v \phi_1' (\phi_1'^2 + \phi_2'^2)$$

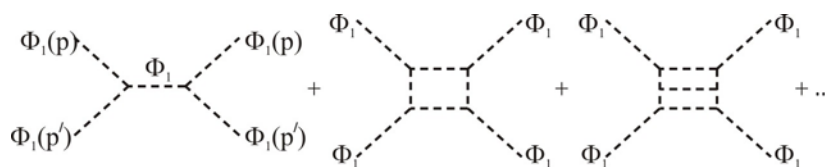


Рис.1.

(Здесь $\phi^1 = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$ - скалярные поля, ϕ_2 -несостоявшиеся гондстоуновские бозоны).

При этом не учитывая диаграммы приведенные на Рис.2,

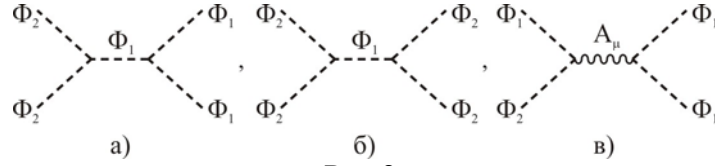


Рис.2.

приходим к уравнению БС, графический вид которого представлен на Рис.3.

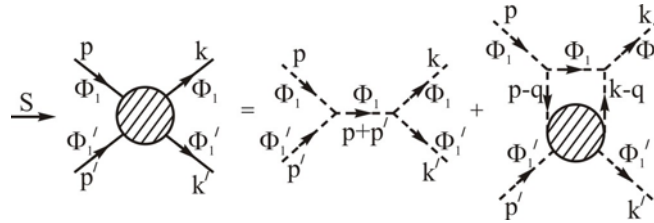


Рис.3. Графический вид уравнения Бете-Солпитера (1).

Аналитически данное уравнение для мнимой части амплитуды рассеяния вперед в калибровке Фейнмана $\xi = 1$ имеет вид:

$$F(s; p^2, p'^2) = 36\pi\lambda^2 v^2 \delta[(p + p')^2 - 2M_H^2] + \frac{2G}{\pi} \int \frac{F(s'; (p - q)^2, p'^2) \delta(q^2 - 2M_H^2) \delta[(p + p' - q)^2 - S'] dS' \theta(p_0 + p'_0 - q_0)}{[(p - q)^2 - 2\mu^2]^2} d^4 q ds' \quad (1)$$

Здесь, $G = \frac{9\lambda^2 v^2}{8\pi^2 M_H^2}$, M_H - масса скалярного поля ϕ_1 , которая может быть

интерпретирована также как масса хигговских бозонов. (В нашей модели, в целях избежания возможных расходимостей в подынтегральном выражении, конечным частицам приписываем массы μ). $s = (p + p')^2$ - полная энергия налетающих частиц, $s' = (p + p' - q)^2$.

При этом в подынтегральное выражение введена

$$1 = \int ds' \delta[(p + p' - q)^2 - S'] \theta(p_0 + p'_0 - q_0).$$

Согласно экспериментальным результатам о поведении амплитуды при $s \rightarrow \infty$, решение выбираем в виде реджевской асимптотики $F(s) = s^\alpha$ [16-17, 20]. Проводя интегрирования в С.Ц.И: $\vec{p} + \vec{p}' = 0$ по угловым и импульсным переменным (при этом предполагая, что внешние частицы находятся на массовой поверхности: $p^2 = \mu^2$,

$p'^2 = \mu^2$, а поправка к амплитуде за счет выхода за рамки ТВ порядка $(p^2 - \mu^2)/s$, при $s \rightarrow \infty$, т.е., $F = F \Big|_{p^2=\mu^2} + dF \Big|_{p^2 \neq \mu^2}$, получим

$$1 = G \int_0^1 \frac{(1-y)^\alpha y}{y^2 + 2v^2} dy, \quad (2)$$

(Здесь $y = 1 - \frac{s'}{s}$, $v^2 = \frac{\mu^2}{M_H^2}$) которая приводится к сумме двух гипергеометрических функций Гаусса [18]

$$\frac{4v^2}{G} (\alpha + 1)(\alpha + 2) = {}_2F_1 \left(1, 2; \alpha + 3; \frac{iM_H}{\sqrt{2}\mu} \right) + {}_2F_1 \left(1, 2; \alpha + 3; -\frac{iM_H}{\sqrt{2}\mu} \right). \quad (3)$$

Правая часть этого равенства является суммой однозначных аналитических функций от $\frac{iM_H}{\sqrt{2}\mu}$ в области $\left| \arg \left(1 - \frac{iM_H}{\sqrt{2}\mu} \right) \right| < \pi$: таким образом, равенство (3) дает аналитическое продолжение для ${}_2F_1$ функций [21].

В случае когда $M_H < \sqrt{2}\mu$ (т.е. виртуальный хиггсовский бозон каким-то механизмом приобретает дополнительную массу) уравнение (3) выражается в виде ряда [21]:

$$\frac{4\mu^2}{GM_H^2} (\alpha + 1)(\alpha + 2) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(1)_n (2)_n}{(\alpha + 3)_n n!} \left[\left(\frac{i}{\sqrt{2}} \frac{M_H}{\mu} \right)^n + \left(-\frac{i}{\sqrt{2}} \frac{M_H}{\mu} \right)^n \right],$$

откуда находим явное аналитическое выражение для α

$$\alpha = \frac{3}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{1 + 2G \frac{M_H^2}{\mu^2}},$$

которое имеет хорошую согласуемость с выводами проделанными в рамках полюсов Редже [15-17], [20].

Вместо заключения

Такой подход исследования фоторождения бозона Хиггса позволяет простым способом (хотя в грубом приближении) вычислить константу взаимодействия спорной частицы, обнаруженного в БАК [1], [2], через процесс $ee^+ \rightarrow Z_0^* \rightarrow Z_0 H$ в лестничном приближении (через обмен целой траекторией частиц vs. возбужденный голдстоуновский бозон Z_0^*).

Автор выражает благодарность профессору Р.Г. Джафарову за полезные советы и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration) // Phys.Lett.B – 2012. – V.B710. – P.284
2. Aad G. et al. (ATLAS Collaboration) // Phys.Rev.Lett. – 2012. – V.108. – P. 261804; Aad G. et al. (ATLAS Collaboration) // Phys.Lett. – 2012. – B716 – P.1; Aad G. // Phys. Rev. D. – 2012. – V.85. – P. 092002.
3. Arbey A., Battaglia M., Djouadi A., and Mahmoudi F. // JHEP– 2012. – V. 1209. – P.107
4. Chiang Cheng-Wei, Yagyu Kei. Preprint arXiv:1211.2658 [hep-ph] – 39P.; Nicolas, Boehm Celine, Palomares-Ruiz Sergio, Silk Joseph, Toma Takashi. Preprint arXiv:1211.2639 [hep-ph] – 8 PP.; Huseynov A. Vali // Abstract Book of VI Azerbaijan Republic Internal Conference “Modern Problem of Physics”, Institute for Physical Problems of Baku State University, 14-15 December, 2012, P.253 Preprint arXiv:1212.5830 [physics.gen-ph] – 18P.
5. Рубаков В А// УФН. – 2012. – Т. 182. – С. 1017–1025
6. Окунь Л Б// УФН. – 2012. – Т. 182. – С. 1026–1031; 1031–1032
7. Ченг Т.-П., Ли Л.-Ф. *Калибровочные теории в физике элементарных частиц* – М. Мир, 1987. – 624 С.
8. Окунь Л Б *Лептоны и кварки*– М. Наука, 1990. – 337 С.
9. Пескин М.Е., Шредер Д.В. *Введение в квантовую теорию поля* – Научно- издательский центр “Регулярная и хаотическая динамика”, 2001. –783 С.
10. Волошин М.Б. // ЯФ. – 1978. – Т. 29. – С. 1368–1378; Вайнштейн А.И., Волошин М.Б., Захаров В.И., Шифман М.А. // ЯФ. – 1979. – Т. 30. – С. 1368–1378.
11. Ioffe V.L., Fadin V.S., Lipatov L.N. *Quantum chromodynamics: Perturbative and nonperturbative aspect.* – Cambridge monographs on particle physics and nuclear physics. – 2010, 585p.
12. Bartels J., Fadin V.S., Lipatov L.N., Vacca G.P. // Preprint (hep-th) arXiv:1210.0797. – 28 P.
13. Rochev V.E. Preprint (hep-th) arXiv:9812315. – 13P.
14. Арбузов Б.А., Логунов А.А., Тавхелидзе А.Н., Фаустов Р.Н., Филиппов А.Т. // ЖЭТФ. – 1963. – Т. 44. – С. 1409–1411; Арбузов Б.А., Логунов А.А., Тавхелидзе А.Н., Фаустов Р.Н. // ДАН СССР. – 1963. – Т. 150. – С. 764–766; Amati D., Fubini S., Stanghellini A. // Nuovo Cimento. – 1962. – V. 26. – P.896–954; Bertocchi L., Fubini S., Tonin M. // Nuovo Cim. – 1962. – V. 25. – P. 626–654.
15. Арбузов Б.А., Рочев В.Е. // ЯФ. – 1975. – Т. 21. – С. 883–889; Клименко К.Г., Рочев В.Е. // ТМФ. – 1977. – Т. 30. – С. 191–198; Арбузов Б.А., Дьяконов В.Ю., Рочев В.Е. // ЯФ. – 1976. – Т.23. – С. 904–910; Callan Curtis G., Jr. and Goldberger M.L. // Phys. Rev. D. – 1975. – V.11. – P. 1553–1562; Muzinich Ivan J. and Tsao Hung-Sheng. // Phys. Rev. D. – 1975. – V. 11. – P. 2203–2208; Kugler M., Nussinov S. // Nucl. Phys. B. – 1971. – V. 28. – P. 97–108; Клименко К.Г., Рочев В.Е. // ЯФ. – 1980. – Т.31. – С. 448–454.
16. Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г. // Краткие сообщения по физике ФИАН СССР. 1986. – No 11. – С. 25–28.
17. Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г. // Доклады АН Азербайджанской ССР. – 1987. – Т. 43. – С. 34–37; Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г. Ливашвили А.И. // Изв. Вузов СССР, Физика. 1989. – No 5. – С.49 –52; Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г. // Изв. Вузов СССР, Физика. 2001. – No 5. – С.14 –19; Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г., Ливашвили А.И. // ГЭНЖ, Физика. – 2010 – No2(4) – 33–37
18. Ellis J., Gaillard M.K., Nanopoulos D.V. // Nucl. Phys. B. – 1976. – V. B10. – P. 292–302.
19. Donoghue J.F., Li L. –F. // Phys. Rev. D. – 1979. – V.D9. – P. 945; Golowich E., Yang T.C. // Phys. Lett. – 1979. – V.B80. – P. 245;
20. Кайдалов А.Б. // УФН. 2003. – Т. 173. – С.1153 – 1170.
21. Бейтмен Г., Эрдейи А. *Высшие трансцендентные функции.* Т. 1 – М.: Наука, 1973–294 С.