

ИДЕНТИФИКАЦИЯ СПИНА БОЗОНА ХИГГСА В ДИФОТОННОЙ МОДЕ РАСПАДА НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

А.А. Панков, А.В. Цитринов

Учреждение образования «Гомельский государственный технический университет имени П.О.Сухого», Республика Беларусь

В 2012 году коллаборациями ATLAS и CMS был обнаружен новый резонанс с массой около 125 ГэВ [1,2], предположительно являющийся последней, до этих пор не обнаруженной, частицей Стандартной модели (СМ) – бозоном Хиггса (H). Обнаружение этого резонанса стало поистине настоящим триумфом экспериментов на Большом адронном коллайдере. Сигнал был обнаружен в нескольких каналах, в частности в $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^*$ и $H \rightarrow WW^*$. Следующим шагом, после обнаружения этой частицы, несомненно является прецизионное измерение ее свойств, таких как спин, CP -четность, брэнчинг, константы связи с другими частицами СМ и с самой собой.

Процесс инклюзивного рождения фотонных пар на Большом адронном коллайдере,

$$p + p \rightarrow \gamma\gamma + X, \quad (1)$$

является уникальным инструментом проверки СМ в целом, и в том числе, является одним из процессов для обнаружения и исследования бозона Хиггса. Со времени первого обнаружения коллаборациями CMS и ATLAS хиггс-подобного резонанса было выполнено много работы по сравнению свойств обнаруженного резонанса с предсказаниями СМ, в частности, по подтверждению скалярной природы обнаруженного резонанса [3–5].

В этом отношении процесс (1) очень уникален, потому что для него теоремой Ландау–Янга [6, 7] запрещен распад резонансов со спином 1 на пару фотонов, и поэтому в дифотонном канале остается только одна конкурирующая гипотеза – это возможное рождение в процессе (1) резонанса со спином 2.

Современные экспериментальные данные представленные в [3 – 5, 8] находятся в большем согласии с гипотезой о скалярной природе обнаруженного резонанса. В частности, анализ экспериментальных данных показал, что эксперимент исключает спин 2 резонанс с минимальным вкладом от глюонного слияния в канале $\gamma\gamma$ на уровне вплоть до 3σ , и, приблизительно на уровне 2σ в ZZ и WW каналах [3].

В литературе было предложено много различных методов разделения эффектов, обусловленных рождением резонансов со спином 0 и 2, основанных на использовании кинематических распределений, таких как угловые распределения [9 – 19], распределения по инвариантной массе [20], и других наблюдаемых величин [21 – 26]. Среди прочих возможностей исследования спина хиггс-подобного резонанса интересно отметить анализ, представленный в работах [23, 25], который основан на использовании асимметрии центр-край A_{CR} , демонстрирующей высокую чувствительность к спину резонанса.

Асимметрия центр-край A_{CR} была впервые предложена в работах [27, 28] для идентификации спина гравитонных состояний Калуды – Кляйна на LHC. Этот подход, основанный на A_{CR} , получил дальнейшее развитие в работах [29 – 32], где A_{CR} использовалась для идентификации спина тяжелых резонансов в дилептонном и дифотонном каналах на LHC.

Далее рассмотрим применение A_{CR} в процессе (1) для определения спина бозона Хиггса. Представленный здесь анализ является расширением исследований, выполненных в [23, 25], за счет учета долей gg и $q\bar{q}$ вкладов в процесс рождения тензорного резонанса (для альтернативной гипотезы), а так же за счет оптимизации A_{CR} по кинематическому параметру x .

Резонанс со спином 2 на партонном уровне может быть получен в результате глюонного слияния (gg), либо посредством кварк-антикварковой аннигиляции ($q\bar{q}$).

В дифотонном распаде хиггс-подобного резонанса, $H \rightarrow \gamma\gamma$, информация о его спине [33] может быть извлечена из распределения событий по полярному углу $\hat{\theta}$ фотонов по отношению к оси x в системе Колинса–Сопера [34]. Без учета каких либо кинематических обрезаний, угловое распределение dN^{spin-0}/dx ($x = \cos\hat{\theta}$) для скалярного резонанса изотропно и нормированное угловое распределение имеет вид:

$$\frac{1}{N^{spin-0}} \frac{dN^{spin-0}}{dx} = \frac{1}{2}. \quad (2)$$

Для резонанса со спином 2 угловое распределение характеризуется кривой 4-го порядка [35]:

$$\frac{1}{N^{spin-2}} \frac{dN^{spin-2}}{dx} = \frac{5}{32} (1 + 6x^2 + x^4) \quad (3)$$

для случая глюонного слияния в моделях Калуды–Кляйна с

минимальными константами связи и

$$\frac{1}{N_{qq}^{spin-2}} \frac{dN_{qq}^{spin-2}}{dz} = \frac{5}{8} (1 - z^4) \quad (4)$$

для кварк-антикварковой аннигиляции. С учетом (3) и (4) нормированное угловое распределение для тензорного резонанса со спином 2 имеет вид:

$$\frac{1}{N_{gg}^{spin-2}} \frac{dN^{spin-2}}{dz} = \frac{5}{32} (1 + 6z^2 + z^4)(1 - f_{qq}) + \frac{5}{8} (1 - z^4) f_{qq}, \quad (5)$$

где $N^{spin-2} = N_{gg}^{spin-2} + N_{qq}^{spin-2}$ и $f_{qq} = N_{qq}^{spin-2} / N^{spin-2}$. Отметим, что под f_{qq} подразумевается отношение числа соответствующих событий.

Следует отметить, что фон, обусловленный в основном нерезонансным рождением фотонных пар, в исследуемом процессе до применения обрезаний достаточно велик. Отделение сигнальных событий от фона является нетривиальной задачей. Различные методы решения этой проблемы представлены, например, в [4, 23, 25].

На практике, выражения (2) и (5) претерпевают существенные модификации в следствие применения обрезаний, отделяющих фоновые события. Здесь эти выражения приведены без учета обрезаний для иллюстративных целей и простоты описания использованного метода. Тем не менее, все обрезания были учтены в численных расчетах представленных далее.

Определим асимметрию центр-край по аналогии с [27 – 32]:

$$A_{ck} = \frac{N_c N_k}{N_c + N_k} = \frac{N_c N_k}{N}, \quad (6)$$

где N_c – число событий внутри центральной области $-z^* \leq z \leq z^*$ и N_k – число событий за ее пределами (краевая область). Здесь, $0 < z^* < \pi_{cut}$ является абсолютно свободным кинематическим параметром, определяющим границу между центральной и краевой областями. В работах [22,23] он был зафиксирован на уровне $z^* = 0.5$. Асимметрия центр-край являясь отношением сечений позволяет избавиться как от некоторых теоретических неопределенностей (привносимых выбором функций распределения партонов, выбором точки факторизации/ренормализации), так и от систематических неопределенностей, связанных, например, с процедурой нормализации сигнал/фон [23].

Для расчета A_{ck} необходимы угловые распределения дифотонных событий, полученные на одном из экспериментов на ЛНС. Нормированные $\cos\theta$ распределения (смоделированные) были представлены коллаборацией ATLAS (рисунок 5 из [3]), с учетом особенностей детектора, а так же и измеренные данные после удаления фона [3]. Кроме того, на рисунке 2 в [3] показано распределение событий после извлечения фона в сигнальной области

для резонансов со спином 0 и 2. Известно, что в эксперименте ATLAS число фоновых событий составило 14300, а ожидаемое число событий СМ бозона Хиггса – порядка 670 событий.

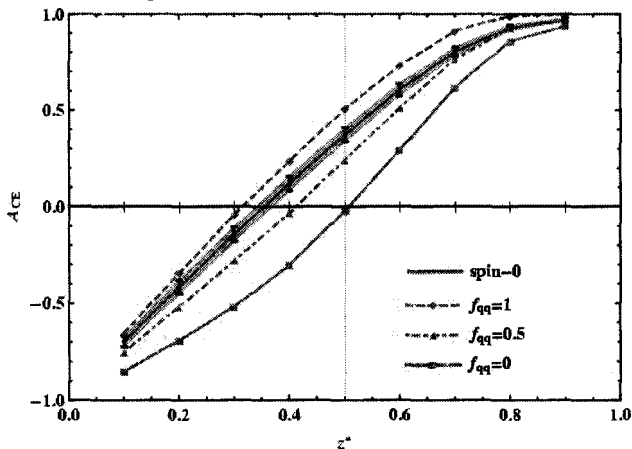


Рисунок 1 – A_{CE} как функция от z^* для резонансов со спином 0 (сплошная с ошибками) и со спином 2 для различных значений f_{qq} (обозначены прямоугольниками и треугольниками) для процесса (1) на ЛHC с $\sqrt{s}=8$ ТэВ, $L_{int} = 20\text{fb}^{-1}$. Затонированная область представляет статистическую погрешность на уровне 1σ для A_{CE} .

На рисунке 1 представлена A_{CE} как функция от z^* для спин 0 и спин 2 резонанса при $f_{qq} = 0, 0.5$ и 1 , полученная из данных рисунка 5 в [3]. Как видно из рисунка, максимальная чувствительность асимметрии достигается при $z^* \approx 0.4 - 0.6$. Следует отметить, что для случая, когда f_{qq} составляет около 0.75, асимметрия A_{CE} становится бесполезной, тем не менее, модели типа Рэндалл–Сандрума предсказывают много меньшие значения для f_{qq} , т.е. они находятся в области надежной идентификации.

Систематические неопределенности, входящие в сечения в виде мультипликативных коэффициентов, сокращаются в асимметрии центр-край (например, неопределенности связанные с измерением светимости, и др.). Однако есть неопределенности, избавиться от которых в A_{CE} нельзя, например, связанные с PDF, поэтому в анализе была учтена систематическая неопределенность асимметрии на уровне 3 % [23].

Асимметрия A_{CE} подчиняется нормальному распределению с математическим ожиданием \bar{A}_{CE} и стандартным отклонением $\bar{\sigma}_{A_{CE}}$, которое имеет вид

$$\bar{\sigma}_{A_{CE}} = \sqrt{(1 - \bar{A}_{CE}^2)/N}. \quad (7)$$

Для получения уровня достоверности исключения гипотезы спина 2 для нового бозона необходимо начать с предположения о том, что данные согласуются с гипотезой спин 0, к тому же для этого есть весомые основания. Сравнение различий в поведении A_{CE} для обеих гипотез приводит к получению значений чувствительности, например, для $f_{qq} = 0$ и $z^* = 0.5$ соответствующая чувствительность составила $\sim 8\sigma$. Можно выполнить переход от p -значений к числу стандартных отклонений (σ) используя следующее выражение [3]:

$$Z(\sigma) = \Phi^{-1}(1 - p) = \frac{|A_2 - A_1|}{\bar{\sigma}_0}, \quad (8)$$

где $A_1 = A_{CE}^{spin 0}$ и $A_2 = A_{CE}^{spin 2}$, причем, $\Phi^{-1}(1 - p)$, рассчитанное при $1 - p$, даст чувствительность $Z(\sigma)$ теста в единицах стандартного отклонения нормального распределения. Кроме того, здесь $\bar{\sigma}_0$ соответствует $\bar{\sigma}_{A_{CE}}$, рассчитанной для случая скалярного резонанса.

Асимметрия центр-край в представленном анализе зависит от двух параметров, а именно, от кинематического параметра z^* и от f_{qq} – доли qq вклада в сечение рождения тензорного резонанса. Для асимметрии центр-край можно выполнить оптимизацию по кинематическому параметру z^* для получения максимальной чувствительности. Фактически, наиболее рациональным значением z^* является значение в пределах $z^* = 0.4 - 0.6$. Такая оптимизация может быть выполнена для любого значения f_{qq} .

Существует альтернативный подход определения спина резонанса, основанный на использовании метода CLs [36]. В этом подходе исключение альтернативной модели со спином 2 выполняется в терминах соответствующего $CL_s(J^P = 2^+)$, определяемого как

$$CL_s(J^P = 2^+) = \frac{p(J^P = 2^+)}{1 - p(J^P = 0^+)}, \quad (9)$$

где $p(J^P = 2^+)$ – p -значение для спина 2 и $p(J^P = 0^+)$ – для спина 0, соответственно.

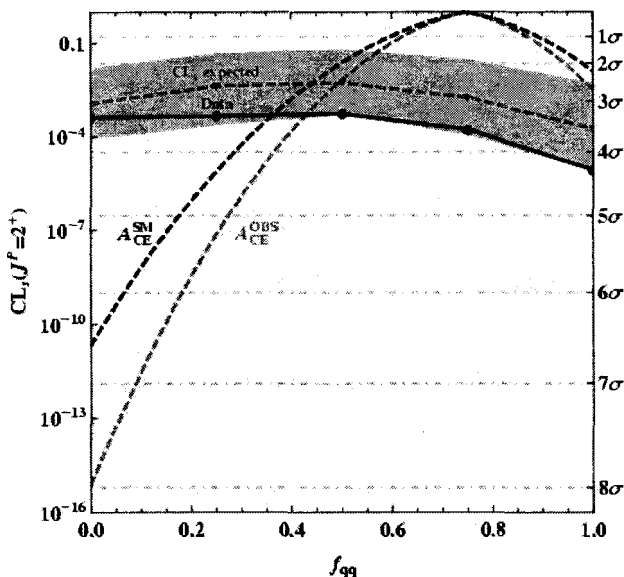


Рисунок 2 – Ожидаемый (A_{CE}^{SM}) и измеренный (A_{CE}^{OBS}) уровень достоверности (CL_s) определения спина бозона Хиггса при помощи асимметрии центр-край в зависимости от доли кваркового вклада (f_{qq}) в резонансном рождении частицы со спином 2 (альтернативная модель) в процессе рождения фотонных пар на Большом адронном коллайдере в эксперименте АТЛАС, а так же ожидаемый (CL_s expected) и измеренный (Data) уровень достоверности определения спина бозона Хиггса из комбинированного анализа процессов $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^*$ и $H \rightarrow WW^*$, выполненный коллаборацией АТЛАС [3] на Большом адронном коллайдере при энергии 7 и 8 ТэВ и интегральной светимости $20,7 \text{ фб}^{-1}$.

Сравнение результатов, полученных из A_{CE} анализа, с результатами коллаборации ATLAS, которая выполнила комбинированный анализ процессов $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^*$ и $H \rightarrow WW^*$ на LHC с энергией $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ и светимостью 20.7 фб^{-1} [3] представлено на рисунке 2. Как видно из рисунка 2, измерение и анализ асимметрии A_{CE} помогает существенно увеличить чувствительность определения спина нового резонанса, особенно в области $0 < f_{qq} < 0.4$, по сравнению с общепринятыми методами, основанными на непосредственном анализе угловых распределений. Численные

результаты для $f_{qq} = 0$ находятся в хорошем согласии с результатами полученными в работах [23,25].

В представленной работе разработан уникальный метод определения спина бозона Хиггса в дифотонной моде распада на Большом адронном коллайдере, основанный на использовании асимметрии центр-край и позволяющий определять спин бозона хиггса со статистической значимостью в зависимости от доли вклада кваркового подпроцесса вплоть до 8σ . Более детально представленный метод описан в работе [33].

Литература

1. G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B 716, 1 (2012).
2. S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration], Phys. Lett. B 716, 30 (2012).
3. G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B 726, 120 (2013). [ATLAS Collaboration], ATLAS-CONF-2013-029.
4. S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration], Phys. Rev. D 89, no. 9, 092007 (2014).
5. L. D. Landau, Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz. 60, 207 (1948).
6. C. N. Yang, Phys. Rev. 77, 242 (1950).
7. [ATLAS Collaboration], ATLAS-CONF-2013-040.
8. S. Y. Choi, D. J. Miller, M. M. Muhlleitner and P. M. Zerwas, Phys. Lett. B 553, 61 (2003).
9. Y. Gao, A. V. Gritsan, Z. Guo, K. Melnikov, M. Schulze and N. V. Tran, Phys. Rev. D 81, 075022 (2010).
10. A. De Rujula, J. Lykken, M. Pierini, C. Rogan and M. Spiropulu, Phys. Rev. D 82, 013003 (2010).
11. C. Englert, C. Hackstein and M. Spannowsky, Phys. Rev. D 82, 114024 (2010).
12. S. Bolognesi, Y. Gao, A. V. Gritsan, K. Melnikov, M. Schulze, N. V. Tran and A. Whitbeck, Phys. Rev. D 86, 095031 (2012).
13. S. Y. Choi, M. M. Muhlleitner and P. M. Zerwas, Phys. Lett. B 718, 1031 (2013).
14. C. Englert, D. Goncalves-Netto, K. Mawatari and T. Plehn, JHEP 1301, 148 (2013).
15. S. Banerjee, J. Kalinowski, W. Kotlarski, T. Przedzinski and Z. Was, Eur. Phys. J. C 73, 2313 (2013).
16. A. Menon, T. Modak, D. Sahoo, R. Sinha and H. Y. Cheng, Phys. Rev. D 89, 095021 (2014).
17. D. Boer, W. J. den Dunnen, C. Pisano and M. Schlegel, Phys. Rev.

Lett. 111, no. 3, 032002 (2013).

18. J. Frank, M. Rauch and D. Zeppenfeld, *Eur. Phys. J. C* 74, 2918 (2014).

19. C. Englert, D. Goncalves, G. Nail and M. Spannowsky, *Phys. Rev. D* 88, 013016 (2013).

20. R. Boughezal, T. J. LeCompte and F. Petriello, arXiv:1208.4311 [hep-ph].

21. J. Ellis, D. S. Hwang, V. Sanz and T. You, *JHEP* 1211, 134 (2012).

22. A. Alves, *Phys. Rev. D* 86, 113010 (2012).

23. C. Q. Geng, D. Huang, Y. Tang and Y. L. Wu, *Phys. Lett. B* 719, 164 (2013).

24. J. Ellis, R. Fok, D. S. Hwang, V. Sanz and T. You, *Eur. Phys. J. C* 73, 2488 (2013).

25. A. Djouadi, R. M. Godbole, B. Mellado and K. Mohan, *Phys. Lett. B* 723, 307 (2013).

26. E. W. Dvergsnes, P. Osland, A. A. Pankov and N. Paver, *Phys. Rev. D* 69, 115001 (2004).

27. E. W. Dvergsnes, P. Osland, A. A. Pankov and N. Paver, *Int. J. Mod. Phys. A* 20, 2232 (2005).

28. P. Osland, A. A. Pankov, N. Paver and A. V. Tsytrinov, *Phys. Rev. D* 78, 035008 (2008).

29. P. Osland, A. A. Pankov, A. V. Tsytrinov and N. Paver, *Phys. Rev. D* 79, 115021 (2009).

30. P. Osland, A. A. Pankov, N. Paver and A. V. Tsytrinov, *Phys. Rev. D* 82, 115017 (2010).

31. M. C. Kumar, P. Mathews, A. A. Pankov, N. Paver, V. Ravindran and A. V. Tsytrinov, *Phys. Rev. D* 84, 115008 (2011).

32. P. Osland, A.A. Pankov, A.V. Tsytrinov. *Eur.Phys.J. C*75 (2015), – Iss. 5, – P. 199.

33. J. C. Collins and D. E. Soper, *Phys. Rev. D* 16, 2219 (1977).

34. O. J. P. Eboli, et al. *Phys. Rev. D* 61, 094007 (2000).

35. A. L. Read, *J. Phys. G* 28, 2693 (2002).