

Об экспериментальных следствиях спонтанного возникновения эффективного взаимодействия электрослабых бозонов

Б.А. Арбузов и И.В. Зайцев

23 января 2021 г.

1 Введение

Стандартная Модель включает две составляющих: КХД и электрослабую теорию (далее ЭСТ). Обе теории являются ренормируемыми, в которых, следовательно, теория возмущений должным образом определена и дает вполне определенные предсказания.

Тем не менее, в КХД неизбежны непертурбативные вклады. Они определяют, например, ненулевые вакуумные средние $\langle G^{\mu\nu} G_{\mu\nu} \rangle$, $\langle \bar{q} q \rangle$; поведение бегущей константы $\alpha_s(Q^2)$ и ряд других эффектов. Для описания этих эффектов оказывается существенным учет аномальной трехглюонной вершины [4]

$$-\frac{G}{3!} \cdot f_{abc} G_{\mu\nu}^a G_{\nu\rho}^b G_{\rho\mu}^c; \quad (1)$$

где

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu F_\nu^a - \partial_\nu F_\mu^a + g f_{abc} F_\mu^b F_\nu^c. \quad (2)$$

где F_μ^a - калибровочное глюонное поле. Мы видим, что взаимодействие (1) содержит глюонное поле F_μ^a в степени от трех до шести.

Что касается ЭСТ, то существование непертурбативных эффектов не является столь же очевидным как в КХД. В то же время, структура теорий поля и в КХД, и в ЭСТ одинакова. Поэтому поиск непертурбативных вкладов в ЭСТ представляется вполне естественным.

Мы рассматриваем возможность существования следующего эффективного взаимодействия электрослабых бозонов [5]:

$$-\frac{G}{3!} F \epsilon_{abc} W_{\mu\nu}^a W_{\nu\rho}^b W_{\rho\mu}^c ; \quad (3)$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g \epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c .$$

с некоторым формфактором $F(p_i)$, который обеспечивает действие взаимодействия (4) в ограниченной области импульсного пространства. Взаимодействие (4) было предложено в работах [6, 7]. Константа взаимодействия G связана с общепринятыми обозначениями следующим образом

$$G = -\frac{g \lambda}{M_W^2} ; \quad (4)$$

где $g(M_Z) \simeq 0.65$ калибровочная константа электрослабого взаимодействия. Взаимодействие (4) содержит аномальное трехбозонное взаимодействие, а также четырехбозонное взаимодействие (и т.д. вплоть до 6-бозонного), которые пропорциональны той же константе G (4). Лучшие экспериментальные ограничения на параметр λ следующие [8, 9, 10]

$$-0.011 < \lambda < 0.011 ; \quad (5)$$

$$-0.0088 < \lambda < 0.0095 . \quad (6)$$

Результат (5) при энергии БАК $\sqrt{s} = 8 TeV$ и интегральной светимости $L = 18 fb^{-1}$, а недавний результат (6) соответствует энергии $\sqrt{s} = 13 TeV$ и интегральной светимости $L = 36.4 fb^{-1}$. В [8, 9] изучался процесс

$$p + p \rightarrow jet + jet + W^\pm . \quad (7)$$

В докладе мы рассмотрим более эффективный процесс для изучения предполагаемого взаимодействия (4).

2 Рождение трёх электрослабых бозонов в pp взаимодействиях на БАК

Рассмотрим процессы без образования струй

$$p + p \rightarrow W^+ W^+ W^- + no\ jet; \quad p + p \rightarrow W^- W^- W^+ + no\ jet. \quad (8)$$

В этих процессах мы будем изучать следующие распады порожденных W -бозонов

$$W^+ W^+ W^- \rightarrow \mu^+ \mu^+ e^- + invis.; \quad W^+ W^+ W^- \rightarrow e^+ e^+ \mu^- + invis.; \quad (9)$$

$$W^- W^- W^+ \rightarrow \mu^- \mu^- e^+ + invis.; \quad W^- W^- W^+ \rightarrow e^- e^- \mu^+ + invis. \quad (10)$$

Итак, в процессах (8) нет струй, три заряженных лептона в конечном состоянии и недостающая энергия, которую уносят нейтрино. Распады (9,10), содержат лептоны одного аромата с одинаковыми зарядами и лептоны с разными ароматами с противоположными зарядами. Эта сигнатура, практически, свободна от фона процессов, не совпадающих с искомыми реакциями (8).

Если бы мы имели пары l^+l^- , то были бы существенные вклады от фотонов, Z -бозонов *и т.д.*, и сечения становились бы более, чем на порядок больше, чем для реакций (8), в то время как изучаемый эффект остается таким же.

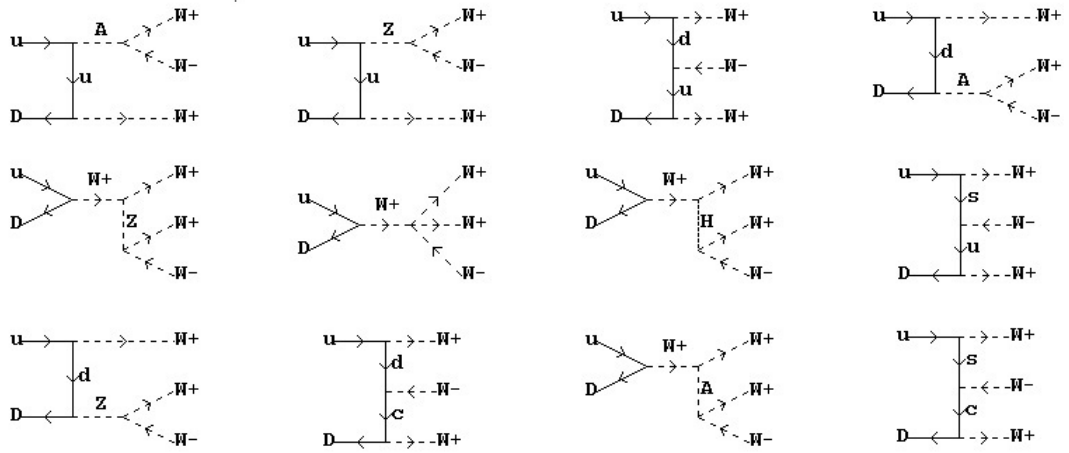


Рис. 1: Диаграммы для subprocessa $u + D \rightarrow W^+W^+W^-$.

Диаграммы в ведущем порядке для процессов (8) для основных каналов с начальными состояниями uD and dU представлены на Рис. 1,2. Аналогичные диаграммы участвуют в процессах с исходными uS , cD , cS , sU , dC , sC . Вычисления проведены с использованием пакета CompHEP [11].

Результаты вычислений представлены в Таблице 1, где мы выбрали интервал изменения константы λ в разрешенном предыдущими данными интервале (5). При этом также учитывается вклад диаграмм с обменом глюоном в низшем неисчезающем порядке.

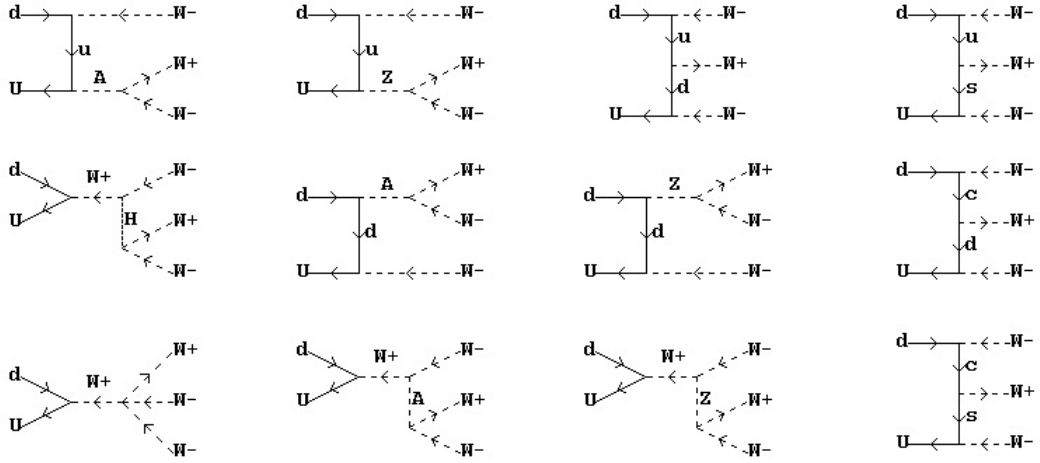


Рис. 2: Диаграммы для subprocessa $U + d \rightarrow W^+W^-W^-$.

Таблица 1.

Сечения рождения трех бозонов $W^+W^-W^\pm$ в ведущем порядке и оценка числа событий для двух значений интегральной светимости (ошибки только статистические) при $\sqrt{s} = 13 TeV$ на БАК для шести значений $|\lambda|$.

$ \lambda $	0.011	0.0085	0.006	0.0045	0.003	0.002	0.000
σfb	1768	1232	850	669	561	507	464
N_1	407 ± 20	283 ± 17	196 ± 14	154 ± 12	129 ± 11	117 ± 11	107 ± 10
ΔN_1	300 ± 18	177 ± 14	88 ± 11	47 ± 9	22 ± 7	10 ± 6	0
N_2	3352 ± 58	2336 ± 48	1612 ± 40	1268 ± 36	1064 ± 33	961 ± 31	880 ± 30
ΔN_2	2472 ± 58	1456 ± 48	732 ± 40	389 ± 36	184 ± 33	82 ± 31	0

Здесь приводятся чисел событий для светимостей $36.4 fb^{-1}$ (N_1) и $300 fb^{-1}$ (N_2). Указаны лишь статистические ошибки, с тем, чтобы иметь представление о минимальных погрешностях. При реальном сравнении с экспериментом следует учитывать и другие источники погрешностей. Можно сравнить наши вычисления с недавней работой ATLAS [12], где получены первые данные по тройному рождению W при $\sqrt{s} = 13 TeV$.

Для обсуждаемых процессов (8) получен следующий результат

$$\sigma_{WWW} = 0.68_{-0.21}^{+0.23} pb. \quad (11)$$

Сравнивая этот результат с результатами, представленными в Таблице 1, можно оценить значение $|\lambda|$, соответствующее результату (11)

$$|\lambda| = 0.0042_{-0.0029}^{+0.0032}. \quad (12)$$

Рассмотрим также другой процесс трехбозонного рождения

$$p + p \rightarrow W^+ W^- Z + no\ jet; \quad (13)$$

Так же, как и в предыдущем случае будем рассматривать характерные лептонные распады бозонов при условии, что инвариантная масса двух последних противоположно заряженных лептонов соответствует Z бозону.

$$\begin{aligned} W^+ W^- Z &\rightarrow \mu^+ e^- e^+ e^- + invis.; & W^+ W^- Z &\rightarrow \mu^- e^+ e^- e^+ + invis.; \\ W^+ W^- Z &\rightarrow \mu^+ e^- \mu^+ \mu^- + invis.; & W^+ W^- Z &\rightarrow \mu^- e^+ \mu^- \mu^+ + invis.. \end{aligned} \quad (14)$$

Расчеты приводят к результатам, приведенным в Таблице 2.

Таблица 2.

Сечение рождения W^+W^-Z в ведущем порядке и оценка числа событий для двух значений интегральной светимости для $\sqrt{s} = 13 TeV$ на БАК для шести значений $|\lambda|$.

$ \lambda $	0.011	0.0085	0.006	0.0045	0.003	0.002	0.000
σfb	1099	814	603	512	445	416	393
N_1	62 ± 8	46 ± 7	34 ± 6	29 ± 5	25 ± 5	24 ± 5	22 ± 5
ΔN_1	40 ± 8	24 ± 7	12 ± 6	7 ± 5	3 ± 5	3 ± 5	0
N_2	516 ± 23	382 ± 20	283 ± 17	241 ± 16	209 ± 14	195 ± 14	185 ± 14
ΔN_2	331 ± 23	197 ± 20	98 ± 17	56 ± 16	24 ± 14	10 ± 14	0

Из результата [12] для реакции $p + p \rightarrow W^+W^-Z$

$$\sigma_{WWZ} = 0.55_{-0.18}^{+0.20} pb; \quad (15)$$

мы имеем с использованием аналогичных вычислений, представленных в Таблице 2

$$|\lambda| = 0.0052_{-0.0040}^{+0.0045}. \quad (16)$$

Приведем также результат по оценке возможного значения параметра λ , полученный в нашей работе [13] из данных по процессу $p + p \rightarrow \bar{t}tH + X$

$$\lambda = -0.0057_{-0.0039}^{+0.0028}. \quad (17)$$

Все эти оценки полностью соответствуют ограничениям (5, 6). Результаты (12, 16, 17) вполне совместимы, а каждый из них не противоречит нулевому значению λ .

Если в рамках этой гипотезы усреднить три результата (12, 16, 17), то получаем, разумеется, очень предварительную оценку

$$|\lambda| = 0.005 \pm 0.003. \quad (18)$$

Этот результат, разумеется, совместим и с нулевым значением параметра λ . Представленные выше оценки направлены, прежде всего, на уточнение его значения. Представленные результаты содержатся в публикациях [14, 15]

3 Заключение

Представленные результаты обосновывают важность информации, получаемой при исследовании процессов

$$pp \rightarrow W^+W^+W^-; pp \rightarrow W^-W^-W^+; \quad (19)$$

при использовании экспериментальной сигнатуры (9, 10).

Согласно данным, представленным в Таблице 1 эффект аномального взаимодействия (4)

$$-\frac{G}{3!}F\epsilon_{abc}W_{\mu\nu}^aW_{\nu\rho}^bW_{\rho\mu}^c; G = -\frac{g\lambda}{M_W^2}; W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g\epsilon_{abc}W_\mu^bW_\nu^c. \quad (20)$$

для $\sqrt{s} = 13TeV$ при реалистических значениях интегральной светимости для значений в интересующей нас области $|\lambda| \simeq 0.005$ вполне доступен для надежного исследования.

Несколько хуже условия для поиска эффекта в реакции (13) $p + p \rightarrow W^+W^-Z + no\ jet$. Тем не менее, целесообразно рассмотреть экспериментальные возможности и для исследования этого процесса.

Представляется, что оба процесса тройного рождения электрослабых бозонов в настоящее время являются наиболее эффективным инструментом для поиска эффективного трехбозонного взаимодействия на ЛНС.

Хотелось бы обратить внимание на то, что непертурбативные эффекты электрослабого взаимодействия, которые могли бы быть обнаружены в процессах, рассмотренных в докладе, очень важны для дальнейшего понимания основных принципов физики элементарных частиц, а их обнаружение еще раз продемонстрировало бы эффективность метода компенсации Н.Н. Боголюбова.

Список литературы

- [1] Боголюбов Н.Н. // УФН. 1959. Т. 67. С. 549-580.
- [2] Арбузов Б.А., Тавхелидзе А.Н. и Фаустов Р.Н. // ДАН СССР. 1961. Т. 139. С. 345-352.
- [3] Arbuzov B.A., Volkov M.K. and Zaitsev I.V. // Int.J.Mod.Phys. 2006. V. A21. P. 5721-5742.
- [4] Arbuzov B.A. and Zaitsev I.V. // Int.J.Mod.Phys. 2013. V. A28. Article 1350127.
- [5] Arbuzov B.A. // Eur.Phys.J. 2009. V. C61. P. 51-59.
- [6] Hagiwara K., Peccei R. D. , Zeppenfeld D. and Hikasa K. // Nucl. Phys. 1987. V. B282. P. 253-307.
- [7] Hagiwara K. , Ishihara S., Szalapski R. and Zeppenfeld D. // Phys. Rev. 1993. V. D48. P. 2182-2203.
- [8] Sirunyan A. M. *et al.* (CMS Coolaboration). // Phys. Lett. 2017. V. B772. P. 21-42.
- [9] Sirunyan A. M. *et al.* (CMS Coolaboration). // arXiv: 1903.04040 [hep-ex].
- [10] Aaboud M. *et al.* (ATLAS Coolaboration). // Eur.Phys.J. 2019. V. C79. Article 884.

- [11] Boos E. E. *et al.* (CompHEP Collaboration). // Nucl. Instr. Meth. 2004. V. A534. P. 250-259.
- [12] Aad G. *et al.* (ATLAS Collaboration). // Phys.Lett. 2019. V. B798. Article 134913.O
- [13] Arbuzov B. A. and Zaitsev I.V. // Phys. Lett. 2017. V. B772. P. 184-188.
- [14] Arbuzov B. A. and Zaitsev I.V. // arXiv: 1904.13193 [hep-ph].
- [15] Arbuzov B. A. // Phys. Part. Nucl. 2020. V. 51. P. 526-530.