

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ БОЗОНА ХИГГСА СОВМЕСТНО С ОДИНОЧНЫМ ТОП-КВАРКОМ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

© 2022 г. И. Р. Бойко^{1)*}, Н. А. Гусейнов^{1),2)}, О. А. Коваль¹⁾

Поступила в редакцию 23.06.2021 г.; после доработки 05.09.2021 г.; принята к публикации 13.09.2021 г.

К настоящему времени на Большом адронном коллайдере наблюдалось рождение бозона Хиггса в четырех различных каналах. Рождение бозона Хиггса совместно с одиночным топ-кварком до сих пор не обнаружено. Исследование этого канала позволит впервые определить комплексную фазу константы взаимодействия топ-кварка с бозоном Хиггса. В данной работе при помощи моделирования методом Монте-Карло изучается возможность обнаружения рождения бозона Хиггса совместно с одиночным топ-кварком. Предложены критерии для отбора сигнала и подавления фоновых событий. Показано, что накопленная к настоящему времени статистика Большого адронного коллайдера позволяет обнаружить или исключить модель, в которой константа взаимодействия топ-кварка с бозоном Хиггса имеет противоположный знак по сравнению с предсказанием Стандартной модели.

DOI: 10.31857/S0044002722020040

1. ВВЕДЕНИЕ

Открытие бозона Хиггса в экспериментах ATLAS и CMS [1, 2] в 2012 г. завершило построение Стандартной модели (СМ). В настоящее время эксперименты в физике элементарных частиц направлены в основном на решение двух задач: прецизионное измерение параметров СМ и поиск “новой физики”, т.е. явлений, находящихся вне предсказаний Стандартной модели (ВСМ).

Особый интерес вызывают исследования двух наиболее тяжелых частиц СМ, бозона Хиггса (H) и топ-кварка (t), свойства которых изучены пока со сравнительно невысокой точностью. Сила взаимодействия H и t между собой [3] определяется комплексной константой взаимодействия Юкавы y_t . В Стандартной модели $|y_t| = m_t/v$, где v — вакуумное среднее поля Хиггса.

Абсолютная величина y_t в настоящее время экспериментально измерена в реакциях ассоциированного рождения $pp \rightarrow ttH$ [4, 5], а также косвенно в распадах $H \rightarrow \gamma\gamma$. Комплексная фаза y_t до сих пор неизвестна, но может быть измерена в реакции ассоциированного рождения бозона Хиггса с одиночным топ-кварком $pp \rightarrow tH$.

Впервые на важность исследования процесса $pp \rightarrow tH$ было указано в работе [6].

Более детальный теоретический анализ представлен в работах [7–10]. На рис. 1 показаны

диаграммы процесса $pp \rightarrow tH$ в первом порядке теории возмущений. Бозон Хиггса рождается в вершинах ttH и WWH , лишь первая из которых соответствует юкавовскому взаимодействию. В СМ комплексные фазы двух диаграмм противоположны, что приводит к деструктивной интерференции, уменьшающей полное сечение реакции [7]. В то же время замена знака y_t (изменение фазы на 180°) приводит к конструктивной интерференции двух вкладов и увеличивает сечение реакции более чем на порядок, с 74 до 848 фбн [11]. Модель, в которой фаза y_t изменена на противоположную, называют “Инвертированное взаимодействие топ-кварка”, ИВТ (в англоязычной литературе “Inverted Top Coupling”, ИТС). Таким образом, измерение сечения реакции $pp \rightarrow tH$ чувствительно к знаку константы взаимодействия Юкавы и позволяет проверить предсказания СМ и модели ИВТ.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА $pp \rightarrow tH$ НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

Основными каналами рождения бозона Хиггса в протон-протонных столкновениях являются (в порядке убывания сечения) столкновения глюонов $gg \rightarrow H$, слияние векторных бозонов $VV \rightarrow H$ (здесь V — это W - или Z -бозон), рождение совместно с векторным бозоном $pp \rightarrow VH$, рождение совместно с парой топ-кварков $pp \rightarrow ttH$. Все эти каналы рождения наблюдались на Большом адронном коллайдере (БАК). Пятый по величине сечения канал рождения совместно с одиночным

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Институт физики НАНА, Баку, Азербайджан.

*E-mail: boyko@mail.cern.ch

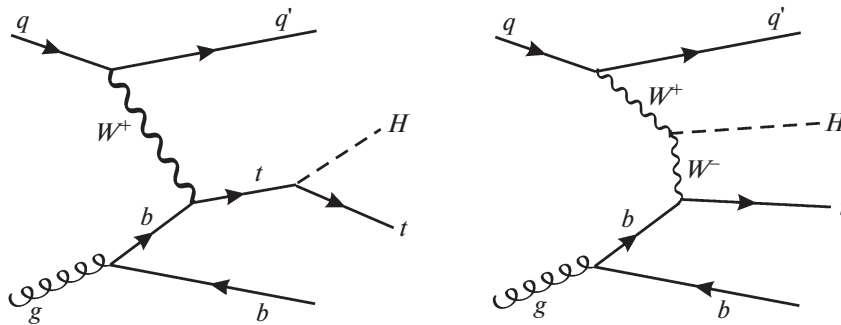


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана для процесса $pp \rightarrow tH$.

топ-кварком $pp \rightarrow tH$ до сих пор не был обнаружен.

К настоящему времени эксперименты ATLAS и CMS на БАК накопили статистику, соответствующую интегральной светимости приблизительно 140 фбн^{-1} на эксперимент. В рамках СМ эта статистика соответствует приблизительно 10000 событий сигнала (реакций $pp \rightarrow tH$). Однако экспериментальные условия БАК позволяют выделить лишь малую долю этого сигнала.

Основной проблемой при анализе редких процессов является чрезвычайно высокий уровень фона на БАК. Полное сечение неупругого взаимодействия при энергии 13 ТэВ составляет около 70 мбн [12, 13], что на 12 порядков превышает сигнал $pp \rightarrow tH$. Инклюзивное сечение рождения b -кварков на БАК на четыре порядка меньше сечения неупругого взаимодействия [14, 15], но все еще на восемь порядков превосходит сигнал tH , для которого также характерно наличие b -кварков в конечном состоянии.

Из-за чрезвычайно высокого уровня фона при изучении процесса $pp \rightarrow tH$ оптимальной является полулептонная мода распада топ-кварка, $t \rightarrow b\ell\nu_\ell$, где ℓ — электрон, мюон или распадающийся по лептонному каналу тау-лептон. Такие события характеризуются значительной недостающей поперечной энергией, которую уносит нейтрино, и наличием заряженного лептона с большим поперечным импульсом. Значительное подавление фона также может быть достигнуто при отборе событий, в которых топ-кварк распадается по адронному каналу, а в распадах бозона Хиггса рождаются лептоны или пары фотонов. Однако статистика таких событий невелика из-за малых вероятностей распада бозона Хиггса по лептонному или фотонному каналу. В настоящей работе рассматриваются события с полулептонными распадами топ-кварков.

При отборе сигнала в полулептонной моде распада основным фоновым процессом является парное рождение топ-кварка и антикварка, $pp \rightarrow t\bar{t}$ (здесь и далее заряды частиц не указываются, если

это не может привести к недоразумению). Сечение этого процесса при 13 ТэВ составляет около 800 пбн [16, 17], что на четыре порядка выше, чем для сигнала. Следующими по важности фонами являются процессы $pp \rightarrow ttH$ и $pp \rightarrow tZ$ [18, 19], сечение каждого из которых превосходит сигнал на порядок.

Таким образом, даже при использовании полулептонной моды распада топ-кварка суммарный фон на несколько порядков превосходит сигнал. Дополнительные критерии отбора могут несколько улучшить соотношение сигнал/фон. Тем не менее сигнал, предсказываемый Стандартной моделью, будет проявляться лишь как незначительное превышение над фоновым уровнем. Поскольку статистические флуктуации фона составляют \sqrt{B} (B — число фоновых событий), качество отбора сигнала принято характеризовать величиной значимости $Z = S/\sqrt{B}$, где S — количество отобранных событий сигнала. Критерием надежного обнаружения сигнала обычно принимают значимость Z , превышающую 5.

До настоящего времени реакция $pp \rightarrow tH$ экспериментально исследовалась в работах [20–22] эксперимента CMS, а также в работе [23] эксперимента ATLAS. В работах [20] и [21] использовалась относительно небольшая статистика (не более 36 фбн^{-1} интегральной светимости). В работах [22] и [23] анализ ограничивался распадами бозона Хиггса с лептонами или фотонами в конечном состоянии, в результате чего было отобрано лишь очень малое количество событий $pp \rightarrow tH$. Низкая статистика, использованная в работах [20–23], не позволила не только обнаружить сигнал, предсказываемый Стандартной моделью, но и исключить сигнал модели ИВТ.

В настоящей работе методами математического моделирования исследуется возможность обнаружения сигнала $pp \rightarrow tH$ с использованием полной статистики (140 фбн^{-1}), набранной к настоящему времени в экспериментах ATLAS и CMS. Сигнал моделировался согласно предсказаниям СМ

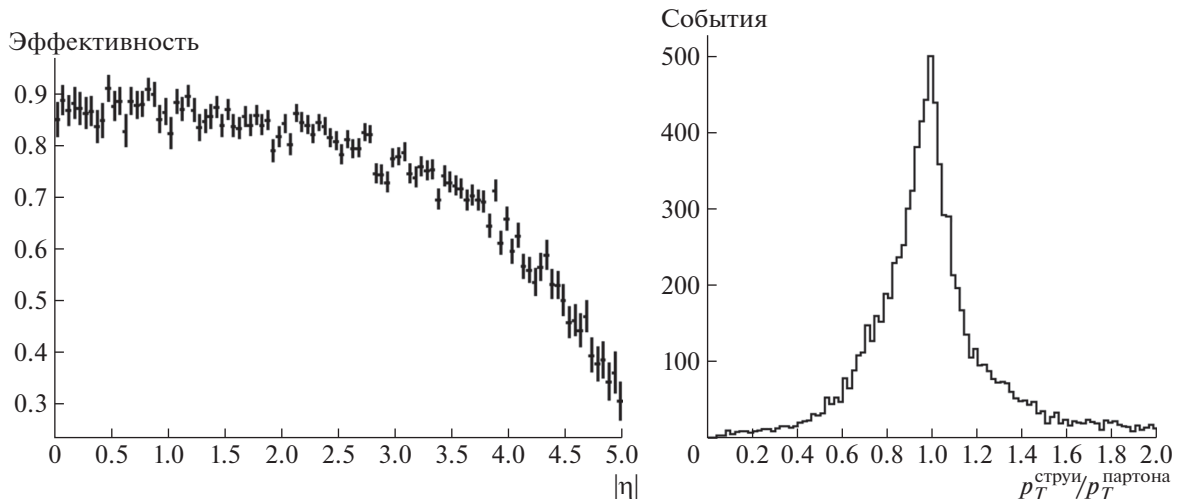


Рис. 2. *а* — Эффективность восстановления адронных струй в зависимости от псевдобыстроты партона. *б* — Отношение энергий струи и породившего ее партона.

и ИВТ, также моделировались основные фоновые процессы. Детальное моделирование экспериментальных установок не проводилось, однако учитывались типичные характеристики ATLAS и CMS, опубликованные в открытой печати.

3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

События фона и сигнала моделировались методом Монте-Карло (МК) при помощи генератора событий MadGraph версии MG5_aMC_v2.6.3.2 [24]. События моделировались в первом порядке теории возмущений, однако полное сечение каждого процесса нормировалось на значение, вычисленное в следующем (NLO) порядке. Партонные распределения пучковых частиц описывались при помощи библиотеки CT10 [25]. Развитие партонных ливней и процессы адронизации моделировались пакетом PYTHIA 8 [26]. Распады бозонов Хиггса моделировались только в основной моде $H \rightarrow b\bar{b}$, на которую приходится 58% всех распадов. Для остальных частиц моделировались все разрешенные в SM моды распада.

При анализе событий рассматривались следующие объекты: заряженные лептоны, нейтрино и адронные струи. В качестве 3-импульсов заряженных лептонов использовались значения, смоделированные генератором событий. Струи реконструировались из смоделированных фотонов и долгоживущих адронов при помощи алгоритма anti-kt [27]. Алгоритм применялся со следующими параметрами: минимальный поперечный импульс струи $p_T^{\text{мин}} = 20$ ГэВ/с, характерная ширина струи $R = 0.5$. Нейтрино реконструировались по недостающему поперечному импульсу, который вычислялся с использованием всех струй, реконструированных

в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 4.5$, и всех заряженных лептонов в диапазоне $|\eta| < 2.7$, не включенных в состав струй.

Эффективность восстановления струй показана на рис. 2. Эффективность определялась как доля сгенерированных партонов, для которых удалось восстановить адронную струю. Угловое расстояние $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ между струей и партоном не должно было превышать 0.2. Для определения эффективности использовались b -кварки из событий $pp \rightarrow t\bar{t}$ с поперечным импульсом не менее 20 ГэВ/с. Видно, что вероятность восстановления струи падает вдвое при значении псевдобыстроты $\eta = 4.5$, которое служит границей калориметрических систем установок ATLAS и CMS. Также на рис. 2 показано сравнение сгенерированной энергии партона с реконструированной энергией соответствующей струи. Ширина пика хорошо согласуется с энергетическим разрешением порядка 10%, полученным для струй с поперечным импульсом 50–100 ГэВ/с в экспериментах ATLAS [28] и CMS [29] (в работе CMS разрешение определялось из отношения поперечных импульсов реконструированных струй и струй, составленных из “истинных” частиц).

Поперечный импульс нейтрино реконструировался как вектор, противоположный суммарному поперечному импульсу всех струй и заряженных лептонов. На рис. 3 показано сравнение реконструированного и истинного значений поперечного импульса нейтрино. Для определения компоненты импульса нейтрино, направленной вдоль пучка (p_Z^{ν}), инвариантная масса нейтрино и лидирующего (наиболее высокоэнергичного) заряженного

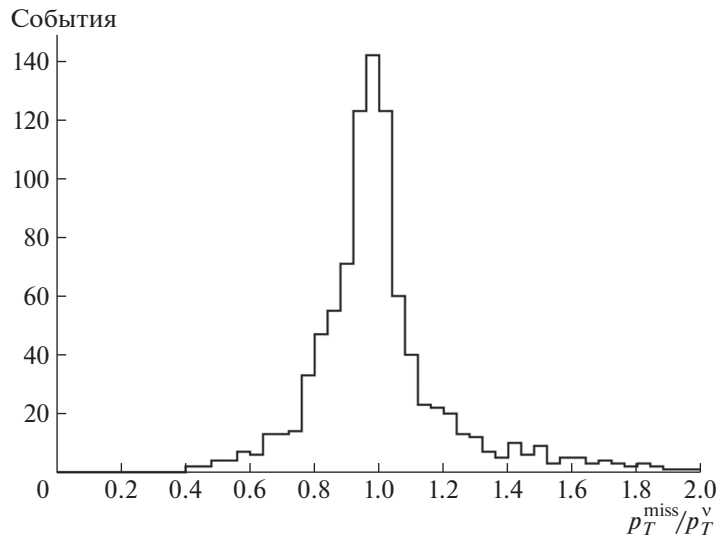


Рис. 3. Отношение недостающего поперечного импульса p_T^{miss} и истинного (сгенерированного) поперечного импульса нейтрино.

лептона приравнивалась к номинальной массе W -бозона [30]. Этому условию отвечают два различных значения p_Z^ν . Данная неопределенность разрешалась следующим образом: выбиралось решение, при котором инвариантная масса нейтрино, лидирующего лептона и одной из струй от b -кварков ($M_{b\ell\nu}$), была наиболее близка к среднемировому значению массы топ-кварка m_t [30]. Моделирование показало, что такой алгоритм позволяет выбрать правильное решение для p_Z^ν в 75% случаев. В литературе, как правило, используется другой алгоритм: выбирается решение с минимальным значением $|p_Z^\nu|$ (см., например, [31]). Такой алгоритм дает правильное решение лишь в 63% случаев.

Поскольку процессы $pp \rightarrow tH$ в Стандартной модели и в модели ИВТ отличаются не только полным сечением, но и кинематическими распределениями, были сгенерированы отдельные наборы событий для обеих моделей. Кроме того, были сгенерированы фоновые процессы $pp \rightarrow tt$, $pp \rightarrow ttbb$, $pp \rightarrow ttH$, $pp \rightarrow tZ$, $pp \rightarrow ttZ$. Процесс $pp \rightarrow ttbb$ является поправкой следующего порядка теории возмущений по отношению к основному фоновому процессу $pp \rightarrow tt$. Необходимость учета событий $ttbb$ обсуждается в следующем разделе. Рождение топ-кварков совместно с легкими кварками отдельно не моделировалось, а для учета вклада этого процесса сечение $pp \rightarrow tt$ вычислялось во втором порядке теории возмущений [32] (что почти удваивало сечение, вычисленное в первом порядке). Рождение пар b -кварков при моделировании партонных ливней генератором RUTHIA давало пренебрежимо малый вклад в полное число событий $pp \rightarrow ttbb$.

Сечения промоделированных процессов и количества сгенерированных событий приведены в табл. 1. Сечения указаны с учетом вероятностей следующих распадов: $H \rightarrow bb$, $Z \rightarrow bb$, $t \rightarrow b\ell\nu$. В событиях с двумя топ-кварками только один из них должен был распадаться по полуплептонному каналу, а для второго были разрешены все моды распада.

4. ОТБОР СОБЫТИЙ

Сгенерированные события были подвергнуты отбору, который производился, во-первых, для воспроизведения условий работы экспериментов ATLAS и CMS, во-вторых, для улучшения соотношения сигнал/фон и оптимизации значимости сигнала. В первом случае применялись условия отбора, соответствующие особенностям экспериментальных установок. Во втором случае критерии отбора варьировались до тех пор, пока не достигалось максимальное значение значимости сигнала S/\sqrt{B} .

4.1. Заряженные лептоны и нейтрино

Огромная светимость БАК позволяет экспериментам сохранять для дальнейшего анализа лишь малую долю всех событий. Одним из условий (триггеров) для записи события в экспериментах ATLAS и CMS является наличие лептона с поперечным импульсом, превышающим 25–27 ГэВ/с [33, 34]. Для учета этого условия в сгенерированных событиях лидирующий лептон должен был иметь поперечный импульс p_T^{lead} не менее 27 ГэВ/с. Лептон отбирался в диапазоне

Таблица 1. Сечения промоделированных процессов и количество сгенерированных событий; сечения указаны с учетом брэнчингов каналов распада

Процесс	tH (СМ)	tH (ИВТ)	tt	tbb	tH	tZ	tZ
Сечение, фбн	10.8	97	306 000	3600	72	23	18
Число событий	20 000	20 000	410 000	40 000	37 000	37 000	20 000

псевдобыстрот $|\eta| < 2.7$, что приблизительно соответствует аксептансу мюонных систем детекторов ATLAS и CMS.

Для подавления фона со множественным рождением лептонов событие отбрасывалось, если в нем имелся второй лептон с поперечным импульсом более 15 ГэВ/с. Данный критерий позволял сохранять события с мягкими лептонами от распадов тяжелых адронов и от далитцевских распадов.

В событиях с лептонным распадом W -бозона характерное значение недостающего поперечного импульса p_T^{miss} составляет $M_W/2 \approx 40$ ГэВ. Недостающий поперечный импульс восстанавливается в экспериментах ATLAS и CMS с разрешением порядка 15–20 ГэВ [35, 36]. С учетом этого отбирались события, удовлетворяющие условию $p_T^{\text{miss}} > 20$ ГэВ/с. При этом недостающий поперечный импульс p_T^{miss} реконструировался из векторной суммы импульсов лидирующего лептона и всех струй, поперечный импульс которых превышал 20 ГэВ/с.

Распределения сигнала и фона по переменным p_T^{lead} и p_T^{miss} приведены на рис. 4. Показано количество событий сигнала, ожидаемое при интегральной светимости 140 фбн^{-1} . Количество фоновых событий масштабировано для того, чтобы показать сигнал и фон на одной шкале: фон tt уменьшен в 2000 раз, фон tbb — в 200 раз.

4.2. Струи от b -кварков

Процесс $pp \rightarrow tH$ анализировался нами в модах распада $H \rightarrow bb$ и $t \rightarrow b\nu_\ell$. Таким образом, события сигнала характеризуются наличием трех b -кварков с большим поперечным импульсом в конечном состоянии. Кроме того, присутствует и четвертый b -кварк от расщепления глюона (см. рис. 1). Однако этот b -кварк, как правило, имеет малый поперечный импульс, и порожденная им струя в большинстве событий не реконструируется.

Основным фоновым процессом является рождение пар топ-кварков. С учетом отбора ровно одного заряженного лептона реакция имеет вид $pp \rightarrow tt \rightarrow (b\nu_\ell)(bqq')$, где qq' — это кварк-антикварковая пара ud или cs . Таким образом, фон tt включает два b -кварка в конечном состоянии и

может быть сильно подавлен требованием наличия, по крайней мере, трех струй от b -кварков (b -струй).

Тем не менее некоторое количество событий tt удовлетворяет требованию на количество b -струй. Во-первых, в процессе $pp \rightarrow tbb$ (который является квантовой поправкой к основному процессу $pp \rightarrow tt$) имеются четыре b -кварка в конечном состоянии. Во-вторых, в событиях $pp \rightarrow tt \rightarrow (b\nu_\ell)(bcs)$ струя от c -кварка может быть ошибочно идентифицирована как b -струя из-за ограниченной точности экспериментальной установки. Вероятность такой ошибочной идентификации составляет приблизительно 12% в экспериментах ATLAS [37] и CMS [38]. Для учета этого эффекта струям от c -кварков с вероятностью 12% присваивалась метка b -струи, и в дальнейшем такие струи использовались в анализе наравне с истинными струями от b -кварков.

Для дальнейшего анализа отбирались события, содержащие три или четыре струи от b -кварков. Струи отбирались в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$, что приблизительно соответствует аксептансу трековых систем детекторов ATLAS и CMS. Условие на полное количество струй (от всех типов кварков) не накладывалось, поскольку такой отбор не увеличивал значимость сигнала.

Распределение событий по количеству b -струй показано на рис. 5. Видно, что лишь малая доля событий tt удовлетворяет условию отбора. Тем не менее сечение процесса $pp \rightarrow tt$ столь велико, что даже после наложения этого условия уровень фона многократно превышает сигнал.

Для реконструкции событий $pp \rightarrow tH \rightarrow (b\nu_\ell)(bb)$ каждая из струй от b -кварков должна быть приписана к распаду либо топ-кварка, либо бозона Хиггса. Для событий с тремя b -струями существуют три возможные комбинации. В событиях с четырьмя такими струями использовались три струи с наибольшим поперечным импульсом, а четвертая игнорировалась.

Для каждой из трех возможных комбинаций вычислялась величина χ^2 по формуле

$$\chi^2 = \left(\frac{M_{bb} - M_H}{\sigma_H} \right)^2 + \left(\frac{M_{b\nu} - m_t}{\sigma_t} \right)^2.$$

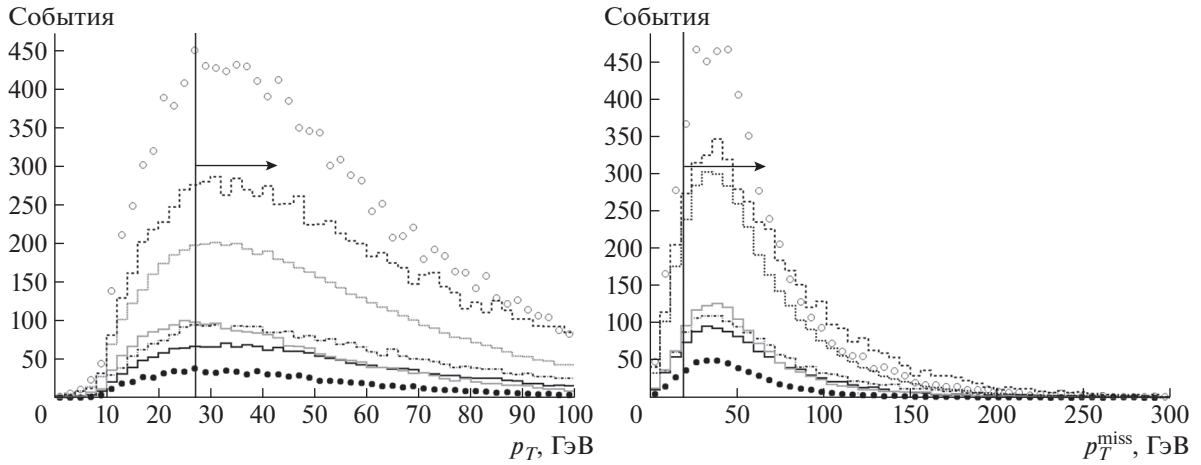


Рис. 4. Распределение событий по поперечному импульсу лидирующего лептона (а) и по недостающему поперечному импульсу (б). Стрелками показаны критерии отбора событий. Точки: закрашенные круги — сигнал Стандартной модели, незакрашенные круги — сигнал ИВТ. Кривые: точечная — фон tt , сплошная черная — $t\bar{t}b\bar{b}$, сплошная серая — tZ , штриховая — $t\bar{t}H$, штрихпунктирная — $t\bar{t}Z$.

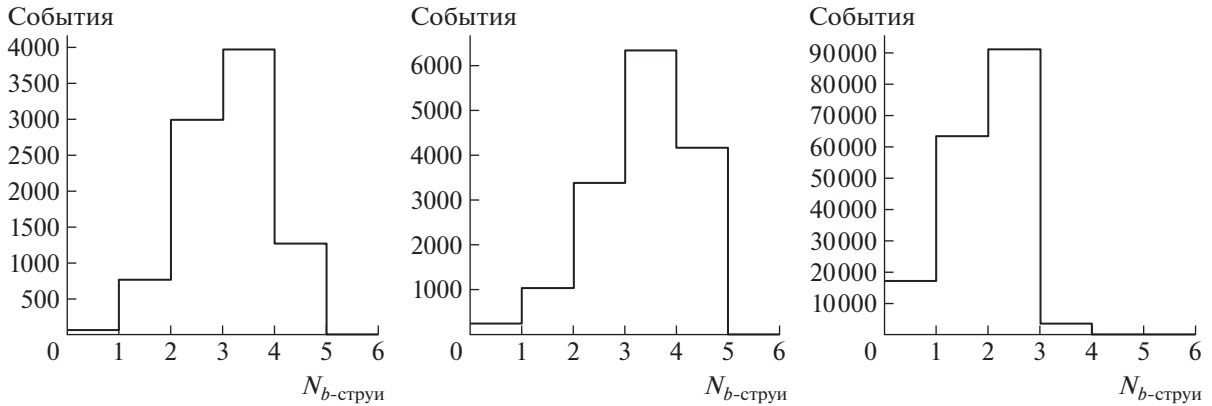


Рис. 5. Распределение событий tH (а), ttH (б) и tt (в) по количеству b -струй. Нормировка количества событий произвольная.

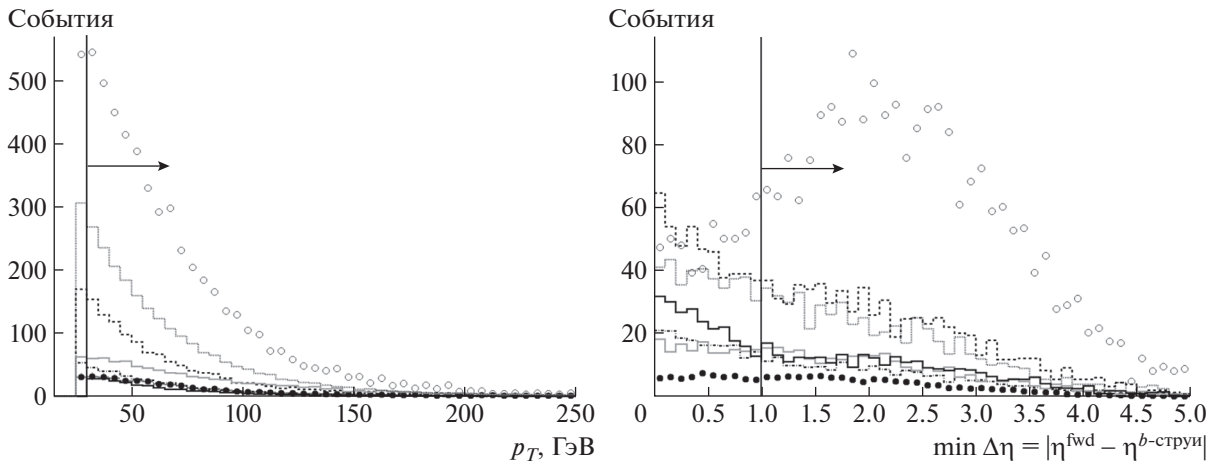


Рис. 6. Распределение событий по поперечному импульсу передней струи (а) и по абсолютному значению щели по быстройте (б). Обозначения кривых и точек те же, что и на рис. 4. Стрелками показаны критерии отбора событий.

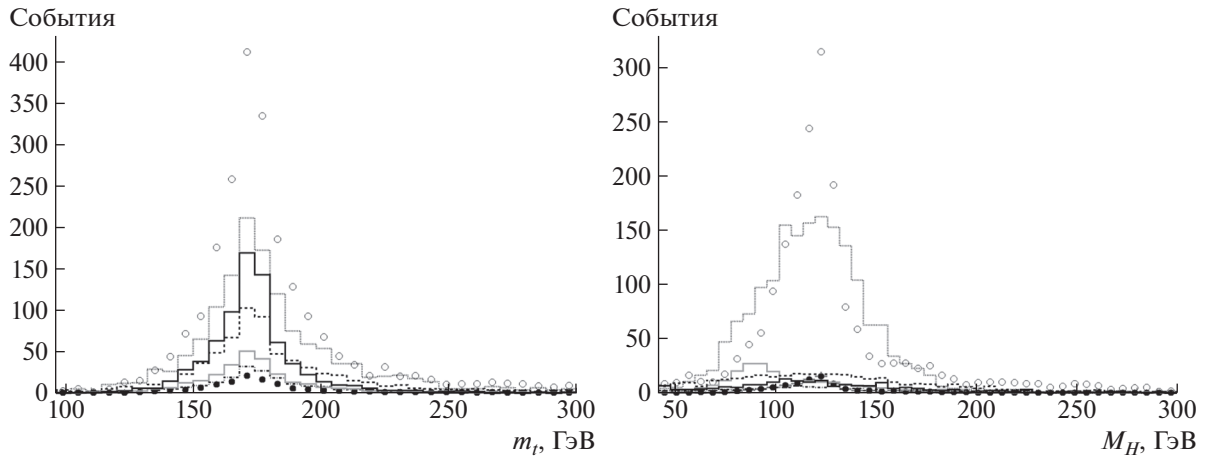


Рис. 7. Распределения по инвариантным массам топ-кварка (а) и бозона Хиггса (б). Обозначения кривых и точек те же, что и на рис. 4. Стрелками показаны критерии отбора событий.

Здесь M_H и m_t — среднемировые значения масс бозона Хиггса и топ-кварка [30], M_{bb} — инвариантная масса двух струй, приписанных к распаду бозона Хиггса, $M_{b\ell\nu}$ — масса лидирующего лептона, нейтрино и струи, приписанной к распаду топ-кварка, а σ_H и σ_t — погрешности реконструкции этих инвариантных масс, определявшиеся из моделирования. В дальнейшем анализе использовалась комбинация струй, при которой величина χ^2 была наименьшей. Корректную комбинацию струй удалось найти в 82% событий.

4.3. Передняя струя

Из диаграммы на рис. 1 видно, что в событии $pp \rightarrow tH$ рождается “кварк-наблюдатель” q' , им-

пульс которого, как правило, направлен в область больших абсолютных значений псевдобыстроты. Струя, порожденная этим кварком, может использоваться как характерный признак сигнала tH . Событие проходило отбор, если в нем была обнаружена, по крайней мере, одна струя с поперечным импульсом $p_T^{\text{fwd}} > 30$ ГэВ/с, лежащая в передней области псевдобыстрот, $|\eta| > 2.0$. Значения критериев на псевдобыстроту и поперечный импульс были определены путем оптимизации значимости отобранного сигнала. Распределение событий по поперечному импульсу передней струи показано на рис. 6а. Фон tt уменьшен в 1000 раз, tbb — в 100 раз.

Характерной кинематической особенностью модели ИВТ является “щель по быстрой”, т.е. отделенность передней струи от остальных частиц события. Величина щели по быстрой $\Delta\eta$ вычислялась как разность между псевдобыстротами передней струи и ближайшего к ней b -кварка. При наличии нескольких струй в области $|\eta| > 2.0$ использовалась струя с наибольшим поперечным импульсом. Распределение событий по $|\Delta\eta|$ показано на рис. 6б. Фон tt уменьшен в 250 раз, tbb — в 25 раз. Видно, что сигнал ИВТ отличается по форме распределения как от сигнала СМ, так и от фоновых процессов. События проходили отбор при условии $|\Delta\eta| > 1.0$ (критерий был оптимизирован для сигнала в модели ИВТ).

4.4. Массы топ-кварка и бозона Хиггса

Поскольку каждая из струй от b -кварков приписана к распаду топ-кварка или бозона Хиггса, эта информация может быть использована для восстановления инвариантных масс распавшихся частиц. Распределение событий по этим массам показано

Таблица 2. Список критериев отбора событий

Критерий	Значение
Поперечный импульс лидирующего лептона	$p_T^{\text{lead}} < 27$ ГэВ/с
Поперечный импульс других лептонов	$p_T^{\text{sublead}} < 15$ ГэВ/с
Недостающий поперечный импульс	$p_T^{\text{miss}} > 20$ ГэВ/с
Количество b -струй	$3 \leq N_b \leq 4$
Поперечный импульс передней струи	$p_T^{\text{fwd}} > 30$ ГэВ/с
Щель по быстрой	$ \Delta\eta > 1.0$
Инвариантная масса бозона Хиггса	$75 < M_H < 155$ ГэВ/с ²
Инвариантная масса топ-кварка	$140 < m_t < 210$ ГэВ/с ²

Таблица 3. Эффективность отбора событий для сигнала tH в Стандартной модели и в модели ИВТ, а также для фоновых процессов; в последней строке указано число событий, соответствующих интегральной светимости 140 фбн^{-1}

Критерий	tH (СМ)	tH (ИВТ)	tt	tbb	tH	tZ	$tZbq$
$p_T^{\text{lead}}, p_T^{\text{sublead}}$	55.8%	53.1%	49.8%	46.2%	45.0%	44.7%	53.5%
p_T^{miss}	49.4%	47.1%	44.4%	41.3%	40.6%	40.5%	47.9%
N_b	29.9%	28.9%	2.7%	10.9%	28.1%	27.5%	25.6%
p_T^{fwd}	19.9%	19.1%	0.9%	4.7%	11.4%	11.6%	17.3%
$ \Delta\eta $	16.3%	12.6%	0.5%	2.9%	6.8%	6.4%	11.2%
M_H, m_t	10.9%	8.0%	0.4%	0.9%	2.0%	1.8%	7.2%
Число событий	77	1519	59 000	4400	206	58	182

на рис. 7. Фон tt уменьшен в 100 раз, tbb — в 10 раз.

Распределения сигнала и фона по инвариантной массе топ-кварка практически совпадают, поскольку в обоих процессах (tH и tt) присутствует полулептонный распад топ-кварка. Для инвариантной массы бозона Хиггса распределения сигнала и фона отличаются, однако различие невелико. Это можно объяснить тем, что в событиях $pp \rightarrow t\bar{t}$ бозон Хиггса ошибочно реконструируется из b - и c -кварка от адронного распада $t \rightarrow bcs$. При этом s -кварку передается приблизительно половина энергии W -бозона, а на систему bc приходится остальная часть массы топ-кварка, $m_t - M_W/2 \approx 130 \text{ ГэВ}$, что почти совпадает с массой бозона Хиггса.

Для дальнейшего анализа отбирались события, для которых инвариантная масса бозона Хиггса лежала в диапазоне $75 < M_H < 155 \text{ ГэВ}/c^2$. Кроме того, для подавления фоновых событий, не включающих полулептонный распад топ-кварка, применялся мягкий критерий $140 < m_t < 210 \text{ ГэВ}/c^2$.

Описанные критерии отбора суммированы в табл. 2.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты применения отбора событий приведены в табл. 3. Для каждого критерия отбора указана “кумулятивная эффективность”, т.е. доля событий, удовлетворяющих данному критерию и всем предыдущим. Также указано количество событий, удовлетворяющих всем критериям отбора, при интегральной светимости 140 фбн^{-1} .

Из табл. 3 видно, что основной фон $pp \rightarrow t\bar{t}$ может быть существенно подавлен (соотношение сигнал/фон улучшается более чем на порядок). Тем не менее tt остается доминирующим фоновым

процессом (около 90% всего фона). Фон на три порядка превышает сигнал Стандартной модели, в то время как сигнал модели ИВТ приблизительно в 40 раз меньше суммарного фона.

Значимость сигнала $pp \rightarrow tH$ составляет 0.30 для сигнала Стандартной модели и 6.0 для модели ИВТ. Таким образом, статистика БАК, накопленная к настоящему времени, недостаточна для обнаружения сигнала СМ. Этот сигнал может быть обнаружен только при увеличении статистики как минимум на порядок. В то же время, сигнал ИВТ может быть уверенно обнаружен или исключен при помощи имеющихся данных. Тем самым будет исключено одно из двух возможных решений (0° или 180°) для комплексной фазы константы юкавовского взаимодействия топ-кварка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ATLAS Collab., Phys. Lett. B **716**, 1 (2012).
2. CMS Collab., Phys. Lett. B **716**, 30 (2012).
3. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
4. A.-M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. Lett. **120**, 231801 (2018).
5. ATLAS Collab., Phys. Lett. B **784**, 173 (2018).
6. F. Maltoni, K. Paul, T. Stelzer, and S. Willenbrock, Phys. Rev. D **64**, 094023 (2001).
7. S. Biswas, E. Gabrielli, and B. Mele, JHEP **1301**, 088 (2013).
8. M. Farina, C. Grojean, F. Maltoni, E. Salvioni, and A. Thamm, JHEP **1305**, 022 (2013).
9. P. Agrawal, S. Mitra, and A. Shivaji, JHEP **1312**, 077 (2013).
10. S. Biswas, E. Gabrielli, F. Margaroli, and B. Mele, JHEP **1307**, 073 (2013).
11. LHC Higgs Cross Section Working Group, *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector* (CERN, Geneva, Switzerland, 2016).
12. M. Aaboud *et al.* (ATLAS Collab.), Phys. Rev. Lett. **117**, 182002 (2016).

13. CMS Collab., JHEP **1807**, 161 (2018).
14. CMS Collab., JHEP **1103**, 90 (2011).
15. ATLAS Collab., Eur. Phys. J. C **71**, 1846 (2011).
16. ATLAS Collab., JHEP **1904**, 046 (2019).
17. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), Eur. Phys. J. C **79**, 368 (2019).
18. ATLAS Collab., Phys. Lett. B **780**, 557 (2018).
19. A.-M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. Lett. **122**, 132003 (2019).
20. CMS Collab., JHEP **1606**, 177 (2016).
21. A.-M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. D **99**, 092005 (2019).
22. A.-M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), Eur. Phys. J. C **81**, 378 (2021).
23. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), Phys. Rev. Lett. **125**, 061802 (2020).
24. J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H.-S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro, arXiv: 1405.0301.
25. M. Guzzi, P. Nadolsky, E. Berger, H.-L. Lai, F. Olness, and C.-P. Yuan, arXiv: 1101.0561v1.
26. T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, JHEP **0605**, 026 (2006); Comput. Phys. Commun. **178**, 852 (2008).
27. M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, arXiv: 0802.1189v2.
28. ATLAS Collab., Eur. Phys. J. C **80**, 1104 (2020).
29. V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), JINST **12**, P02014 (2017).
30. P. A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020).
31. CMS Collab., Eur. Phys. J. C **77**, 354 (2017).
32. M. Czakon and A. Mitov, Comput. Phys. Commun. **185**, 2930 (2014).
33. ATLAS Collab., Eur. Phys. J. C **80**, 47 (2020).
34. CMS Collab., JINST **12**, P01020 (2017).
35. ATLAS Collab., Eur. Phys. J. C **78**, 903 (2018).
36. CMS Collab., JINST **10**, P02006 (2015).
37. ATLAS Collab., JINST **11**, P04008 (2016).
38. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), JINST **13**, P05011 (2018).

MONTE-CARLO STUDY OF ASSOCIATED HIGGS BOSON PRODUCTION WITH A SINGLE TOP-QUARK

I. R. Boyko¹⁾, N. A. Huseynov^{1),2)}, O. A. Koval¹⁾

¹⁾ *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

²⁾ *Institute of Physics of Azerbaijan National Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan*

The Higgs boson production has been observed at the LHC in four different channels. However, an associated production of the Higgs boson with a single top-quark was not observed yet. An investigation of this channel would allow a first determination of the complex phase of the top Yukawa coupling. In this paper the possibility to discover the Higgs boson production with a single top-quark is studied using the Monte-Carlo method. Criteria for signal selection and background suppression are developed. We demonstrate that the current LHC statistics is sufficient to confirm or exclude a model with an opposite sign of the top Yukawa coupling with respect to the Standard Model expectation.