

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 539.126

ПОИСК ТЯЖЕЛОГО БОЗОНА ХИГГСА В КАНАЛЕ РАСПАДА $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ В СОБЫТИЯХ С ДВУМЯ ЭЛЕКТРОНАМИ ИЛИ ДВУМЯ МЮОНАМИ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ В ПРОТОН-ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ НА СТАТИСТИКЕ 139 fb^{-1} ПРИ 13 ТэВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS НА LHC

© 2021 г. А. А. Гаврилюк^а, *, Е. Н. Рамакоти^а, И. И. Цукерман^а

^аНИИЦ “Курчатовский институт”, пл. Академика Курчатова 1, Москва, 123182 Россия

*E-mail: alexander.gavrilyuk@itep.ru

Поступила в редакцию 27.02.2021 г.

После доработки 21.06.2021 г.

Принята к публикации 01.07.2021 г.

Авторами в составе рабочей группы по поиску и исследованию бозона Хиггса (HWW) проведено изучение событий с двумя электронами и двумя мюонами для канала распада $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ в эксперименте ATLAS на Большом адронном коллайдере при 13 ТэВ. В анализе используется полный набор данных протон-протонных столкновений, набранных в 2015–2018 гг., который соответствует интегральной светимости 139 fb^{-1} . На основании моделирования предложены критерии отбора полезных событий и выбрана контрольная кинематическая область основного фона от процессов Дрелла–Яна. Подсчитаны ожидаемые верхние пределы на сечение рождения тяжелого бозона Хиггса в рамках нескольких моделей. Оказалось, что они лишь ненамного хуже, чем получаются в анализе событий с электроном и мюоном в конечном состоянии для канала распада $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$.

Ключевые слова: адронные струи, бозон Хиггса, Стандартная Модель, эксперимент ATLAS, Большой адронный коллайдер, LHC

DOI: 10.56304/S207956292006024X

ВВЕДЕНИЕ

Поиски тяжелого бозона Хиггса (H -бозона) ведутся преимущественно в бозонных каналах распада, например, в перспективном канале $H \rightarrow WW$. Ожидаемая относительная вероятность этого распада (BR) может составлять 60–70% при массе $>200 \text{ ГэВ}/c^2$, если допустить, что H -бозон имеет те же свойства, что и бозон Хиггса Стандартной Модели (SM) (h -бозон) [1]. В нашей предыдущей работе [2] рассматривалось только конечное состояние с электроном и мюоном ($WW \rightarrow e\nu\mu\nu$); здесь мы сконцентрируемся на состояниях $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ и $H \rightarrow WW \rightarrow \mu\nu\mu\nu$, имеющих суммарный итоговый BR около 2.5% [3]. Из-за большого фона от процессов Дрелла–Яна (DY), эти два состояния более сложны для изучения, чем $e\nu\mu\nu$; общей проблемой является возможность восстановления лишь поперечной массы H -бозона. Поиск тяжелого бозона Хиггса в канале распада на WW проводился как при энергии 8 ТэВ на полной статистике [4], так и при энергии 13 ТэВ на данных 2015–2016 гг. [5] в экспериментах ATLAS [6] и CMS на LHC; также рассматривался канал распада на два Z -бозона [7]. Новая частица не была об-

наружена ни в одном из каналов распада и были поставлены жесткие верхние пределы на сечение его рождения в широком диапазоне сканируемых масс в рамках различных теоретических моделей.

Авторы в составе рабочей группы по поиску и изучению бозона Хиггса (HWW) внесли определяющий вклад в изучение событий с двумя электронами и двумя мюонами для канала распада $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ в эксперименте ATLAS при 13 ТэВ. На основании моделирования методом Монте-Карло (MC) нами предложены и реализованы критерии отбора сигнала от тяжелого бозона Хиггса и выбор контрольной области основного DY-фона. Авторами подсчитаны экспериментальные систематические погрешности и получены результаты для ожидаемых верхних пределов на сечение рождения бозона в широком диапазоне масс тяжелого бозона Хиггса.

1. ИЗУЧЕНИЕ ОБЛАСТИ СИГНАЛА ДЛЯ ПОИСКА H -БОЗОНА ПРИ 13 ТэВ

Отбор событий несильно отличается от того, который был проведен для канала с разным ароматом

Таблица 1. Предсказанное число событий (в тыс.) с двумя электронами и двумя мюонами для полной статистики при 13 ТэВ, в областях сигнала от H -бозона, масса которого для примера предполагается равной 400 ГэВ/ c^2 , а свойства соответствуют СМ. Цифры 2 и 3 соответствуют этапам 2 и 3 (см. текст)

	ggF H	VBF H	VV	Топ	DY	$W + jets$	Полный фон
Инкл. 2	1.1	0.18	26.6	25.2	45.9	1.2	99.0
Инкл. 3	0.459(4)	0.076(1)	6.33(3)	8.00(2)	0.63(7)	0.13(2)	15.09(8)
VBF1J 2	0.07	0.06	0.79	0.7	1.56	0.06	3.07
VBF1J 3	0.027(1)	0.024(1)	0.171(7)	0.185(3)	0.049(16)	0.004(3)	0.409(19)
VBF2J 2	0.019	0.10	0.25	0.69	0.32	0.01	1.23
VBF2J 3	0.008(0)	0.048(1)	0.068(2)	0.191(3)	0.022(6)	0.000(2)	0.282(7)

лептонов конечного состояния $e\mu$ [2, 5], однако вводятся дополнительные ограничения для подавления DY-фона. В предварительном отборе дополнительно для увеличения скорости обработки вводились ограничения на т.н. значимость недостающей поперечной энергии, $S(E_T^{\text{miss}}) > 3$, на недостающий поперечный импульс, измеренный в треkere ($p_T^{\text{miss}} > 30$ ГэВ/ c) и поперечные импульсы первого и второго лептонов ($p_T^{\text{lead}} > 45$ ГэВ/ c , $p_T^{\text{sublead}} > 30$ ГэВ/ c), что позволило уменьшить в десять раз огромный объем входных данных. Напомним, что полное число распадов $Z^{(*)} \rightarrow e\bar{e}/\mu\bar{\mu}$ превышает сто миллионов событий на полной статистике при 13 ТэВ.

Образец событий был поделен на три сигнальных области в соответствии с числом адронных струй n_{jets} с $p_T > 30$ ГэВ/ c и $|\eta_{\text{jet}}| < 4.5$. Первая область инклюзивна по числу струй n_{jets} , и в ней H -бозон должен рождаться, в основном, путем слияния глюонов (ggF). Во второй (VBF1J, ограничения $n_{\text{jets}} = 1$, $|\eta_{\text{jet}}| > 2.4$, $\min(|\Delta\eta_{j\ell}|) > 1.75$, где $\Delta\eta_{j\ell}$ — разность псевдобыстрот лептона и струи) и третьей (VBF2J, ограничения $n_{\text{jets}} > 1$, $\Delta Y_{jj} > 4.0$ и $m_{jj} > 500$ ГэВ/ c^2 , где ΔY_{jj} и m_{jj} — разность псевдобыстрот струй и их инвариантная масса) областях рождение бозона Хиггса может происходить в значительной мере через слияние векторных бозонов (VBF) и сопровождается струями, летящими под малыми полярными углами. Эти области исключаются из инклюзивной. На этапе 2 для уменьшения фона от процессов Дрелла—Яна использовались ограничения $p_T^{\text{miss}} > 40$ ГэВ/ c и $|m_{\ell\ell} - m_Z| > 25$ ГэВ/ c^2 , где $m_{\ell\ell}$ — инвариантная масса лептонов. На этапе 3 вводилось ограничение на $S(E_T^{\text{miss}}) > 7$ (6, 5) и на модуль векторной суммы импульсов струй, лептонов и E_T^{miss} : $|p_T^{\text{tot}}| < 50$ (30, 20) ГэВ/ c для инклюзивной (VBF1J, VBF2J) областей, соответственно. Эти ограничения позволяют сохранить приемлемую долю полезного сигнала, уменьшая фон в десятки и сотни раз. На последнем

этапе отборов вклад от процессов Дрелла—Яна, который трудно оценить с высокой точностью, становится существенно меньше, чем от фоновых процессов с парным рождением векторных бозонов и топ-кварками. Однако вклад неопределенности расчета фона от DY в точность определения суммарного фона весьма существенен и может быть уменьшен в будущем с использованием большей МС-статистики. Количество событий от $W + jets$ пренебрежимо мало. В табл. 1 показано предсказанное число событий для фонов и сигнала от H -бозона с массой 400 ГэВ/ c^2 в предположении, что его сечение рождения и кинематика соответствуют СМ. На окончательном этапе отбора указаны статистические погрешности расчетов в последних значащих цифрах. Во второй части представлены результаты исследования контрольных областей (CRs) DY-фона.

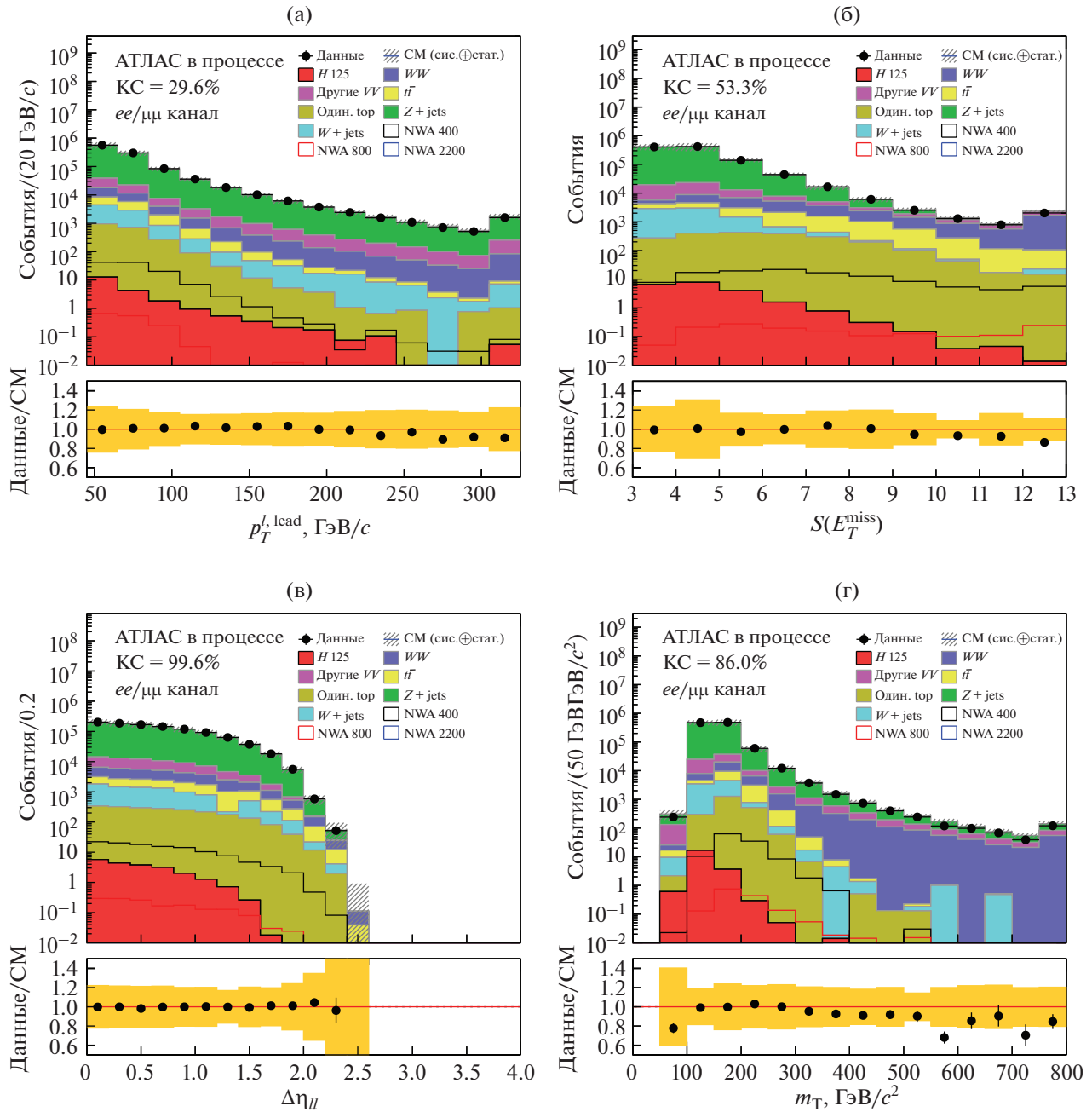
Проведена детальная оценка экспериментальных систематических неопределенностей в соответствии со стандартной процедурой, используемой в ATLAS [5]. Их вклад рассчитывается путем варьирования 4-вектора или весового коэффициента для каждого “объекта”, т. е. электрона, мюона, струи, b -струи, E_T^{miss} и т.д. на $\pm 1\sigma$ от номинальной величины. Они учтены на всех показанных ниже рисунках. Выполнена оценка совместимости данных и моделирования с помощью критерия Колмогорова—Смирнова (КС), учитывающая только статистические неопределенности.

2. ИЗУЧЕНИЕ КОНТРОЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ФОНА ОТ ПРОЦЕССОВ ДРЕЛЛА—ЯНА

Отбор событий напоминает тот, что применяется в области сигнала, за исключением того, что используется ограничение $|m_{\ell\ell} - m_Z| < 25$ ГэВ/ c^2 и не используются отбор по переменным $S(E_T^{\text{miss}})$ и p_T^{tot} . Нормировочные коэффициенты, на которые домножается количество соответствующих событий в области сигнала, оказались равными $NF = 1.11 \pm 0.00$ (1.09 ± 0.02 , 0.88 ± 0.02) в инклюзивном

Таблица 2. Число событий (в тыс.) с двумя электронами и двумя мюонами, набранных при 13 ТэВ, в контрольных кинематических областях фона от процессов Дрелла–Яна (DY)

	VV	Топ	DY	$W + jets$	Полный фон	Данные	Данные/МС
Инкл.	56.6(2)	10.8	958(4)	6.6(5)	1032(4)	1031.850	1.00(0)
VBF1J	2.00(5)	0.283(4)	33.09(68)	0.13(10)	35.51(69)	35.538	1.00(2)
VBF2J	0.60(2)	0.265(3)	8.63(19)	0.018(28)	9.52(20)	9.512	1.00(2)


Рис. 1. Распределения в инклюзивной контрольной области фона от процессов Дрелла–Яна: по переменным p_T^{lead} (а), $S(E_T^{\text{miss}})$ (б), $\Delta\eta_{ll}$ (в) и m_T (г).

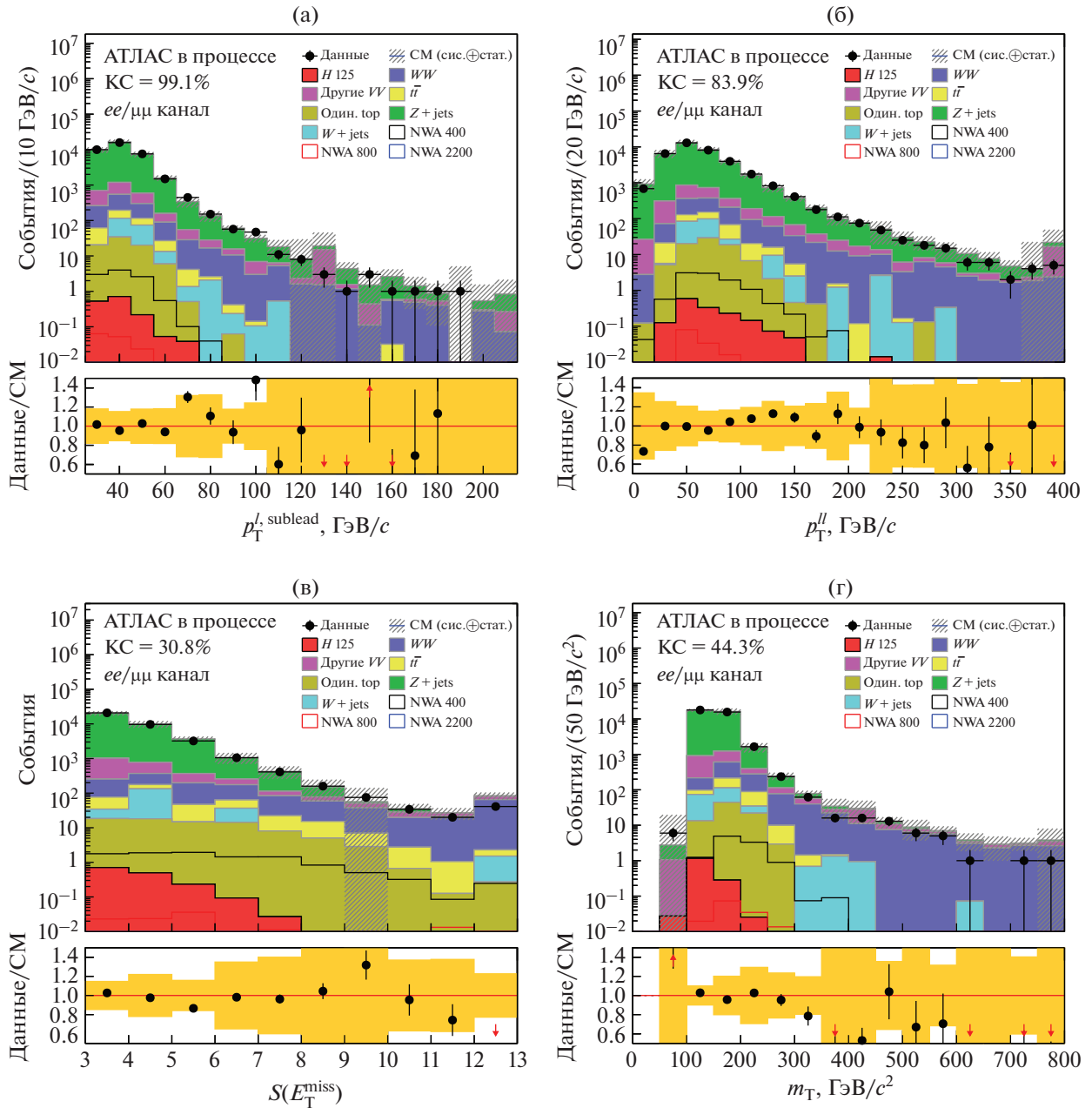


Рис. 2. Распределения в контрольной области фона от процессов Дрелла–Яна VBF1J: по переменным p_T^{sublead} (а), p_T^{ll} (б), $S(E_T^{\text{miss}})$ (в) и m_T (г).

(VBF1J, VBF2J) случае соответственно. В табл. 2 показаны наблюдаемые и предсказанные числа событий в DY CRs. Видно, что доля событий от процессов Дрелла–Яна превышает 90%. Проведено сравнение измеренных распределений по кинематическим переменным с расчетными. В большинстве случаев наблюдается их удовлетворительное согласие. На рис. 1 для примера показаны

спектры по p_T^{lead} , $S(E_T^{\text{miss}})$, разнице псевдобыстрот лептонов $\Delta\eta_{\text{ll}}$ и m_T в инклюзивной области. На рис. 2 представлены распределения по p_T^{sublead} , суммарному поперечному импульсу двух лептонов $p_{T\text{ll}}$, $S(E_T^{\text{miss}})$ и m_T в области VBF1J, а на рис. 3 – спектры по m_{ll} , p_T^{miss} , ΔY_{jj} и m_T в области VBF2J.

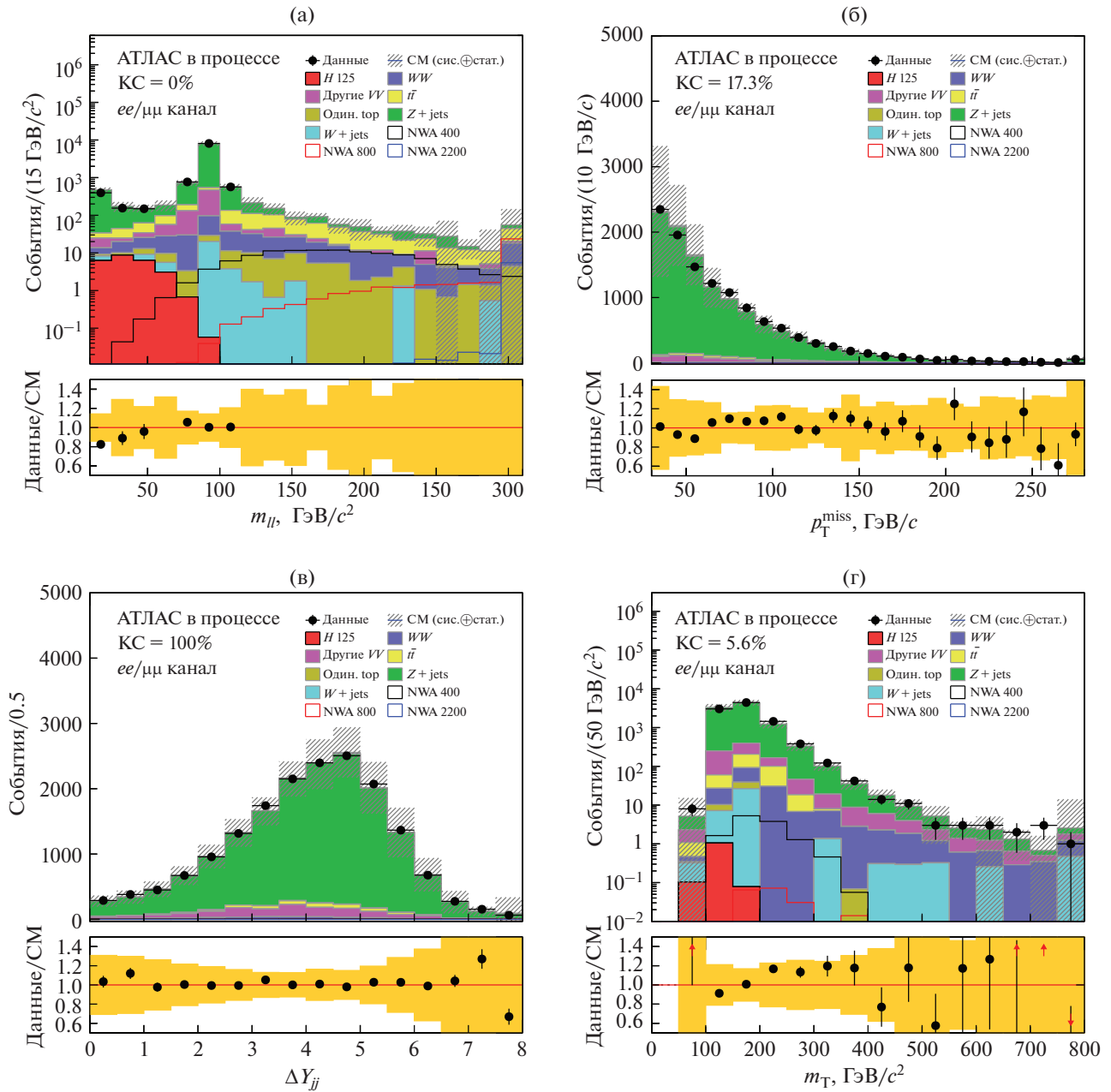


Рис. 3. Распределения в контрольной области фона от процессов Дрелла–Яна VBF2J: по переменным $m_{\mu\mu}$ (а), p_T^{miss} (б), ΔY_{jj} (в) и m_T (г).

Данные в части распределения $m_{\mu\mu}$ ослеплены ввиду её пересечения с сигнальной областью.

3. ОЖИДАЕМЫЕ ВЕРХНИЕ ПРЕДЕЛЫ НА СЕЧЕНИЕ РОЖДЕНИЯ ТЯЖЕЛОГО БОЗОНА ХИГГСА

Для вычисления ожидаемых верхних пределов на сечение рождения тяжелого бозона Хиггса, по-

множенное на $\text{BR}(H \rightarrow WW)$ использовалась методика, подробно описанная в работах ATLAS [4, 5]. Эти пределы рассчитывались отдельно в предположениях, что единственным механизмом рождения H -бозона является либо ggF, либо VBF. Для интерпретации использовались различные теоретические модели (NWA, GM, HVT, RS, см. [5]). На рис. 4 для примера приведены ожидаемые верхние пределы, ограниченные набором данных

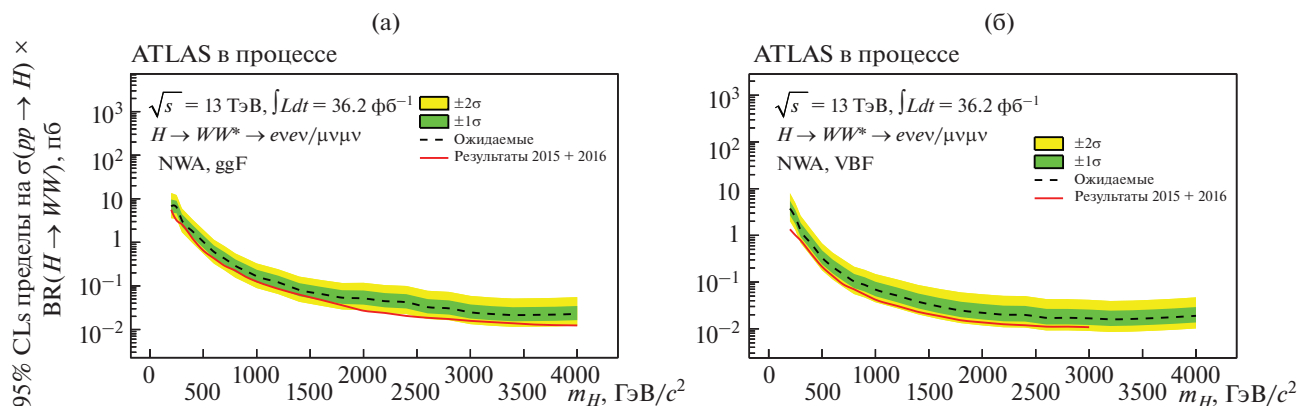


Рис. 4. Ожидаемые верхние пределы сечения рождения H -бозона, помноженного на $\text{BR}(H \rightarrow WW)$, для механизма рождения ggF (а) и VBF (б), в предположении, что он ведет себя как бозон Хиггса СМ, на статистике данных и МС, соответствующих 2015–2016 гг. Красной линией показан предыдущий результат анализа канала $e\mu$ за 2015–2016 гг [5].

и МС 2015–2016 гг. в модели Narrow Width Approximation (NWA), в которой тяжелый бозон Хиггса имеет свойства h -бозона с массой 125 ГэВ/ c^2 и его ширину. Они получаются одного порядка (менее, чем в два раза выше) с полученными ранее для событий с электроном и мюоном [5]. Поэтому благодаря включению каналов $H \rightarrow WW \rightarrow e\bar{\nu}\nu$ и $H \rightarrow WW \rightarrow \mu\bar{\nu}\nu$ можно будет улучшить существующие ограничения на сечение рождения H -бозона в канале $H \rightarrow WW$. Отметим, что основной вклад вносит статистическая неопределенность в данных (для примера она составляет 27% (40%) для бозона Хиггса с массой 800 ГэВ/ c^2 в механизмах рождения ggF (VBF)). Однако экспериментальные систематические погрешности довольно существенны, среди них преобладают те, которые связаны с мечением b -струй (7.5%/3.3%), с идентификацией мюонов (6.2%/8.3%), с калибровкой шкалы энергии струй (5.4%/12%) и E_T^{miss} (4.0%/12%). В дальнейшем предполагается увеличить МС-статистику для процессов DY и применить алгоритм мечения сторонних адронных струй, летящих под малыми углами. Ожидается, что так можно будет существенно уменьшить вклад от процессов DY [8].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа полного образца событий с двумя электронами и двумя мюонами авторами в составе рабочей группы HWW сотрудничества ATLAS по бозону Хиггса выбраны критерии отбора полезных событий сигнала в канале распада $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$, детально исследована контрольная область основного фона от процессов

Дрелла–Яна, рассчитаны ожидаемые верхние пределы на сечение рождения H -бозона с учетом систематических погрешностей в рамках нескольких моделей. Оказалось, что они лишь немногим хуже, чем получаются для событий с одним электроном и одним мюоном.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят своих коллег по рабочей группе сотрудничества ATLAS по изучению бозона Хиггса (HWW) в канале $H \rightarrow WW$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. de Florian D. et al. // Report CERN-2017-002-M; <https://arxiv.org/pdf/1610.07922>.
2. Gavriluk A.A., Ramakoti E.N., Tsukerman I.I. // Phys. At. Nucl. 2021. V. 84. P. 1660.
3. Zyla P.A. et al. (Particle Data Group) // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. V. 2020. No. 08. P. 083C01. <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104>
4. ATLAS Collab. // J. High Energy Phys. 2016. V. 2016. No. 1. P. 032. CMS Collab. // J. High Energy Phys. 2015. V. 2015. No. 10. P. 144.
5. ATLAS Collab. // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78. P. 24. CMS Collab. // J. High Energy Phys. 2020. V. 2020. No. 3. P. 034.
6. ATLAS Collab. // J. Instrum. 2008. V. 3. P. S08003.
7. ATLAS Collab. // arXiv:2009.14791; CMS Collab. // J. High Energy Phys. 2018. V. 2018. No. 6. P. 127.
8. ATLAS Collab. // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. P. 590.

**Search for a Heavy Higgs Boson in the $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ Decay Channel
in Events with Two Electrons or Two Muons in the Final State in Proton–Proton
Collisions Using 139-fb^{-1} Statistics at 13 TeV in the ATLAS Experiment at the LHC**

A. A. Gavrilyuk^{1,*}, E. N. Ramakoti¹, and I. I. Tsukerman¹

¹*National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia*

**e-mail: alexander.gavrilyuk@itep.ru*

Received February 27, 2021; revised June 21, 2021; accepted July 1, 2021

Within the ATLAS Higgs boson working group (HWW), a study of events with two electrons and two muons in the $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ decay channel at 13 TeV in the ATLAS experiment at the LHC is performed. The analysis uses complete data sample accumulated during 2015–2018 exposures which corresponds to integrated luminosity 139 fb^{-1} . Based on MC simulations, selection criteria for signal events as well as for control kinematical region for main Drell–Yan background are suggested. Expected upper limits on the heavy Higgs boson production cross section are calculated in the framework of several models. It turned out that they are only a bit worse than those obtained from the analysis of events with one electron and one muon for the $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ decay channel.

Keywords: hadron jet, Higgs boson, Standard Model, ATLAS experiment, Large Hadron Collider (LHC)