

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ ОДИНОЧНОГО ТОП-КВАРКА В $s$ -КАНАЛЕ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГРАНИЦЫ ВКЛАДА $W'$ -БОЗОНА

С. Я. Аязи<sup>a\*</sup>, С. П. Мехдибади<sup>b,c\*\*</sup>

<sup>a</sup> Университет Семнана, Физический факультет  
Р.О. Вох. 35131-19111, Семнан, Иран

<sup>b</sup> Университет Язда, Физический факультет  
Р.О. Вох 89195-741, Язд, Иран

<sup>c</sup> Исследовательский институт фундаментальных наук, Школа частиц и ускорителей  
Р.О. Вох 19395-5531, Тегеран, Иран

Поступила в редакцию 8 октября 2018 г.,  
после переработки 27 ноября 2018 г.  
Принята к публикации 11 декабря 2018 г.

(Перевод с английского)

## THE $s$ -CHANNEL SINGLE TOP QUARK PRODUCTION AS A CONSTRAINT FOR $W'$ -BOSON CONTRIBUTION

S. Ya. Ayazi, S. P. Mehdiabadi

Проанализирована возможность использования сечения рождения одиночного топ-кварка в  $s$ -канале для определения границы вклада  $W'$ -бозона. Представлены результаты, полученные на основании феноменологического и статистического подходов. Лучшее значение массы, ниже которой должны быть исключены  $W'$ -бозоны, взаимодействующие только с правыми фермионами, составляет 1390 ГэВ. Насколько известно авторам, в работе впервые используются полученные на ускорителях данные о сечениях рождения одиночного топ-кварка в  $s$ -канале для исключения части фазового пространства  $W'$ -бозона.

DOI: 10.1134/S0044451019060063

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Существует много новых физических сценариев, из которых следует существование нового массивного заряженного калибровочного бозона, известного как  $W'$ -бозон. Минимальное расширение калибровочной группы Стандартной модели (СМ), включающее  $W'$ -бозон, известно как  $SU(2) \times SU(2) \times U(1)$  (G(221)) модель [1]. Еще один известный пример — моды Калуцы–Клейна, описывающие СМ  $W$ -бозон в модели с дополнительными измерениями [2]. В

настоящей работе рассматривается общее описание взаимодействий этой новой массивной заряженной частицы, причем постоянные взаимодействия не ограничены какой-либо специальной моделью.

Общий вид лагранжиана, описывающего фермионные взаимодействия для  $W'$ -бозона, можно записать следующим образом:

$$\mathcal{L} = \frac{V'_{ij} g_W}{2\sqrt{2}} \bar{f}_i \gamma_\mu (a_R(1 + \gamma^5) + a_L(1 - \gamma^5)) W'^\mu f_j + \text{H.c.} \quad (1)$$

Будем использовать слегка модифицированные определения из работ [3] и [4]. В соответствии с этим в (1)  $V'_{ij}$  — единичная  $3 \times 3$ -матрица для лептонов или ККМ-матрица для кварков,  $g_W =$

\* E-mail: syaser.ayazi@semnan.ac.ir

\*\* E-mail: spaktinat@yazd.ac.ir

$= e/\sin(\theta_W)$  — постоянная слабого взаимодействия в СМ, а  $a_{R,L}$  — интенсивности правого и левого взаимодействия. В настоящей работе мы полагаем, что  $a_{R,L}$  принимают действительные значения.

Было проведено много прямых поисков  $W'$ -бозона на ускорителях при высоких энергиях частиц, однако до настоящего времени все они оставались безуспешными. Были проведены поиски полностью левого  $W'$ -бозона (когда  $a_R = 0$ , а на  $a_L$  не наложено никаких условий или  $a_L = 1$ ), известного как  $W'$ -бозон в Последовательной (Sequential) СМ (ПСМ) [5]. В эксперименте коллаборации CMS на БАК в ЦЕРНе [6] на основании анализа хвоста поперечного распределения масс лептонов, рожденных при распаде  $W'$ -бозона, обусловленном недостающей поперечной энергией нейтрино с достоверностью 95 % был исключен ПСМ  $W'$ -бозон с массой ниже 4.1 ТэВ [7]. Для поиска использовались столкновения протон–протон (pp) с сечениями, равными  $2.3 \text{ фб}^{-1}$ , с энергией в системе центра масс, равной 13 ТэВ. В эксперименте коллаборации ATLAS [8] для поиска использовались сечения  $36.1 \text{ фб}^{-1}$  и был исключен ПСМ  $W'$ -бозон с массой ниже 5.1 ТэВ [9].

Был также проведен поиск полностью правого  $W'$ -бозона ( $a_L = 0$ ), когда распад в лептоны либо сильно ограничен, либо подавлен из-за наличия тяжелых правых нейтрино [10, 11]. Поиск распада  $W'$ -бозона на легкие джеты осложнен из-за высокого уровня фоновых КХД мультиджетов, однако если  $W'$ -бозон имеет массу больше 180 ГэВ, то он может распасться на пару из топ- и боттом-кварков ( $tb = t\bar{b}$  или  $\bar{t}b$ ), которая является достаточно характерной, поскольку мы можем маркировать джеты от  $b$ -кварков.

Эксперименты CMS и ATLAS проводились при различных значениях энергии в системе центра масс. Самые последние эксперименты ATLAS проводились при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ, в результате с достоверностью 95 % были исключены  $W'$ -бозоны с массой ниже 1.92 ТэВ [11]. В эксперименте CMS были исключены правые  $W'$ -бозоны с массой ниже 3.6 ТэВ [12], при этом использовались сечения вплоть до  $35.9 \text{ фб}^{-1}$  для 13 ТэВ в том же канале. В предыдущем эксперименте CMS в данном канале было получено значение границы в 2.6 ТэВ, при этом использовались сечения, равные  $2.6 \text{ фб}^{-1}$  для 13 ТэВ [13].

При распаде  $W'$ -бозона на  $tb$ -кварки конечное состояние очень похоже на конечное состояние при рождении одиночного топ-кварка в  $s$ -канале, когда  $W$ -бозон вне массовой оболочки является медиатором при рождении топ- и боттом-кварков. Если  $W'$ -бозон существует, то он может влиять на сече-

ние рождения одиночного топ-кварка в  $s$ -канале в рамках СМ, поэтому измерение этого сечения может определить возможную границу вклада  $W'$ -бозона. Появление  $W'$ -бозона при рождении одиночного топ-кварка в  $s$ -канале также обсуждалось в работах [14–17], однако в настоящей работе измеренные на ускорителях сечения рождения одиночного топ-кварка в  $s$ -канале впервые используются для определения границы вклада  $W'$ -бозона. Мы хотим предложить новый простой метод, который можно использовать для определения границы вклада нового физического объекта на основании существующих экспериментальных данных, когда конечные состояния процессов являются аналогичными. При другом подходе для определения границы вклада  $W'$ -бозона можно использовать данные, полученные на ускорителях. Например, в работе [18] для определения границы вклада  $W'$ -бозона при рождении пары использовались результаты, полученные в эксперименте CMS по SUSY для конечных состояний di-tau [19].

Впервые  $s$ -канал рождения одиночного топ-кварка наблюдался в экспериментах на ускорителе Tevatron при  $\sqrt{s} = 1.96$  ТэВ со статистической значимостью 6.3 стандартных отклонений ( $\sigma$ ) [20], однако наиболее точные измерения сечения этого процесса были проведены в ходе экспериментов ATLAS [21]. Полученное значение сечения было равно  $4.8 \pm 0.8$  (stat.) $_{-1.3}^{+1.6}$  (syst.) со значимостью  $3.2\sigma$  для  $20.3 \text{ фб}^{-1}$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ.

В работе [14] было показано, что только левая компонента  $W'$ -бозона может влиять на рождение СМ  $W$ -бозона, при этом его влияние на полное сечение не так велико, хотя форма парциальных сечений может существенно изменяться. Правая компонента  $W'$ -бозона ни на что не влияет, поскольку СМ  $W$ -бозон участвует во взаимодействиях только левого типа ( $V - A$ ).

Следующий раздел посвящен краткому феноменологическому описанию  $W'$ -бозона, а также анализу использования сечения рождения одиночного топ-кварка в  $s$ -канале для определения границы вклада  $W'$ -бозона. Далее мы приводим ряд данных, полученных в экспериментах на БАК, с помощью которых, используя статистический подход, можно также получить границу вклада  $W'$ -бозона.

## 2. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ $W'$ -БОЗОна

В настоящем разделе мы исследуем влияние  $W'$ -бозона на сечение рождения одиночного топ-

кварка и обсудим возможность детектирования  $W'$ -бозона на БАК. Как было отмечено в предыдущем разделе, для сечения процесса  $pp \rightarrow tb$  мы будем рассматривать наиболее общий эффективный лагранжиан  $W'$ -бозона, описывающий взаимодействие с СМ фермионами. Сечение процесса  $pp \rightarrow tb$  задается формулой

$$\sigma(pp \rightarrow tb) = \sum_{qq'} \int dx_1 dx_2 q(x_1) \bar{q}'(x_2) \hat{\sigma}(q\bar{q}' \rightarrow tb), \quad (2)$$

где  $q(x_i)$  и  $\bar{q}'(x_i)$  — партонные функции распределения кварков,  $x_1$  и  $x_2$  — партонные доли импульсов. Партонное сечение имеет вид [14]

$$\hat{\sigma} = \sum_{q,q'} \frac{\pi \alpha_W^2}{6} |V_{tb}|^2 |V_{qq'}|^2 \frac{(\hat{s} - M_t^2)^2 (2\hat{s} + M_t^2)}{\hat{s}^2} \times \left[ \frac{1}{(\hat{s} - m_W^2)^2 + \Gamma_W^2 m_W^2} + \frac{2a_L^2 ((\hat{s} - m_W^2)(\hat{s} - M_{W'}^2) + \Gamma_W^2 \Gamma_{W'}^2)}{((\hat{s} - m_W^2)^2 + \Gamma_W^2 m_W^2)((\hat{s} - M_{W'}^2)^2 + \Gamma_{W'}^2 M_{W'}^2)} + \frac{a_L^4 + a_R^4 + 2a_L^2 a_R^2}{(\hat{s} - M_{W'}^2)^2 + \Gamma_{W'}^2 M_{W'}^2} \right], \quad (3)$$

где  $\Gamma_W$  — ширина  $W$ -бозона,  $\alpha_W = g_W^2/4\pi$ , а  $\hat{s} = x_1 x_2 S$  — энергия в системе центра масс партона ( $S$  — энергия в системе центра масс системы  $pp$ ). Выражение для ширины  $W'$ -бозона приведено в работе [14].

Как было отмечено, наиболее точные значения сечения рождения одиночного топ-кварка были получены коллаборацией ATLAS [21]. На рис. 1а приведены зависимости полного сечения процесса  $pp \rightarrow tb$  от  $M_{W'}$  для различных значений  $a_L$  при  $a_R = 0$ . Для вычисления  $\sigma(pp \rightarrow tb)$ , выраженного в аналитической форме, была использована программа Mathematica. Мы использовали партонную функцию распределения STEQ6.6M [22] и приняли  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ. Для  $\sigma(pp \rightarrow tb)$  было выбрано СМ сечение 5.61 пб [21]. На рисунке горизонтальные линии соответствуют предсказаниям, полученным для данного процесса в рамках СМ. Затемненная область соответствует разрешенным границам, что согласуется с результатами экспериментов ATLAS. Как видно из равенства (3), при  $a_R = 0$  и отличном от нуля  $a_L$  влияние изменения массы  $W'$ -бозона может быть деструктивным. Для наглядности на рис. 1б с увеличением показана область больших масс  $W'$ -бозона, где это влияние может быть существенным. На рис. 1а видно, что имеется пик в области, где значение квадрата энергии в системе центра

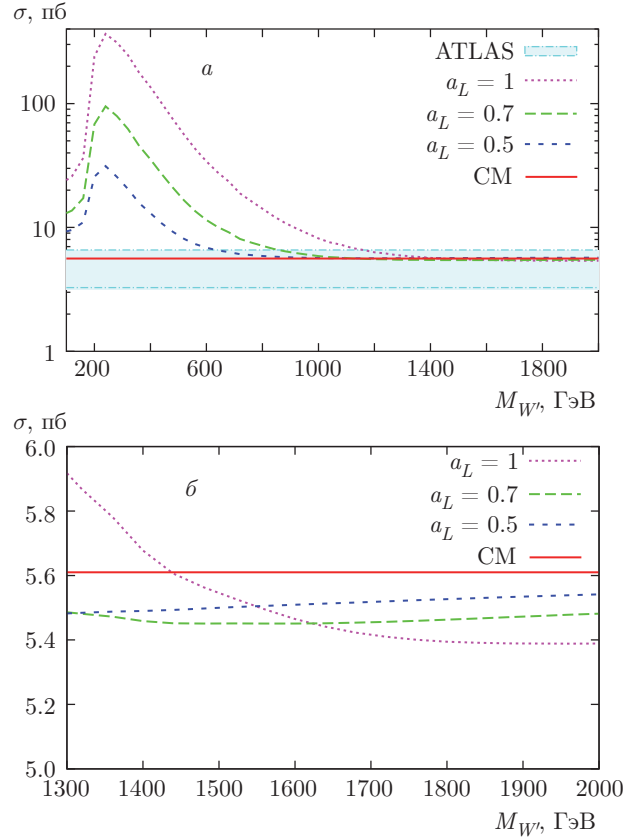


Рис. 1. (В цвете онлайн) а — Зависимости полного сечения рождения  $tb$  от массы  $W'$ -бозона для различных значений  $a_L$  при  $a_R = 0$ . б — Увеличенная область  $m_{W'} = 1300$ – $2000$  ГэВ. Видно деструктивное влияние  $a_L$

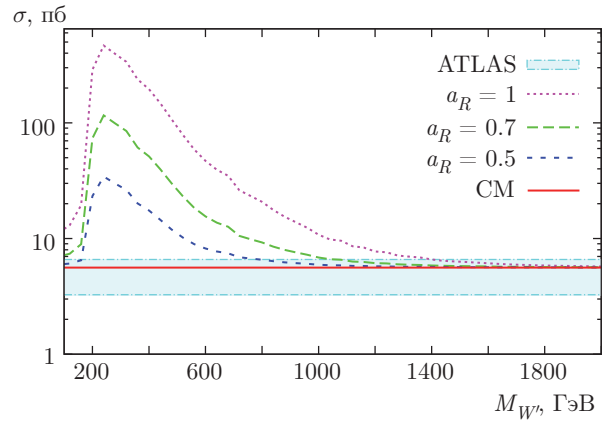


Рис. 2. (В цвете онлайн) Зависимости полного сечения рождения  $tb$  от массы  $W'$ -бозона для различных значений  $a_R$  при  $a_L = 0$

масс близко к значению квадрата полной массы топ- и боттом-кварков.

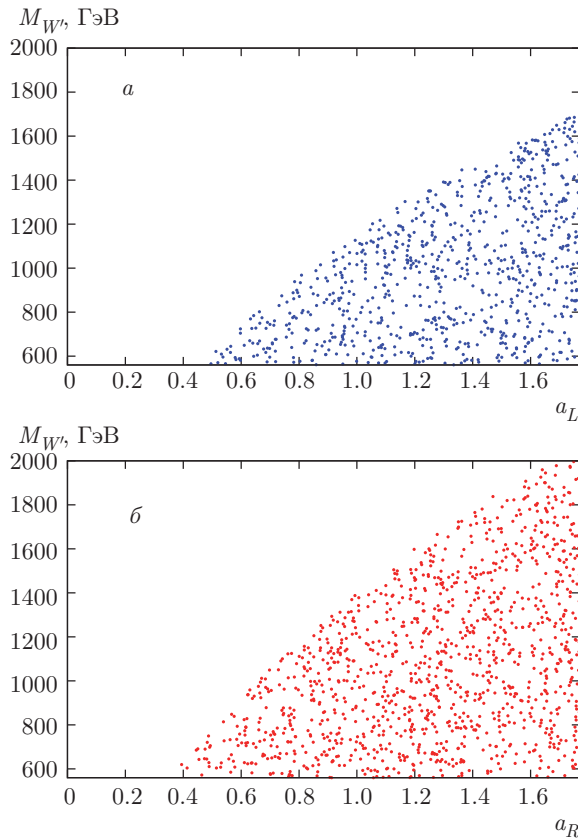


Рис. 3. (В цвете онлайн) Точками показаны области на плоскости  $(a_L-M_{W'})$  (а) и на плоскости  $(a_R-M_{W'})$  (б), которые были исключены по результатам экспериментов ATLAS

На рис. 2 приведены зависимости сечения рождения от массы  $W'$ -бозона для различных значений  $a_R$  при  $a_L = 0$ . Как и ожидалось, с ростом  $M_{W'}$  значение сечения становится меньше значения, полученного в рамках СМ. На рис. 1 (2) видно, что влияние  $W'$ -бозона при  $M_{W'} < 1160$  ГэВ ( $M_{W'} < 1390$  ГэВ) может быть больше, чем было получено в экспериментах ATLAS. Это означает, что при  $M_{W'} < 1160$  ГэВ ( $M_{W'} < 1390$  ГэВ) левые (правые)  $W'$ -бозоны могут быть исключены.

На рис. 3 показаны области в параметрическом пространстве на плоскости  $(a_L-M_{W'})$  (а) и на плоскости  $(a_R-M_{W'})$  (б), которые были исключены по результатам экспериментов ATLAS. Чтобы получить приведенные на рисунке результаты, мы следовали подходу из работ [23] и [24], в соответствии с которым сечение пропорционально четвертой степени либо  $a_L$ , либо  $a_R$ , а влиянием взаимодействия на ширину  $W'$ -бозона можно пренебречь. Согласно рис. 1а (рис. 2) лучшее граничное значение массы  $W'$ -бозона для  $a_L = 1$  и  $a_R = 0$  ( $a_R = 1$  и  $a_L = 0$ )

равно  $M_{W'} = 1160$  ГэВ (1390 ГэВ). В следующем разделе, в качестве альтернативного подхода, для определения границы вклада  $W'$ -бозона в фазовом пространстве мы воспользуемся статистическим методом.

### 3. СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

В настоящей работе мы будем использовать опубликованные данные о выходе событий, полученные в экспериментах по поиску рождения одиночного топ-кварка в  $s$ -канале и найдем верхнее значение границы вклада  $W'$ -бозона. В этой части работы мы будем пренебрегать интерференцией, даже для левых  $W'$ -бозонов. Данные, которые мы будем использовать, включают следующие категории:

**CMS  $\mu$  при 7 ТэВ.** Поиск в экспериментах CMS рождения одиночного топ-кварка в  $s$ -канале среди событий, содержащих один изолированный мюон, с использованием данных для  $pp$ -столкновений при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ [25].

**CMS  $\mu$  при 8 ТэВ.** Аналогичный поиск с использованием данных для  $pp$ -столкновений при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ.

**CMS электрон при 8 ТэВ.** Аналогичный поиск в случае, когда изолированный лептон является электроном.

**ATLAS при 8 ТэВ.** Поиск в экспериментах ATLAS рождения одиночного топ-кварка в  $s$ -канале среди событий, содержащих один изолированный электрон или мюон [21]. Эксперименты ATLAS дали результаты только для суммы электрона и мюона для  $pp$ -столкновений при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ.

Больше данных приведено в работах [26–28], однако после проверки мы пришли к выводу, что их учет не улучшит окончательные результаты. С другой стороны, все использованные нами категории данных являются важными и отказ от учета любой из них может привести к уменьшению значения предельной энергии.

В табл. 1 приведены данные, которые мы использовали в нашем анализе. Приведенные неопределенности представляют собой суммы квадратов статистической и систематической неопределенностей. Основная часть систематической неопределенности обусловлена неопределенностью, связанной с энергией джета.

Для статистических вычислений мы использовали технику анализа данных ROOT [29]. Для определения с достоверностью 95 % верхней границы вклада новых физических объектов был использо-

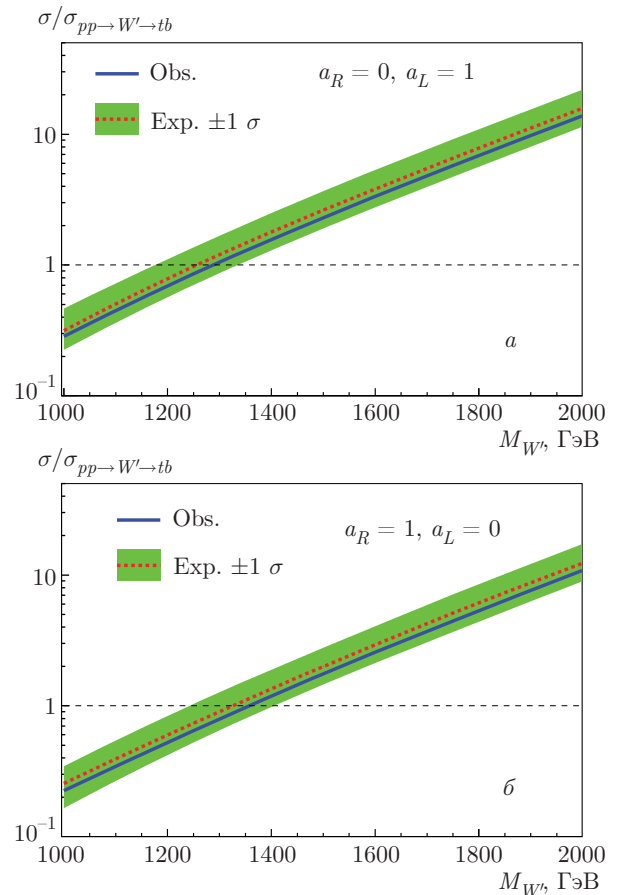
**Таблица 1.** Различные категории данных, использованных для анализа. Приведенные неопределенности представляют собой суммы квадратов статистической и систематической неопределенностей

Энергия в системе центра масс	7 ТэВ	8 ТэВ		
	CMS $\mu$	CMS $\mu$	CMS электрон	ATLAS
Одиночный топ-кварк в $s$ -канале	$129 \pm 5$	$452 \pm 16$	$347 \pm 12$	$540 \pm 160$
Стандартная модель	$1920 \pm 110$	$7060 \pm 370$	$6240 \pm 320$	$14670 \pm 180$
Данные наблюдений	1883	7023	6301	14677

ван полу-байесовский метод отношения правдоподобия. Мы предполагаем, что эффективность реконструкции и выбора событий при определении границы вклада  $W'$ -бозона аналогична эффективности событий в  $s$ -канале. Для соответствующего анализа использовалось СМ сечение рождения одиночного топ-кварка в  $s$ -канале для различных категорий данных. Сечение рождения  $W'$ -кварка, распадающегося на  $tb$ , можно найти в работе [4]. Значения сечений приведены с точностью до следующего за главным порядком в КХД. Предполагается, что относительная неопределенность выхода сигналов составляет 30 % для всех категорий, причем это устойчивое значение. Использование других значений, таких как 20 или 40 %, не влияет на конечные результаты.

На левой панели рис. 4 с достоверностью 95 % приведена верхняя граница вклада  $W'$ -бозона в сечение рождения одиночного топ-кварка в  $s$ -канале, при этом  $W'$ -бозон является полностью левым, а взаимодействие аналогично взаимодействию для СМ  $W$ -бозона. На рисунке видно, что  $W'$ -бозоны с массой ниже 1290 ГэВ можно исключить. Ожидаемое значение границы, ниже которой можно исключить  $W'$ -бозоны, составляет 1255 ГэВ. Зеленым цветом показаны интервалы  $\pm 1 \sigma$  вокруг ожидаемых значений границы. На панели рис. 4а приведено то же самое, но для полностью правого  $W'$ -бозона, когда новый бозон не взаимодействует с лептонами. Ожидаемая (наблюдаемая) граница массы  $W'$ -бозона в этом случае составляет 1325 (1360) ГэВ. Полученные результаты можно сравнить с данными, полученными в экспериментах CMS при 8 ТэВ для аналогичного конечного состояния 2.15 ТэВ [30].

На рис. 5 с достоверностью 95 % показаны верхние границы для различных категорий данных. Хотя результаты измерения сечения рождения одиночного топ-кварка в  $s$ -канале, полученные в эксперименте ATLAS, являются наиболее точными, главный вклад вносят данные, соответствующие кате-



**Рис. 4.** (В цвете онлайн) Ожидаемая и наблюдаемая границы сечения распада  $W'$ -бозона на  $tb$

гории «CMS  $\mu$  8 ТэВ». Для ПСМ  $W'$ -бозона, используя только одну эту категорию, можно исключить  $W'$ -бозоны с массой ниже 1180 ГэВ. Данные CMS включают значения, полученные для различных каналов, тогда как данные ATLAS представляют собой сумму выходов только по электронному и мюонному каналам. В табл. 2 представлены ожидаемые и наблюдаемые значения границ для раз-

Таблица 2. Ожидаемые и наблюдаемые границы, полученные с использованием различных категорий данных

Категория данных	Левый		Правый	
	Ожидаемые	Наблюдаемые	Ожидаемые	Наблюдаемые
CMS $\mu$ при 7 ТэВ	1000	1020	1050	1070
CMS $\mu$ при 8 ТэВ	1150	1180	1220	1250
CMS электрон при 8 ТэВ	1090	1110	1160	1170
ATLAS при 8 ТэВ	1045	1045	1110	1120

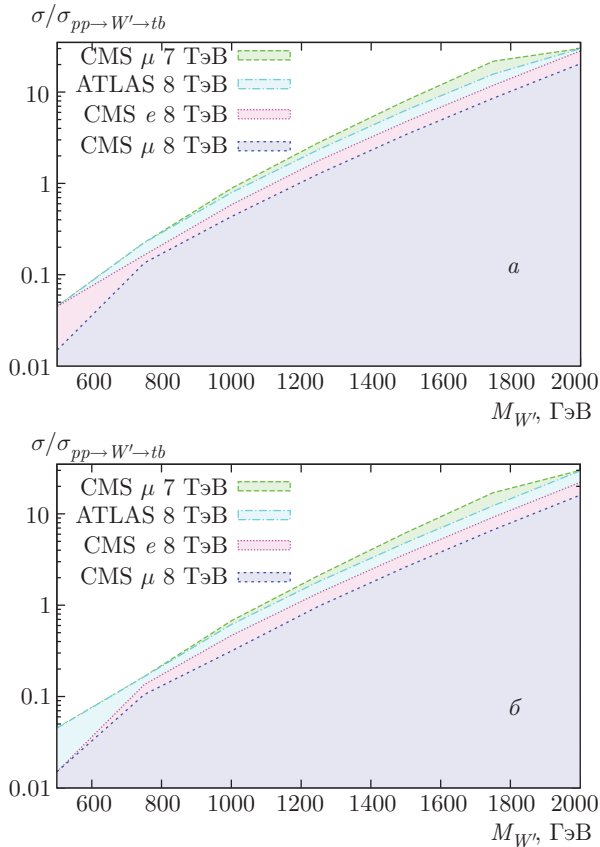


Рис. 5. (В цвете онлайн) Наблюдаемые границы для различных категорий данных для случаев полностью левого (а) и полностью правого (б)  $W'$ -бозона

личных категорий данных для полностью левого и полностью правого случаев. Данные, полученные из  $pp$ -столкновений при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ, дают наихудший результат, а данные, полученные из столкновений при 8 ТэВ, его существенно улучшают. Можно надеяться, что когда станут доступны данные, полученные из  $pp$ -столкновений при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ, значения границ можно будет еще улучшить, учитывая, что

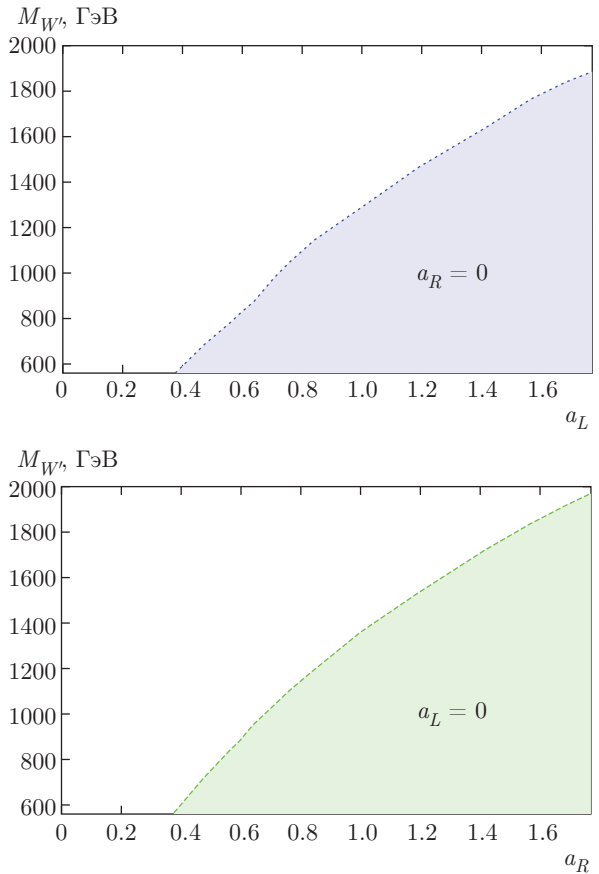


Рис. 6. (В цвете онлайн) Области на плоскости (масса  $W'$ -бозона–интенсивность взаимодействия), где существование  $W'$ -бозона может быть исключено (затемнены)

объем новых данных существенно больше предыдущих.

Аналогичным образом можно получить границы для интенсивности взаимодействия в зависимости от массы  $W'$ -бозона. Здесь  $W'$ -бозон также либо полностью правый, либо полностью левый, смешанные варианты недопустимы. На рис. 6 на плоскости (масса  $W'$ -бозона–интенсивность взаимодействия) приведены области, где существование



$W'$ -бозона может быть исключено с достоверностью 95%. Видно, что при изменении значений  $a_L$  ( $a_R$ ) от 0.4 до 1.8  $W'$ -бозоны с массой от 600 до 1900 (2000) ГэВ могут быть исключены. Основное допущение здесь состоит в том, что  $W'$ -бозон имеет  $V-A$ -природу, а интенсивности взаимодействия могут меняться. Этот рисунок можно сравнить с рис. 3, на котором точками показана часть фазового пространства, где значения сечений противостоят измеренным в экспериментах ATLAS сечениям рождения одиночного топ-кварка в  $s$ -канале.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Более тяжелый партнер  $W$ -бозона, известный как  $W'$ -бозон, может давать вклад в рождение одиночного топ-кварка в  $s$ -канале. В настоящей работе впервые использовались измеренные сечения рождения одиночного топ-кварка в  $s$ -канале для получения границы вклада  $W'$ -бозона. В рамках феноменологического подхода была определена та часть пространства параметров, в которой  $W'$ -бозон может быть исключен с помощью измерения сечения. В рамках альтернативного подхода, основанного на статистическом анализе известных результатов экспериментов по измерению сечений, были получены верхние границы выходов событий с участием  $W'$ -бозона. Статистический подход позволяет исключить правые  $W'$ -бозоны с массами менее 1.36 ТэВ, в то время как феноменологический подход сдвигает эту границу до 1.39 ТэВ. Границы для левых  $W'$ -бозонов, полученные с помощью феноменологического и статистического подходов, равны, соответственно, 1.16 ТэВ и 1.29 ТэВ. Кроме того, оба подхода использовались для определения области на плоскости (масса  $W'$ -бозона–интенсивность взаимодействия), где  $W'$ -бозон может быть исключен.

**Благодарности.** Авторы благодарят Школу частиц и ускорителей в ИРМ за гостеприимство, а также коллаборации CMS и ATLAS за их потрясающие измерения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. K. Hsieh, K. Schmitz, J.-H. Yu, and C. P. Yuan, Phys. Rev. D **82**, 035011 (2010), 1003.3482.
2. G. Burdman, B. A. Dobrescu, and E. Ponton, Phys. Rev. D **74**, 075008 (2006); arXiv:hep-ph/0601186.
3. Z. Sullivan, Phys. Rev. D **66**, 075011 (2002); arXiv:hep-ph/0207290.
4. D. Duffy and Z. Sullivan, Phys. Rev. D **86**, 075018 (2012), 1208.4858.
5. G. Altarelli, B. Mele, and M. Ruiz-Altaba, Z. Phys. C **45**, 109 (1989), Erratum: Z. Phys. C **47**, 676 (1990)].
6. S. Chatrchyan et al. (CMS), JINST **3**, S08004 (2008).
7. V. Khachatryan et al. (CMS), Phys. Lett. B **770**, 278 (2017); arXiv:1612.09274.
8. G. Aad et al. (ATLAS), JINST **3**, S08003 (2008).
9. M. Aaboud et al. (ATLAS), Eur. Phys. J. C **78**, 401 (2018), 1706.04786.
10. V. Khachatryan et al. (CMS), JHEP **03**, 077 (2017), 1612.01190.
11. G. Aad et al. (ATLAS), Phys. Lett. B **743**, 235 (2015), 1410.4103.
12. A. M. Sirunyan et al. (CMS), Phys. Lett. B **777**, 39 (2018), 1708.08539.
13. A. M. Sirunyan et al. (CMS), JHEP **08**, 029 (2017), 1706.04260.
14. E. Boos, V. Bunichev, L. Dudko, and M. Perfilov, Phys. Lett. B **655**, 245 (2007); arXiv:hep-ph/0610080.
15. E. Drueke, J. Nutter, R. Schwienhorst, N. Vignaroli, D. G. E. Walker, and J.-H. Yu, Phys. Rev. D **91**, 054020 (2015), 1409.7607.
16. T. M. P. Tait and C. P. Yuan, Phys. Rev. D **63**, 014018 (2000); arXiv:hep-ph/0007298.
17. S. Yaser Ayazi and M. Mohammadi Najafabadi, J. Phys. G **38**, 085002 (2011), 1006.2647.
18. S. Paktinat Mehdiabadi and L. Zamiri, J. Phys. G **45**, 055004 (2018), 1710.05153.
19. V. Khachatryan et al. (CMS), JHEP **04**, 018 (2017), 1610.04870.
20. T. A. Aaltonen et al. (CDF, D0), Phys. Rev. Lett. **112**, 231803 (2014), 1402.5126.
21. G. Aad et al. (ATLAS), Phys. Lett. B **756**, 228 (2016), 1511.05980.
22. H.-L. Lai, J. Huston, Z. Li, P. Nadolsky, J. Pumplin, D. Stump, and C. P. Yuan, Phys. Rev. D **82**, 054021 (2010), 1004.4624.

23. V. M. Abazov et al. (D0), Phys. Rev. Lett. **100**, 211803 (2008), 0803.3256.
24. T. Aaltonen et al. (CDF), Phys. Rev. Lett. **103**, 041801 (2009), 0902.3276.
25. V. Khachatryan et al. (CMS), JHEP **09**, 027 (2016), 1603.02555.
26. V. M. Abazov et al. (D0), Phys. Lett. B **726**, 656 (2013), 1307.0731.
27. T. A. Aaltonen et al. (CDF), Phys. Rev. Lett. **115**, 061801 (2015), 1504.01536.
28. G. Aad et al. (ATLAS) ATLAS-CONF-2011-118, (2011).
29. R. Brun and F. Rademakers, Nucl. Instrum. Meth. A **389**, 81 (1997).
30. V. Khachatryan et al. (CMS), JHEP **02**, 122 (2016), 1509.06051.