ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2021, том 84, № 2, с. 143–148

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

# ПОИСК НОВОЙ ФИЗИКИ В ДИЛЕПТОННОМ КАНАЛЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА LHC

© 2021 г. И. А. Жижин[1),2)*], А. В. Ланёв[1)**], С. В. Шматов[1),2)***]

Поступила в редакцию 13.05.2020 г.; после доработки 15.09.2020 г.; принята к публикации 15.09.2020 г.

Представлен обзор результатов поиска сигналов новой физики за рамками Стандартной модели в столкновениях протонов при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Для поиска использованы события образования пар лептонов, зарегистрированные экспериментом CMS во время второго этапа работы Большого адронного коллайдера. Полный объем проанализированных данных соответствует интегральной светимости до 140 фбн$^{-1}$. Результаты поиска интерпретировались в рамках моделей расширенного калибровочного сектора, сценариев низкоэнергетической гравитации и в контексте поиска темной материи. Также обсуждаются результаты поиска редкого распада бозона Хиггса на два мюона.

**DOI:** 10.31857/S0044002721010244

Изучение процессов образования пар лептонов является одним из приоритетных направлений исследований экспериментов на современных ускорительных комплексах и, в частности, экспериментов на Большом адронном коллайдере (LHC). Подобные экспериментальные сигналы вызывают особый интерес, так как являются очень чистыми каналами с точки зрения фоновых условий, описываемых Стандартной моделью (СМ) с большой точностью. Кроме задач, связанных с проверкой предсказаний СМ [1], эти процессы уже несколько десятков лет используются в роли важнейшего инструмента при поиске сигналов новой физики [2].

Многие сценарии за рамками СМ предсказывают появление новых частиц, которые впоследствии распадаются на пары лептонов $l^+l^-$. Поскольку энергетический масштаб новой физики ожидается довольно высоким (порядка ТэВ и выше), конечные дилептонные состояния обладают большой инвариантной массой. Проверка таких предсказаний находится в области потенциальных возможностей экспериментов на LHC — во время второго этапа его работы (RUN2) энергия сталкивающихся протонов составила $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, а полный объем данных, записанных каждым из двух многоцелевых экспериментов (ATLAS и CMS), превысил 140 фбн$^{-1}$ интегральной светимости. Оба эксперимента нацелены на проверку СМ на масштабе энергий нескольких ТэВ и поиск новой физики за ее пределами и, в частности, в дилептонном канале. Поиск подобных сигналов осуществляется в предположении, что они представляют собой превышение наблюдаемого числа событий над фоном СМ: либо в узком интервале инвариантных масс пары лептонов (новые узкие резонансные состояния), либо проявляются как отклонения от предсказаний СМ в широком диапазоне инвариантных масс (нерезонансные сигналы) [3].

В эксперименте “Компактный мюонный соленоид” (CMS) [4] поиск новых резонансов проводился с помощью метода максимального правдоподобия (ММП) [5, 6] путем анализа формы распределения пар лептонов по их инвариантной массе $m$ (рис. 1) [7]. Такой подход обеспечивает независимость результатов от погрешности определения абсолютной величины фона. Расширенная функция ММП для спектра инвариантных масс состоит из суммы функций плотности вероятности (p.d.f.) сигнала $p_S$ и фона $p_B$:

$$L(m|R_\sigma, M, \Gamma, \sigma(m), \alpha, \beta, \kappa, \mu_B) = \tag{1}$$
$$= \frac{\mu^N e^{-N}}{N!} \prod_{i=1}^{N} \left( \frac{\mu_S(R_\sigma)}{\mu} p_S(m_i|M, \Gamma, \omega) + \right.$$
$$\left. + \frac{\mu_B}{\mu} p_B(m_i|\alpha, \beta, \kappa) \right).$$

Плотность вероятности сигнала $p_S(m|\Gamma, \sigma) = \mathrm{BW}(m|\Gamma) \otimes \mathrm{Gauss}(m|\omega)$ является сверткой описывающей резонанс нерелятивистской формы Брейта–Вигнера с шириной $\Gamma$ и функцией Гаусса с шириной $\omega$, задающей разрешение детекторных

[1)]Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.
[2)]Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.
[*]E-mail: ilia.zhizhin@cern.ch
[**]E-mail: alexander.lanyov@cern.ch
[***]E-mail: sergei.shmatov@cern.ch

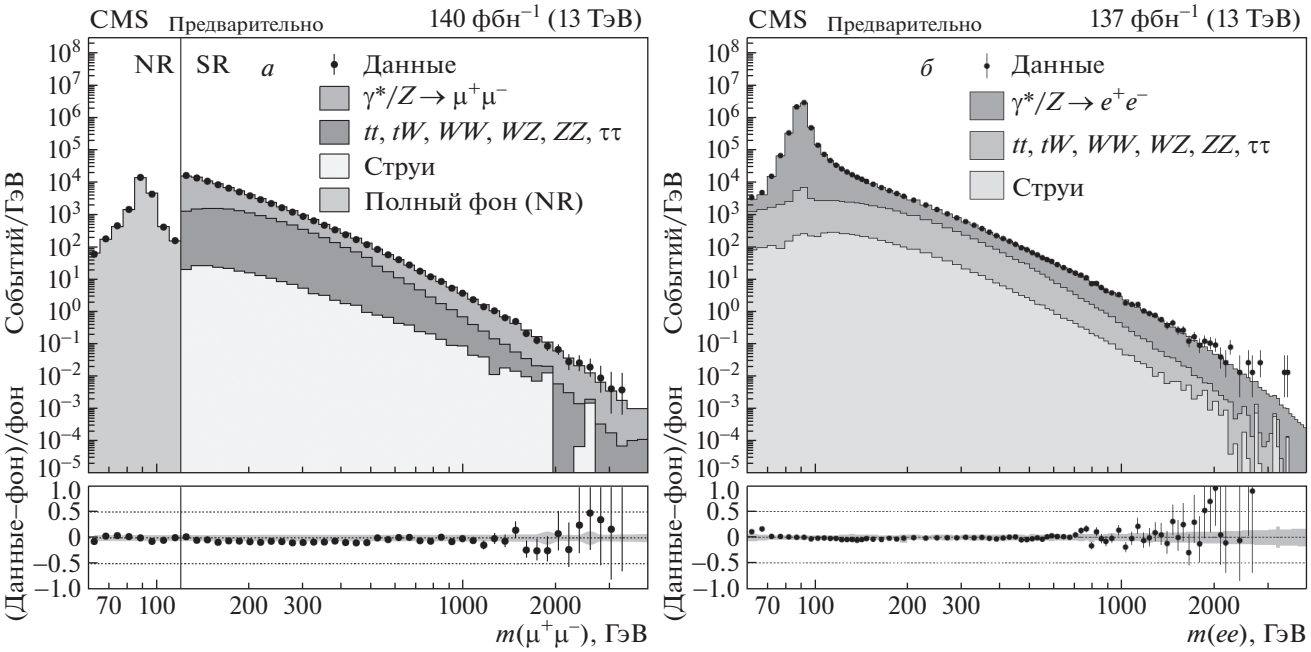


**Рис. 1.** Распределения по инвариантной массе наблюдаемых событий (черные точки) пар (*а*) мюонов и (*б*) электронов [7]. Гистограммами показаны вклады различных фоновых процессов СМ. Серая область димюонного распределения — нормированная область (NR) с $m_{ll} < 120$ ГэВ.

систем. Здесь $N$ — полное число зарегистрированных событий, $\mu = \mu_S + \mu_B$ — сумма средних значений распределений Пуассона для сигнала и фона. Форма функции, описывающей p.d.f. фона, фиксировалась на основе аппроксимации распределений событий, полученных с помощью моделирования всех возможных процессов СМ $p_B(m|\alpha,\beta,\kappa) = m^\kappa e^{\alpha m + \beta m^2}$, где $\alpha$, $\beta$ и $\kappa$ — параметры формы фона.

Для уменьшения влияния других систематических эффектов (светимости, аксептанса, эффективностей триггера и офлайн-реконструкции) сечение рождения пар лептонов было нормировано на сечение рождения $Z$-бозона (подробнее, см., например, в [3]):

$$R_\sigma = \frac{\sigma(Z' \to l^+l^-)}{\sigma(Z \to l^+l^-)}. \qquad (2)$$

Ожидаемые в СМ и наблюдаемые верхние пределы на сечения для резонансных состояний со спином 1 и 2 представлены на рис. 2 [7, 8]. Эти пределы, как и распределения по инвариантной массе (рис. 1), демонстрируют хорошее согласие с предсказаниями СМ, т. е. полное отсутствие статистически значимых сигналов новой физики. Поэтому дальнейшие результаты связаны с ограничениями параметров моделей, в рамках которых проводилось сравнение их предсказаний с полученными экспериментальными данными. Такая интерпретация результатов осуществлялась для моделей двух классов — предсказывающих резонансы со спином 1 и со спином 2.

Так, например, в расширенных калибровочных моделях, содержащих дополнительную калибровочную группу $U'(1)$, в результате нарушения симметрии на масштабе ТэВ появляются новые калибровочные бозоны $Z'$ [9] (резонансы со спином 1) с массами, доступными для измерения на LHC. Для анализа были использованы две модели, предсказывающие $Z'$ с максимальным и минимальным сечением. В качестве модели с максимальным сечением обычно рассматривают так называемую последовательную СМ (SSM) [10] — производную от СМ конструкцию, в которой величина констант связи нового $Z'$ совпадает с таковой для $Z$ в СМ. Другие модели, например, основанные на калибровочной группе ТВО $E_6$ [11], предсказывают $Z'$ с константами связи, отличными от СМ, и с меньшими сечениями. Одна из возможных моделей ($Z'_\psi$) с минимальным сечением была использована в качестве наиболее пессимистичного сценария (нижнего порога в теоретических предсказаниях). Соответствующие сечения приведены на рис. 2*а* [7]. Нижние пределы на массы $Z'_{\rm SSM}$ и $Z'_\psi$ составляют 5.15 и 4.56 ТэВ/$c^2$ соответственно (т. е. существование $Z'$ с массами ниже указанных закрыто экспериментом).

Для получения модельно-независимых результатов, позволяющих проводить их прямую реинтерпретацию в рамках большого количества моде-

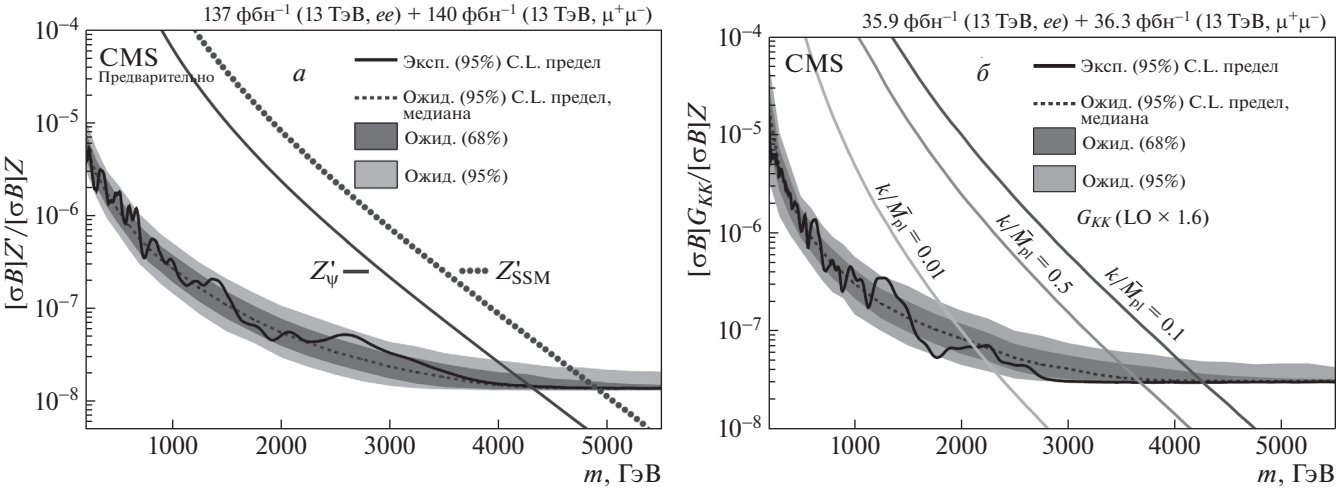


**Рис. 2.** Пределы на сечения рождения пар лептонов со статистической достоверностью 95% (C.L.), нормированные на сечение рождения $Z$-бозона, для резонанса (*а*) со спином 1 [7] и (*б*) со спином 2 [8]. Сплошные кривые — наблюдаемые пределы, точечные — ожидаемые в СМ. Закрашенные области вокруг пунктирной линии соответствуют 68% и 95% квантилям для ожидаемых пределов. Приведены предсказываемые сечения рождения (*а*) новых калибровочных бозонов в моделях $Z'_\psi$ и $Z'_{\rm SSM}$ и (*б*) RS1-гравитонов с константами связи $k/\overline{M}_{\rm Pl} = 0.01$, 0.05 и 0.10.

лей, использовалось приближение узкого резонанса (NWA) [12, 13]. В рамках данного подхода сечения нового резонанса на массовой поверхности вычислялись в массовом интервале, соответствующих $\pm 5\%\sqrt{\hat{s}}$ вокруг массы этого резонанса $M$, а сечение $Z$-бозона — в интервале $\pm 30$ ГэВ$/c^2$ вокруг массы $Z$. Такой выбор позволяет минимизировать влияние модельно-зависимых эффектов, таких как модификация "хвоста" массового распределения в области ниже значения $\sqrt{\hat{s}}$ вследствие интерференции, например $\gamma/Z/Z'$ (интерференция изменяет величину сечения не более, чем на нескольких процентов). При этом стоит отметить, что для выполнения условия NWA согласно работе [14] естественная ширина резонанса $\Gamma$ должна быть много меньше его массы ($\Gamma \ll M$), а сама масса много меньше энергии взаимодействия ($M \ll \sqrt{s}$). Также должна отсутствовать значительная интерференция с нерезонансными сигналами.

В приближении NWA сечение рождения $Z'$ может быть выражено через константы связи векторного бозона с кварками в виде [8, 13]:

$$\sigma_{l^+l^-} = \frac{\pi}{48s}\left[c_u w_u(s, M^2) + c_d w_d(s, M^2)\right],$$

где $c_u$ и $c_d$ — коэффициенты, зависящие от величин констант связи $Z'$ соответственно с верхними и нижними кварками. Коэффициенты $w_u$ и $w_d$ содержат информацию о партонных функциях распределения (PDF) и являются модельно-независимыми величинами, так как зависят только от энергии взаимодействия $\sqrt{s}$ и массы бозона $M_{Z'}$. Таким образом, в приближении NWA и при условии, что естественная ширина резонанса не превышает массовое разрешение детекторных систем, подобное представление позволяет экстраполировать полученные ограничения и на другие модели в пространстве $(c_u, c_d)$ (рис. 3) [8].

В качестве примера резонанса со спином 2 традиционно рассматриваются предсказания сценария с дополнительными пространственными измерениями (ДПИ) Рэндалл–Сандрума (RS1) [15]. Эта популярная модель низкоэнергетической гравитации предложена для решения проблемы существования большой разницы между энергетическим масштабом нарушения электрослабой симметрии $M_{\rm EW}$ и гравитационным энергетическим масштабом $M_{\rm Pl}$ (проблема иерархии). За счет введения ДПИ удается понизить значение верхнего энергетического масштаба, опустить его с планковского значения на гораздо меньшие и приблизить к $M_{\rm EW}$, и, таким образом, просто устранить иерархию масштабов как таковую. При таком подходе возникают четырехмерные калуца-клейновские (KK) возбуждения тех частиц, которые могут распространяться в дополнительных измерениях (в простейших вариантах подобных моделей это только гравитоны). Возбужденные состояния RS1-гравитонов выглядят как резонансные состояния со спином 2 в спектре пар частиц СМ (в частности, лептонов).

На рис. 2*б* представлены ожидаемые и наблюдаемые пределы на сечения процессов для первой KK-моды RS1-гравитонов с различными константами связи $c = k/\overline{M}_{\rm Pl}$ (и соответственно различ-

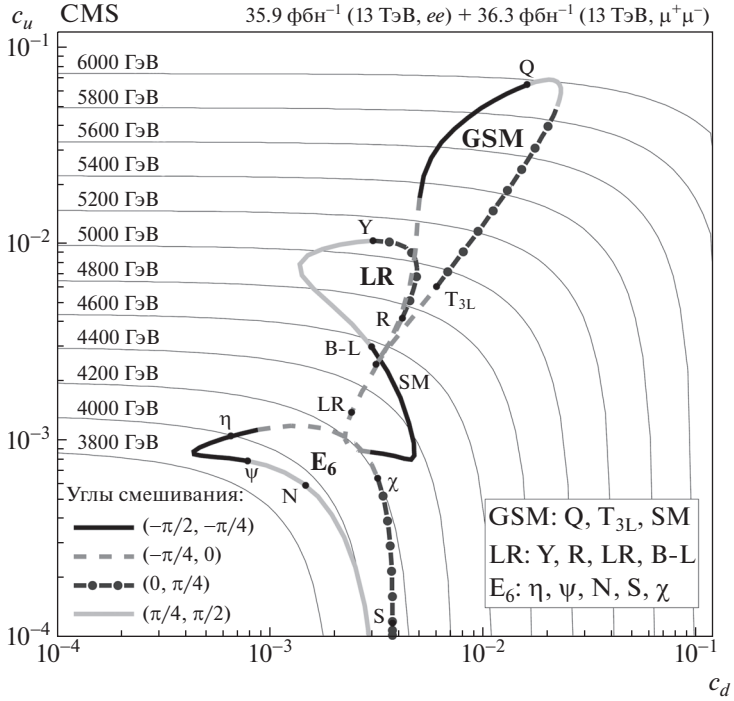


**Рис. 3.** Предел (95% C.L.) на массы бозона $Z'$ в пространстве параметров $(c_u, c_d)$ [8]. Тонкими линиями показаны контуры экспериментальных верхних пределов на величину $(c_u, c_d)$ для различных масс резонанса. Жирные кривые соответствуют предсказаниям разных расширенных калибровочных моделей.

ными ширинами), где $k$ — радиус кривизны пятимерного пространства анти-де Ситтера, а $\overline{M}_{\rm Pl}$ — фундаментальная масса Планка [8]. Ограничения на массу RS1-гравитона составили 2.10, 3.65 и 4.25 ТэВ/$c^2$ соответственно для $c = 0.01$, 0.05 и 0.10 [16].

Во время RUN2 результаты поиска новых тяжелых дилептонных резонансов были впервые проинтерпретированы в контексте сигналов частиц-кандидатов в темную материю (ТМ). Для этого использовалась упрощенная модель с одной частицей ТМ и одним переносчиком взаимодействия между сектором СМ и ТМ [17], где переносчик может быть векторным или аксиально-векторным. Были рассмотрены два случая — с одинаковыми константами связи векторного переносчика с лептонами и кварками ($g_q = g_l = 0.1$) и с подавленной константой аксиально-векторного переносчика с лептонами ($g_q = 0.1,\ g_l = 0.01$) — "лептофобный" распад. Полученные ограничения на массы частицы ТМ представлены в зависимости от массы переносчика (рис. 4) [8].

Что касается нерезонансных сигналов, то методика их поиска основывается на подсчете числа событий в определенном массовом интервале. Вероятность наблюдения числа событий $N_{\rm Obs}$ задается распределением Пуассона

$$\mathcal{P} = \frac{a^{N_{\rm Obs}}}{N_{\rm Obs}!} e^{-a}, \qquad (3)$$

где $a$ — среднее значение распределения, включающее в себя вклад сечений сигнальных $\sigma_S$ и фоновых процессов $\sigma_B$, полную эффективность реконструкции $\varepsilon_S$ и отбора $\varepsilon_B$, нормировку спектра инвариантных масс на число событий вокруг пика $Z$-бозона: $a = (\varepsilon_S\sigma_S + \varepsilon_B\sigma_B)N_{{\rm Obs},Z}/(\varepsilon_Z\sigma_Z)$ [18].

Интерпретация полученных экспериментальных данных осуществлялась в контексте взаимодействий, которые предсказывают нерезонансную модификацию формы распределений пар лептонов, относительно предсказаний СМ в широкой области инвариантных масс. Так, в рамках сценария низкоэнергетической гравитации с плоскими ДПИ [19] с использованием четырехфермионного эффективного описания взаимодействий для процессов с виртуальным обменом ADD-гравитонами установлены верхние пределы на сечение. В различных схемах перенормировки [20–22] получены новые экспериментальные ограничения на фундаментальный масштаб $\Lambda_T$ и $M_S$ в зависимости от числа ДПИ (рис. 5$a$) [16]. Кроме того, нерезонансное увеличение рождения массивных лептонных пар также возможно в сценарии контактных взаимодействий (CI) [23], возникающих в предположении существования

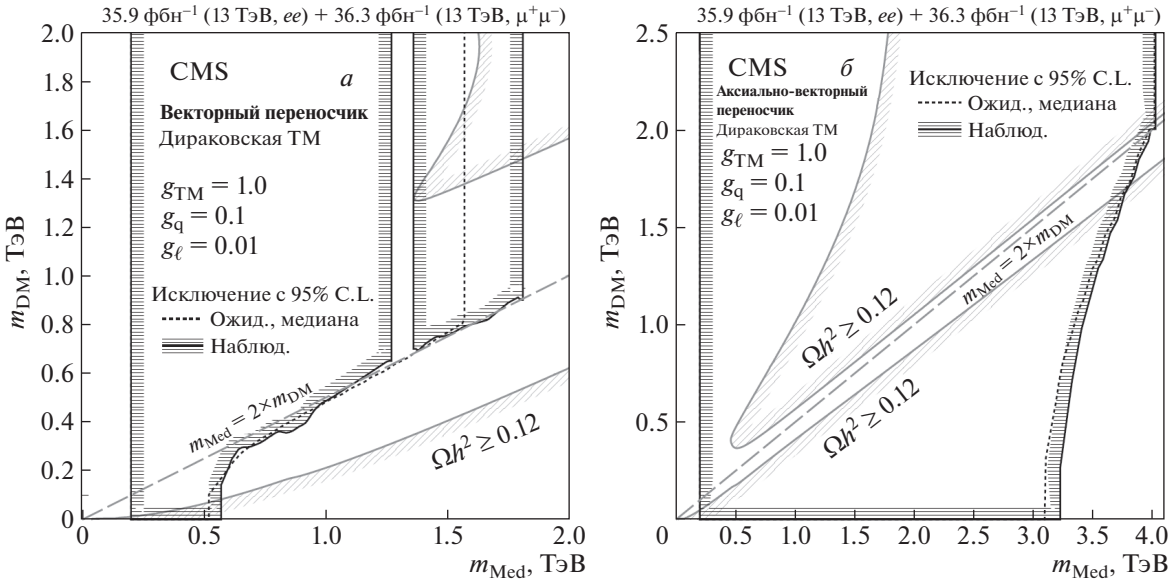


**Рис. 4.** Ограничения (95% C.L.) на массу частиц темной материи в модели с (*а*) векторным и (*б*) аксиально-векторным переносчиками [8]. Область, выделенная горизонтальной штриховкой, задает исключенную область масс переносчика и частиц ТМ. Сплошные серые линии со штриховкой, обозначенные как “$\Omega h^2 \geq 0.12$”, отвечают значениям параметров, воспроизводящих наблюдаемую реликтовую плотность ТМ во Вселенной. Зона штриховки задает области, в которых плотность ТМ, реконструированная из упрощенной модели ТМ, превышает наблюдаемое значение реликтовой плотности ТМ во Вселенной.

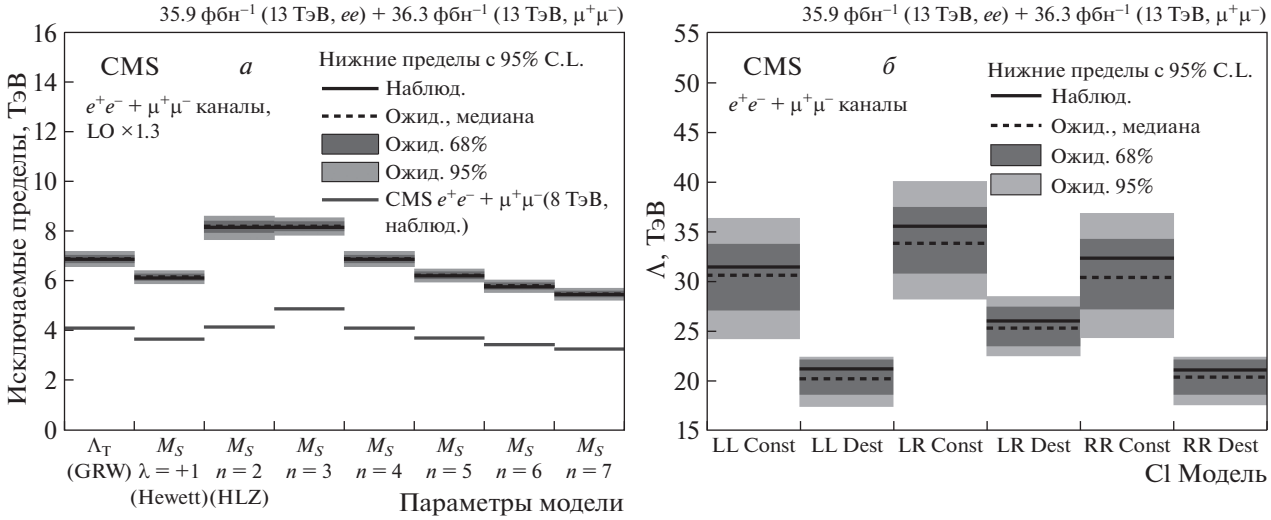


**Рис. 5.** *а* — Ограничения (95% C.L.) на фундаментальный масштаб гравитации в сценарии ADD в различных схемах перенормировки [16]. *б* — Пределы (95% C.L.) на фундаментальный масштаб $\Lambda$ для шести рассмотренных моделей CI [16].

нетривиальной структуры фермионов. Результаты по поиску CI представлены в виде ограничений на энергетический масштаб $\Lambda_T$ (рис. 5*б*) [16], ниже которого конституенты фермионов связаны в синглетные состояния относительно нового взаимодействия.

В заключение остановимся еще на одном возможном окне в новую физику — редком распаде бозона Хиггса на пару мюонов, для которого СМ предсказывает значение бренчинга $\mathcal{B}_{SM}(H \to \mu^+\mu^-) = 2.18 \times 10^{-4}$. До сегодняшнего момента все свойства бозона Хиггса находятся в хорошем согласии с предсказаниями СМ. Однако не запрещенные в СМ редкие распады, которые до сих пор не наблюдались, не позволяют сделать однозначный вывод о полной “стандартности” бо-

зона Хиггса (сюда же следует отнести “невидимые” распады, запрещенные в СМ, для которых все еще остается окно возможностей на уровне $\mathcal{B}(H \to \to \text{inv}) \lesssim 20\%$).

В 2020 г. коллаборация CMS опубликовала новую работу [24] по распаду бозона Хиггса на пару мюонов. Эти результаты были получены путем объединения четырех независимых каналов рождения Хиггса: глюон-глюонное слияние, слияние векторных бозонов $WW$ и $ZZ$ (VBF), совместное рождение с векторными бозонами $HW$ и $HZ$ (HV) и совместное рождение с парой топ-кварков ($ttH$). Превышение событий наблюдается в данных со значимостью 3.0 стандартных отклонения, в то время как в рамках СМ для бозона Хиггса с массой $m_H = 125.35$ ГэВ ожидаемая статистическая значимость составляет $2.5\sigma$. Измеренная сила сигнала по сравнению с ожиданием СМ равна $1.19^{+0.40}_{-0.39}$(стат.)$^{+0.15}_{-0.14}$(сист.). Эти результаты имеют ключевое значение для фундаментальной физики, так как открывают путь для исследования связи бозона Хиггса с фермионами второго поколения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ


1. С. В. Шматов, ЭЧАЯ **48**, 701 (2017); ЯФ **78**, 546 (2015); И. Н. Горбунов, С. В. Шматов, ЯФ **78**, 647 (2015); А. В. Ланёв, УФН **184**, 996 (2014); И. Н. Горбунов, С. В. Шматов, ЯФ **76**, 1160 (2013).
2. С. В. Шматов, ЭЧАЯ **49**, 1291 (2018); А. В. Ланёв, ЭЧАЯ **48**, 677 (2017); С. В. Шматов, ЯФ **79**, 157 (2016); ЯФ **76**, 1166 (2013); ЯФ **74**, 511 (2011); А. В. Ланёв, ЯФ **78**, 558 (2015); И. А. Голутвин, С. В. Шматов, ЭЧАЯ **48**, 604 (2017).
3. А. В. Зарубин, А. В. Ланёв, М. В. Савина, С. В. Шматов, *Очерки по современной физике частиц* (ОИЯИ, Дубна, 2020), с. 290; М. В. Савина, С. В. Шматов, в сб.: *Физика XXI века глазами создателей экспериментального комплекса на Большом адронном коллайдере в Женеве* (Эстерна, Москва, 2009), с. 437.
4. CMS Collab. (G. L. Bayatian *et al.*), CERN/LHCC 2006-001 (2006).
5. CMS Collab. (V. Khachatryan *et al.*), JHEP **1504**, 025 (2015).
6. M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. **98**, 030001 (2018).
7. CMS Collab., CMS-PAS-EXO-19-019.
8. CMS Collab. (A. M. Sirunyan *et al.*), JHEP **1806**, 120 (2018).
9. A. Leike, Phys. Rept. **317**, 143 (1999).
10. G. Altarelli, B. Mele, and M. Ruiz–Altaba, Z. Phys. C **45**, 109 (1989); Z. Phys. C **47**, 676 (Erratum) (1990).
11. J. L. Hewett and T. G. Rizzo, Phys. Rept. **183**, 193 (1989).
12. M. Carena *et al.*, Phys. Rev. **70**, 093009 (2004).
13. E. Accomando *et al.*, Phys. Rev. **83**, 075012 (2011).
14. D. Berdine *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 111601 (2007); N. Kauer, Phys. Lett. B **649**, 413 (2007); C. Uhlemann and N. Kauer, Nucl. Phys. B **814**, 195 (2009).
15. L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. **83**, 4690 (1999).
16. CMS Collab. (A. M. Sirunyan *et al.*), JHEP **1904**, 114 (2019).
17. A. Albert, M. Backovic, A. Boveia, O. Buchmueller, G. Busoni, A. De Roeck, C. Doglioni, T. Du Pree, M. Fairbaim, M.-H. Genest, S. Gori, G. Gustavino, K. Hahn, U. Haisch, P. C. Harris, and D. Hayden, Phys. Dark Univ. **26**, 100377 (2019).
18. CMS Collab. (V. Khachatryan *et al.*), JHEP **1504**, 025 (2015).
19. N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. R. Dvali, Phys. Lett. B **429**, 263 (1998).
20. G. F. Giudice, R. Rattazzi, and J. D. Wells, Nucl. Phys. B **544**, 3 (1999).
21. J. L. Hewett, Phys. Rev. Lett. **82**, 4765 (1999).
22. T. Han, J. D. Lykken, and R.-J. Zhang, Phys. Rev. D **59**, 105006 (1999).
23. E. Eichten, K. D. Lane, and M. E. Peskin, Phys. Rev. Lett. **50**, 811 (1983).
24. CMS Collab. (A. M. Sirunyan *et al.*), arXiv:2009.04363, submitted to JHEP (2020).


# SEARCHES FOR NEW PHYSICS IN THE DILEPTON CHANNEL WITH THE CMS DETECTOR AT THE LHC


**I. A. Zhizhin[1),2)], A. V. Lanyov[1)], S. V. Shmatov[1),2)]**

[1)] *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*
[2)] *Dubna State University, Dubna, Russia*



A review of results of searching for signals of new physics beyond the Standard model in $pp$ collisions at c.m.s. energy $\sqrt{s} = 13$ TeV is given. The search used events with production of lepton pairs, detected by the CMS experiment in Run 2 of the Large Hadron Collider. The amount of the analyzed data corresponds to an integrated luminosity up to 140 fb$^{-1}$. The search results were interpreted in the framework of extended gauge sector models, low-energy gravity scenarios and in context of dark matter particles. The results of search for rare Higgs boson decays to two muons are also discussed.