

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 539.126.4

ПОИСК ТЯЖЕЛЫХ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАЛИБРОВОЧНЫХ БОЗОНОВ В ДИЛЕПТОННОМ КАНАЛЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА LHC

© 2021 г. И. А. Жижин^{a, b, *}, А. В. Ланёв^a, С. В. Шматов^{a, b}

^aОбъединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ), Дубна, Московская обл., 141980 Россия

^bГосударственный университет “Дубна”, Дубна, Московская обл., 141980 Россия

*E-mail: ilia.zhizhin@cern.ch

Поступила в редакцию 24.12.2020 г.

После доработки 21.06.2021 г.

Принята к публикации 01.07.2021 г.

Представлены результаты поиска узких тяжелых резонансов по их распадам на пару лептонов в эксперименте CMS на Большом адронном коллайдере (LHC). Используются данные второго цикла работы LHC (RUN2) с интегральной светимостью 140 фб^{-1} , полученные в 2016–2018 гг. в протон-протонных столкновениях при $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$. Установлены ограничения на сечение рождения новых нейтральных калибровочных бозонов.

Ключевые слова: CMS, CERN, LHC, стандартная модель, дилептоны, тяжелые резонансы, расширенные калибровочные модели

DOI: 10.56304/S2079562920060639

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных направлений программы исследований экспериментов на Большом адронном коллайдере (LHC) является поиск сигналов новой физики, который заключается в попытках обнаружения отклонений от предсказаний стандартной модели (СМ) взаимодействия частиц. В частности, эксперимент “Компактный мюонный соленоид” (Compact Muon Solenoid, CMS) сфокусирован в том числе на обнаружении сигналов от новых физических объектов и явлений, предсказанных моделями, основанными на расширенных по сравнению с СМ калибровочных группах, теоретическими моделями с дополнительными измерениями и многими другими. Разнообразие новых частиц и явлений, предсказываемых этими моделями, требует использования широкого спектра экспериментальных исследований в различных каналах. Многие физические сценарии вне рамок СМ предсказывают существование новых резонансных состояний, распадающиеся на лептонную пару:

- Состояния со спином 1: новые тяжелые калибровочные бозоны (Z' и W') [1], предсказываемые многими моделями Теории великого объединения (ТВО), например, модели, основанной на калибровочной группе E_6 [2]; частицы-кандидаты в темную материю, взаимодействующие с фермионами СМ посредством векторного или аксиально-векторного переносчика. При трактовке результатов экспериментального поиска

часто рассматривают последовательную стандартную модель (SSM) [1] с тяжелыми калибровочными бозонами Z'_{SSM} и величинами констант связи как в СМ.

- Состояния со спином 2: калуца-клейновские возбуждения гравитона [3], возникающие в модели низкоэнергетической многомерной гравитации Рэндалл–Сандрума [4];

Поиск распадов Z' на дилептоны является одним из первоочередных анализов поиска новой физики в эксперименте на CMS. Индикатором появления этих частиц должно быть появление пиков в спектрах инвариантных масс дилептонов.

Конечные состояния дилептона ($\mu^+\mu^-$ или e^+e^-) имеют ясные сигнатуры, высокую эффективность восстановления и хорошее массовое разрешение для мюонов и электронов.

Работа основана на анализе данных, соответствующих интегральной светимости 140 фб^{-1} , полученных экспериментом CMS в протон-протонных столкновениях с энергией $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$ [5].

2. ДЕТЕКТОР CMS

Сердцем установки CMS является сверхпроводящий соленоидальный магнит, генерирующий поле 3.8 Тл [6]. Магнит окружает железное возвратное ярмо с массой 10 000 т, которое обеспе-

чивает достаточно сильное поле (~ 2 Тл) и за пределами соленоида. Ядро также служит поглотителем почти для всех частиц, пропуская только слабо взаимодействующие с веществом мюоны и нейтрино. В силу различия по радиационным нагрузкам и методам реконструкции сигнала (различия вызваны разной угловой ориентацией детекторов), детекторные системы структурно разделены на две области — центральная часть (Barrel) и две торцевые части (Endcaps), которые располагаются в областях псевдобыстроты $|\eta| \leq 1.4$ и $1.4 \leq |\eta| \leq 3.0$ соответственно (имеются небольшие отличия для разных систем). Расположение детекторных систем CMS является достаточно традиционным для экспериментов физики высоких энергий на встречных пучках и имеет структуру подобно луковице или матрешке — точка взаимодействия окружается последовательными слоями детекторных систем, каждая из которых предназначена для регистрации вторичных частиц определенного сорта. При этом внутри соленоида расположены система внутреннего трекера (на основе пиксельных и стриповых детекторов), предливневый детектор, электромагнитные и адронные калориметры и передняя станция мюонной системы. Остальные части мюонной системы и передний адронный калориметр размещены за пределами соленоида.

Отбор событий производится с использованием двухуровневой триггерной системы [7]. Первый уровень (L1), состоящий из аппаратных процессоров, использует информацию от калориметров и мюонных детекторов для выбора событий с частотой около 100 кГц. На втором уровне, так называемом триггере высокого уровня (HLT), осуществляется онлайн реконструкция физических объектов, оценка их кинематических параметров и проверка соответствия этих параметров заданным условиям отбора. Данная процедура направлена на дальнейшее снижение частоты событий в среднем до 800 Гц. События, прошедшие отбор HLT, сохраняются в системах хранения данных на основе распределенных вычислительных грид-ресурсов эксперимента CMS.

3. РЕКОНСТРУКЦИЯ И ОТБОР СОБЫТИЙ

Основной фон SM возникает в процессе Дрелла-Яна (ДЯ) рождения пар $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ или e^+e^- . Дополнительными источниками фона являются пары $t\bar{t}$, одиночный t -кварк (tW), дибозоны (WW , WZ и ZZ) и рождение ДЯ $\tau^+\tau^-$. Эти процессы оцениваются с использованием смоделированных событий Монте-Карло (МС) во втором порядке теории возмущения КХД и первом порядке электрослабых взаимодействий.

Объекты мюонной физики восстанавливаются тремя различными алгоритмами, причем оконча-

тельная коллекция состоит из трех разных типов мюонов [8]:

- Независимый мюонный трек — трек из координат точек срабатывания регистрирующих элементов (хитов) дрейфовых трубок и катодно-стриповых камер;
- Трекерный мюон — трек реконструируется по координатам, зарегистрированным в трекаре, а мюонная система служит только для идентификации мюонов;
- Глобальный мюон — каждый трек реконструируется путем сшивки треков, восстановленных в трекаре и мюонных камерах, затем глобально фитируется.

Использование глобальных мюонов призвано обеспечить высокую эффективность реконструкции мюонов (около 99%), проникающих через более чем одну плоскость детектора мюона.

Мюоны должны проходить стандартные критерии отбора мюона CMS [9], основанные на количестве хитов, найденных в трекаре, отклике мюонных камер и наборе критериев соответствия между параметрами трека мюона, измеренными CMS. Мюонные кандидаты должны иметь $p_T > 53$ ГэВ/с и находиться в области перекрытия детекторных систем, где возможная регистрация мюонов $|\eta| < 2.4$. Для того, чтобы подавить неправильно измеренные мюонные треки, относительная ошибка измерения поперечного импульса должна быть меньше, чем 0.3. Чтобы исключить мюоны, рожденные в струях, требуется, чтобы скалярная сумма p_T всех треков в конусе $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 0.3$ вокруг мюонного кандидата не превышала 10% поперечного импульса мюона.

Кандидаты, прошедшие отбор, объединяются в димюон. Для кандидатов в пару мюонов в событии требуется, чтобы они обладали противоположными зарядами и имели хотя бы один хит в мюонных и пиксельных детекторах, а также как минимум один мюон с $p_T > 50$ ГэВ/с и $|\eta| < 2.4$ в HLT. Для подавления фона от космических лучей, трехмерный угол между направлениями двух мюонных кандидатов должен быть $\alpha > 0.02$. Чтобы убедиться, что оба мюона происходят из одной и той же вершины, проводится их фит на общую вершину, которая должна удовлетворять условию $\chi^2/\text{nd of} < 20$.

Процессы SM могут приводить к образованию событий с несколькими лептонами. В этом случае возможно формирование нескольких пар мюонов в одном и том же событии. Для отбора наиболее подходящей пары мюонов для анализа принято решение отбирать пару с инвариантной массой в области $30 \text{ ГэВ}/c^2$ массы Z -бозона ($60 < m_{\mu\mu} < 120 \text{ ГэВ}/c^2$), если таковой нет — пару с наибольшей суммой

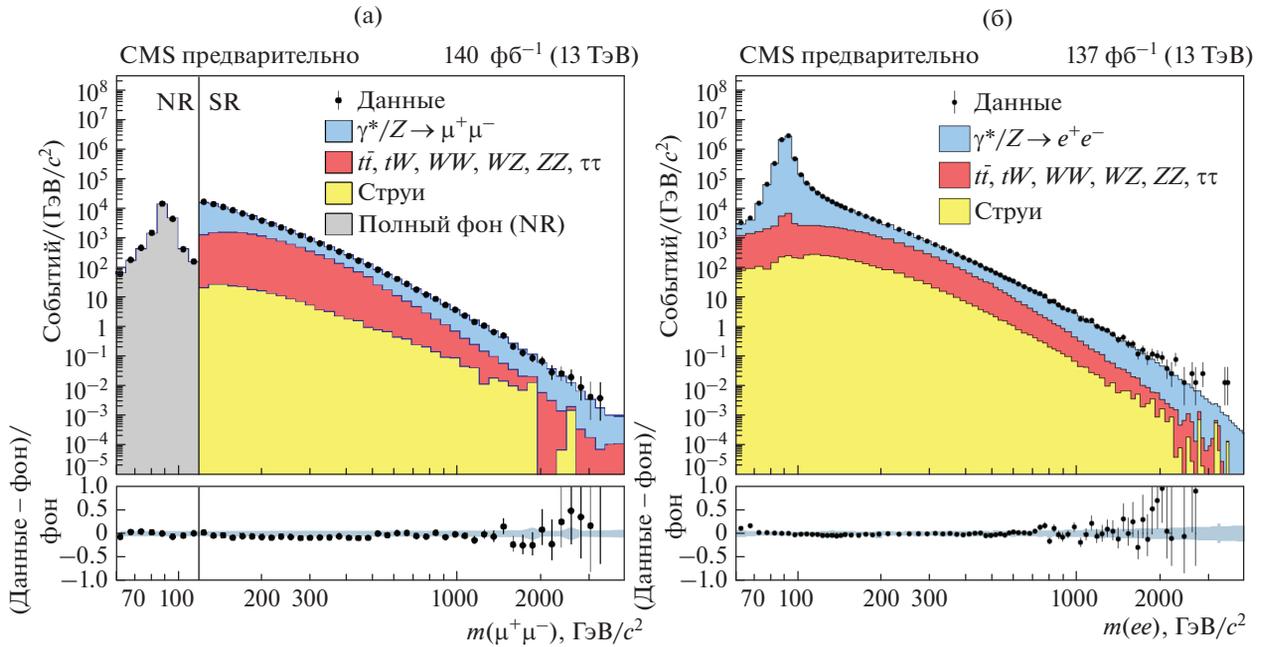


Рис. 1. Распределение по инвариантной массе m_{ll} событий (точки) рождения пар (а) мюонов и (б) электронов при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, для интегральной светимости 140 и 137 fb^{-1} соответственно. Гистограммами показан вклад различных фоновых процессов СМ. Серая область димюонного распределения — нормированная область (NR) с $m_{ll} < 120$ $\text{ГэВ}/c^2$, где использовался триггер $p_T > 27$ $\text{ГэВ}/c$.

p_T мюонов. Димюоны, рожденные из Z -бозона, исключаются из Z' анализа. Также такой отбор уменьшает фон от дибозонов WZ, ZZ .

Электроны, образующиеся в столкновениях, оставляют хиты во внутреннем трекаре, а затем теряют практически всю свою энергию в кластерах электромагнитного калориметра. Кандидаты реконструируются по энергетических кластеров и треков из внутреннего трекара. Энергия кандидата берется непосредственно из электромагнитного кластера без комбинации с информацией с трекара.

Кандидаты должны иметь $E_T > 35$ $\text{ГэВ}/c^2$ и находится в области акцептанса детекторов: $|\eta| < 1.44$ для центральной части и $1.57 < |\eta| < 2.5$ в торцевой части детектора. Область $1.44 < |\eta| < 1.57$ исключается, поскольку приводит к снижению качества реконструкции, так как представляет собой недетектирующее оборудование и кабели между частями детектора. Для подавления ошибочной идентификации электронных кандидатов из струй, накладывается условие изоляции в конусе радиусом $\Delta R = 0.3$.

Для анализа отбираются диэлектронные события, в которых пара электронов удовлетворяет условию триггера $E_T > 25$ $\text{ГэВ}/c^2$ для данных 2018 г. и $E_T > 33$ $\text{ГэВ}/c^2$ для данных 2016–2017 гг.

Эффективность триггера при отборе событий с двумя электронами, удовлетворяющим критериям отбора анализа, составляет 95% при $p_T < 27(29)$ $\text{ГэВ}/c$ для барреля (торцевой части).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Распределения по инвариантной массе пар электронов и мюонов, показанные на рис. 1, выполнены с использованием данных 2016–2018 гг. [5]. Наблюдается хорошее согласие между полученными данными и ожидаемым фоном.

Поиск резонансов проводился методом максимального правдоподобия и анализом формы распределения спектра лептонов по их инвариантной массе. Для уменьшения влияния систематических эффектов сечение нормировано на сечение рождения Z -бозона:

$$R_{\sigma} = \frac{\sigma(pp \rightarrow Z' + X \rightarrow ll + X)}{\sigma(pp \rightarrow Z + X \rightarrow ll + X)}$$

Пределы с уровнем достоверности (УД) 95% рассчитываются в массовом окне, в шесть раз превышающем ширину сигнала, определенную как сумма собственной ширины и разрешения по массе, при этом это окно симметрично увеличивается до тех пор, пока в нем не будет минимум 100 событий. Это устанавливает верхний предел статистической неопределенности локальной

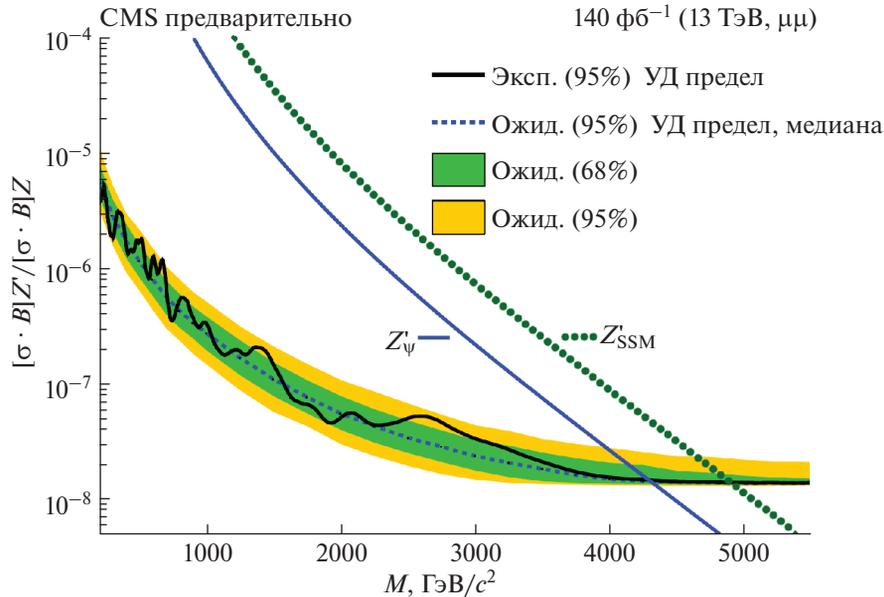


Рис. 2. Верхний предел (95% УД) на сечение рождения пар в объединенном канале мюонов и электронов, нормированное на сечение рождения Z бозона (сплошная черная линия), для случая резонанса со спином 1. Пунктирная линия отвечает ожидаемому пределу в случае СМ (основанному на моделировании). Закрашенные области вокруг пунктирной линии соответствуют 68% и 95% стандартным отклонениям ожидаемого предела. Также приведены предсказываемые сечения рождения новых калибровочных бозонов в моделях Z'_{SSM} и Z'_ψ . Точки пересечения теоретических и экспериментальной кривой соответствуют пределам на массы бозонов.

оценки фона в окне массы в 10%. Он выбран достаточно большим, чтобы доминировать над ожидаемыми систематическими неопределенностями при больших массах.

Полученные сечения, с использованием Байесовского метода [10], для резонансов со спином 1 продемонстрированы на рис. 2. Никаких значимых отклонений от Стандартной модели не наблюдается. Нижние пределы на массы Z'_{SSM} и Z'_ψ составляют 5.15 и 4.56 ТэВ, соответственно.

В приближении узкого резонанса сечение рождения Z' может быть выражено через коэффициенты, c_u и c_d , зависящие от константы связи векторных бозонов s , соответственно, верхними и нижними кварками [11]

$$c_u = \frac{g'^2}{2} (g_Z^{u2} + g_A^{u2}) B(I^+ I^-),$$

$$c_d = \frac{g'^2}{2} (g_Z^{d2} + g_A^{d2}) B(I^+ I^-).$$

В этом случае сечение будет иметь вид

$$\sigma_{I^+ I^-} = \frac{\pi}{48s} [c_u w_u(s, M_Z^2) + c_d w_d(s, M_Z^2)].$$

Коэффициенты w_u и w_d являются модельно-независимыми величинами, поскольку они зависят только от энергии взаимодействия \sqrt{s} и массы калибровочного бозона. Экспериментальные пре-

делы на сечение рождения лептонных пар могут быть преобразованы в пределы массы Z' в пространстве (c_u, c_d) , где каждый класс моделей представлен уникальным контуром. На рис. 3 для интегральной светимости 36 фб^{-1} [9] представлены предельные значения массы для объединенных каналов электронов и мюонов представлены в виде линий, соответствующих разным массам гипотетического тяжелого калибровочного бозона. Значения константы связи зависят от модели, поэтому для различных моделей с расширенной калибровкой, предсказывающих Z' , допустимые области пространства (c_u, c_d) сильно отличаются.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментом CMS был выполнен поиск новых нейтральных бозонов расширенного калибровочного сектора в спектре инвариантных масс пар мюонов и электронов противоположного знака заряда по данным, полученным во время второго этапа работы ЛHC при энергии сталкивающихся пучков протонов 13 ТэВ. Проанализированная статистика соответствует интегральной светимости 140 фб^{-1} . В отсутствии значимого отклонения экспериментального сигнала от предсказаний СМ, были установлены верхние пределы на отношения сечений рождения новых бозонов к сечению рождения Z -бозона. Также установлены нижние пределы на массы калибровочных бозо-

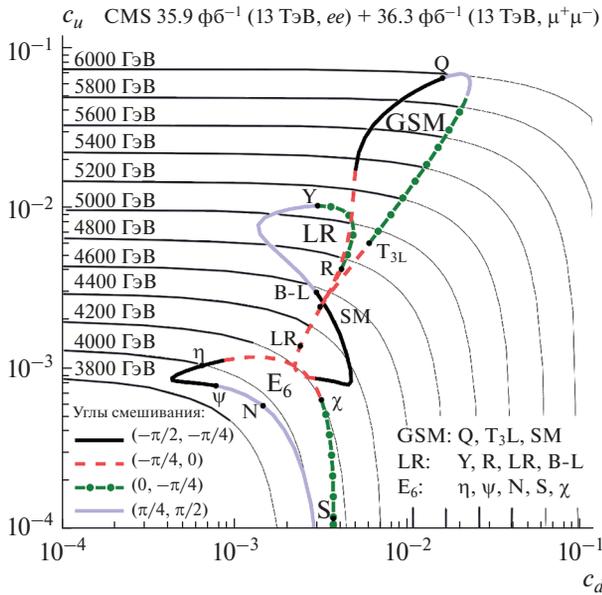


Рис. 3. Пределы на массу Z' бозона в пространстве параметров c_u, c_d с уровнем достоверности (УД) 95% для диэлектронного и димюонного каналов. Для заданной массы Z' , пределы сечений указаны черными тонкими сплошными линиями и обозначены соответствующими массами Z' бозонов. Замкнутые контуры, обозначенные жирными линиями, представляют GSM, LR и E_6 классы моделей. Каждая точка на сегменте соответствует конкретной модели, а положение дает массу Z' . В нижнем левом углу указаны диапазоны углов смешивания для каждой модели, а справа внизу — обозначения классов моделей.

нов в рамках последовательной стандартной модели SSM и модели класса E_6 , равные 5.15 и 4.56 ТэВ, соответственно.

Аналогичный анализ по поиску тяжелых резонансов в дилептонном канале был выполнен в

эксперименте ATLAS при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ на статистике 139 fb^{-1} , полученной в pp -столкновениях. В нем также не было обнаружено значимых отклонений от предсказаний СМ и установлены пределы на сечения в различных моделях. В частности, для моделей Z'_{SSM} и Z'_{ψ} в 5.1 и 4.5 ТэВ, соответственно [12].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Leike A.* // Phys. Rep. 1999. V. 17. P. 143. [https://doi.org/10.1016/S0370-1573\(98\)00133-1](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(98)00133-1); arXiv:hep-ph/9805494. 1998.
2. *Hewett J.L., Rizzo T.G.* // Phys. Rep. 1989. V. 183. P. 193. [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(89\)90071-9](https://doi.org/10.1016/0370-1573(89)90071-9)
3. *Rubakov V.A.* // Phys. Usp. 2001. V. 44. P. 871. <https://doi.org/10.1070/PU2001v044n09ABEH001000>
4. *Randall L., Sundrum R.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 4690. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.4690>
5. *CMS Collab.* // CMS-PAS-EXO-19-019. 2019.
6. *CMS Collab.* // J. Instrum. 2008. V. 3. P. S08004. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004>
7. *CMS Collab.* // J. Instrum. 2017. V. 12. P. P01020. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/01/P01020>; arXiv:1609.02366. 2016.
8. *CMS Collab.* // J. Instrum. 2017. V. 12. P. P10003. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/10/P10003>; arXiv:1706.04965. 2017.
9. *CMS Collab.* // J. High Energy Phys. 2018. V. 2018 (6). P. 120. [https://doi.org/10.1007/JHEP06\(2018\)120](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2018)120); arXiv:1803.06292. 2019.
10. *Tanabashi M. et al. (Particle Data Group)* // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 030001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001>
11. *Accomando E. et al.* // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. P. 075012. arXiv:1010.6058. 2010. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.075012>
12. *ATLAS Collab.* // Phys. Lett. B. 2019. V. 796. P. 68. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.07.016>; arXiv:1903.06248. 2019.

Search for Heavy Neutral Gauge Bosons in Dilepton Final State with the CMS Experiment at the LHC

I. A. Zhizhin^{1, 2, *}, A. V. Lanyov¹, and S. V. Shmatov^{1, 2}

¹Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia

²Dubna State University, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia

*e-mail: ilia.zhizhin@cern.ch

Received December 24, 2020; revised June 21, 2021; accepted July 1, 2021

A search for narrow heavy resonances in dilepton final state with the CMS experiment at the LHC is presented. The data from the second LHC run with integrated luminosity 140 fb^{-1} is used, collected in 2016–2018 in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Upper limits on production cross section of new narrow dilepton resonances are set.

Keywords: CMS, CERN, LHC, standard model, dileptons, heavy resonances, extended gauge models