

ОПТИМИЗАЦИЯ МЕТОДОВ ОТБОРА СОБЫТИЙ С ПАРОЙ МЮОНОВ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОНОВ

И. Жижин *, *А. Ланёв*, *С. Шматов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Физическая программа эксперимента CMS направлена на проверку Стандартной модели на новой энергетической шкале порядка тераэлектронвольт и на поиск новых физических объектов и явлений за ее пределами. В настоящее время в дилептонных каналах, в которых идет поиск новой физики, установленные ограничения на инвариантные массы дилептонов достигают нескольких тераэлектронвольт. При больших энергиях одной из проблем поиска новых тяжелых резонансов Z' является наличие фоновых процессов, например рождения дибозонов WZ и ZZ , в которых рождаются мюоны. Димюоны, образованные из этих мюонов, могут быть неверно истолкованы как кандидаты в тяжелые резонансы, что делает задачу устранения фонов еще более актуальной. С этой целью проведен анализ по выделению и снижению фонов, результаты которого также представлены.

The physics programme of the CMS experiment is aimed at testing the Standard Model on the new energy scale of the TeV order and at searching for new physical objects and phenomena beyond. At present, in the dilepton channels, where the search for new physics is going on, the established limits on the invariant masses of dileptons reach several TeV. At high energies, one of the problems in the search for new heavy Z' resonances is the presence of background processes, for example, the production of dibosons WZ and ZZ , in which muons are produced. The dimuons formed from these muons can be misinterpreted as candidates for heavy resonances, which makes the problem of background elimination even more pressing. For this purpose, analysis was performed to isolate and reduce the backgrounds, the results of which are also presented.

PACS: 07.05.Tr; 25.30.Mr

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель (СМ) — успешная и многократно проверенная с высокой точностью модель, описывающая все известные элементарные частицы — лептоны, кварки, бозоны, включая открытый в 2012 г. бозон Хиггса, а также взаимодействия между ними. Несмотря на массу достижений теоретического плана, мощную предсказательную силу и тщатель-

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

ную экспериментальную проверку, она имеет ряд нерешенных проблем, к тому же существует некоторое количество физических явлений, не поддающихся описанию в рамках СМ, что не позволяет считать ее окончательным вариантом теории. К ним можно отнести большое число свободных параметров, не фиксируемых в рамках самой СМ, отсутствие объяснения наблюдаемого числа поколений фермионов, остается открытым вопросом механизм СР-нарушения и пути включения в модель гравитации. Также СМ не дает описания темной материи во Вселенной, и существует проблема иерархии энергетических масштабов, колоссально различающихся по величине: характерного масштаба электрослабых взаимодействий порядка вакуумного среднего хиггсовского поля 246 ГэВ и значения массы Планка $M_{Pl} \sim 10^{19}$ ГэВ.

Физическая программа эксперимента CMS («Компактный мюонный соленоид») [1] направлена на нахождение предсказываемых новыми теориями отклонений от предсказаний СМ с целью поиска новой физики за ее пределами [2]. Поиски проводятся в широком диапазоне энергий (порядка нескольких тераэлектронвольт) и каналов распада. В частности, канал с парой лептонов l^+l^- в конечном состоянии — канал образования пар лептонов в результате аннигиляции кварк-антикварковой пары с обменом виртуальным фотоном или Z -бозоном (процесс Дрелла-Яна) — представляет собой один из критических тестов СМ. В этом канале сделан ряд открытий (J/ψ , B_s , Z и др.) и в различных теоретических моделях расширения СМ предсказывается появление новых тяжелых резонансов со спином 1: дополнительные калибровочные бозоны (Z') [3] из расширенного калибровочного сектора (LRMs, GUT и др.) [4], переносчики темной материи, возбуждения Калуцы-Клейна калибровочных бозонов СМ в $T\text{эВ}^{-1}$ -модели плоских дополнительных измерений; со спином 2: RS1 (моды Калуцы-Клейна гравитона) [5] с дополнительными измерениями, а также нерезонансные сигналы — гравитоны в модели ADD [6], контактные взаимодействия. Предсказываемые различными теориями новые тяжелые сигналы новой физики находятся в области энергий, достижимых на Большом адронном коллайдере, а установка CMS специально оптимизирована для получения хороших характеристик выделения мюонов с большими поперечными импульсами p_T , что позволяет провести проверки процессов рождения узких димюонных резонансов вплоть до инвариантной массы несколько тераэлектронвольт.

1. ДЕТЕКТОР CMS

Детектор CMS (Compact Muon Solenoid/компактный мюонный соленоид) — один из двух больших универсальных детекторов на LHC. Центральным элементом детектора CMS является сверхпроводящий соленоид с внутренним диаметром 6 м, обеспечивающий магнитное поле 3,8 Тл. Внутри него находятся кремниевый пиксельный и стриповый детекторы, электромагнитный калориметр на кристаллах вольфрамата свинца

с хорошим энергетическим разрешением и адронный калориметр на основе латунного поглотителя и пластикового сцинтиллятора. Регистрация мюонов осуществляется в газовых ионизационных камерах, встроенных в стальное возвратное магнитное ярмо за пределами соленоида в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2,4$, с плоскостями регистрации, выполненными по трем технологиям, — это дрейфовые трубки, катодные стриповые камеры и резистивные пластинчатые камеры. В целом эксперимент CMS на LHC оптимизирован для измерения мюонов с большими p_T (до нескольких тераэлектронвольт), имеющих простую экспериментальную сигнатуру — два противоположно заряженных, хорошо пространственно изолированных мюона.

2. ОТБОР СОБЫТИЙ

События во время набора данных фильтруются с помощью двухуровневой триггерной системы. Первый уровень (L1) [7], состоящий из специализированных аппаратных процессоров, использует информацию от калориметров и мюонных детекторов для отбора событий с частотой около 100 кГц в течение временного интервала менее 4 мкс. Второй уровень, известный как высокоуровневый триггер (HLT) [7], осуществляет полную реконструкцию событий, оптимизированную для быстрой обработки, и снижает частоту событий примерно до 1 кГц перед сохранением данных. Это этап онлайн-отбора.

На этапе офлайн-отбора выделяются представляющие интерес для анализа события. Для этого к событиям применяется ряд критериев отбора. Кандидаты в пару мюонов должны иметь хотя бы один мюон с реконструированными в мюонных детекторах сегментами треков, также мюонные кандидаты должны удовлетворять минимальному требованию на поперечный импульс $p_T > 53$ ГэВ и находиться в области чувствительности детекторных систем $|\eta| < 2,4$. Кроме того, на кандидаты накладывается условие изолированности: сумма импульсов p_T треков в пределах конуса радиуса $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 0,3$ вокруг направления движения кандидата должна быть меньше 10% p_T кандидата. В отсеиваемой паре мюоны должны иметь противоположные заряды. Чтобы оба мюона исходили из одной вершины, их подгоняют к общей вершине, которая должна удовлетворять условию $\chi^2/\text{ndof} < 20$. Для подавления фона от мюонов космических лучей, проходящих вблизи точки взаимодействия, требуется, чтобы трехмерный угол между векторами импульса двух мюонных треков был меньше разности $\pi - 0,02$.

3. ОПТИМИЗАЦИЯ ОТБОРА ПАР МЮОНОВ

В некоторых событиях могут быть два мюона и более, удовлетворяющих критериям отбора, из которых можно составить несколько пар ди-мюонов. Ранее для анализа данных CMS отбиралась пара с наибольшей

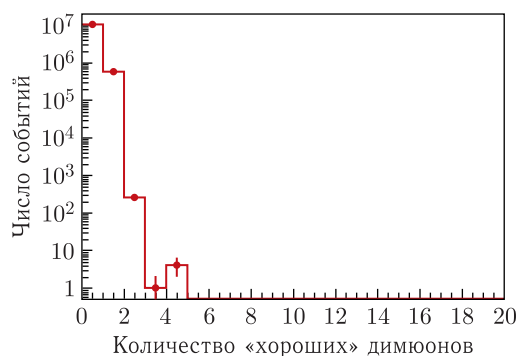


Рис. 1. Распределение количества «хороших» димюонов в событиях для данных 2016 г.

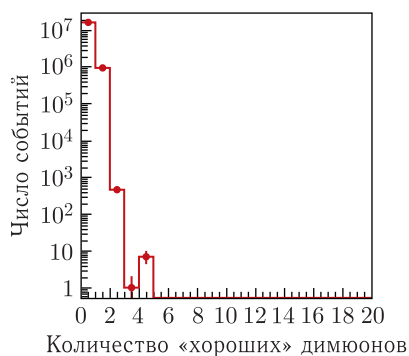


Рис. 2. Распределение количества «хороших» димюонов в событиях для данных 2018 г.

суммой поперечного импульса p_T мюонов. Однако в данных 2016 г. было обнаружено значительное количество событий с тремя мюонами и более, что заставило задуматься над проблемой отбора реального димюонного кандидата в событиях. Полученные распределения количества «хороших» димюонов (удовлетворяющих всем критериям отбора) в событиях представлены на рис. 1 и 2 для данных 2016 и 2018 гг. соответственно, они демонстрируют явным образом наличие нескольких димюонных пар в большом количестве событий. В дополнение к этому

при больших энергиях дибозонные события дают весомый вклад в фоновые события, которые могут быть источниками мюонов, что послужило мотивацией для изучения вклада этого фактора с целью его учета при отборе событий, поскольку важно выяснить, димюон может исходить от обычных Z или W -бозонов SM или от гипотетического кандидата в Z' . Мы всегда должны быть уверены, что рассматриваем все комбинации мюонов.

Вместе с тем крайне важно подавление фоновых событий и выделение сигнала в эксперименте. Для этого анализа использовались полные данные Run2, интегральная светимость которых равна 140 фб^{-1} . При такой статистике были замечены многомюонные события с большими инвариантными массами. В связи с появлением таких событий важно их изучать и модифицировать текущий алгоритм отбора димюонов, что и было сделано. Для этого была произведена модификация алгоритма

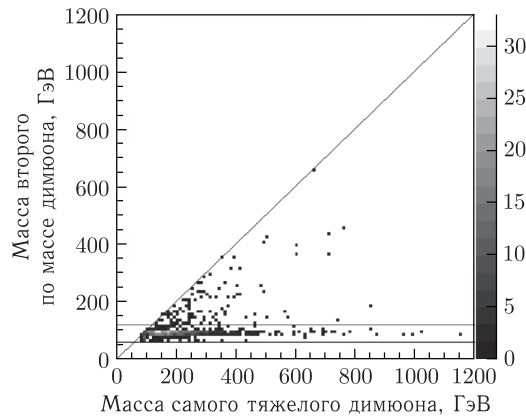


Рис. 3. Двумерное распределение по инвариантной массе пар димюонов

отбора и путем сравнения был выбран интервал в пределах ± 30 ГэВ от массы Z -бозона ($60 < M_Z < 120$ ГэВ) для пар мюонов: в случае, если масса пары вне этого интервала, берется пара с наибольшей суммой p_T . В дальнейшем пары, рожденные в распаде Z , следует исключать из Z' -анализа. В двумерном распределении (рис. 3) самых тяжелых и вторых по массе пар мюонов в событиях, в которых отбор проходят две пары мюонов и более, видно сосредоточение масс в основном в области массы Z -бозона. Таким образом, можно уменьшить физические фоны образования дибозона в каналах ZZ и WZ .

4. ФОТОННЫЕ ФОНЫ

В фоновых событиях при больших инвариантных массах преобладает процесс Дрелла–Яна образования лептонных пар с противоположным знаком, опосредованный фотонным или Z -обменом из начальных партонов. При больших энергиях, на которых работает ЛНС, весомый вклад в рождение пар лептонов начинает вносить процесс испускания фотонов протонами из встречных пучков. Два квазиреальных фотона, испускаемых каждым кварком, взаимодействуют друг с другом, образуя два лептона: $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ (рис. 4). Такой процесс называют индуцированным фотоном (Photon-induced process) [8]. При больших инвариантных массах (1 ТэВ и более) сечение такого процесса становится сравнимым с сечением рождения дилептонов в процессе Дрелла–Яна. В этом интервале инвариантных масс становится актуальным и приоритетным вопрос об изучении данного процесса и, следовательно, выделении его как фонового.

С целью изучения влияния рождения пар лептонов в фотонных столкновениях было проведено моделирование методом Монте-Карло

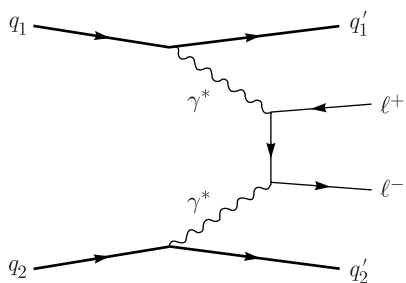


Рис. 4. Диаграмма рождения пары лептонов в процессе Photon-induced

с использованием программных пакетов Pythia8 [9] и FEWZ [10] для вычисления сечений процесса в высших порядках теории возмущения (NLO и NNLO КХД и NLO EW). Чтобы вычислить этот процесс, нужны функции PDF (Parton Distribution Function) [11], включающие фотонную компоненту. В анализе использовались и сравнивались результаты, полученные с помощью двух различных функций PDF при использовании генератора

Pythia8: LHAPDF6 MRST2004qed_proton и LUXqed17_plus_PDF4LHC15_nnlo_100. Для отбора мюонов и димюонов в конечном состоянии применялся критерий отбора по псевдобыстроте $|\eta| < 2,4$. Моделирование фотонных фонов в высших порядках NNLO КХД + NLO EW выполнялось в генераторе FEWZ (Fully Exclusive W and Z Production) для вычисления лидирующего порядка (LO), первого (NLO) и второго (NNLO) порядков теории возмущений КХД и первого порядка электро-слабых взаимодействий. Для анализа были использованы три различ-

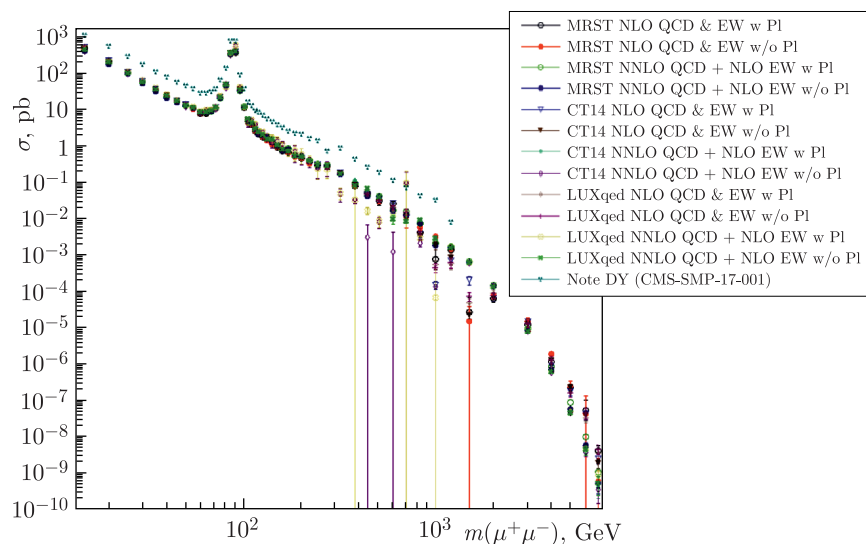


Рис. 5. Распределения сечений в зависимости от инвариантной массы пары мюонов. Представлены сечения для порядков NLO и NNLO с вкладом процесса Photon-induced и без него для четырех различных функций PDF. Для сравнения приведены результаты из статьи [12]

ные функции PDF: MRST2004qed_proton, LUXqed17_plus_PDF4LHC15_nnlo_100 и CT14qed_inc_proton. С каждой проведено моделирование в интервале массы от 15 до 8000 ГэВ.

На рис. 5 для порядков NLO и NNLO представлены сечения в зависимости от инвариантной массы димюонов для процесса Дрелла–Яна и Дрелла–Яна с вкладом процесса Photon-induced для трех различных функций PDF. На события накладывалось ограничение по псевдобыстроте $|\eta| < 2,4$ и по всему фазовому пространству без ограничения по p_T . Видны небольшие флуктуации отдельных точек, особенно при больших инвариантных массах. Иногда веса сечений получаются отрицательными, преимущественно в масштабе от 3 до 8 ТэВ. Для подавляющего большинства весов для всего исследуемого диапазона вплоть до 8 ТэВ удалось получить положительные веса после проведения генерации в FEWZ с увеличением заданной относительной точности на два порядка: с 10^{-1} до 10^{-3} . Однако полностью избавиться от них пока что не удалось. Также на рис. 5 для сравнения приведены сечения из работы [12], в которой моделирование проводилось по всему фазовому пространству.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены результаты анализа по снижению фонов в целях поиска новых тяжелых резонансов. Для событий, в которых рождаются и проходят критерии отбора три мюона и более, проведен анализ данных, результатом которого стала модификация алгоритма отбора пар и наложение дополнительного условия на инвариантную массу димюонной пары — исключение из анализа пары мюонов с массой в интервале $60 < M_{\mu\mu} < 120$ ГэВ, что помогает также снизить вклад от дибозонного фона ZZ и WZ . Для второго направления — фотонных фонов — проведено моделирование и оценен вклад в сечение процесса рождения пар лептонов в порядках NLO EW и NNLO КХД. При массах порядка несколько тераэлектронвольт вклад этого процесса становится заметным на фоне процесса Дрелла–Яна, что мотивирует более пристальное изучение влияния этого процесса и выделение его как фонового.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bayatian G. L. et al. (CMS Collab.). CMS Physics. Technical Design Report. V. 1: Detector Performance and Software. Geneva: CERN, 2006. 521 p.*
2. *Шматов С. В. // ЭЧАЯ. 2017. Т. 48. С. 701;*
Шматов С. В. // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 546;
Горбунов И. Н., Шматов С. В. // Там же. С. 647;
Ланёв А. В. // УФН. 2014. Т. 184. С. 996;
Горбунов И. Н., Шматов С. В. // ЯФ. 2013. Т. 76. С. 1160.
3. *Leike A. // Phys. Rep. 1999. V. 17. P. 143; arXiv:hep-ph/9805494.*

4. *Hewett J.L., Rizzo T.G.* // Phys. Rep. 1989. V. 183. P. 193.
5. *Randall L., Sundrum R.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 4690; arXiv:hep-th/9906064.
6. *Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G.R.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 429. P. 263; arXiv:hep-ph/9803315.
7. *CMS Collab.* // J. Instrum. 2017. V. 12. P. 01020; arXiv:1609.02366.
8. *Bourilkov D.* arXiv:hep-ph/1606.00523.
9. *Bierlich Ch. et al.* A Comprehensive Guide to the Physics and Usage of PYTHIA 8.3. arXiv:2203.11601 [hep-ph].
10. *Gavin R., Ye Li, Petriello F., Quackenbush S.* FEWZ 2.0: A Code for Hadronic Z Production at Next-to-Next-to-Leading Order. arXiv:1011.3540.
11. *Soper D.E.* Parton Distribution Functions // Nucl. Phys. B. 1997. V. 53. P. 69; arXiv:hep-lat/9609018.
12. *CMS Collab.* // JHEP. 2019. V. 12. P. 059; arXiv:1812.10529.