

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ШИРИНЫ РАСПАДА И СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТИЦ ЗА ПРЕДЕЛАМИ СМ

Т. В. Обиход, Е. А. Петренко*

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В рамках изучения двухджетовых событий как одного из основных каналов поиска физики за пределами Стандартной модели было изучено влияние фактора Судакова на поперечное сечение образования двухджетового события, а также угловое распределение двухджетовых событий при разных энергиях. Посчитаны ширины распада бозона Хиггса как компонента двухджетовых процессов для кварк–кварк и кварк–лептон каналов распада. Изучены кинематические свойства кандидатов на темную материю и зависимость сечения их образования от инвариантной массы.

Within the framework of the study of two-jet events, as one of the priority search channels for physics beyond the Standard Model, the effect of the Sudakov factor on the production cross section of the formation of two jets and the angular distribution of two-jet events at different energies was studied. For the Higgs boson as a component of two-jet events, the decay widths are calculated for quark–quark and quark–lepton decay channels. The kinematic properties of dark matter candidates were studied and the production cross section of the formation on dark matter invariant mass was calculated.

PACS: 42.60.–i

ВВЕДЕНИЕ

Поиски новой физики — одна из основных целей эксперимента ЛНС. Поскольку большая часть экспериментальных данных, полученных на ЛНС, хорошо описывается Стандартной моделью (СМ), поиск физики за пределами СМ становится более прецизионным. В этом аспекте особое значение имеют изучаемые физические процессы и соответствующее программное обеспечение.

Многочисленные экспериментальные поиски дистрибутивных резонансов, таких как струнные резонансы, скалярные дикварки, аксиглюоны и колороны, возбужденные кварки, скаляры с цветными октетами, партнеры Калуцы–Клейна W - и Z -бозонов, гравитоны Рэндалл–Сандрума (Randall–Sundrum, RS) и медиаторы темной материи (Dark Matter, DM), инициируются множеством новых физических моделей [1]. Что касается

* E-mail: obikhod@kinr.kiev.ua

DM кандидата, то этот вопрос представляет особый интерес, поскольку изучение природы DM является одним из важнейших вопросов современности. Несмотря на то, что существование DM хорошо установлено [2], его природа все еще неизвестна. Есть много кандидатов в DM, в частности слабо взаимодействующие массивные частицы (Weakly Interacting Massive Particle, WIMP), которые классифицируются как «холодные», «теплые» или «горячие». Одна из мотивированных моделей DM — это новая нейтральная частица со значением массы порядка масштаба слабого взаимодействия [3] как медиатора, который взаимодействует с частицей SM с образованием пары фермионных частиц DM.

Другие поиски физики за пределами SM в рамках двухджетовых процессов связаны с физикой бозона Хиггса. Наблюдение бозона Хиггса с массой 125 ГэВ в экспериментах ATLAS и CMS [4, 5] подтверждает предсказания SM. Однако аномальное взаимодействие бозона Хиггса с топ-кварком было экспериментально изучено путем измерения образования бозона Хиггса в ассоциации с топ-кварком [9]. Недавние результаты коллаборации ATLAS по изучению бозона Хиггса с использованием данных Run-2 при энергии 13 ТэВ в системе центра масс с интегральной светимостью до 139 fb^{-1} относятся к режиму дифотонного распада со статистической значимостью 4,9 стандартных отклонения относительно только фоновой гипотезы. В рамках исследования физики за пределами SM распад бозона Хиггса на бозоны ZZ с последующим распадом на кварки и лептоны показал, что он по-прежнему будет служить важным детектором новой физики. Кроме того, измерение взаимодействия бозона Хиггса и топ-кварка проливает свет на нестабильность электрослабого вакуума [10]. Расширения SM, такие как минимальная суперсимметричная Стандартная модель (MSSM) [6, 7] и модель с двумя дублетами Хиггса (Two Higgs Doublet Model, THDM) [8], предсказывают новые частицы со спином 0, например дополнительный скаляр (H) или псевдоскаляр (A) Хиггса. Следовательно, изучение свойств этих частиц может быть связано с новой физикой за пределами SM.

В статье рассмотрены следующие частицы и процессы:

- деструктивные резонансы;
- изучение свойств легкого CP-четного бозона Хиггса;
- процессы образования темной материи.

Для реализации этой цели использовалась последняя версия программы MCFM — Монте-Карло для процессов порядка фемтобарн, v.9.0 [11], в которой учитываются неопределенности PDF (Parton Distribution Function) и эффективно учитывается шкала КХД. MCFM — это программа на уровне партонов, которая дает прогнозы LO (ведущий порядок) и NLO (следующий за ведущим порядком) для широкого диапазона процессов на LHC. Также использовалась программа PROPHET4F 3.0 — программа Монте-Карло для изучения распадов бозона Хиггса на четырехфермионные конечные состояния в SM [17].

1. РАСЧЕТЫ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ ДИСТРУЙ

Адронные столкновения партонов в процессах $2 \rightarrow 2$ рассеяния описываются КХД при малых углах вылета частиц по отношению к направлению исходных партонов. Эти адронные столкновения сопровождаются образованием короткоживущего резонанса диструи, характеризующегося плавным и монотонно убывающим распределением инвариантной массы диструи M_{ij} . Теории за пределами СМ предсказывают существование состояний двойного резонанса, которые распадаются на две струи при больших полярных углах. Диструйные резонансы исследовались в течение длительного периода времени [12, 13]. Последние экспериментальные данные [1, 14], связанные с поисками таких экзотических объектов, как кандидаты DM, гравитоны RS, партнеры Калуцы–Клейна калибровочных бозонов W , Z , послужили поводом для дальнейших исследований и компьютерного моделирования свойств диструй при более высоких энергиях.

Диструйные процессы, происходящие посредством КХД и электрослабых взаимодействий, показаны на рис. 1. Рассмотрим данные эксперимента [1] с массой резонансов более 1,8 ТэВ, распадающихся на пару струй, полученные в протон-протонных столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ при интегральной светимости 137 фб^{-1} . Сравнение данных с нашими расчетами при той же энергии 13 ТэВ представлено на рис. 2.

Мы добавили электрослабые (Electroweak, EW) поправки (процесс 191 с меткой Судакова), так как при высоких энергиях они играют существенную роль из-за возникновения мягкого и коллинеарного излучения виртуальных и реальных W - и Z -бозонов, что приводит к поправкам типа Судакова [15]. Сравнение данных с учетом экспериментальных ограничений по массе диструи ($> 1,8$ ТэВ) показывает разницу примерно на 1 порядок (рис. 2, а).

Исследование влияния на кинематические распределения, такие как инвариантная масса пары лептонов, приводит к необходимости включения слабых однопетлевых поправок к процессам Дрелла–Яна (DY) с нейтральным током. Влияние слабых однопетлевых поправок на распре-

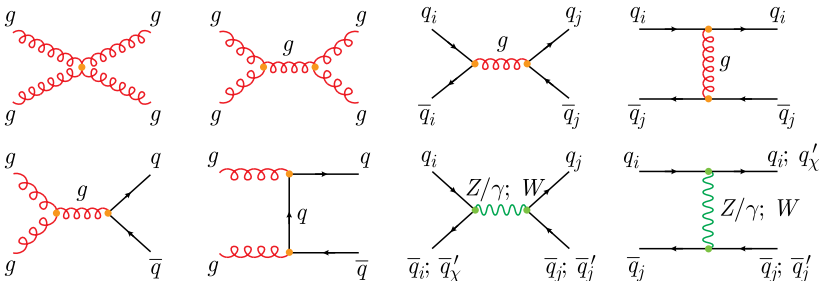


Рис. 1. Примеры диструйных процессов (из [15])

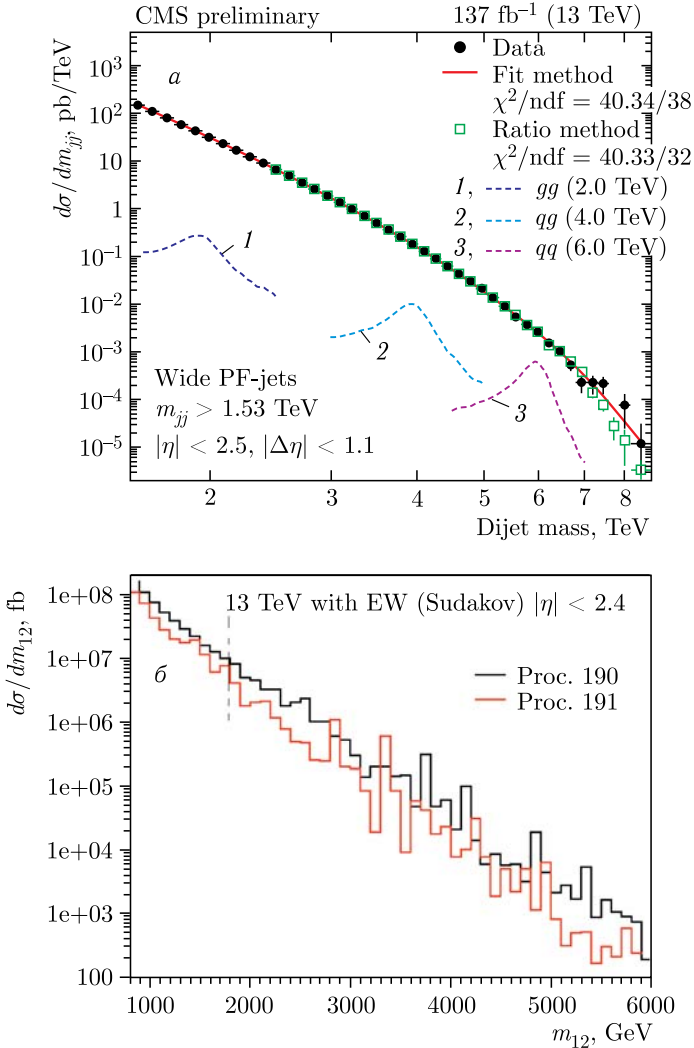


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Экспериментальный дистрибутивный массовый спектр (а) и смоделированный дистрибутивный спектр (б) для двух процессов: 190 — только сильные взаимодействия; 191 — взаимодействия с учетом электро-слабых однопетлевых поправок при 13 ТэВ

деления лептонов по скорости довольно невелико, так как они не очень чувствительны к наличию слабых логарифмов Судакова. Поскольку точные поправки EW и Судакова хорошо согласуются в центральной области скорости [15], мы вычислили спектр масс дистрибуции для различных областей псевдоскорости, представленных на рис. 3. Виден рост сечения

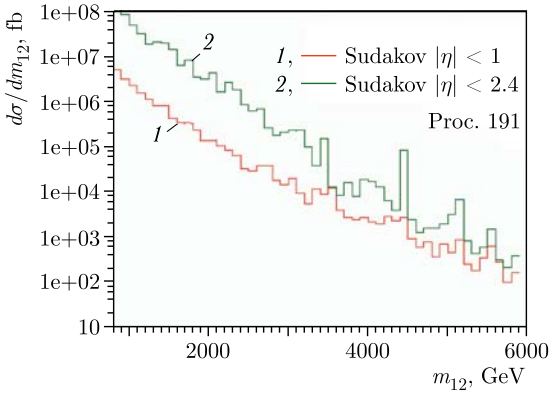


Рис. 3. Диструйный массовый спектр для разных областей псевдобыстрот с учетом электрослабых поправок при 14 ТэВ

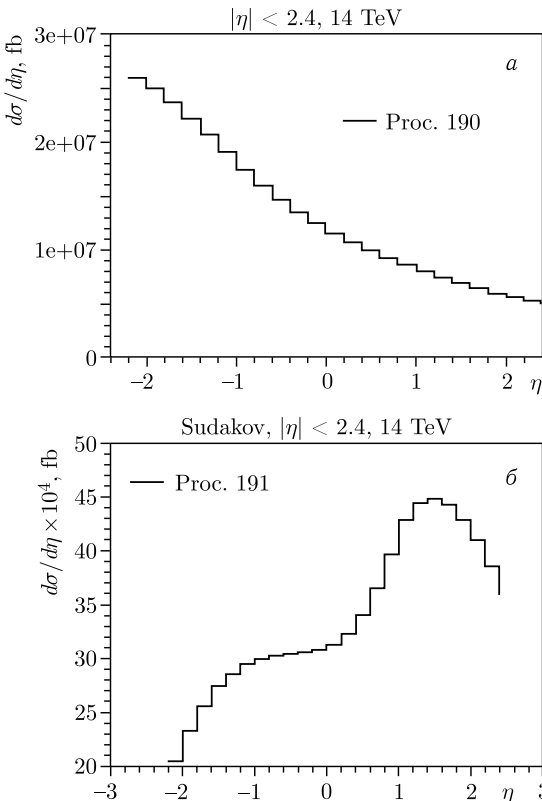


Рис. 4. Дифференциальное сечение образования диструи как функция псевдобыстроты, посчитанная для двух процессов: а) 190 (только сильное взаимодействие), б) 191 (с включением электрослабых поправок Судакова) при 14 ТэВ

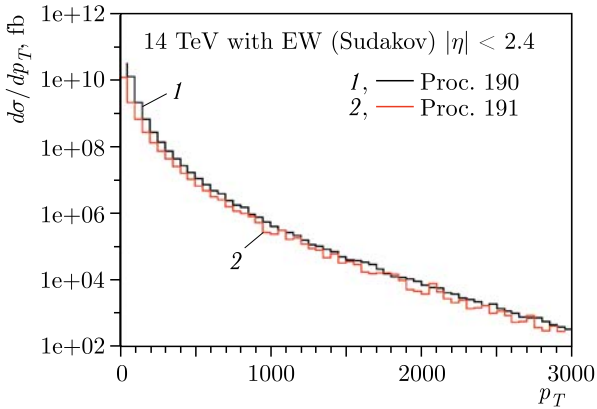


Рис. 5. Дифференциальное сечение образования дистриу в зависимости от поперечного импульса p_T

образования с большей псевдобыстротой, но в области M_{ij} от 4 до 6 ТэВ виден плавный рост второго процесса.

Угловые распределения дистриуных процессов также представляют большой интерес для дальнейших экспериментальных поисков. Мы вычислили $d\sigma/d\eta$ для двух процессов, 190 и 191, при энергии 14 ТэВ.

На рис. 4 видна большая разница в угловых распределениях этих двух процессов. Характер функции на рис. 4, а сигнализирует о преобладании направления дистриу назад к оси протон-протонного взаимодействия. Рис. 4, б представляет резкий рост функции примерно при 14 и 20° в направлении протон-протонного столкновения. На рис. 5 показана еще одна важная характеристика — вклад дифференциального сечения образования в поперечный импульс двух струй. Видно плавное поведение кривой, которая уменьшается с увеличением p_T , но резко возрастает при малых поперечных импульсах.

2. РАСЧЕТЫ ШИРИН РАСПАДА БОЗОНА ХИГГСА

Детальное изучение мод рождения и распада новой частицы с массой 125 ГэВ на ЛНС показывает, что новая частица действительно совместима с бозоном Хиггса SM . Тем не менее многие сценарии физики за пределами SM включают бозон Хиггса, подобный SM , как часть расширенного сектора скалярных частиц. В любом случае поиски новых бозонов Хиггса связаны с измерением свойств новых частиц расширенного сектора бозонов Хиггса.

Модели расширенного сектора бозона Хиггса имеют первостепенное значение для исследования механизма нарушения электрослабой симметрии при распаде бозона Хиггса на четыре фермиона и при рождении бозона Хиггса в ассоциации с векторными бозонами (Vector Boson

Fusion, VBF). В перенормируемой теории СМ содержатся точные предсказания связи бозона Хиггса со всеми известными частицами, которые влияют на скорость и кинематические свойства распада бозона Хиггса. Следовательно, измерение скоростей распада и угловых корреляций дает информацию для проверки предсказаний СМ для бозона Хиггса. Константа связи Хиггса — один из главных параметров для изучения фундаментальной физики. Точность ее измерения важна для изучения проблемы устойчивости электрослабого вакуума, а также для поиска новых частиц за пределами СМ. Измерения взаимодействий бозона Хиггса с векторными бозонами представляют интерес для проверки модели сценариев за пределами СМ с новыми тяжелыми частицами, вносящими вклад в петлевые диаграммы. Экспериментальные свидетельства этих процессов выражаются в ограничениях на ширину распада бозона Хиггса на четырехфермионные конечные состояния, связанные с измерениями BR (Branching Ratio), и на сечения рождения.

В рамках модели двуххиггсовского дублета (THDM) [16] с помощью программы Монте-Карло Prophesy 4f 3.0 [17] рассчитана ширина распада NLO для следующих процессов:

$$H(p) \rightarrow f_1(k_1) + \bar{f}_2(k_2) + f_3(k_3) + \bar{f}_4(k_4),$$

где f и \bar{f} обозначают фермион и антифермион с соответствующими импульсами k_i . Ширина распада $H \rightarrow 4f$, вычисленная с помощью программы Prophesy 4f 3.0, может быть разделена на WW , ZZ и их интерференцию

$$\Gamma_{4f}^{\text{Proph}} = \Gamma_{H \rightarrow W^* W^* \rightarrow 4f} + \Gamma_{H \rightarrow Z^* Z^* \rightarrow 4f} + \Gamma_{WW/ZZ\text{-int}}.$$

С использованием двух сценариев, полученных из экспериментальных измерений [16], представлены результаты следующего за ведущим порядком по четырехфермионным распадам легкого CP-четного бозона Хиггса, $h \rightarrow 4f$. С помощью программы Монте-Карло Prophesy 4f 3.0 были рассчитаны значения $\Gamma = \Gamma_{\text{EW+QCD}} / (\Gamma_{\text{EW+QCD}} + \Gamma_{\text{SM}})$ для каналов распада бозона Хиггса: $H \rightarrow \bar{d}\bar{d}\bar{d}\bar{d}$, $H \rightarrow \bar{c}\bar{c}\bar{u}\bar{u}$, $H \rightarrow \bar{d}\bar{d}\bar{e}\bar{e}$. Результаты наших расчетов представлены в таблице.

Расчеты ширин распадов бозона Хиггса в рамках THDM-модели

Канал распада	$\Gamma_{\text{EW+QCD/EW}}$				
	7-B1	SM	Γ	5-B1	Γ
$H \rightarrow \bar{d}\bar{d}\bar{d}\bar{d}$	0,00248	0,00259	0,489	0,00246	0,487
$H \rightarrow \bar{c}\bar{c}\bar{u}\bar{u}$	0,00288	0,003	0,49	0,00286	0,488
$H \rightarrow \bar{d}\bar{d}\bar{e}\bar{e}$	0,00105	0,0011	0,49	0,00105	0,488

3. ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

Как известно, примерно 85% вещества во Вселенной — это форма материи, называемая DM. Природа DM до сих пор неизвестна, поскольку ее изучение затруднено из-за отсутствия каких-либо взаимодействий, кроме гравитационного. Итак, одна из задач LHC — исследовать природу DM в реакциях с элементарными частицами следующего типа:

$$842 \quad f(p1) + f(p2) \rightarrow S \rightarrow (X(p3) + X(p4)) + f(p5) + f(p6)$$

[Scalar Mediator] 'L'

$$843 \quad f(p1) + f(p2) \rightarrow PS \rightarrow (X(p3) + X(p4)) + f(p5) + f(p6)$$

[Pseudo Scalar Mediator] 'L'

$$844 \quad f(p1) + f(p2) \rightarrow GG \rightarrow (X(p3) + X(p4)) + f(p5) + f(p6)$$

[Gluonic DM operator] 'L'.

Экспериментальные поиски резонансов — медиаторов DM, распадающихся на пару струй, были выполнены в протон-протонных столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ с интегральной светимостью 137 фб^{-1} [1]. Медиаторы DM возникают в результате взаимодействия кварков с темной материей и имеют различную природу. Мы будем рассматривать реакции со скалярным посредником (S), псевдоскалярным посредником (PS) и глюонным оператором (Gluonic DM). Экспериментальные ограничения на медиаторы DM ниже 2,8 ТэВ вынуждают моделировать их при более высоких энергиях на LHC для различных угловых и импульсных распределений.

Используя компьютерную программу MCFM v.9.0, мы рассчитали распределение инвариантной массы, угловое и импульсное распределение для процесса 842, который представляет собой образование DM плюс две струи, рис. 6.

На рис. 6 можно видеть максимальное значение дифференциального сечения рождения при примерно 200 ГэВ/с распределения инвариантной массы. Угловое распределение струи 1 характеризуется большим (порядка 85°) углом к оси протон-протонного взаимодействия. Распределение импульсов для дифференциального сечения образования показывает максимальное значение около 100 ГэВ. Анализ полной кинематической информации указывает на область масс скалярного медиатора $\sim 200\text{--}400$ ГэВ, образование которого сопровождается струями высоких энергий в направлении, перпендикулярном оси столкновения, с $p_T > 100$ ГэВ.

Также рассчитаны распределения инвариантных масс для процессов 842–844 в кинематической области $|\eta| < 1$ и в масштабе КХД = 170, представленных на рис. 7.

Из сравнения этих процессов видно преобладание процесса с глюонным оператором DM и отсутствие явного резонанса. Сравнение этих данных с распределением инвариантной массы скалярного медиатора в $|\eta| < 2,4$, см. рис. 6, показывает, что разница между максимальными значениями дифференциального сечения составляет примерно 1 порядок.

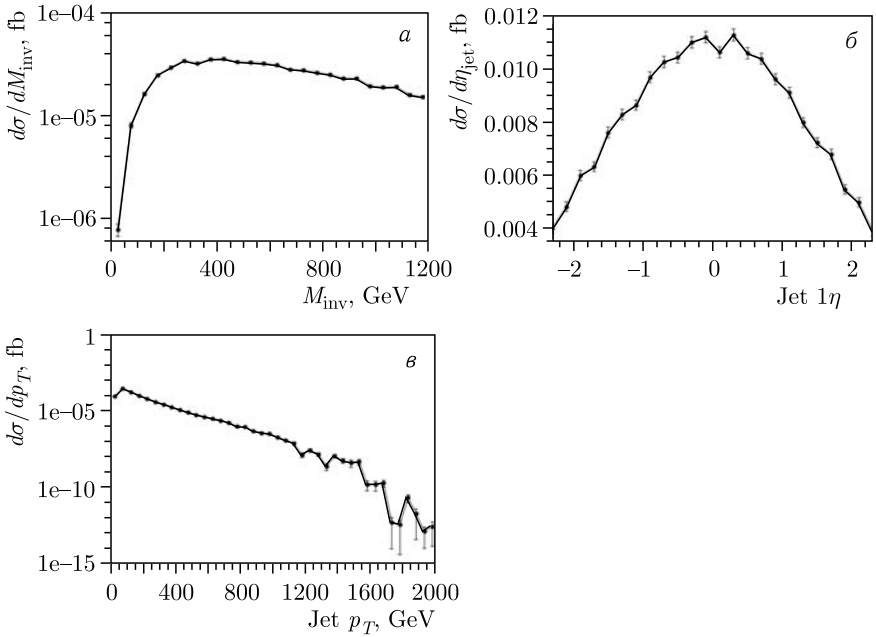


Рис. 6. Инвариантное массовое распределение скалярного медиатора (а), угловое распределение (б) и импульсное распределение (в), рассчитанные при 14 ТэВ на LHC

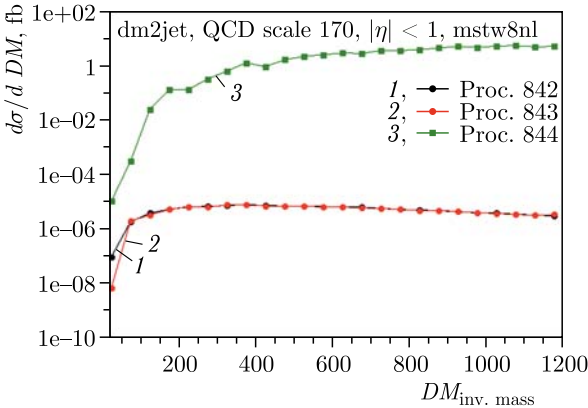


Рис. 7. Инвариантное массовое распределение для процессов 842–844 при 14 ТэВ в протон-протонном столкновении

Этот результат свидетельствует о преобладании процесса образования скалярного медиатора в направлении, перпендикулярном оси столкновения.

ВЫВОДЫ

Рассмотрены следующие процессы:

- дистрибутивные процессы;
- расчеты ширины распада бозона Хиггса;
- процессы образования DM.

Эти процессы играют фундаментальную роль в поисках физики за пределами СМ. С помощью компьютерных программ MCFM v.9.0 и ProResu 4f 3.0 рассчитаны дифференциальные сечения образования инвариантного массового распределения и кинематические свойства продуктов распада при энергии 14 ТэВ. Из анализа результатов мы сделали следующие выводы:

- отсутствует четкая зависимость от поправок Судакова электрослабого взаимодействия как в распределении по инвариантной массе, так и по импульсам, но необходим учет особенностей углового распределения для дистрибутивного процесса;
- заметны существенные отклонения в ширине распада между кварк-лептонными модами и кварк-кварковыми модами в пользу кварк-кварковых мод распада бозона Хиггса;
- импульсное распределение для дифференциального сечения образования медиаторов DM показывает максимальное значение около 100 ГэВ, а полная кинематическая информация указывает на область масс скалярного медиатора около 200–400 ГэВ. Формирование этого медиатора TM сопровождается струями высоких энергий в направлении, перпендикулярном оси столкновения. Расчеты для трех процессов образования медиаторов DM показывают преобладание процесса с глюонным оператором DM и отсутствие явного резонанса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *CMS Collab.* A Search for Dijet Resonances in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with a New Background Prediction Method. Tech. Rep. CMS-PAS-EXO-19-012. Geneva: CERN, 2019.
2. *Jarosik N., Bennett C.L., Dunkley J., Gold B., Greason M.R., Halpern M., Hill R.S., Hinshaw G., Kogut A., Komatsu E., Larson D., Limon M., Meyer S.S., Nolte M.R., Odegard N., Page L., Smith K.M., Spergel D.N., Tucker G.S., Weiland J.L., Wollack E., Wright E.L.* Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2011. V. 192. P. 14.
3. *Fox P.J., Williams C.* Next-to-Leading Order Predictions for Dark Matter Production at Hadron Colliders // *Phys. Rev. D.* 2013. V. 87. P. 054030.
4. *ATLAS Collab.* Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC // *Phys. Lett. B.* 2012. V. 716, No. 1. P. 1–29.
5. *CMS Collab.* Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC // *Ibid.* P. 30–61.

6. *Wess J., Zumino B.* Supergauge Transformations in Four Dimensions // Nucl. Phys. B. 1974. V. 70, No. 1. P. 39–50.
7. *Dimopoulos S., Georgi H.* Softly Broken Supersymmetry and $SU(5)$ // Nucl. Phys. B. 1981. V. 193, No. 1. P. 150–162.
8. *Branco G., Ferreira P., Lavoura L., Rebelo M., Sher M., Silva J.P.* Theory and Phenomenology of Two-Higgs-Doublet Models // Phys. Rept. 2012. V. 516, No. 1. P. 1–102.
9. *ATLAS Collab.* Measurement of Higgs Boson Production in Association with a $t\bar{t}$ Pair in the Diphoton Decay Channel Using 139 fb^{-1} of LHC Data Collected at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ by the ATLAS Experiment. Tech. Rep. ATLAS-CONF-2019-004. Geneva: CERN, 2019.
10. *Alekhin S., Djouadi A., Moch S.* The Top Quark and Higgs Boson Masses and the Stability of the Electroweak Vacuum // Phys. Lett. B. 2012. V. 716, No. 1. P. 214–219.
11. *Campbell J., Neumann T.* Precision Phenomenology with MCFM // JHEP. 2019. V. 1912. P. 034.
12. *UA1 Collab.* Two-Jet Mass Distributions at the CERN Proton–Antiproton Collider // Phys. Lett. B. 1988. V. 209, No. 1. P. 127–134.
13. *Bauce M.* Search for New Physics in Dijet Final States in ATLAS and CMS. arXiv:1709.04754 [hep-ex]. 2017.
14. *CMS Collab.* Search for Dijet Resonances in Events with Three Jets from Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Tech. Rep. CMS-PAS-EXO-19-004. Geneva: CERN, 2019.
15. *Campbell J.M., Wackerroth D., Zhou J.* Study of Weak Corrections to Drell–Yan, Top–Quark Pair, and Dijet Production at High Energies with MCFM // Phys. Rev. D. 2016. V. 94. P. 093009.
16. *Denner A., Dittmaier S., Lang J.-N.* Renormalization of Mixing Angles // JHEP. 2018. V. 11. P. 104; arXiv:1808.03466 [hep-ph].
17. *Denner A., Dittmaier S., Muck A.* PROPHECY4F 3.0: A Monte Carlo Program for Higgs-Boson Decays into Four-Fermion Final States in and Beyond the Standard Model. FR-PHENO-2019-018, TTK-19-51; arXiv:1912.02010 [hep-ph].
18. *Dawson S., Englert C., Plehn T.* Higgs Physics: It Ain't Over Till It is Over // Phys. Rept. 2019. V. 816. P. 1–85.