

# ПОИСК ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ, ПРЕДСКАЗЫВАЕМЫХ В МОДЕЛИ СКАЛЯРНОГО ПОРТАЛА С ДВУХДУБЛЕТНЫМ РАСШИРЕНИЕМ ХИГГСОВСКОГО СЕКТОРА И ОДНИМ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ СИНГЛЕТОМ

*М. В. Савина, К. В. Слижевский\*, С. В. Шматов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна  
Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

Представлен обзор результатов поиска частиц-кандидатов в темную материю (ТМ) в моделях скалярного портала в ТМ на Большом адронном коллайдере (ЛHC). Приводятся расчеты сечений рождения частиц ТМ для процесса ассоциированного рождения ТМ с калибровочным  $Z^0$ -бозоном в модели с двухдублетным хиггсовским сектором, содержащим также дополнительный скаляр или псевдоскаляр. Показано, что при анализе данных протон-протонных столкновений при энергии в системе центра масс 13 ТэВ и соответствующей интегральной светимости  $137 \text{ fb}^{-1}$ , собранных в эксперименте CMS на ЛHC в 2016–2018 гг., не наблюдается существенного превышения ожидаемого сигнала над фоном, предсказываемого Стандартной моделью. Обсуждаются ограничения на пространство параметров модели скалярного портала 2HDM+a, полученные CMS во время второго цикла работы ЛHC, и перспективы для третьего цикла.

We present an overview of the results of a search for dark matter (DM) candidate particles in models of a scalar portal in DM at the Large Hadron Collider. Calculations of cross sections for production of DM particles are presented for the process of associated DM production with a gauge  $Z^0$  boson in a model with a two-doublet Higgs sector, which contains an additional scalar or pseudoscalar. The analysis of proton–proton collision data at a center-of-mass energy of 13 TeV, with a corresponding integrated luminosity of  $137 \text{ fb}^{-1}$ , collected by the CMS experiment at the LHC in 2016–2018, does not show any significant excess of signal over the background predicted by the Standard Model. Model constraints of scalar portal model 2HDM+a, obtained by CMS during the machine’s second run (Run 2) and plans for the third run are discussed.

PACS: 12.60.–i; 95.35.+d

## ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель физики элементарных частиц (СМ) успешно объясняет весь объем изученных явлений в микромире. С помощью этой теории сделано огромное количество расчетов и предсказаний, в насто-

---

\* E-mail: kirill.slizhevskiy@cern.ch

ящее время полностью совпадающих с экспериментальными данными, которыми мы располагаем. Однако  $СМ$  сама по себе является неполной и не может рассматриваться как окончательная теория, прежде всего, из-за большого количества свободных параметров и некоторых технических проблем (иерархии масштабов и необходимости точной настройки в скалярном секторе, отсутствия объединения сильного и электрослабого взаимодействий и др.). Помимо этого, за рамками  $СМ$  остается ряд наблюдаемых явлений, не находящихся объяснения с ее помощью, — осцилляции нейтрино, непосредственно связанные с проблемой происхождения и малости значения массы нейтрино, нарушение  $СР$ -четности в ранней Вселенной и отсутствие подходящего кандидата на роль частицы темной материи ( $ТМ$ ). Последнее является целью изучения данной работы.

Необходимость существования  $ТМ$  выводится из астрофизических наблюдений (кривые вращения галактик, гравитационное линзирование, существование «рыхлых» структур наподобие диффузных галактик и др.) и космологических аргументов (формирование крупномасштабной структуры Вселенной в ранние времена ее жизни и плоскостность Вселенной, для обеспечения которой должны учитываться существенные вклады  $ТМ$  и темной энергии) [1, 2]. Оба типа аргументов работают в предположении об исключительно гравитационном характере взаимодействий между темной и обычной материей. Согласно современным представлениям, основанным на модели  $\Lambda$ CDM (ненулевая космологическая постоянная и холодная  $ТМ$ ), наилучшим образом описывающей наблюдательные данные,  $ТМ$  составляет 26,4% от полной плотности Вселенной, в то время как обычная материя всех видов дает только 4,8%. Если предполагать, что  $ТМ$  состоит из новых неизвестных элементарных частиц (такая гипотеза наилучшим образом объясняет совокупность астрофизических и космологических фактов), то для описания  $ТМ$  и ее взаимодействий с видимым сектором материи нужно использовать методы физики элементарных частиц и эксперименты, характерные для этой области исследований. При этом необходимо сделать еще одно предположение о том, что существует новое, дополнительное к гравитационному взаимодействие, которое усиливает процессы обмена информацией между темным и обычным сектором. Из астрофизических соображений новое взаимодействие должно быть слабым или очень слабым, но все же достаточным для обнаружения. Поскольку полная теория, описывающая правильным образом  $ТМ$  и содержащая в себе  $СМ$ , неизвестна, полезным феноменологическим приемом может быть использование упрощенных описаний, в которых задается один «канал передачи», или «портал в  $ТМ$ ». Порталы различаются по типу частиц-переносчиков, заряженных относительно калибровочной группы как темного сектора, так и  $СМ$ . По значению спина частица  $ТМ$  тоже может быть скаляром, фермионом или векторным бозоном. Таким образом, минимальные упрощенные модели содержат как минимум две новые частицы, дополнительные

к набору СМ, — переносчик и частицу ТМ (с соответствующей античастицей). По значению спина частица ТМ тоже может быть скаляром, фермионом или векторным бозоном. Более сложное устройство темного сектора дает несколько переносчиков разного спина и частицы ТМ нескольких видов. Существующие модели ТМ предлагают ряд опций для частиц ТМ в зависимости от их природы и происхождения: аксионы, тяжелые стерильные нейтрино, «темные» фотоны (варианты ТМ малой массы), а также слабозаимодействующие нейтральные массивные частицы (WIMP) в соответствии с названием, имеющие значимые для ускорительного эксперимента массы — от гигаэлектронвольт и выше.

Если говорить о WIMP, то их экспериментальный поиск состоит из попыток прямого наблюдения («бочек» с благородными газами или образцов сверхпроводящих материалов для частиц ТМ меньшей массы), реализованных на подземных установках, из непрямых методов интерпретации возможного избытка в потоках космических частиц, связанного с рождением пар частица–античастица ТМ в космосе и их последующей аннигиляцией в обычные частицы, а также экспериментов на коллайдерах, в том числе на ЛНС, в предположении, что энергии ускорителя достаточно для рождения частиц ТМ. Последний случай отвечает постановке активного эксперимента с хорошо контролируруемыми условиями и системами детекторов, окружающими точку взаимодействия, что является большим плюсом. Очевидный минус связан с ограничениями по максимально достижимой энергии столкновений в системе центра масс. Типичными сигнатурами при поиске на ускорителях будут события с большой долей потерянной энергии, связанной с нерегистрируемыми частицами ТМ. Потерянная энергия (missing energy transverse, MET) определяется из дисбаланса импульсов всех видимых частиц, следующего из закона сохранения импульса в вершине взаимодействия, отвечающей рождению пары частица–античастица ТМ:

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{p_T^{\text{miss}2} + m^2} \approx p_T^{\text{miss}} = -\sum_i p_T(i), \quad p_T \gg m. \quad (1)$$

Вклады в MET также могут давать процессы СМ с образованием нейтрино (реальные MET — события, разрешенные в СМ, т.е. фоновые события) и потери сигнала, связанные с несовершенством детекторных систем (ложные MET-события). Для регистрации события, помимо MET, необходима также видимая «метка» процесса, в качестве которой можно использовать ассоциированное рождение какой-нибудь частицы СМ (фотон, хиггсовский бозон, калибровочные бозоны  $W^\pm$  и  $Z^0$ , топ-кварк или пара топ–анти топ) с парой частица–античастица ТМ. Последующий распад частицы-метки по видимому экспериментально чистому каналу вместе с MET определяет финальную сигнатуру события. Коллаборациями на ЛНС исследуется обширный класс возможных процессов

с большой МЕТ и разными метками [3, 4]. Нужно отметить, что об-суждаемая сигнатура является характерной не только для процессов с рождением частиц ТМ, но и для ряда других процессов новой физи-ки за рамками СМ. Поэтому при обработке данных нужно учитывать анализ «конкурентных гипотез», для каждой из которых делается реин-терпретация и получаются свои ограничения на модельное пространство параметров.

## ИССЛЕДУЕМАЯ МОДЕЛЬ СКАЛЯРНОГО ПОРТАЛА

Как уже говорилось, модели скалярного портала в ТМ представляют собой упрощенные описания взаимодействия между темным и видимым сектором за счет обмена переносчиком со спином 0. Упрощенность опи-сания связана с тем, что не ставится вопрос о происхождении портала в рамках более общей теории (как, допустим, естественным образом возникают порталы, переносчики и частицы ТМ в суперсимметричных теориях, которые являются более полными моделями относительно СМ). Взаимодействие всегда строится как перенормируемое и (чаще всего) не нарушающее симметрии СМ, что накладывает ограничения на воз-можный вид членов, отвечающих вершинам взаимодействия переносчика с частицами СМ и ТМ в лагранжиане. Поскольку единственный при-сутствующий в СМ хиггсовский бозон не может быть переносчиком взаимодействия из-за неправильной симметричной структуры подобного вклада (см., например, [5]), хиггсовский сектор в таких моделях дол-жен быть расширен. Последовательная схема расширения строится от наиболее простой к наиболее сложным конструкциям, начиная с добав-ления к исходному хиггсовскому дублету СМ одного дополнительного комплексного скаляра, что дает модель SM+S. Далее можно добавить один комплексный дублет (двухдублетная схема, 2HDM), еще один комплексный скаляр к двум дублетам (2HDM+S) и т. д. Во всех случаях переносчиками будут служить новые дополнительные хиггсовские бозо-ны. Для подобных расширений «в стиле СМ», т. е. имеющих синглетно-дублетную структуру хиггсовского сектора, гарантировано сохранение хороших свойств модели до сколь угодно больших шагов итераций за счет автоматического сохранения так называемого  $\rho$ -отношения. В СМ и во всех моделях, где хиггсовский сектор тиражирует копии допол-нительных скалярных полей в синглетно-дублетном представлении, на древесном уровне выполняется равенство  $\rho = 1$ , которое остается очень близким к единице при учете поправок высших порядков [6]. Допустимы также расширения с дополнительными хиггсовскими полями не в дуб-летном представлении, для которых необходимо специальным образом обеспечить равенство  $\rho = 1$ .

Во время первого и второго циклов работы LHC обеими коллабо-рациями — ATLAS и CMS — были исследованы варианты расширения хиггсовского сектора SM+S и 2HDM и получены соответствующие

ограничения на эти порталные модели (см., например, мотивационную часть к работе [7]). Однако наиболее сильные ограничения, приводящие к тому, что эти упрощенные модели в настоящее время практически закрыты, приходят не из данных LHC, а из астрофизических данных и интерпретации экспериментов по прямому наблюдению частиц ТМ в терминах скалярных порталов. С учетом этих ограничений в третьем цикле работы LHC перспективными остаются только дальнейшие расширения, начиная с 2HDM+S, либо недублетные представления для хиггсовского сектора. Исходная 2HDM с двумя комплексными дублетами скалярных полей до спонтанного нарушения симметрии имеет восемь степеней свободы, из которых три (голдстоуновские бозоны) поглощаются безмассовыми калибровочными бозонами  $W^\pm$  и  $Z^0$ , после чего они становятся массивными. Оставшиеся пять степеней свободы соответствующими ортогональными линейными комбинациями формируют пять наблюдаемых физических состояний: два CP-четных нейтральных хиггсовских бозона  $h$  и  $H$  (наблюдаемый хиггсовский бозон  $h_{125}$  массой 125 ГэВ в таком случае является смесью этих двух состояний, но в так называемом настроенном пределе вкладом более тяжелого  $H$  можно пренебречь), CP-нечетный нейтральный бозон  $A$  и два заряженных скаляра  $H^\pm$ . Существуют четыре различных варианта сохраняющих CP-четность моделей 2HDM в зависимости от того, с каким из комплексных дублетов связаны кварки и лептоны SM. Физические свойства новых хиггсовских состояний, включая каналы рождения и брэнчинги для мод распада, могут быть найдены, например, в работе [8]. Следующее расширение 2HDM+(a)S содержит дополнительный (псевдо)скаляр, и его смешивание с исходными полями базовой 2HDM-модели дает еще два наблюдаемых состояния, т.е. всего получается семь состояний в хиггсовском секторе [9, 10]. Одно из получаемых псевдоскалярных состояний (обычно обозначаемое  $a$ ) может быть легким и даже очень легким, что дает новую моду распада наблюдаемого бозона  $h_{125}$  в пару новых псевдоскаляров при условии, что их удвоенная масса не превышает 125 ГэВ. Состояние  $a$  заряжено относительно калибровочной группы ТМ, что делает возможным его распад на пару частиц ТМ и дает финальную ненаблюдаемую сигнатуру («невидимый распад») для  $h_{125}$ , на которую в настоящее время установлены ограничения из данных коллабораций ATLAS и CMS на уровне  $BR(h_{125} \rightarrow \text{invisible}) \leq 15(18)\%$  для ATLAS (CMS) [11, 12]. Свободными параметрами модели 2HDM являются массы пяти состояний ( $m_h, m_H, m_A, m_{H^\pm}$ ), константы связи этих состояний с фермионами и бозонами SM, константы связи с частицами ТМ и параметры смешивания в хиггсовском секторе, например отношение двух вакуумных средних дублетов  $\tan\beta$  и угол смешивания между двумя CP-четными нейтральными скалярными компонентами  $\alpha$ . В расширении 2HDM+(a)S к ним добавляется также угол смешивания между дополнительным (псевдо)скаляром и состояниями 2HDM  $\theta$ . В физическом анализе в коллаборациях на LHC это расши-

рение иногда называется «скалярная деформация 2HDM», что связано с предположением умеренной малости  $\theta$ , т.е. малой примеси новых состояний в базовые 2HDM при формировании наблюдаемых состояний. Это предположение необходимо для того, чтобы обойти или ослабить полученные ограничения на 2HDM, а также чтобы не слишком сильно сдвигать используемые реперные точки в пространстве параметров «родительской» 2HDM при моделировании сигнала. В таком режиме можно условно считать, что наблюдаемые свойства 2HDM (в частности, значения брэнчингов для распадов пяти хиггсовских бозонов друг в друга и в частицы  $SM$ ) примерно сохраняются и добавляются только новые каналы взаимодействия, связанные с новыми (псевдо)скалярами.

### МОДЕЛИРОВАНИЕ СИГНАЛЬНОГО ПРОЦЕССА

В работе изучается процесс ассоциированного рождения (псевдо)скалярного переносчика ( $a$ ) $S$ , распадающегося на пару частица–античастица  $TM$ , и  $Z^0$ -бозона, распадающегося на пару лептон–антилептон ( $\mu^+\mu^-$ ). Финальная сигнатура содержит димьюон и большую долю MET в событиях. На рис. 1 показаны диаграммы Фейнмана, дающие основной вклад в этот процесс в варианте 2HDM+a с дополнительным псевдоскаляром.

При моделировании сигнальных событий для условий установки CMS [13] делается ряд упрощающих предположений, а именно используется настроечный предел, т.е. более легкое состояние  $h$  отождествляется с  $h_{125}$  в  $SM$ , массы скаляров  $H, A, H^\pm$  принимаются равными друг другу. Также учитываются ограничения из работ [9, 10]

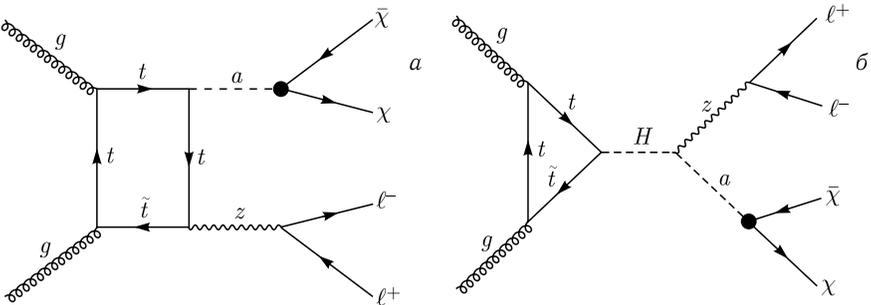


Рис. 1. а) Ассоциированное рождение псевдоскалярного переносчика  $a$  и  $Z^0$ -бозона; б) рождение скалярного состояния  $H$  в топологии глюон-глюонного слияния ( $ggF$ ) с распадом на псевдоскаляр  $a$  и  $Z^0$ -бозон в модели 2HDM+a. Под  $H$  на диаграмме понимается весь разрешенный набор состояний  $h, H, A$  (также возможен процесс излучения  $Z^0$  с линии псевдоскаляра  $a$ , который имеет меньшую вероятность)

на значения констант взаимодействия и углов смешивания. При моделировании используются значения  $\tan \beta = 1$ ,  $\sin \theta = 0,35$ . Частицы ТМ считаются фермионами массой  $m_\chi = 10$  ГэВ (другой спин частиц и значения масс несильно влияют на полученные результаты, см. [7]). Массы дополнительных хиггсовских состояний варьируются в диапазоне 100–2000 ГэВ.

Достаточно большие константы связи  $Z^0$ -бозона с состояниями из расширенного хиггсовского сектора [8–10] делают моно- $Z$ -канал более чувствительным к этой модели, чем моноструя или монофотон в качестве видимой метки процесса. Основными фоновыми процессами являются события с образованием трех и более лептонов, часть из которых ошибочно не реконструируется, например, парное рождение  $ZZ$ ,  $WZ$  с последующим распадом на лептоны.

Сигнальные события рождения частиц ТМ моделируются методом Монте-Карло с помощью генератора физических событий MADGRAPH5 [14]. Для двух вариантов модели с дополнительным скаляром 2HDM + S и псевдоскаляром 2HDM+a для каждого дающего вклад подпроцесса используются четыре набора моделированных событий, которые соответствуют разным условиям набора данных установкой CMS (три набора — 2016 г., 2017 г. и 2018 г. для RUN 2 и один — для RUN 3).

Наборы данных анализируются независимо с соответствующими калибровками и поправками, чтобы учесть разные условия работы LHC и характеристики детекторных систем CMS. Наборы сигнальных событий генерируются в первом порядке (NLO) с помощью генератора физических событий MADGRAPH5 aMC@NLO 2.6.0 для второго цикла работы LHC и MADGRAPH5 aMC@NLO 2.9.2 для третьего цикла. Партонные ливни и процесс адронизации моделируются с помощью PYTHIA версии 8.226 для данных 2016 г. и версии 8.230 для данных 2017 и 2018 гг. Все события проходят процедуру моделирования отклика установки CMS на базе Geant4 и восстанавливаются с помощью тех же алгоритмов, что и реальные данные. Также учитывается наложение событий pile-up — одновременные  $pp$ -столкновения в одном и том же или соседних по времени пересечениях пучков на LHC. Распределение числа таких наложенных событий при моделировании соответствует реальным данным. Среднее количество одновременных взаимодействий в пучках составляет 23 для данных 2016 г., 32 для данных 2017–2018 гг. и 49 для данных CMS RUN 3. На рис. 2 приведены результаты расчета сечений для условий набора данных установкой CMS в третьем цикле работы LHC с энергией 13,6 ТэВ. При сканировании по значениям параметров модели для каждой точки пространства параметров было сгенерировано  $10^4$  событий. Сечение для модели с дополнительным скалярным синглетом ожидаемо оказалось на два порядка меньше, чем с дополнительным псевдоскалярным синглетом, так что статистики, набранной установкой CMS в ходе второго цикла работы LHC, недостаточно для проведения

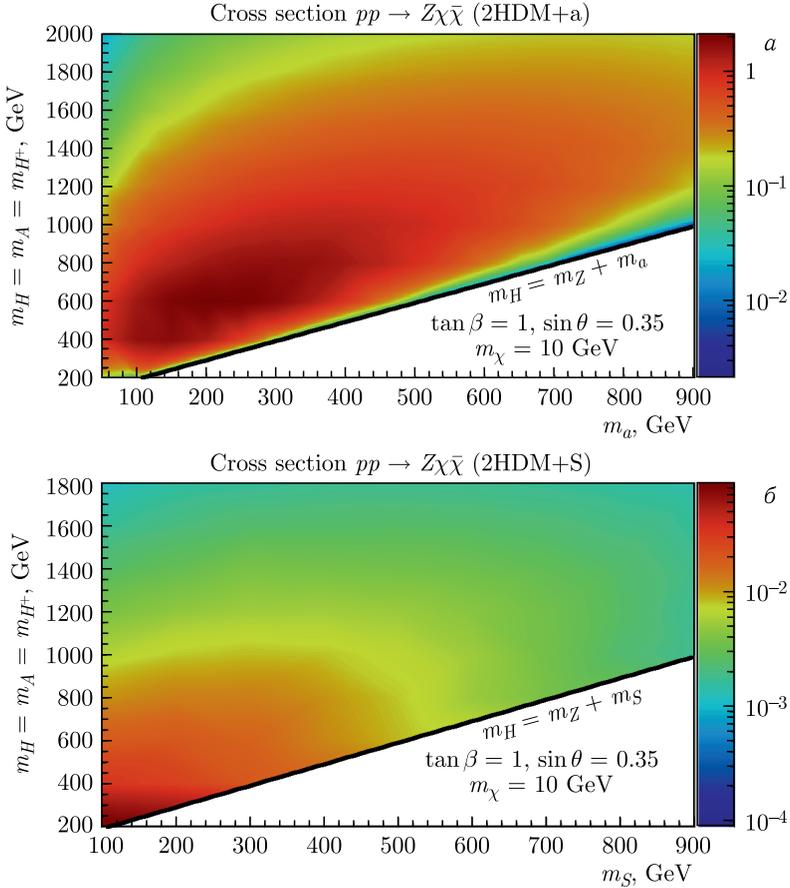


Рис. 2. Результаты расчета полного сечения процесса  $pp \rightarrow Z\chi\bar{\chi}$  для модели 2HDM+a (а) и 2HDM+S (б)

анализа модели 2HDM+S. Однако при ожидаемой полной интегральной светимости CMS за третий цикл работы, которая может составить до  $300 \text{ fb}^{-1}$ , расчетное количество сигнальных событий будет находиться в диапазоне от 10 при сечении  $10^{-4} \text{ fb}$  до  $10^5$  при 1 fb. Предполагается, что этого будет достаточно для обнаружения частиц-кандидатов в ТМ в обоих вариантах расширенной модели скалярного портала.

### РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ДАННЫХ CMS RUN 2

Для сравнения и как ориентир для дальнейших исследований приведены результаты предыдущего анализа процесса с моно-Z и большой долей потерянной энергии и интерпретации в терминах скалярного пор-

**Количество наблюдаемых и оценка числа фоновых событий**

Процесс	Без струй	С одной струей
Дрелл-Ян	$502 \pm 94$	$1179 \pm 64$
$WZ$	$1479 \pm 53$	$389 \pm 16$
$ZZ$	$670 \pm 27$	$282 \pm 13$
Нерезонансный фон	$384 \pm 31$	$263 \pm 22$
Другие фоны	$6,3 \pm 0,7$	$6,8 \pm 0,8$
Общий фон	$3040 \pm 110$	$2120 \pm 76$
Эксперимент	3053	2142

тала, полученные коллаборацией CMS в ходе второго цикла работы LHC. Поскольку, как отмечалось выше, из-за малости сечения сигнального процесса чувствительности эксперимента достаточно только для анализа модели 2HDM+a, полученные ограничения относятся к этому случаю. Описание выполненного физического анализа использованных критериев отбора и методов реконструкции можно найти в работе [15]. В таблице приведено количество наблюдаемых событий, а также оценки числа фоновых событий SM, дающих основные вклады в изучаемый процесс в сигнальной области после всех необходимых отборов. Видно, что наблюдаемое количество событий согласуется с гипотезой фона SM. Полученные распределения по  $p_T^{\text{miss}}$  и  $m_T$  для модели 2HDM+a приведены на рис. 3.

Анализ данных CMS для второго цикла работы LHC в отсутствие сигнала позволил получить ограничения на максимальные значения масс скалярных и псевдоскалярных состояний в модели 2HDM+a, которые представлены на рис. 4. Наибольшая чувствительность по  $m_a$  отвечает значению  $m_H = 1000$  ГэВ, при этом масса переносчика  $m_a$  ограничена 440 ГэВ. При малых  $m_a$  (порядка 100 ГэВ) масса  $m_H$  не превышает 1200 ГэВ. Таким образом, большая область допустимых значений масс, причем теоретически приемлемых и даже предпочтительных, все еще остается открытой по результатам данных второго цикла, что делает перспективным дальнейшее изучение модели 2HDM+a.

**ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

В работе показано, что события рождения  $Z^0$ -бозона, сопровождаемого большой долей потерянной энергии, могут быть использованы в поисках сигнала новой физики за рамками SM, а именно при поиске частиц-кандидатов в ТМ в модели скалярного портала вида 2HDM+S(a). Рассчитаны сечения процесса  $pp \rightarrow Z\chi\bar{\chi}$  с использованием разных наборов модельных параметров. Показано, что в определенной области пространства параметров сечения достаточно велики для обнаружения ТМ установкой CMS в условиях работы LHC, отвечающих третьему цик-

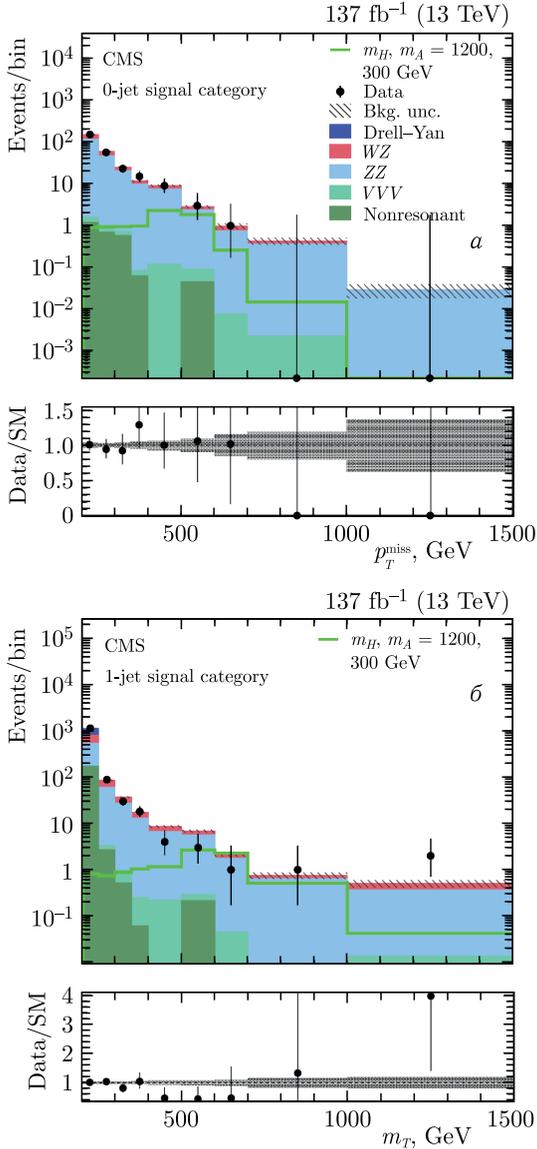


Рис. 3. Распределение по  $p_T^{\text{miss}}$  (а) и  $m_T$  (б) для событий в сигнальной области. Крайний правый бин включает все события с  $p_T^{\text{miss}} > 800$  ГэВ и  $m_T > 1000$  ГэВ. Ожидаемый сигнал нормирован на  $m_H = 1200$  ГэВ,  $m_a = 300$  ГэВ для модели 2HDM+a со значениями  $m_H = m_H^\pm = m_A$ ,  $\tan \beta = 1$  и  $\sin \theta = 0,35$  [15]

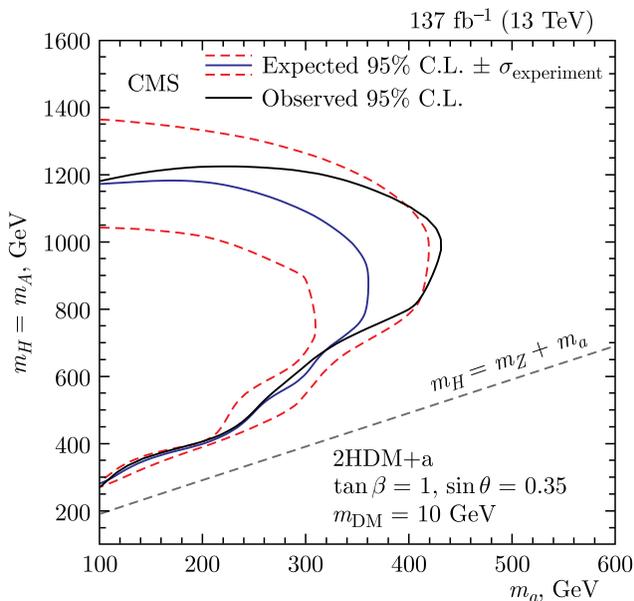


Рис. 4. Верхние пределы с уровнем достоверности 95% на массы тяжелых скалярных состояний  $m_H = m_A$  в зависимости от массы псевдоскаляра  $m_a$  для модели 2HDM+a со значениями углов смешивания  $\tan \beta = 1$ ,  $\sin \theta = 0,35$  и массой частицы ТМ  $m_\chi = 10$  ГэВ [15]

лу работы ускорителя. Обсуждаются результаты предыдущего анализа CMS по данным второго цикла работы LHC, которые интерпретируются в терминах скалярного портала вида 2HDM+a. Полученные данные совпадают с ожиданиями СМ: в отсутствие сигнала устанавливаются ограничения на массы состояний из расширенного хиггсовского сектора. Дальнейшие исследования планируются в ходе третьего цикла, в котором энергия увеличится до 13,6 ТэВ, а полная интегральная светимость в конце цикла может составить до 300  $\text{fb}^{-1}$ . Ожидается, что за счет увеличения чувствительности эксперимента можно будет, в случае отсутствия сигнала, расширить полученные ограничения для модели 2HDM+a и провести анализ данных для 2HDM+S.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рубаков В. А. Актуальные вопросы космологии: Курс лекций. М.: Издат. дом МЭИ, 2017.
2. Bertone G., Hooper D. History of Dark Matter // Rev. Mod. Phys. 2018. V. 90, No. 4. P. 45002.
3. ATLAS Collab. Exotics Physics Searches. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ExoticsPublicResults>.

4. *CMS Collab.* CMS Exotica Public Physics Results. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsEXO>.
5. *Arcadi G., Djouadi A., Raidal M.* Dark Matter through the Higgs Portal // *Phys. Rep.* 2020. V. 842. P. 1–180.
6. *Langacker P.* Grand Unified Theories and Proton Decay // *Phys. Rep.* 1981. V. 72, No. 4. P. 185–385.
7. *Abe T. et al.* LHC Dark Matter Working Group: Next-Generation Spin-0 Dark Matter Models. arXiv:1810.09420. 2018.
8. *Branco G., Ferreira P., Lavoura L., Rebelo M., Sher M., Silva J.P.* Theory and Phenomenology of Two-Higgs-Doublet Models // *Phys. Rep.* 2012. V. 516, No. 1–2. P. 1–102.
9. *Bell N.F., Busoni G., Sanderson I.W.* Two Higgs Doublet Dark Matter Portal // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2018. V. 2018, No. 01. P. 015.
10. *Bauer M., Haisch U., Kahlhoefer F.* Simplified Dark Matter Models with Two Higgs Doublets: I. Pseudoscalar Mediators // *J. High Energy Phys.* 2017. V. 2017, No. 5.
11. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.).* Search for Invisible Higgs-Boson Decays in Events with Vector-Boson Fusion Signatures Using  $139 \text{ fb}^{-1}$  of Proton-Proton Data Recorded by the ATLAS Experiment // *J. High Energy Phys.* 2022. V. 2022, No. 8.
12. *Tumasyan A. et al. (CMS Collab.).* Search for Invisible Decays of the Higgs Boson Produced via Vector Boson Fusion in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  // *Phys. Rev. D.* 2022. V. 105, No. 9. P. 092007.
13. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.).* The CMS Experiment at the CERN LHC // *J. Instrum.* 2008. V. 3. P. S08004.
14. *Alwall J., Frederix R., Frixione S., Hirschi V., Maltoni F., Mattelaer O., Shao H.S., Stelzer T., Torrielli P., Zaro M.* The Automated Computation of Tree-Level and Next-to-Leading Order Differential Cross Sections, and Their Matching to Parton Shower Simulations // *J. High Energy Phys.* 2014. V. 2014, No. 7.
15. *Sirunyan A.M. et al. (CMS Collab.).* Search for Dark Matter Produced in Association with a Leptonically Decaying  $Z$  Boson in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  // *Eur. Phys. J. C.* 2021. V. 81. P. 13; Erratum: *Eur. Phys. J. C.* 2021. V. 81. P. 333.