

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО
ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 531.3, 539.1.05

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РОЖДЕНИЯ ЛЕГКИХ
СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ КАНДИДАТОВ В ЧАСТИЦЫ ТЕМНОЙ
МАТЕРИИ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА CMS НА LHC**

Студент	_____ С. Д. Франк-Каменецкая
Научный руководитель, д.ф.-м.н., проф.	_____ К. М. Белоцкий
Научный консультант, к.ф.-м.н.	_____ М. В. Савина

Москва 2026

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РОЖДЕНИЯ ЛЕГКИХ
СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ КАНДИДАТОВ В ЧАСТИЦЫ ТЕМНОЙ
МАТЕРИИ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА CMS НА LHC**

Студент _____ С. Д. Франк-Каменецкая

Научный руководитель,
д.ф.-м.н., проф. _____ К. М. Белоцкий

Научный консультант,
к.ф.-м.н. _____ М. В. Савина

Рецензент,
д.ф.-м.н., проф. _____ С. В. Шматов

Секретарь ГЭК,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,
д.ф.-м.н., проф. _____ М. Д. Скорохватов

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
1 Суперсимметрия	6
1.1 МССМ	7
1.2 Нарушения суперсимметрии	8
1.3 GMSB	9
2 Теплая темная материя	13
2.1 Мотивации	13
2.1.1 Проблема недостатка спутников	13
2.1.2 TBTF	14
2.1.3 Проблема профиля плотности (Casp-core)	14
2.2 Феноменология теплой темной материи	15
2.3 Современные ограничения на WDM	16
2.4 Гравитино как WDM	16
3 Моделирование наблюдаемости парного рождения гравитино на LHC	18
3.1 Современный статус поиска гравитино	19
3.2 Сигнатуры LLP	20
3.3 Упрощенные модели	21
3.4 Модель GGM	22
3.5 Упрощенные модели суперсимметрии	24
3.5.1 Электрослабый канал	24
3.5.2 Сильный канал	25
4 Анализ фонов в LLP сигнатурах	29
Заключение	30

Перспективы	31
Список использованных источников	32

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность настоящей выпускной квалификационной работы определяется одной из основных проблем современной физики: в Стандартной Модели (СМ), которая лежит в основе современной физики частиц, нет кандидатов на роль частиц темной материи (ТМ). С момента первого предположения о некоторой невзаимодействующей (слабо взаимодействующей), стабильной на космологических временах форме материи (скрытой массе) для объяснения распределения скоростей на краях галактик [1], появилось множество других прямых и косвенных доказательств её существования, такие как: результаты гравитационного линзирования, анизотропия реликтового фона, необходимые условия для формирования космологических структур и другие. В рамках основной современной космологической модели Λ CDM тёмная материя составляет $25.34 \pm 0.44\%$ энергетической плотности Вселенной [2].

Основные кандидаты на роль частиц в рамках модели Λ CDM - WIMP's (weakly interacting massive particle), за почти пятьдесят лет поисков так и не были обнаружены. Более того, ожидается, что в течение ближайшего десятилетия будет достигнут фундаментальный предел чувствительности экспериментов по их прямому детектированию (нейтринный порог [3]). С другой стороны, в коллайдерном поиске частиц темной материи (ТМ) на ЛНС тоже пока отсутствуют указания на наличие новых частиц. Поиск ведется по предсказаниям различных моделей, дающих кандидатов в ТМ.

Традиционно ожидалось, что наиболее перспективными теориями, дающими таких кандидатов, являются суперсимметричные модели, в частности, самый простой вариант под названием минимальная суперсимметричная модель (МССМ). Легчайший нейтральный стабильный суперпартнер - нейтралино - был отличным кандидатом в WIMP ТМ. К сожалению, нейтралино до сих пор не удалось обнаружить, и эксперименты на ЛНС поставили довольно жесткие ограничения на массу нейтралино и на всю МССМ в

целом. При этом использовались стандартные для суперсимметрии поисковые сигнатуры с прямым (prompt) рождением и распадом новых частиц и с большой потерянной энергией. Так как поиски были неудачны, экспериментальная программа была переориентирована на поиск долгоживущих. [4]. В частности на HL-LHC (High Luminosity Large Hadron Collider) - новом старте сеансов на LHC, запланированном на 2030 год, - предполагается значительное расширение чувствительности к таким сигнатурам за счёт модернизации детекторов и триггерных систем, а также разработки новых методов реконструкции событий [5].

Таким образом, LLP (long lived particles) сигнатуры открывают возможности для поисковой физики на коллайдерах, предоставляя возможность экспериментально подтвердить или исключить сценарии, связывающие астрофизические наблюдения с конкретными механизмами взаимодействия в ТэВ-диапазоне.

Целью работы было оценить наблюдаемость на детекторе CMS на LHC процесса парного рождения гравитино, как кандидата в частицы темной материи.

Ключевые **задачи**, которые можно выделить в рамках работы :

- Изучение предметной области и актуальных исследований в физике высоких энергий и космологии;
- Аналитический расчет, моделирование и анализ времени жизни NLSP гейджино;
- Моделирование парного рождения гравитино с использованием Монте-Карло генератора MadGraph5@NLO 3.7.0;
- Анализ фоновых вкладов для LLP сигнатур в исследуемом процессе.

1 СУПЕРСИММЕТРИЯ

Суперсимметрия - симметрия между фермионами и бозонами, которая была предложена как обобщение алгебры Пуанкаре на представления с различным спином путем добавления антикоммутаторов к обычным коммутаторам алгебры Лоренца (введение градуированных алгебр Ли). [6–8]. Генераторы алгебры суперсимметрии Q_α^I , $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}^I$ переводят бозонное состояние в фермионное и наоборот (т.е. меняет спин на $\frac{1}{2}$ и статистику). Постулируется, что генераторы суперсимметрии (суперзаряды) - фермионные в том смысле, что соотношения между ними формулируются в терминах антикоммутаторов:

$$[P_m, Q_\alpha^I] = 0, \quad [P_m, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}^I] = 0, \quad (1.1)$$

$$[J_{mn}, Q_\alpha^I] = -i(\sigma_{mn})_\alpha^\beta Q_\beta^I, \quad [J_{mn}, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}^I] = i(\tilde{\sigma}_{mn})_{\dot{\alpha}}^{\dot{\beta}} \bar{Q}_{\dot{\beta}}^I, \quad (1.2)$$

$$\{Q_\alpha^I, Q_\beta^J\} = \epsilon_{\alpha\beta} Z^{IJ}, \quad \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}^I, \bar{Q}_{\dot{\beta}}^J\} = \epsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \bar{Z}^{IJ}, \quad (1.3)$$

$$\{Q_\alpha^I, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}^J\} = 2(\sigma^m)_{\alpha\dot{\alpha}} P_m \delta^{IJ}, \quad (1.4)$$

где P_m , J_{mn} - генераторы трансляций и лоренцевских вращений, $\sigma^m = (\sigma^0, \vec{\sigma})$ - матрицы Паули.

Суперпространство - параметризованное следующим образом многообразиие: x^m - координаты пространства Минковского, θ_α , $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$ - спинорные переменные, которые ассоциируют с преобразованиями пространства суперзарядов. Грассмановские переменные θ_α , $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$ являются сопряженными:

$$(\theta_{\dot{\alpha}})^* = \bar{\theta}_\alpha, \quad (\bar{\theta}_{\dot{\alpha}})^* = \theta_\alpha. \quad (1.5)$$

При этом коммутационные соотношения имеют следующий вид:

$$(\theta_\alpha \theta_\beta)^* = \bar{\theta}_\beta \bar{\theta}_\alpha, \quad (\bar{\theta}_\beta \bar{\theta}_\alpha)^* = \theta_\alpha \theta_\beta, \quad (1.6)$$

$$(\theta_\alpha \bar{\theta}_\beta)^* = \theta_\beta \bar{\theta}_\alpha, \quad (\theta \sigma^m \bar{\theta})^* = (\theta \sigma^m \bar{\theta}) \quad (1.7)$$

$$\theta_\alpha \theta_\beta = -\theta_\beta \theta_\alpha, \quad \bar{\theta}_\alpha \bar{\theta}_\beta = -\bar{\theta}_\beta \bar{\theta}_\alpha, \quad \theta_\alpha \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} = -\bar{\theta}_{\dot{\alpha}} \theta_\alpha. \quad (1.8)$$

Неутихающий последние 50 лет интерес к суперсимметричным моделям обусловлен тем, что они дают пространство для решения следующих проблем современной физики:

- Объединение с гравитацией
- Объединение калибровочных констант связи
- Решение проблемы иерархий
- Существование темной материи и др.

1.1 МССМ

MSSM (Минимальная суперсимметричная стандартная модель) строится из предположения, что всем известным частицам стандартной модели ставятся в соответствие новые частицы - суперпартнеры так, что частица и соответствующий ей суперпартнер образуют супермультиплет. В суперсимметричных моделях возникает необходимость расширения хиггсовского сектора, требуется по крайней мере два комплексных дублета хиггсовских полей и их суперпартнеров, чтобы дать массы верхним и нижним кваркам (следствие формы суперпотенциала, киральности суперполей сектора материи и киральных аномалий). Соответственно, в таблице 1.1 \tilde{H}_1 и \tilde{H}_2 - хиггсовские дублеты

$$\tilde{H}_1 = \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1 + \frac{S_1 + iP_1}{\sqrt{2}} \\ H_1^- \end{pmatrix}, \quad \tilde{H}_2 = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ v_2 + \frac{S_2 + iP_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix},$$

, где v_i - вакуумные средние дублетов. Физических хиггсов в МССМ пять: два заряженных, два нейтральных CP-четных и один нейтральный CP-нечетный.

Суперполе	Бозоны		Фермионы		$SU(3)$	$SU(2)$	$U_Y(1)$
Векторные							
G^a	глюон	g^a	глюино	\tilde{g}^a	8	0	0
V^k	слабые	$W^k (W^\pm, Z)$	вино, зино	$\tilde{w}^k (\tilde{w}^\pm, \tilde{z})$	1	3	0
V'	гиперзаряд	$B (\gamma)$	бино	$\tilde{b}(\tilde{\gamma})$	1	1	0
Материя							
L_i	слептоны	$\tilde{L}_i = (\tilde{\nu}, \tilde{e})_L$	лептоны	$L_i = (\nu, e)_L$	1	2	-1
E_i		$\tilde{E}_i = \tilde{e}_R$		$E_i = e_R$	1	1	2
Q_i	скварки	$\tilde{Q}_i = (\tilde{u}, \tilde{d})_L$	кварки	$Q_i = (u, d)_L$	3	2	1/3
U_i		$\tilde{U}_i = \tilde{u}_R$		$U_i = u_R^c$	3*	1	-4/3
D_i		$\tilde{D}_i = \tilde{d}_R$		$D_i = d_R^c$	3*	1	2/3
Хиггса							
H_1	хиггс	\tilde{H}_1	хиггсино	\tilde{H}_1	1	2	-1
H_2		\tilde{H}_2		\tilde{H}_2	1	2	1

Таблица 1.1 — Состав полей МССМ. В трех правых столбцах таблицы указаны свойства соответствующих частиц по группам $SU(3)$, $SU(2)$ и $U(1)$ - представление и значение гиперзаряда.

1.2 НАРУШЕНИЯ СУПЕРСИММЕТРИИ

Если бы суперсимметрия была точной, массы частиц и их суперпартнеров были бы равны друг другу. Но, поскольку в эксперименте не наблюдается массового вырождения частиц Стандартной модели и их суперпартнеров, суперсимметрия должна быть спонтанно нарушена. Однако ни одно из полей МССМ не может иметь ненулевое вакуумное среднее, которое при этом не нарушало бы калибровочную инвариантность, что не позволяет использовать стандартный хиггсовский механизм для нарушения суперсимметрии. Также для полей видимого сектора существует теорема о суперследе, которая в моделях с глобальной суперсимметрией без гравитационных аномалий [9] устанавливает, что взвешенная со значениями спинов сумма масс всех полей, входящих в теорию, на древесном уровне должна равняться нулю:

$$STr M^2 = \sum_J (-1)^{2J} (2J + 1) M_J^2 = 0 \quad (1.9)$$

, где M_J - древесная масса частицы со спином J .

Из этого следует, что массы частиц должны равняться массам их суперпартнеров, тогда как в реальности мы этого не наблюдаем. Следовательно-

но, должно быть массовое ращепление в супермультиплетях, и массы суперпартнеров должны отличаться от масс соответствующих полей и приобретаться за счет какого-то механизма, отличного от механизма Хиггса. Существует несколько таких механизмов нарушения суперсимметрии - за счет эффектов гравитации, за счет передачи нарушения через калибровочные взаимодействия и через аномалии. Характерные спектры масс для различных моделей нарушения SUSY представлены на 1.1. Если мы говорим о механизме передачи нарушения через калибровочные взаимодействия (gauge mediated supersymmetry breaking), обязательно к полям МССМ нужно добавлять скрытый сектор.

Таким образом, в GMSB [10] присутствуют: ”видимый сектор”(обычная материя), ”скрытый сектор”(в нем происходит нарушения SUSY); а также поля ”посредники”(messengers), которые переносят нарушение симметрии из скрытого сектора в видимый. Общий вид лагранжиана нарушающего SUSY при сохранении R-четности:

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{\text{Breaking}} = & \sum_i m_0^2 |\varphi_i|^2 + \frac{1}{2} \left(\sum_\alpha M_\alpha \tilde{\lambda}_\alpha \tilde{\lambda}_\alpha + B H_1 H_2 \right) \\
 & + A_{ab}^U \tilde{Q}_a \tilde{U}_b^c H_2 + A_{ab}^D \tilde{Q}_a \tilde{D}_b^c H_1 + A_{ab}^L \tilde{L}_a \tilde{E}_b^c H_1 + \text{h.c.}
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

, где $SU(2)$ -индексы опущены. Здесь φ_i – все скалярные поля, $\tilde{\lambda}_\alpha$ – поля калибрино, $\tilde{Q}, \tilde{U}, \tilde{D}$ и \tilde{L}, \tilde{E} – скварковые и слептонные поля соответственно, а $H_{1,2}$ — $SU(2)$ -дублеты хиггсовских полей.

1.3 GMSB

Для случая механизма GMSB суперсимметрия нарушается явным образом в скрытом секторе, и это нарушение передается в сектор МССМ полями-мессенджерами, роль которых играют массивные суперполя, например, в фундаментальном и сопряженном антифундаментальном представлении группы ТВО $SU(5)$, которые заряжены по калибровочной группе СМ $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ и с точки зрения СМ являющиеся ”почти”кварками и лептонами и их суперпартнерами. ”Почти”означает другое представление, отличающееся от того, что имеется в СМ для обычных кварков и лептонов. Такие

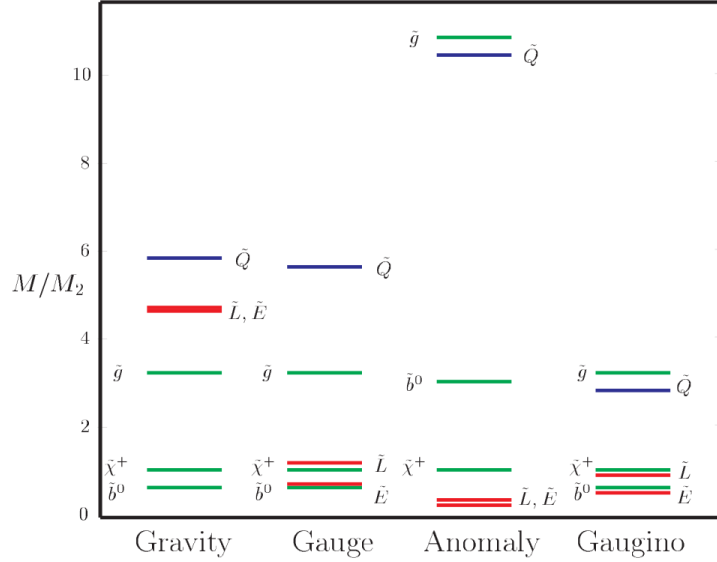


Рисунок 1.1 — Характерные спектры масс для частиц суперпартнеров в различных сценариях нарушения суперсимметрии [11]. M_2 - нормирующая масса гейджино.

поля называются векторподобными кварками и лептонами. Взаимодействие полей МССМ с этими мессенджерами приводит к мягкому нарушению суперсимметрии в секторе МССМ и расщеплению масс в супермультиплетях, то есть к формированию ”мягких масс”у суперпартнеров, которые отличаются от масс соответствующих полей. Вклады в массы суперпартнеров получаются через петлевые диаграммы, причем взаимодействие мессенджеров с калибрино описывается однопетлевыми добавками, а с фермионами - двухпетлевыми. Для реализации этого механизма вводится минимум одно киральное скалярное суперполе X в скрытом секторе, которое содержит синглет и синглино - поле со спином 0 и его суперпартнера со спином 1/2. Суперполе X не заряжено (является синглетом) по калибровочной группе СМ и имеет ненулевое вакуумное среднее вдоль скалярной компоненты и дополнительного поля F :

$$\langle X \rangle = \langle x \rangle + F\theta^2. \quad (1.11)$$

Поля мессенджеров взаимодействуют с полем X на древесном уровне, через взаимодействие юкавского вида:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \lambda X Q \bar{Q}, \quad (1.12)$$

где Q, \bar{Q} - месседжеры.

Таким образом, в сектор мессенджеров нарушение суперсимметрии передается на древесном уровне.

С другой стороны, калибрино МССМ взаимодействуют с мессенджерами на однопетлевом уровне и получают мягкие массы из-за этого взаимодействия:

$$M_{\lambda_i} = c_i \frac{\alpha_i}{4\pi} \Lambda f_1(t) \quad (1.13)$$

, где α_i - константы слабого и сильного взаимодействий, c_i - индексы Дынкина для мессенджером в петле, а $f_1(t)$ - неубывающая гладкая функция, значения которой близки к единице в большей части её области определения.

Скварки, хигсовские бозоны и слептоны приобретают массу в двухпетлевых взаимодействиях с полями мессенджеров:

$$m^2 = 2\Lambda^2 \sum_{i=1}^3 C_i c_i \left(\frac{\alpha_i}{4\pi}\right)^2 f_2(t) \quad (1.14)$$

, где C_i - собственные значения оператора Казимира для представления суперчастицы, f_2 - гладкая, близкая к единице на большей части области определения функция. Кварки и лептоны не получают мягких масс из-за теорем о неперенормируемости [12].

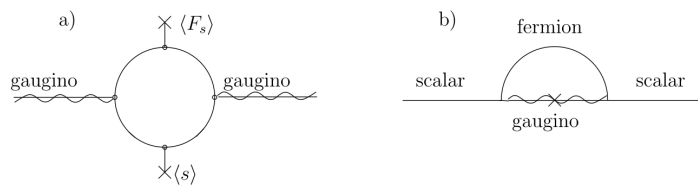


Рисунок 1.2 — Петлевые диаграммы для мессенджеров и суперчастиц [13]

В отличие от варианта МССМ, в котором нарушение суперсимметрии осуществляется за счет эффектов гравитации, в GMSB в спектр суперпартнеров также входит гравитино - суперпартнер гравитона, который приобретает массу на планковских энергиях в результате нарушения локальной суперсимметрии при поглощении голдстино - суперпартнера голдстоуновского бозона, по механизму, аналогичному механизму Хиггса. В этом случае гравитино становится легчайшим суперпартнером и кандидатом в частицу темной материи. Легчайшее нейтралино перестает быть стабильным и распадается на

гравитино.

2 ТЕПЛАЯ ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ

2.1 МОТИВАЦИИ

2.1.1 ПРОБЛЕМА НЕДОСТАТКА СПУТНИКОВ

Одной из основных проблем холодной темной материи на малых масштабах долгое время считалась проблема недостатка галактик-спутников Млечного Пути, Андромеды и даже в войдах [14]. Моделирование формирования структур на стадии нелинейного роста (N-body simulation) только с использованием холодной темной материи предсказывает гораздо больше субгало (спутников) темной материи, чем наблюдаемое число «классических» карликовых галактик. В настоящее время данное расхождение в значительной степени решено. [15]

Во-первых, в галактиках Млечный Путь и Андромеда (M31) было обнаружено гораздо больше новых крайне неярких карликовых галактик спутников. Кроме того, определенный прорыв моделировании: лучшее разрешение, включение барионных эффектов и теперь позволяет учитывать ранее игнорируемые процессы.

В результате, современные численные гидродинамические модели Λ CDM теперь в основном согласуются с наблюдаемым числом галактик-спутников, по крайней мере, после учета поправок на эффективность обнаружения в ходе обзоров. В целом, моделирование и наблюдения сошлись на полпути: спутники образуются в меньшем количестве, чем первоначально предсказывалось, но многие из них слишком темные, чтобы их можно было увидеть.

2.1.2 TBTF

Другое противоречие между наблюдениями и теоретическими предсказаниями Λ CDM - TBTF (too big to fail) - касается ожидаемого количества плотных, массивных (больше $10^{10} M_{\odot}$) субгало темной материи вокруг объектов Млечного пути. Самые массивные наблюдаемые спутники Млечного Пути, Андромеды и ряда других ближайших галактик меньше, чем самые массивные субгало, полученные в N-частичных симуляциях только с темной материей (см. проект Водолей [16; 17]). Выявлена впервые эта проблема была путем определения центральной плотности смоделированных субгало по пику их кривых круговой скорости, обозначенному как V_{\max} [18]. Массы этих смоделированных субгало были достаточно велики, чтобы гарантировать, что газ внутри них образует сравнительно яркую галактику-спутник, которая должна была быть обнаружена в астрономических поисках.

Было предложено много версий для объяснения данного расхождения: низкая масса гало Млечного пути [19], барионные эффекты [20], самовзаимодействующая темная материя [21] и т.д. В частности, было показано [22], что моделирование с теплой темной материей (warm dark matter, WDM) дает очень хорошее согласие с кинематическими данными карликовых сфероидальных галактик. Обрыв спектра мощности в области больших конформных импульсов, отличающий модели WDM в начальном поле космологических флуктуаций приводит к тому, что структура формируется позже, чем в случае модели с холодной темной материей. Гало данной массы, таким образом, коллапсируют, когда средняя плотность Вселенной меньше, и, как следствие, в итоге получают более низкие центральные плотности [23]. Большое количество работ [22; 24] посвящено поиску диапазону масс частиц WDM, которые дают "достаточно теплые" модели, соответствующим центральность плотности карликовых галактик, но "достаточно холодным" для формирования достаточного количества наблюдаемых.

2.1.3 ПРОБЛЕМА ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ (CASP-CORE)

Моделирование N-тел формирования структур на нелинейной стадии роста, включающие только бесстолкновительную холодную темную мате-

рию и гравитацию, предсказывают профили плотности гало темной материи, которые при $r_{halo} \rightarrow 0$ растут обратно пропорционально радиусу гало $\propto \frac{1}{r}$, давая острый шипообразный профиль (касп) в центре галактики. Наблюдения же, как правило, склоняются к ядрам постоянной плотности [25].

Первоначально в качестве возможного решения данного расхождения рассматривалась модель теплой темной материи, но это противоречит астрономическим ограничениям на массу частиц WDM, связанных с особенностями формирования структур, изложенными выше, так что темная материя должна быть фактически холодной с точки зрения проблемы формы профиля гало.[26]

2.2 ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ТЕПЛОЙ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

Модель теплой темной материи представляет собой некоторый компромисс между горячей и холодной моделями: её отцепление (выход из термодинамического равновесия со средой) происходит еще когда она является релятивистской (как горячая), но в моменту перехода с радиационно доминированной стадии на пылевидную она уже является нерелятивистской(как холодная). [27]

В любом случае, ключевая характеристика, отличающая модель теплой темной материи от холодной - существование существенных скоростей хаотического движения частиц. А следовательно динамику такой среды уже нельзя описывать динамикой идеальной жидкости (уравнением состояния, связывающим плотность и давление). Удобнее для описания динамики таких систем использовать термины кинетики, т.е. функций распределения в фазовом объеме и определяющим их поведение уравнений Больцмана, Власова и т.д.

Возникающие в таких средах ”эффекты неидеальности”приводят к таким космологически важным последствиям, как подавление возмущений на малых масштабах. Ключевое влияние в случае модели теплой темной материи оказывают два эффекта схожих по природе эффекта: свободного перемешивания невзаимодействующих частиц газа (на стадии радиационного доминирования) и эффект затухания Ландау (на пылевидной стадии). Особенности формирования структур с теплой темной материей, в том числе с

$m_{WDM} \sim 10keV$ более подробно рассмотрены в работах [28].

2.3 СОВРЕМЕННЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА WDM

Тенденция обнаружению все новых галактик спутников Млечного пути в свою очередь приводит к ограничению на массу частиц теплой темной материи. Одна из ключевых работ, накладывающая самое жесткое на настоящий момент ограничение на массу WDM, основывается на совместном анализе данных из популяции галактик спутник на 75% неба и сильного гравитационного линзирования от восьми квазаров [29; 30]. С доверительной вероятностью 95% нижнее ограничение на массу частицы WDM, необходимое для формирования наблюдаемых структур:

$$m_{WDM} > 9.7keV (M_{hm} < 10^7 M_{\odot}) \quad (2.1)$$

, где M_{hm} - характеристический масштаб массы, описывающий подавление спектра мощности темной материи на малых масштабах; M_{\odot} - масса Солнца.

2.4 ГРАВИТИНО КАК WDM

В механизме GMSB является легчайшей частицей суперпартнером. Такие частицы стабильны, то есть подходят на роль кандидатов темной материи. Существует два основных механизма производства гравитино в ранней Вселенной: распады (всегда) [31] и рассеяния (при высоких температурах)[32]. Доминирование какого либо из процессов существенно зависит от масс гравитино. Данные экспериментов Planck и DESI [33] о соотношении плотностей составляющих Вселенной накладывает естественное ограничения на ряд возникающих параметров.

Верхнее ограничения на массу связано в частности с тем, что при больших массах время распада нейтралино может быть достаточно велико, чтобы нарушить распространенность первичных легких элементов после эпохи первичного нуклеосинтеза.

Ранее уже было проведено ряд исследований для случаев, когда гравитино составляет всю темную материю и является теплой темной материи.

Однако в свете современных успехов физики высоких энергий и астрономии данные работы несколько теряют свою актуальность. Особенный интерес представляют модели когда гравитино, будучи теплой темной материей, составляет не всю темную материю и её часть представлена холодной темной материей состоящей, например, из полей скрытого сектора.

3 МОДЕЛИРОВАНИЕ НАБЛЮДАЕМОСТИ ПАРНОГО РОЖДЕНИЯ ГРАВИТИНО НА ЛНС

Моделирование в работе выполнено с использованием MADGRAPH5@NLO 3.7.0 и использованием в качестве основы реализованной в FeynRules модели "Расширение минимальной суперсимметричной стандартной модели с учетом связей голдстино и гравитино до супертока"[34; 35].

Для поисков темной материи на ускорителях ключевым является понятие недостающего поперечного момента импульса p_T^{miss} (missing tranverse momentum). Поскольку до столкновения пучки протонов на ЛНС не имеют компонент импульса в плоскости, поперечной линии пучков, векторная сумма частиц в конечном состоянии должна давать ноль. Соответственно, ненулевая сумма будет говорить о существовании незарегистрированной частицы, например, невзаимодействующей с веществом. Т.е. $p_T^{miss} = (p_x^{miss}, p_y^{miss})$ характеризуется дисбаланс импульса в поперечной плоскости. Также часто говорят о недостающей поперечной энергии (missing energy tranverse, MET): $E_T^{miss} = \sqrt{(p_x^{miss})^2 + p_y^{miss})^2}$. В реальности, измерение MET включает суммирование сигнатур от всех подсистем детектора и несовершенное разрешение каждой из них, фоны всегда создают фиктивную p_T^{miss} .

Общий алгоритм поиска частиц новой физики на ЛНС состоит из следующих пунктов:

Выбор конечного состояния в котором сигнал будет хорошо заметен из-за большого сечения или низкого полного фона Стандартной Модели. Этом этапе возможно сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными ЛНС на:

– **Партонном уровне** , где в конечном состоянии кварки и глюоны, нестабильные частицы

- **Адронном уровне** , где учтены адроны и струи в конечном состоянии, нестабильные частицы распались
- **Уровне детектора** , где учтены эффекты конечного разрешения, геометрии и прочие особенности установки

Моделирование соответствующих фонов СМ для некоторых эталонных моделей

Определение кинематических переменных и сигнальных областей , в которых сигнальные события сильно отличаются от фоновых

Учет неидеальности моделирования фонов СМ в различных сигнальных областях

Статистическое сравнение наблюдаемого количества событий в данных LHC и предсказанное количество фоновых событий

3.1 СОВРЕМЕННЫЙ СТАТУС ПОИСКА ГРАВИТИНО

Коллаборацией CMS в 2018 году уже проводился анализ данных LHC на предмет поиска SUSY с калибровочным механизмом переноса нарушения из скрытого сектора. Отбор событий для интегральной светимости детектора CMS на Большом Адронном Коллайдере (LHC) $L = 35.9 fb^{-1}$, $\sqrt{S} = 13 TeV$ оптимизирован и для сценариев элэктрослабого (EWK), так и сильного рождения суперсимметричных частиц [36]. Масса гравитино предполагалась $m_{\tilde{G}} = 1 eV$, что приводит к времени жизни нейтралино $\tau_{\chi_1^0} \approx 10^{-18}$ секунд. Таким образом, в анализе исследовались данные prompt production сигнатур. В рамках исследования следов новой физики обнаружено не было. Также были наложены ограничения на массы частиц суперпартнеров в ряде моделей:

General gauge mediation electroweak production (EWK) для близких по значению масс чарджино и нейтралино установлено ограничения на массу $m > 980 GeV$ с 95% доверительной вероятностью

Simplified models EWK масса нейтралино (NLSP) $m_{\chi_1^0} = m_{\chi_1^\pm} > 780 GeV$ в модели TChiWg и $m_{\chi_1^0} = m_{\chi_1^\pm} > 980 GeV$ в модели TChiNg

Simplified models strong production в сценариях с парным рождением глюино T5gg $m_{\tilde{g}} > 2100 GeV$ и с парным рождением скварков T6gg $m_{\tilde{q}} > 1750 GeV$

3.2 СИГНАТУРЫ LLP

Существует ряд факторов, которые при поисках новой физики на высоких энергиях приводят к переходу от "prompt" сигнатур, когда процессы происходят практически мгновенно, в одной точке пространства, к "long lived particles" сигнатурам. К ним относятся:

Малость фазового пространства в каскадных процессах;

Малость констант связи в вершинах, когда сама частица становится долгоживущей;

Тяжелые переносчики взаимодействия в петлях.

Ширина распада NLSP, в данной работе нейтралино/чарджино, связана их массой и массой гравитино известным соотношением:

$$\Gamma \propto \frac{m_{NLSP}^5}{m_{\tilde{G}}^2 M_{Plank}^2} \quad (3.1)$$

Поиск гравитино на LHC описанный в прошлом разделе был посвящен случаю, когда нейтралино распадается быстро (prompt), так что продукты распада не выходят из точки взаимодействия. Для характеристики поведения частиц используют понятие "длины распада" $\lambda = c\tau_{lifetime}$ [37]. При $\lambda \in [10^{-6}; 10]$ м говорят о LLP сигнатурах (долгоживущих частиц) [38]. На

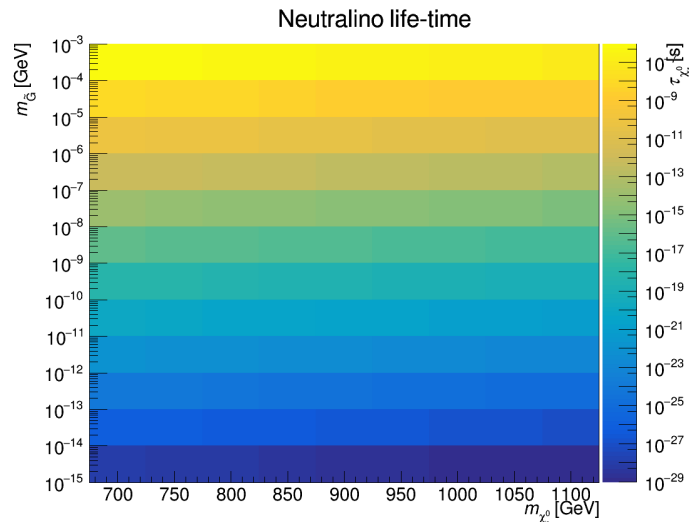


Рисунок 3.1 — Зависимость времени жизни NLSP нейтралино от его массы и массы гравитино

графике 3.1 видно, что при массе гравитино больше 0.1 keV нейтралино

уже имеет "смещенную вершину" распада, относительно места столкновения. Оценка ожидаемого количества событий, оцененом по стандартной формуле:

$$N = \sigma \times L \quad (3.2)$$

где σ - сечение процесса с учетом брэнчинга, является вероятностной характеристикой процесса, а L - интегральная светимость, характеризующая яркость пучков за время t .

3.3 УПРОЩЕННЫЕ МОДЕЛИ

Минимальная суперсимметричная стандартная модель имеет 26 свободных параметров:

- три калибровочные константы;
- матрицы юкавских констант взаимодействий;
- параметр, характеризующий смешивание полей Хиггса;
- мягкие параметры нарушения суперсимметрии.

Условие калибровочного механизма переноса нарушения суперсимметрии сокращает количество свободных параметров в модели до восьми:

- параметр, характеризующий смешивание полей Хиггса;
- масштаб переносчиков нарушения суперсимметрии;
- массы скварков и гейджино.

Эффективный поиск новой физики в насыщенной данными среде адронных коллайдеров требует четкой формулировки интересных классов событий, определение слабых областей покрытия параметров и кинематических областей (для дальнейшего улучшения поиска), допускать прозрачную интерпретацию в терминах рождения и распадов частиц, а также быть сравнимыми для разных экспериментов. Поэтому стандартным методом для работы с многопараметричными моделями является определение эффективно наблюдаемых конечных сигнатур и ограничение степеней свободы модели. Также основные топологии упрощенных моделей в последствии могут быть скомбинированы [39]

3.4 МОДЕЛЬ GGM

Модель GGM (General gauge mediation), используемая в работе предполагает:

- Рождение только по слабому каналу;
- Массы скварков, глюино и слептонов слишком велики для их рождения на LHC с $\sqrt{S} = 13 TeV$;
- Массы хиггсина и гейджино выше второго порядка слишком велики для их рождения на LHC;
- Спектр масс NLSP χ_1^0 и χ_1^\pm , χ_2^0 близковырожденные, малость фазового пространства также дает LLP сигнатуру.

Каскадные процессы в таких моделях объединяются в ключевые диаграммы представленные на 3.2. Зависимость сечения от масс второго нейтралитино

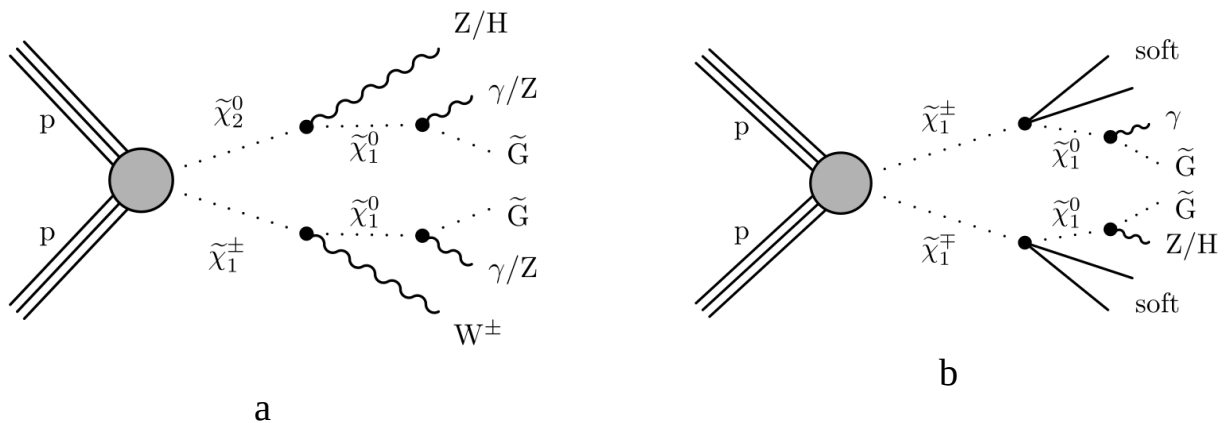


Рисунок 3.2 — Ключевые диаграммы Фейнмана для парного рождения гравитино в модели GGM

но(чарджино) и первого нейтралитино для каждого из конечных состояний, полученная в работе визуализирована на 3.3, 3.4. Таким образом, для интегральной светимости детектора CMS на LHC за три сеанса LHC (с 2010 года) $L_{CMS} \approx 300 fb^{-1}$ ожидаемая статистика, определенная по стандартной формуле 3.2, в каскаде с рождением второго нейтралитино и чарджино составляет $N \approx 3 - 30$ событий. Процесс с парным рождением чарджино и последующим каскадом до гравитино подавлен относительно а) в силу малости фазового пространства. Ожидаемая статистика в таком сюжете составляет всего $N \approx 1 - 3$ за три рана LHC.

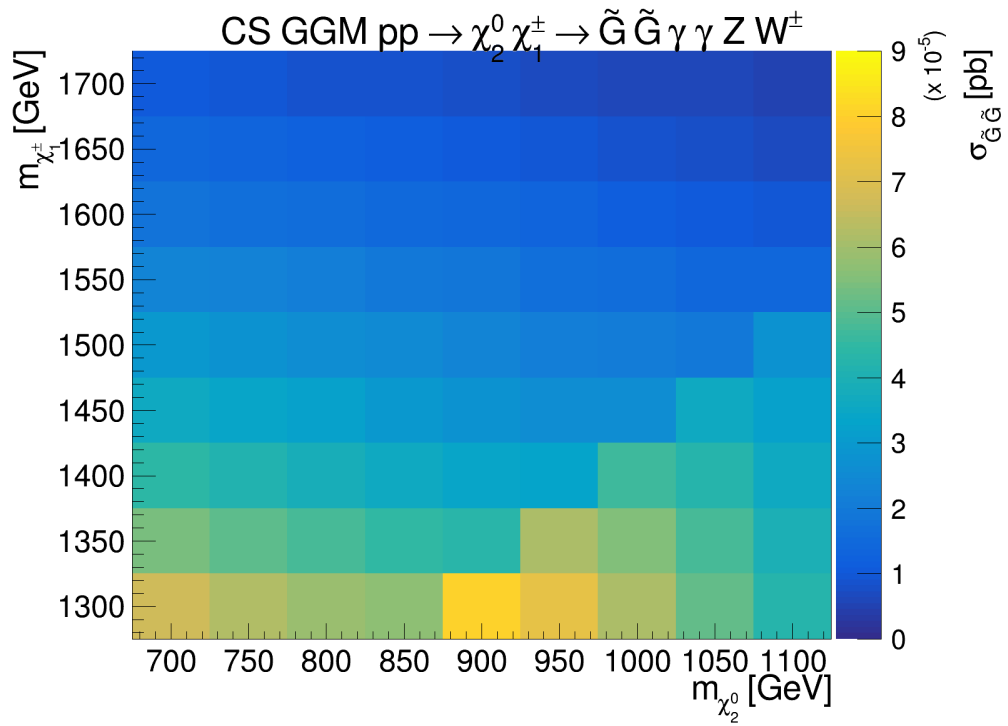


Рисунок 3.3 — Зависимость сечения от масс первого и второго гейджино для рис. 3.2а

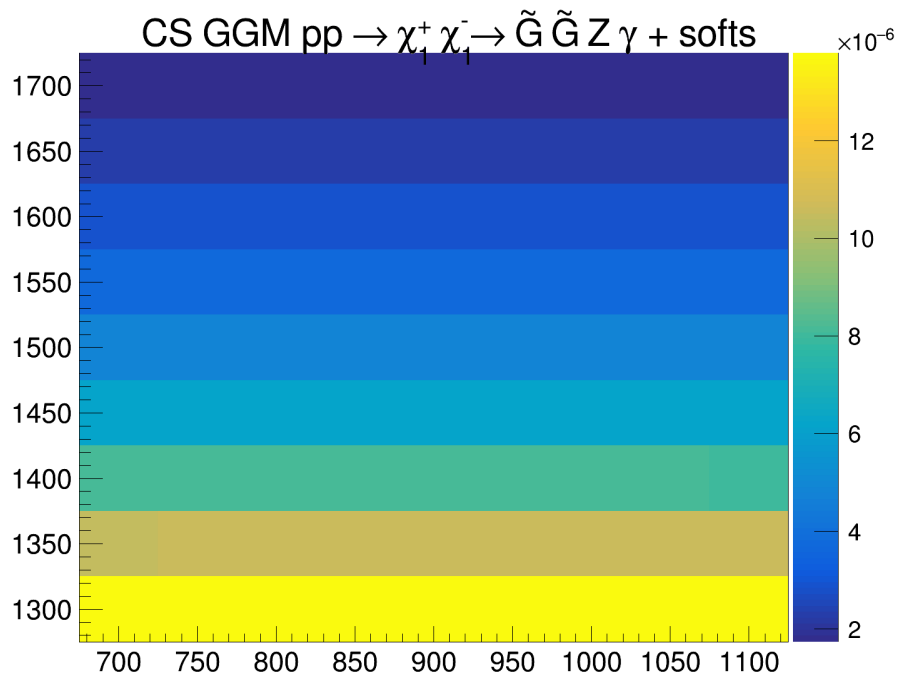


Рисунок 3.4 — Зависимость сечения от масс первого и второго гейджино для рис. 3.2б

3.5 УПРОЩЕННЫЕ МОДЕЛИ СУПЕРСИММЕТРИИ

Класс упрощенных топологий суперсимметричных моделей позволяет учитывать не только электрослабые, но и сильные каналы рождения гравитино. Для нашей модели, несмотря на невырожденность спектра масс частиц каскада, сигнатуры все равно будут содержать смещенную вершину в силу времени жизни легки нейтралино и чарджино. В нашем случае модели SSM предполагают:

- Массы слептонов слишком велики их рождения на LHC
- Хиггсина и нейтралино выше первого порядка также недоступны для диапазона энергий LHC
- NLSP $\tilde{\chi}_1^\pm$ и $\tilde{\chi}_1^0$

3.5.1 ЭЛЕКТРОСЛАБЫЙ КАНАЛ

В SSM модели простейший процесс парного рождения гравитино по электрослабому каналу имеет следующий вид 3.5. Результаты моделирова-

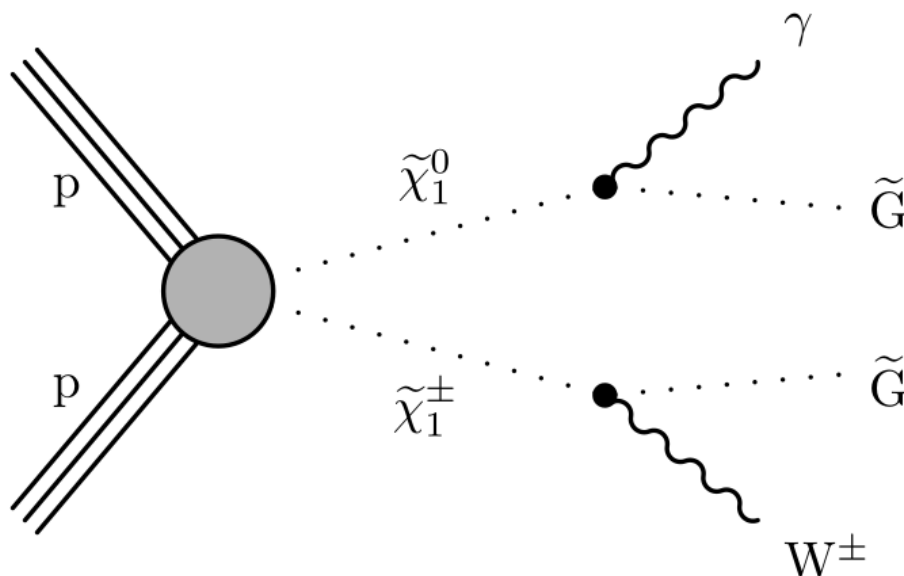


Рисунок 3.5 — Диаграмма Фейнмана для парного рождения гравитино по слабому каналу в упрощенной топологии

ния итогового сечения в зависимости от массы легчайшего нейтралино и M_{SUSY} , характеризующей массы скварков и глюино в каскаде представлена на графике 3.6. Ожидаемая статистика для парного рождения гравитино

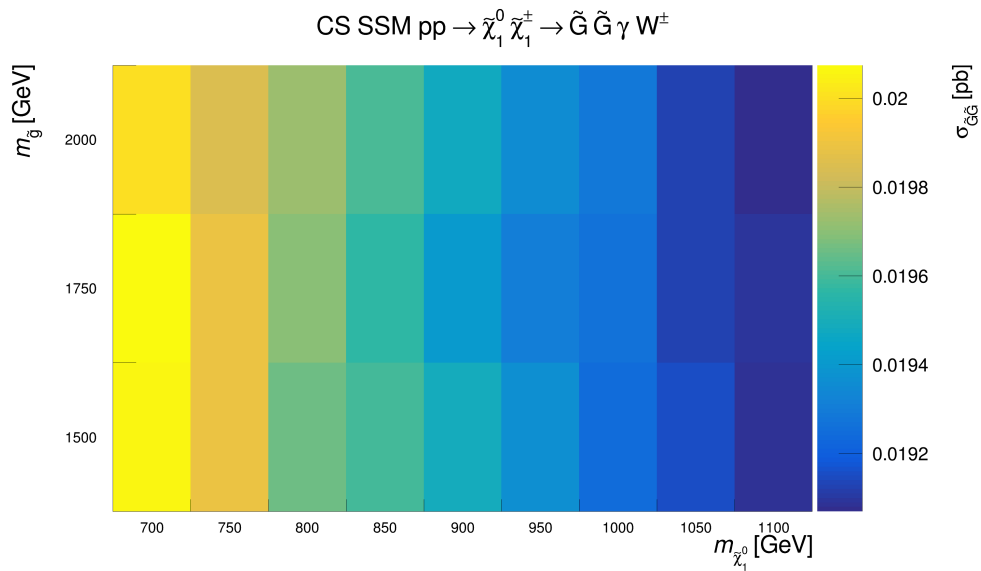


Рисунок 3.6 — Зависимость сечения от масс первого и второго гейджино для 3.5

по слабому каналу в топологиях SSM, рассчитанна по формуле 3.2, составляет $N \approx 6 \times 10^4$ событий.

3.5.2 СИЛЬНЫЙ КАНАЛ

Топология SSM позволяет моделировать парное рождение гравитино на LHC еще и по сильному каналу. В работе рассмотрены два основных механизма.

Диаграммы процессов с парным рождением глюино из пучков протонов (T5gg модель) в условиях LHC с последующим распадом до LSP (гравитино) имеют вид 3.7. Моделирование вклада в конечное сечение таких сигнатур в

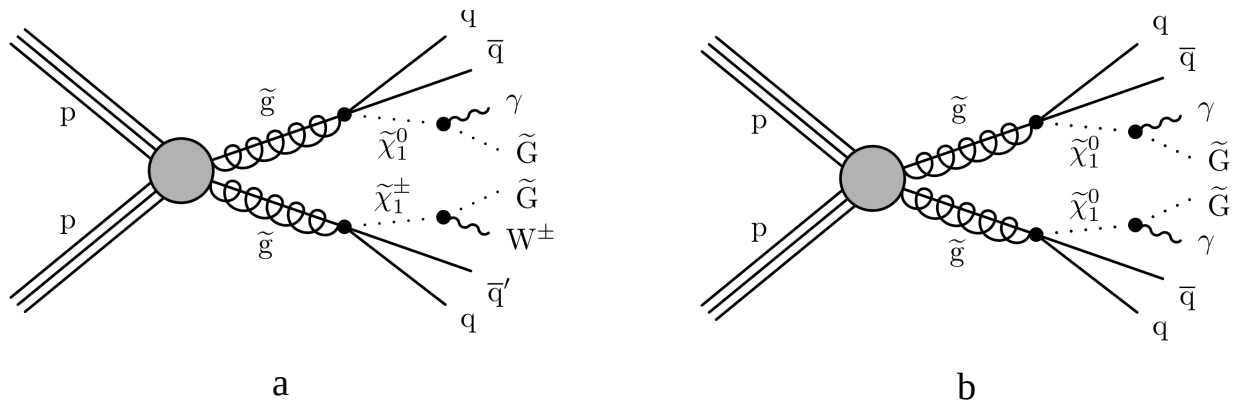


Рисунок 3.7 — Диаграммы Фейнмана для парного рождения гравитино по сильному каналу с парным рождением глюино

отдельности и суммарный отображен на графиках 3.8, 3.9, 3.10.

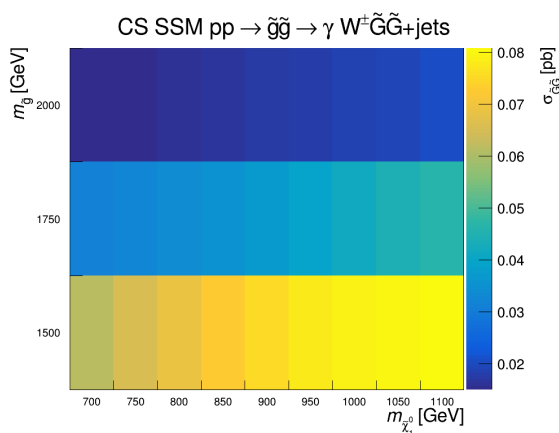


Рисунок 3.8 — Зависимость сечения от масс первого нейтрино и M_{SUSY} для рис. 3.7a

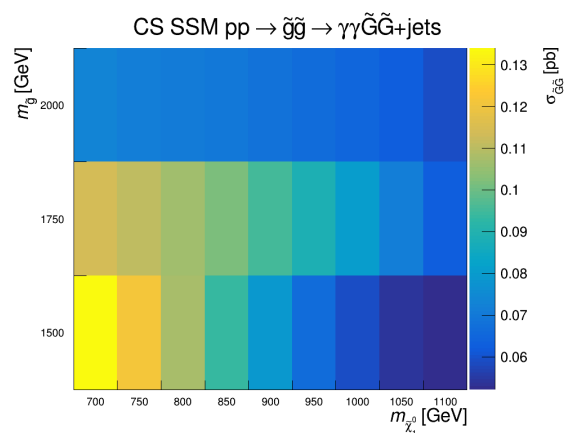


Рисунок 3.9 — Зависимость сечения от масс первого нейтрино и M_{SUSY} для рис. 3.7b

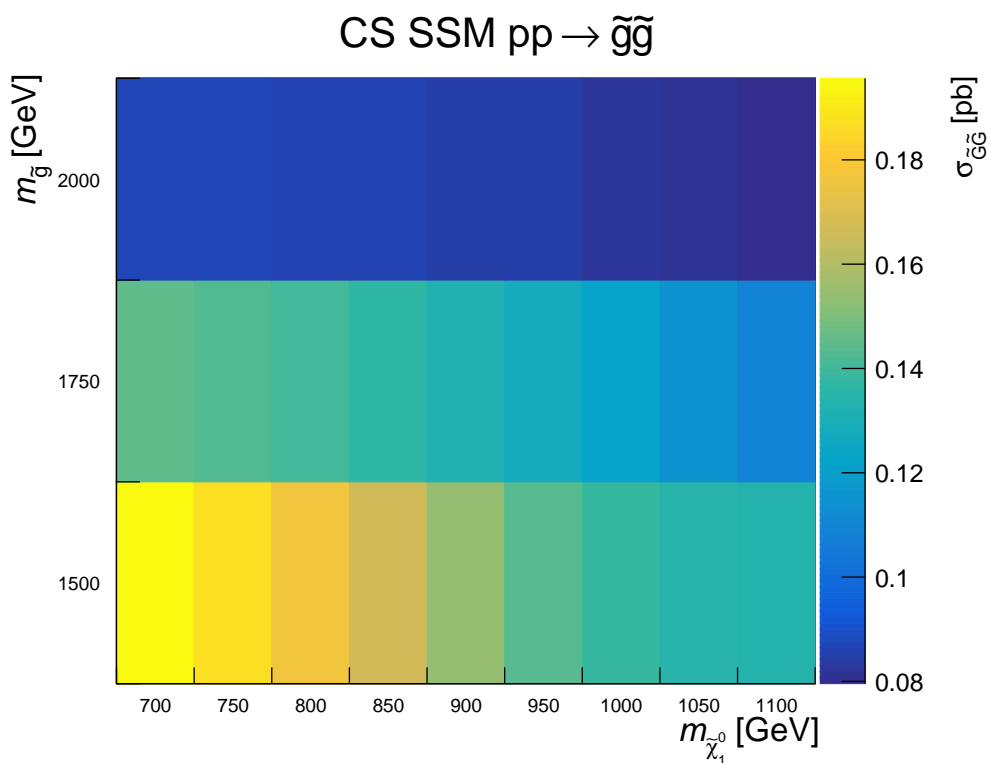


Рисунок 3.10 — Зависимость полного сечения от масс первого нейтрино и M_{SUSY} с парным рождением глюино

Другой вариант рождения гравитино по сильному каналу - с парным рождением скварков из столкновения протонных пучков (модель T6gg) - характеризуется диаграммами 3.11. Итоговое сечение в модели T6gg в зависимости от массы скварка и NLSP 3.12, 3.13, 3.14.

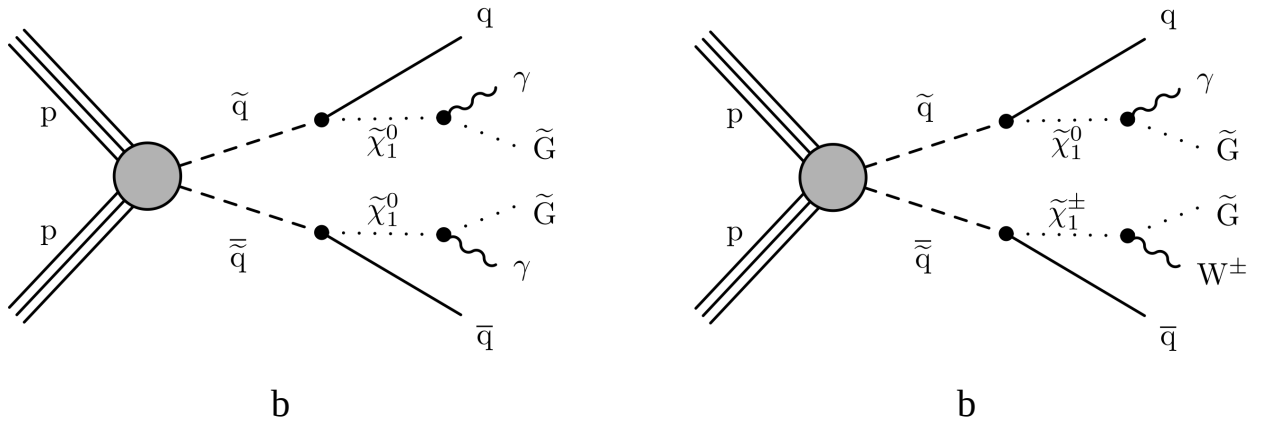


Рисунок 3.11 — Диаграммы Фейнмана для парного рождения гравитино по сильному каналу с парным рождением скварков

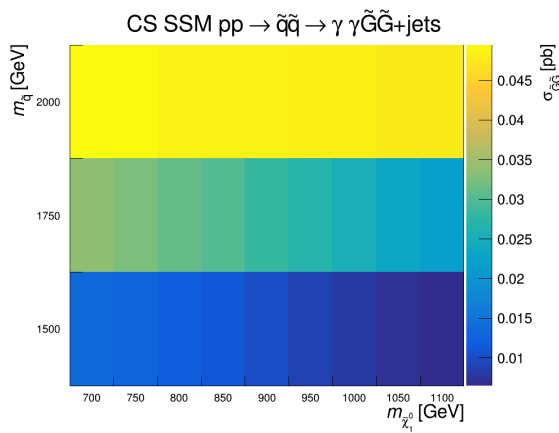


Рисунок 3.12 — Зависимость сечения от масс первого нейтрино и M_{SUSY} для рис. 3.7a

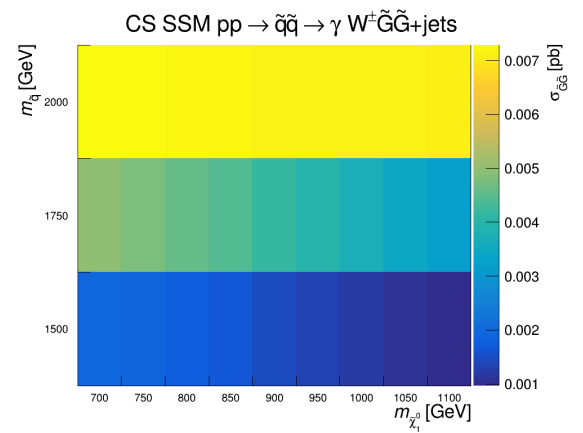


Рисунок 3.13 — Зависимость сечения от масс первого нейтрино и M_{SUSY} для рис. 3.7b

Оценка на ожидаемую статистику для процесса парного рождения гравитино ЛHC по сильному каналу составляет:

- В модели T5gg $N \approx 2 \times 10^3 - 6 \times 10^4$ событий
- В модели T6gg $N \approx 3 \times 10^2 - 6 \times 10^3$ событий

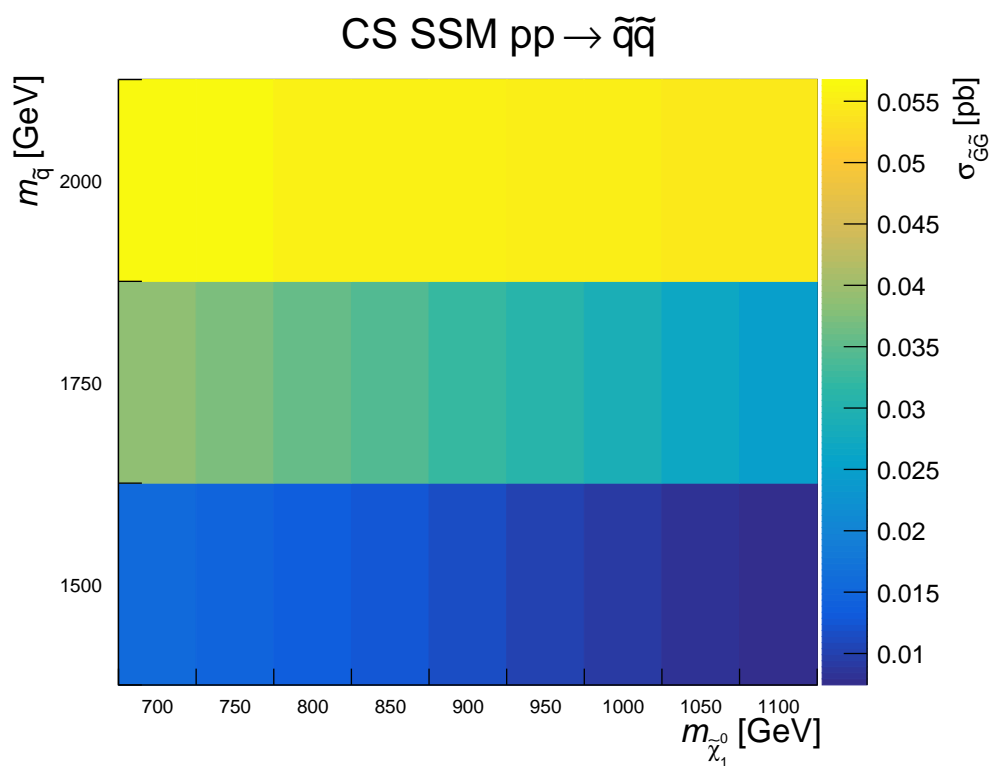


Рисунок 3.14 — Зависимость полного сечения от масс первого нейтрино и M_{SUSY} с парным рождением скварков

4 АНАЛИЗ ФОНОВ В LLP СИГНАТУРАХ

Интерес к поиску новой физики на LHC с сигнатурами со смещенной вершиной (displaced vertex, LLP) обусловлен в частности определенной ”чистотой” от фона Стандартной модели. Интересующие нас события, оценка вероятностной наблюдаемости которых была проведена в главе 3, объединяет наличие существенного p_T^{miss} (относительно нейтринного), но также нас интересует:

GGM1 сигнатура 2γ событие + $2\ell^\pm + \ell'$

GGM2 сигнатура soft jets + $\gamma + 2\ell^\pm$

SSM EWK сигнатура $\gamma + \ell$

SSM T5gg сигнатура 4jets+ 2γ или 4jets+ $\gamma+\ell$

SSM T6gg сигнатура 2jets+ 2γ или 2jets+ $\gamma+\ell$

Фоновые события можно разделить на реальный фон от процессов, мимикрирующих под интересные, и на ”fake”фоны, связанные с ложной сработкой триггеров. И если для анализа ”prompt”сигнатур фон насыщен различными процессами SM, то LLP сигнатуры, особенно такие экзотические, как в исследуемых упрощенных топологиях суперсимметрии, довольно уникальны. Так что фактически единственный фоновый вклад будет от ложных событий [38], однако их оценка уже выходит за рамки выполненной задачи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках выпускной квалификационной работы была выполнена оценка наблюдаемости парного рождения на коллайдере LHC для эксперимента CMS суперсимметричного легчайшего партнера - гравитино, который является кандидатом на роль частицы теплой темной материи(WDM) .

В исследовании были учтены современные астрономические ограничения на массу частиц WDM, необходимую для формирования структур. При массе гравитино 10 кэВ итоговая сигнатура процессов уже соответствует LLP сигнатурам со смещенной вершиной.

Были выбраны ряд упрощенных топологий минимальной суперсимметричной стандартной модели с калибровочным механизмом переноса нарушения суперсимметрии из скрытого сектора. Ожидаемая статистика в каждой из моделей за три рана LHC эксперимента CMS при интегральной светимости $L = 300[fb^{-1}]$: Упрощенные модели позволяют сузить пространство

Model	Events number
General gauge mediation	4–33
SSM (TChiWg)	60.000
SSM (T5gg & T5Wg)	2.000–60.000
SSM (T6gg & T6Wg)	300–6.000

Таблица 4.1 — Number of events for different signal models.

параметров, наиболее эффективно разбить на сигнальные области. Интерпретировать успешные как положительные и отрицательные результаты для поиска новой физики в таких моделях позволяет сформулировать ключевые диапазоны параметров для дальнейших поисков. Кроме того, они предоставляют критерии для сравнения поисков на разных коллайдерных экспериментах, поскольку кинематика и сечения для таких моделей могут быть вычислены из их фундаментальных параметров.

ПЕРСПЕКТИВЫ

Данная выпускная квалификационная работа подразумевает дальнейшее продолжение исследования в ряде связанных областей, хоть и выходящих за рамки задачи.

- 1) Поскольку гравитино является кандидатом на роль темной материи, то представляет интерес расчет современной плотности гравитино как темной материи и сопоставление результата с данными экспериментов. Также в ряде моделей, подразумевающих существование дополнительных полей в скрытом секторе, которые также составляют часть темной материи, весьма интересным представляется изучения особенностей формирования структур.
- 2) Дальнейший анализ для эксперимента CMS на LHC требует формулировки критериев отбора событий от ложных событий, а также моделирования с учетом адронных эффектов и установки. Кроме того, требуется анализ с точки зрения непосредственно реконструкции событий.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Rubin V. C., Ford W. K. J.* Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions // *Astrophys. J.* — 1970. — Vol. 159. — P. 379.
2. *ACT Collaboration, Planck Collaboration, DESI Collaboration.* Combined cosmological constraints from ACT DR6, Planck PR4 and DESI Y1 BAO // in preparation. — 2024.
3. *Billard J., Strigari L., Figueroa-Feliciano E.* Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments // *Phys. Rev. D.* — 2014. — Vol. 89, no. 2. — P. 023524. — arXiv: [1307.5458](https://arxiv.org/abs/1307.5458) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/archive/astro)].
4. A Letter of Intent for MATHUSLA: A Dedicated Displaced Vertex Detector for HL-LHC. — 2020. — arXiv: [2009.01693](https://arxiv.org/abs/2009.01693) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/archive/physics)].
5. Physics Beyond Colliders at CERN: Beyond the Standard Model Working Group Report // *J. Phys. G.* — 2020. — Vol. 47. — P. 010501. — arXiv: [1901.09966](https://arxiv.org/abs/1901.09966) [[hep-ex](https://arxiv.org/archive/hep)].
6. *Гольфанд Ю. А., Лихтман Е. П.* Расширение алгебры Пуанкаре и нарушенная суперсимметрия // *Письма в ЖЭТФ.* — 1971. — Т. 13. — С. 452. — (Engl. transl.: *JETP Lett.* 13, 323 (1971)).
7. *Волков Д. В., Акулов В. П.* О возможном универсальном взаимодействии нейтрино // *Письма в ЖЭТФ.* — 1972. — Т. 16. — С. 621. — (Engl. transl.: *JETP Lett.* 16, 438 (1972)).
8. *Wess J., Zumino B.* Supergauge Transformations in Four Dimensions // *Nucl. Phys. B.* — 1974. — Vol. 70. — P. 39.

9. *Alvarez-Gaumé L., Vázquez-Mozo M. A.* Introductory Lectures on Quantum Field Theory // CERN Yellow Report. — 1984. — arXiv: [hep-th/0510040](https://arxiv.org/abs/hep-th/0510040) ; — CERN-83-02.
10. Experimental Signatures of Low Energy Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking / S. Dimopoulos, M. Dine, S. Raby, S. Thomas // *Phys. Rev. Lett.* — 1996. — Vol. 76, no. 19. — P. 3494–3497. — arXiv: [hep-ph/9601367](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9601367) [[hep-ph](#)].
11. *Kazakov D. I.* Supersymmetry on the Run at LHC // *Phys. Rept.* — 2000. — Vol. 344. — P. 1. — arXiv: [hep-ph/0001207](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0001207).
12. *Grisaru M., Roček M., Siegel W.* Superspace supergravity // *Nucl. Phys. B.* — 1979. — Vol. 159. — P. 429.
13. *Dubovsky S. L., Gorbunov D. S., Troitsky S. V.* Gauge Mechanism of Mediation of Supersymmetry Breaking // *Phys. Usp.* — 1999. — Vol. 42. — P. 623–652. — arXiv: [hep-ph/9805467](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9805467) [[hep-ph](#)].
14. *Kauffmann G., White S. D. M., Guiderdoni B.* The Formation and Evolution of Galaxies Within Merging Dark Matter Haloes // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1993. — Vol. 264, no. 1. — P. 201–218.
15. *Simon J. D.* The Faintest Dwarf Galaxies // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 57. — P. 375–415. — arXiv: [1901.05465](https://arxiv.org/abs/1901.05465) [[astro-ph.GA](#)].
16. The Aquarius Project: the subhalos of galactic halos / V. Springel [et al.] // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2008. — Vol. 391. — P. 1685. — arXiv: [0809.0898](https://arxiv.org/abs/0809.0898) [[astro-ph](#)].
17. *Boylan-Kolchin M., Bullock J. S., Kaplinghat M.* The Milky Way’s bright satellites as an apparent failure of Λ CDM // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2012. — Vol. 422. — P. 1203. — arXiv: [1111.2048](https://arxiv.org/abs/1111.2048) [[astro-ph.CO](#)].
18. *Boylan-Kolchin M., Bullock J. S., Kaplinghat M.* Too big to fail? The puzzling darkness of massive Milky Way subhaloes // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2011. — Vol. 415. — P. L40–L44. — arXiv: [1103.0007](https://arxiv.org/abs/1103.0007) [[astro-ph.CO](#)].
19. The missing massive satellites of the Milky Way / J. Wang [et al.] // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2012. — Vol. 424. — P. 2715. — eprint: [1203.4097](https://arxiv.org/abs/1203.4097).

20. *Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M.* The Structure of Cold Dark Matter Halos // *Astrophys. J.* — 1996. — Vol. 462. — P. 563–575. — arXiv: [astro-ph/9508025](#) [[astro-ph](#)].
21. *Walker M. G., Peñarrubia J.* A Method for Measuring (Slopes of) the Mass Profiles of Dwarf Spheroidal Galaxies // *Astrophys. J.* — 2011. — Vol. 742. — P. 20. — arXiv: [1108.2404](#) [[astro-ph.CO](#)].
22. Addressing the too big to fail problem with baryon physics and sterile neutrino dark matter / M. R. Lovell [et al.] // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2017. — Vol. 468. — P. 2836. — arXiv: [1611.00005](#) [[astro-ph.CO](#)].
23. Formation and Structure of Halos in a Warm Dark Matter Cosmology / V. Avila-Reese, P. Colín, O. Valenzuela, E. D’Onghia, C. Firmani // *Astrophys. J.* — 2001. — Vol. 559. — P. 516. — arXiv: [astro-ph/0010525](#) [[astro-ph](#)].
24. The properties of warm dark matter haloes / M. R. Lovell, C. S. Frenk, V. R. Eke, A. Jenkins, L. Gao, T. Theuns // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 439, no. 1. — P. 300–317. — arXiv: [1308.1399](#) [[astro-ph.CO](#)].
25. *Flores R. A., Primack J. R.* Observational and theoretical constraints on singular dark matter halos // *Astrophys. J.* — 1994. — Vol. 427. — P. L1–L4. — arXiv: [astro-ph/9402004](#) [[astro-ph](#)].
26. Cores in warm dark matter haloes: a Catch 22 problem / A. V. Macciò, S. Paduroiu, D. Anderhalden, A. Schneider, B. Moore // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2012. — Vol. 424. — P. 1105–1112. — arXiv: [1202.1282](#) [[astro-ph.CO](#)].
27. *Горбунов Д. С., Рубаков В. А.* Введение в теорию ранней Вселенной: Космологические возмущения. Инфляционная теория. — Москва : Красанд, 2010. — (English translation: Gorbunov, D. S. and Rubakov, V. A., Introduction to the Theory of the Early Universe: Cosmological Perturbations and Inflationary Theory, World Scientific, 2011).
28. *Горбунов Д. С., Рубаков В. А.* Введение в теорию ранней Вселенной: Горячая Вселенная. — Москва : Красанд, 2010. — (English translation: Gorbunov, D. S. and Rubakov, V. A., Introduction to the Theory of the Early Universe: Hot Big Bang Theory, World Scientific, 2011).

29. Dark Matter Constraints from a Unified Analysis of Strong Gravitational Lenses and Milky Way Satellite Galaxies / E. O. Nadler [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2021. — Vol. 127, no. 8. — P. 081101. — arXiv: [2101.07810 \[astro-ph.CO\]](#) ; — Updated version: 9 Aug 2021.
30. Estimating the warm dark matter mass from strong lensing images with truncated marginal neural ratio estimation / N. A. Montel, A. Coogan, C. Correa, K. Karchev, C. Weniger // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2023. — Vol. 518, no. 2. — P. 2746–2760. — arXiv: [2205.09126 \[astro-ph.CO\]](#) ; — 15 pages, 11 figures; Updated to match version published in MNRAS.
31. *Gorbunov D., Khmel'nitsky A., Rubakov V.* Is gravitino still a warm dark matter candidate? // Journal of High Energy Physics. — 2008. — Vol. 2008, no. 12. — P. 055. — arXiv: [0805.2836 \[hep-ph\]](#).
32. *Rychkov V. S., Strumia A.* Thermal production of gravitinos // Phys. Rev. D. — 2007. — Vol. 75. — P. 075011. — arXiv: [hep-ph/0701104](#).
33. *DESI Collaboration.* DESI 2024 VII: Cosmological Constraints from the Full-Shape Modeling of Clustering Measurements // JCAP. — 2025. — Vol. 2025, no. 07. — P. 028. — arXiv: [2411.12022 \[astro-ph.CO\]](#).
34. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations / J. Alwall [et al.] // JHEP. — 2014. — Vol. 07. — P. 079. — arXiv: [1405.0301 \[hep-ph\]](#).
35. Simulating spin-3/2 particles at colliders / N. D. Christensen [et al.] // In preparation. — 2014. — To appear.
36. *Collaboration C.* Search for gauge-mediated supersymmetry in events with at least one photon and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // Phys. Lett. B. — 2018. — Vol. 780. — P. 118–143. — arXiv: [1711.08008 \[hep-ex\]](#).
37. *Buckley A., White C., White M.* Practical Collider Physics. — IOP Publishing, 2021. — ISBN 9780750324519.

38. *Collaboration C*. Search for long-lived particles using displaced vertices and missing transverse momentum in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // Phys. Rev. D. — 2024. — Vol. 109, no. 11. — P. 112011. — arXiv: [2402.15804 \[hep-ex\]](#).
39. Simplified Models for LHC New Physics Searches / D. Alves [et al.] // J. Phys. G. — 2012. — Vol. 39. — P. 105005. — arXiv: [1105.2838 \[hep-ph\]](#).