

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»

СОПИН ДАНИЛА ОЛЕГОВИЧ

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВАНИЯ И КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ
ПРОЯВЛЕНИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ЧАСТИЦ**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»

Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,
д.ф.-м.н., проф.

_____ М. Ю. Хлопов

Москва 2023

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВАНИЯ И КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ
ПРОЯВЛЕНИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ЧАСТИЦ**

Студент _____ Д. О. Сопин

Научный руководитель,
д.ф.-м.н., проф. _____ М. Ю. Хлопов

Рецензент,
к.ф.-м.н. _____ А. Г. Майоров

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

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

Рук. учеб. прог.,
д.ф.-м.н., проф. _____ М. Д. Скорохватов

АННОТАЦИЯ

В рамках диссертации «Теоретические основания и космологические проявления многозарядных частиц» были учтены следствия электрослабого несохранения барионного числа в двух расширениях Стандартной Модели. Были исследованы зависимости отношения плотностей скрытой массы и барионной материи от масс и зарядов новых частиц, температуры закалки сфалеронных переходов, отношения плотностей лептонного и барионного чисел. Предложен метод позволяющий производить анализ полученных выражений не прибегая к приближению равных масс.

В главе 2 представлен обзор научной литературы. Рассмотрен механизм протекания сфалеронных переходов и некоторые свойства данного процесса. Описан термодинамический подход, в рамках которого может быть составлена система уравнений на химические потенциалы. Её решением является отношение плотностей частиц.

Глава 3 посвящена рассмотрению сфалеронных переходов в рамках Стандартной Модели. Описаны космологические следствия существования электрослабого несохранения барионного числа. Выявлены некоторые проблемы модели.

В главе 4 рассмотрена модель с новым, 4-м, тяжёлым поколением. Показано, что наблюдаемое значение отношения плотностей скрытой массы и барионной материи может быть объяснено. При этом могут быть решены сложности, возникающие в рамках Стандартной Модели. Удаётся также наложить ограничения на массу частицы-переносика скрытой массы: $m_{ANO-He} < 27 \text{ ТэВ}$ или $4 \text{ ТэВ} < m_{ANO-He} < 12 \text{ ТэВ}$ при $B - L = 0$.

Глава 5 посвящена рассмотрению минимальной модели «гуляющего» техницвета. Показано, что в её рамках возможно избежать некоторых проблем Стандартной Модели. Однако результат решения системы уравнений на химические потенциалы сильно зависит от того до или после электрослабого фазового перехода закаляются сфалеронные переходы. Так, в первом случае наблюдается достаточно сильная зависимость от заряда техничастич. При некоторых

значениях параметров модели оказывается возможным установить ограничения на массы новых частиц снизу ($m_E \gtrsim 1$ ТэВ при $Q_X > 0$) и сверху. Если же сфалеронные переходы прекращаются после фазового перехода, появляется необходимость в использовании дополнительных предположений. Для случая значительной разницы в массах технибарионов и технилептонов удаётся установить ограничение на массу технилептонов $m_E < 5 - 8$ ТэВ. Существенная зависимость от заряда техничастиц отсутствует.

Общий объём работы - 58 страниц. В ней имеется 4 таблицы и 25 рисунков.

ОГЛАВЛЕНИЕ

1	Введение	6
2	Обзор литературы	8
2.1	Сфалеронные переходы	8
2.2	Механизм сфалеронных переходов	9
2.2.1	Распад очень тяжёлых частиц	10
2.2.2	Туннелирование	11
2.2.3	Классический переход	11
2.3	Термодинамический подход	12
3	Стандартная Модель	15
4	Модель с тяжёлым четвёртым поколением	18
4.1	Особенности модели	18
4.2	Учёт масс	21
4.3	До электрослабого фазового перехода	22
4.3.1	Общая зависимость	22
4.3.2	Побочные величины	24
4.3.3	Влияние разности масс	25
4.4	После электрослабого фазового перехода	27
4.4.1	Общая зависимость	27
4.4.2	Побочные величины	28
4.4.3	Влияние разности масс	29

4.5	Вывод	30
5	Модель «гуляющего» техницвета	32
5.1	Особенности модели	32
5.2	До электрослабого фазового перехода	35
5.2.1	Основные зависимости	35
5.2.2	Отношение компонент скрытой массы	41
5.2.3	Предположение о массах	42
5.2.4	Побочные величины	45
5.2.5	Произвольные массы	46
5.2.6	Случай $L/V=1$	48
5.3	После электрослабого фазового перехода	49
5.3.1	Основные зависимости	49
5.3.2	Побочные величины	52
5.4	Вывод	53
6	Заключение	55
	Список литературы	57

1 ВВЕДЕНИЕ

По данным коллаборации PLANCK [1] относительная энергетическая плотность вещества во Вселенной составляет $\Omega_m = 0.315$. При этом барионная плотность оказывается значительно меньше данной величины: $\Omega_b = 0.0493$. Существование скрытой массы (англ. «hidden mass» или «dark matter», сокращённо — DM), объясняющее столь существенную разницу, подтверждается многочисленными наблюдениями и астрофизическими данными, однако природа и динамические характеристики DM остаются неустановленными. Таким образом, как экспериментальные поиски, так и теоретическое изучение кандидатов на роль частиц-переносчиков скрытой массы по-прежнему исключительно **актуальны**.

С другой стороны, наблюдаемый избыток вещества над антивеществом не может быть объяснён при помощи теории, содержащей закон сохранения барионного числа. В частности, это невозможно при использовании теории возмущений в рамках Стандартной Модели (СМ). Тем не менее, ещё в 80-х годах XX века были получены теоретические указания на существование необходимых процессов в теориях с $SU(2)$ симметрией за пределами данного подхода [2; 3].

Цель данной работы — учесть эффект электрослабого несохранения барионного числа при анализе космологических следствий расширений СМ. Оказывается возможным объяснить наблюдаемое соотношение плотностей скрытой массы и барионной материи в двух рассматриваемых моделях: в модели с новым, 4-м, тяжёлым поколением [4–9] и техницветовом расширении СМ (в модели так называемого «гуляющего» техницвета, WTC) [10–13]. В обоих случаях предсказывается существование связанных состояний новых частиц, «тёмных атомов», имеющих структуру так называемого X -гелия: тяжёлое отрицательно заряженное ядро X^{-2n} , состоящее из новых частиц, объединено с n ядрами гелия ${}^4He^{+2}$, образуя подобие томсоновского атома.

Задача представленной работы — найти зависимость отношения плотностей скрытой массы и барионной материи от параметров моделей (масс и зарядов частиц).

Исследования в данном направлении уже производились ранее. Так, в работах [14–16] был рассмотрен частный случай WTC модели с зарядом ядра X -гелия $Q_X = -2$. **Новизна представленной работы**, состоит в исследовании частиц с электрическим зарядом, ограниченным лишь условием отсутствия аномального водорода [8; 17; 18]: $Q_X = -2n$. Модель же с 4-я поколениями ранее не рассматривалась в данном ключе.

Обзор научной литературы представлен в главе 2. Разделы 2.1 и 2.2 посвящены истории исследования и механизму протекания сфалеронных переходов соответственно, в то время как в разделе 2.3 описан используемый термодинамический подход. Расчёт для СМ приведён в главе 3. Затем, в главе 4 рассматривается модель с новым тяжёлым поколением частиц. В главе же 5 описаны результаты, полученные в рамках WTC. Общие выводы представлены в заключении 6.

2 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

2.1 СФАЛЕРОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ

В начале 80-х годов К.Г. Таубес показал, что в теориях Вайнберга-Салама с механизмом Хиггса возможно существование нового типа решений [19]. Эта идея получила развитие в статье Н.С. Мантона [2], в которой было показано, что в теории с симметрией $SU(2)$ присутствует множество топологически неэквивалентных вакуумов, отличающихся топологическим зарядом (см. обзоры [20; 21]):

$$n = \frac{1}{32\pi^2} \int d^4x \tilde{F}_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (2.1)$$

где $\tilde{F}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\rho\sigma}$.

Таким образом, в конфигурационном пространстве возникает счётное множество минимумов потенциальной энергии. Н.С. Мanton предположил, что потенциальные барьеры, их разделяющие, не имеют особенностей (см. рис. 2.1). В этом случае на вершине барьера находится стационарная точка, соответствующая новому решению уравнений поля, названному сфалероном (от греческого $\sigma\phi\alpha\lambda\epsilon\rho\sigma$ — «готовый упасть»).

В 1984-м году Ф.Р. Клинкхаммер и Н.С. Мanton опубликовали работу [3], в которой были описаны некоторые свойства сфалеронного решения. В частности, для энергии было использовано выражение, полученное из лагранжиана калибровочных полей с потенциалом Хиггса:

$$E = \int d^3x \left(\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \frac{1}{4} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu} + (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) + \lambda (\phi^\dagger \phi - \frac{1}{2} v^2)^2 \right). \quad (2.2)$$

Для этого случая:

- было найдено выражение для магнитного момента $\vec{\mu}$;
- была оценена протяжённость в пространстве сфалеронного

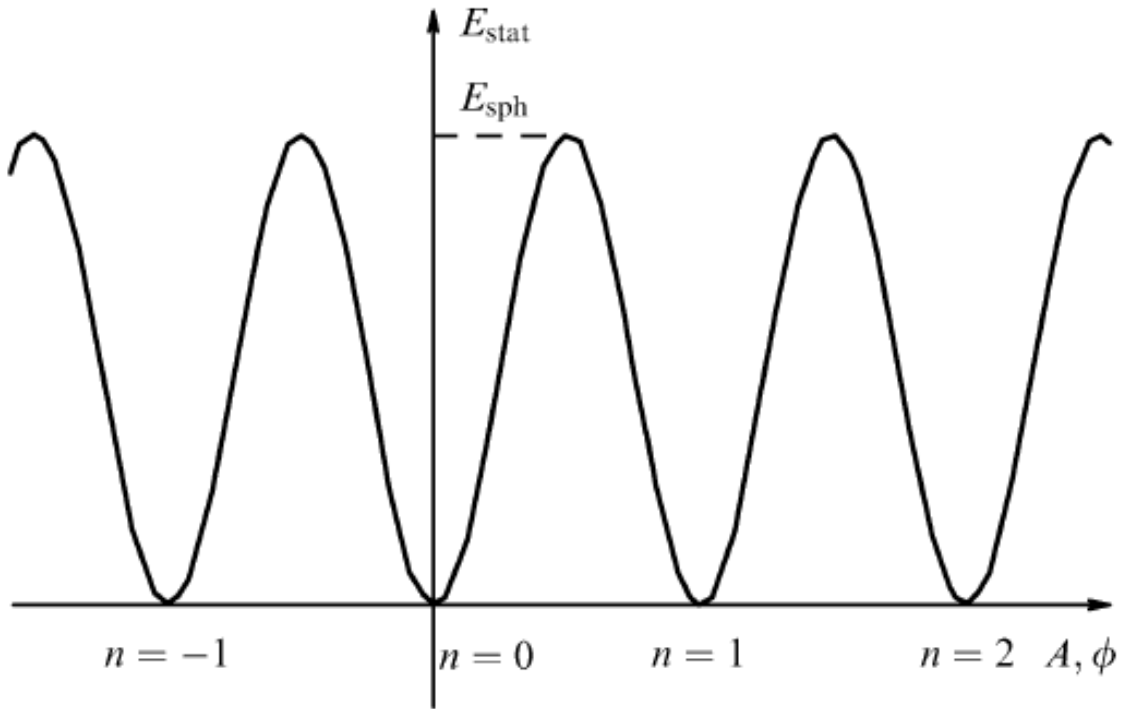


Рисунок 2.1 — Конфигурационное пространство $SU(2)$ -симметричной модели [20]. Статическая энергия является функционалом калибровочного и хиггсовского полей

- ядра $r \sim 10^{-2}$ фм;
- было определено барионное число рассматриваемой полевой конфигурации $Q_B = \frac{1}{2}$;
- была оценена высота потенциального барьера (энергия сфалерона) E_{Sph} в рамках СМ для различных значений хиггсовских параметров. При их значениях, определённых экспериментально, $E_{\text{Sph}} \approx 9.11$ ТэВ [21].

Однако наибольшую практическую ценность представляет рассмотрение тока, описывающего переход из одного вакуумного состояния (энергетического минимума) в соседний. При таких переходах, названных сфалеронными, нарушаются законы сохранения лептонного и барионного чисел.

2.2 МЕХАНИЗМ СФАЛЕРОННЫХ ПЕРЕХОДОВ

При рассмотрении теории Вайнберга-Салама на квантовом уровне вне рамок теории возмущений за счёт переходов между топологически неэквивалентными вакуумами возникают аномальные токи для каждого поколения

фермионов [3; 20; 22]:

$$\partial_\mu J^\mu = \frac{1}{32\pi^2} \text{tr}(\tilde{F}_{\mu\nu} F^{\mu\nu}). \quad (2.3)$$

Данные токи ведут к нарушению лептонного и барионного чисел. При этом для вакуумной системы изменения определяются как

$$\Delta\mathcal{B} = \Delta\mathcal{L} = 3n, \quad (2.4)$$

где \mathcal{B} и \mathcal{L} — полные барионное и лептонное числа системы частиц, n — число однонаправленных сфалеронных переходов. А значит,

$$\mathcal{B} - \mathcal{L} = \text{const}, \quad (2.5)$$

$$\mathcal{B} + \mathcal{L} \neq \text{const}. \quad (2.6)$$

При низких температурах ($T \ll E_{\text{Sph}}$) возникновению токов (2.3) мешает потенциальный барьер. Наблюдаемость сфалеронных переходов при заданной энергии зависит от возможности его преодоления. Существует несколько способов сделать это.

2.2.1 РАСПАД ОЧЕНЬ ТЯЖЁЛЫХ ЧАСТИЦ

В [23] кратко рассмотрен сценарий при котором нестабильная частица с массой, превышающей энергию сфалерона ($M_F > \frac{m_W}{\alpha_W}$, $M_F \sim 10$ ТэВ), распадается, тем самым провоцируя сфалеронный переход.

Этот способ преодоления потенциального барьера должен учитываться при изучении космологических следствий некоторых расширений СМ, однако в данной работе не рассматриваются процессы распада с достаточным энерговыделением.

2.2.2 ТУННЕЛИРОВАНИЕ

Квантовая система может туннелировать через потенциальный барьер. Однако такой процесс оказывается сильно подавлен при низких энергиях [24]:

$$\sigma \sim \exp\left(-\frac{16\pi^2}{g_W^2}\right) \sim 10^{-173}. \quad (2.7)$$

Таким образом, переходы, осуществлённые по данному сценарию, не могут быть рассмотрены как вносящие какой-либо значимый вклад в нарушение законов сохранения барионных и лептонных чисел при $T \ll E_{\text{Sph}}$.

2.2.3 КЛАССИЧЕСКИЙ ПЕРЕХОД

Наиболее интересен классический способ преодоления барьера. За счёт тепловых флуктуаций система может приобрести энергию, достаточную для перехода в минимум, топологически неэквивалентный исходному.

В работах [23; 24] (см. также обзор [20]) рассматриваются сфалеронные переходы при температурах $\sim 0.1 - 1$ ТэВ.

Так в работе [23] оценена температура закалки переходов T_* — температура, при которой время между интересующими событиями сравнивается с хаббловским. Использовано приближение при котором пренебрегается флуктуациями фермионов.

Вероятность перехода была определена с точностью до независящего от температуры множителя C , который может быть найден из интеграла по путям для конкретной модели. Классический переход оказывается подавлен всего лишь больцмановским фактором:

$$\Gamma_{\text{Sph}} = CT^4 \exp\left(-\frac{E_{\text{Sph}}(T)}{T}\right). \quad (2.8)$$

Температура закалки может достигать значения $T^* \approx 200$ ГэВ. Однако, учитывая приближённый характер рассмотрения, следует рассматривать интервал 150–250 ГэВ [14].

Вторая же работа [24] посвящена более строгому вычислению вероятности

сфалеронного перехода при $(\sin \theta_W)^2 = 0$. В частности, найден независящий от температуры множитель C .

Однако приведённое рассмотрение справедливо при температурах ниже температуры электрослабого фазового перехода (ЭСФП). До спонтанного нарушения симметрии экспоненциальное подавление отсутствует [24; 25]:

$$\Gamma_{\text{Sph}} \sim (\alpha_W T)^4. \quad (2.9)$$

Закалка сфалеронных переходов также возможна до ЭСФП, а потому должны рассматриваться оба случая.

Отношение температуры закалки T_* и критической температуры фазового перехода T_c зависит от типа ЭСФП [14; 20]. В случае $T_* > T_c$ ожидается фазовый переход второго рода, слабо-первого или кроссовер. В обратном же случае ($T_* < T_c$) — фазовый переход сильно-первого рода.

2.3 ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Термодинамический подход к изучению космологических проявлений сфалеронных переходов был предложен в работе [26] и развит в [14–16]. В его основе лежит утверждение, что ранняя Вселенная представляет собой почти равновесную систему. Тогда для каждого вида частиц может быть введена равновесная концентрация, следующая из распределений Ферми-Дирака и Бозе-Эйнштейна:

$$n_{f/b} = g \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \mu}{T}\right) \pm 1}, \quad (2.10)$$

где g — число степеней свободы.

Плотность избытка частиц над античастицами может быть получена при разложении в ряд по малой величине $\frac{\mu}{T}$ соответствующей разницы:

$$n = n_+ - n_- = \frac{1}{6} g T^3 \frac{\mu}{T} \sigma\left(\frac{m}{T}\right), \quad (2.11)$$

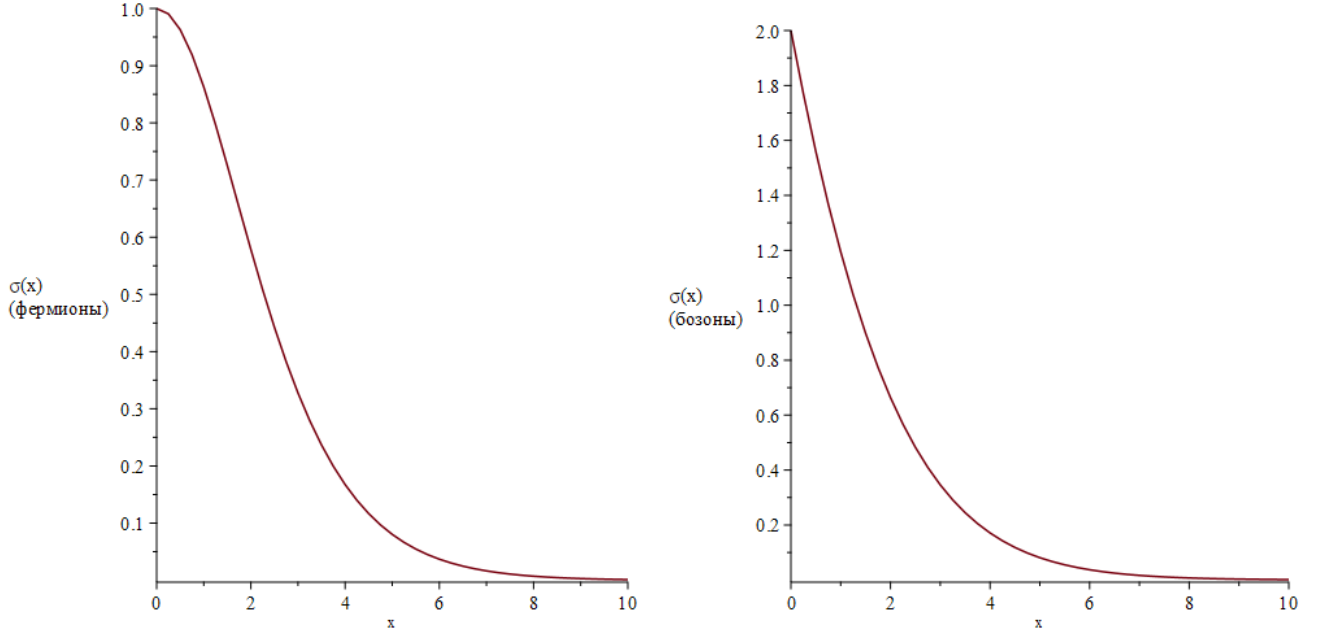


Рисунок 2.2 — Весовая функция для массивных фермионов (слева) и бозонов (справа) в зависимости от аргумента

где весовая функция для массивной частицы

$$\sigma(z) = \begin{cases} \frac{6}{4\pi^2} \int_0^\infty dx x^2 (\cosh(\frac{1}{2}\sqrt{x^2 + z^2}))^{-2}, & \text{для фермионов;} \\ \frac{6}{4\pi^2} \int_0^\infty dx x^2 (\sinh(\frac{1}{2}\sqrt{x^2 + z^2}))^{-2}, & \text{для бозонов.} \end{cases} \quad (2.12)$$

Она меняется в пределах $[1; 0]$ для фермионов и $[2; 0]$ при изменении аргумента от нуля к бесконечности (см. рисунок 2.2).

Плотность барионного числа может быть определена как

$$B = \frac{6}{gT^2}(n_b - n_{\bar{b}}), \quad (2.13)$$

где перед скобками стоит нормировочный коэффициент, n_b и $n_{\bar{b}}$ — плотности барионов и антибарионов соответственно. Аналогичным образом может быть введена плотность лептонного числа и зарядовая плотность.

Полезно также выписать связь между плотностями барионного числа B и относительной плотностью барионов во Вселенной Ω_b :

$$\Omega_b = \frac{m_p g T^2}{\rho_c 6} B. \quad (2.14)$$

Было использовано приближение при котором плотность полностью обеспечивается протонами. Параметр ρ_c — критическая плотность Вселенной, g — число степеней свободы бариона.

3 СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ

Космологические следствия протекания сфалеронных переходов в рамках Стандартной Модели были рассмотрены в работе [26]. Однако авторы исключили из рассмотрения правые нейтрино. Имея ввиду последующее сравнение результатов, полученных в рамках СМ и в рамках её расширений, следует произвести расчёт с учётом наличия упомянутых частиц.

Каждой частице СМ ставится в соответствие химический потенциал:

- $\mu_{uL/R}, \mu_{dL/R}$ для всех левых/правых кварков типа u и d соответственно;
- $\mu_{eL/R}$ для всех заряженных лептонов;
- $\mu = \sum_i \mu_{\nu_i L}$ и $\mu_{\nu_i R}$, где $i = e, \mu, \tau$ для левых/правых нейтрино;
- μ_W для W^- . Химический потенциал нейтральных векторных бозонов считается пренебрежимо малым;
- μ_0 и μ_- для хиггсовского дублета.

Если в среде установлено термодинамическое равновесие, то некоторые химические потенциалы могут быть связаны за счёт слабого взаимодействия:

- для любого правого фермиона типа « i »

$$\mu_{iR} = \mu_{iL} \pm \mu_0; \quad (3.1)$$

- для частиц « i » с проекцией изоспина $-1/2$ и соответствующих им частиц « j » с проекцией изоспина $+1/2$

$$\mu_i = \mu_j + \mu_W; \quad (3.2)$$

- для хиггсовского дублета

$$\mu_W = \mu_0 + \mu_-. \quad (3.3)$$

Аналогично, на языке химических потенциалов, может быть записано

уравнение сфалеронного перехода:

$$3(\mu_{uL} + 2\mu_{dL}) + \mu = 0. \quad (3.4)$$

С использованием введённого в разделе 2.3 определения плотностей может быть получена часть системы уравнений на химические потенциалы:

$$\begin{aligned} B &= \frac{1}{3} \cdot 3 \cdot (2 + \sigma_t)(\mu_{uL} + \mu_{uR}) + \frac{1}{3} \cdot 3 \cdot 3 \cdot (\mu_{dL} + \mu_{dR}) = \\ &= (10 + 2\sigma_t)\mu_{uL} + 6\mu_W, \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} L &= \sum_i (\mu_{\nu_i L} + \mu_{\nu_i R} + \mu_{iL} + \mu_{iR}) = \\ &= 4\mu + 6\mu_W. \end{aligned} \quad (3.6)$$

А также, с учётом общей электронейтральности:

$$\begin{aligned} Q = 0 &= \frac{2}{3} \cdot 3 \cdot (2 + \sigma_t)(\mu_{uL} + \mu_{uR}) - \frac{1}{3} \cdot 3 \cdot 3 \cdot (\mu_{dL} + \mu_{dR}) - \\ &- 3(\mu_{eL} + \mu_{eR}) - 4\mu_W - 2\mu_-, \end{aligned} \quad (3.7)$$

где массами всех частиц, кроме t -кварка можно пренебречь по сравнению с температурой среды.

В случае, если $T_* < T_c$ закалка происходит в нарушенной фазе, когда

$$\mu_0 = 0. \quad (3.8)$$

Если же $T_* > T_c$, то все частицы оказываются безмассовыми. Кроме того, может быть наложено условие равенства нулю суммарного изоспина:

$$I_3 = 0 = \frac{1}{2} \cdot 3 \cdot 3 \cdot (\mu_{uL} - \mu_{dL}) + \frac{1}{2} \cdot 3 \cdot (\mu_{\nu_i L} - \mu_{eL}) - 4\mu_W - (\mu_0 + \mu_-). \quad (3.9)$$

Решая полученную систему уравнений, можно получить ряд соотношений, представленных в таблице 3.1. Следует отметить некоторые особенности:

- для наличия ненулевой барионной асимметрии необходимо ненулевое значение разности $B - L$, вопрос о генерации которой остаётся открытым;
- избыток лептонной плотности обеспечивается античастицами;
- избыток плотности барионного (а значит и лептонного тоже) числа не

Таблица 3.1 — Соотношения плотностей В и L в СМ

Закалка	$\frac{L}{B}$	$B + L$	$B - L$
До ЭСФП	-3	$-2B$	$4B$
После ЭСПФ	$-2 \frac{\sigma_t + 8}{\sigma_t + 5}$	$-\frac{\sigma_t + 11}{\sigma_t + 5} B$	$3 \frac{\sigma_t + 7}{\sigma_t + 5} B$

зависит от температуры закалки T_* , если она происходит до ЭСФП;

- соотношения, полученные для случая $T_* > T_c$ можно получить из полученных в случае $T_* < T_c$ в пределе $\sigma_t \rightarrow 1$, т. е. $m_t \rightarrow 0$.

4 МОДЕЛЬ С ТЯЖЁЛЫМ ЧЕТВЁРТЫМ ПОКОЛЕНИЕМ

4.1 ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИ

Четвёртое поколение, включающее в себя тяжёлые кварки U , D и лептоны N , E возникает в моделях гетеротической струны. Предполагается, что новые частицы сверхмассивны: $m_U \sim m_D \sim m_E \sim 1$ ТэВ (см. также таблицу 4.1), при этом $m_U < m_D, m_E$. Для объяснения столь больших масс необходимо введение дополнительного хиггсовского дублета, взаимодействующего исключительно с новыми частицами.

Масса тяжёлого нейтрино, однако, может отличаться. Для установления согласия с результатами прецизионных измерений параметров СМ, вклады от новых заряженных фермионов U , D и E в параметры Пескина–Такеучи должны быть скомпенсированы вкладом от тяжёлого нейтрино N . Это возможно, если $\frac{M_Z}{2} < m_N < M_Z$, а потому в данной работе полагается $m_N \sim 50$ ГэВ [4; 27].

Группа симметрии E_6 , используемая в моделях гетеротической струны, имеет ранг больший по сравнению с рангом группы СМ ($r_{E_6} = 6$ и $r_{SM} = 4$ соответственно), что из чего следует существование новых сохраняющихся величин. Дополнительная $U(1)$ симметрия приводит к закону сохранения нового калибровочного заряда y . Величины y -зарядов (см. таблицу 4.1), переносимых частицами четвёртого поколения определяются из условия сокращения $Z - \gamma - y$ и $Z - y - y$ аномалий [5; 6]. Частицы же СМ принадлежат тривиальному представлению указанной группы, что делает их y -нейтральными: $y_{SM} = 0$. Благодаря этому кварк U и тяжёлое нейтрино N оказываются стабильными, а смешивание между четвёртым поколением и тремя стандартными отсутствует.

Таким образом, вследствие закона сохранения y -заряда происходит разделение «обычного» барионного (лептонного) числа и барионного (лептонного) числа четвёртого поколения. Плотности FB и FL должны быть определены

Таблица 4.1 — Основные свойства частиц 4-ого поколения

Частица	Масса	Заряд q	Заряд u	Новое лептонное число	Новое барионное число
U	~ 1 ТэВ	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$
D	~ 1 ТэВ	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$
E	~ 1 ТэВ	-1	1	1	0
N	~ 50 ГэВ	0	1	1	0

по аналогии с плотностями B и L (см. формулу (3.5)).

Данная модель предсказывает существование связанного состояния «ANO-helium» (от Anti-Neutrino-O-helium), $\bar{U}\bar{U}\bar{U}\bar{N}He$, являющегося кандидатом на роль носителя скрытой массы. АНО-гелий представляет собой одну из возможных реализаций «тёмного атома». Некоторые его свойства рассмотрены в работах [7; 8]. Важно отметить, что перепроизводства аномального гелия не происходит: заряженное «ядро» $(\bar{U}\bar{U}\bar{U}\bar{N})^{-2}$ удовлетворяет условиям «non-go» теоремы [8; 17; 18].

Эволюция Вселенной с учётом влияния АНО-гелия рассмотрена в работах [5; 7; 9].

Основной вклад в плотность скрытой массы должно давать тяжёлое ядро $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$, а потому может быть использовано приближение:

$$\Omega_{DM} \approx \Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} \approx \frac{3n_{\bar{U}}m_U}{\rho_c} = \frac{3m_U gT^2}{\rho_c 6} |FB|. \quad (4.1)$$

Используя выражения (2.14) и (4.1) в рамках термодинамического подхода, возможно определить отношение $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$. Для этого система уравнений на химические потенциалы (3.5)–(3.9) должна быть изменена. Пусть $\mu_{UL/R}$, $\mu_{DL/R}$, $\mu_{NL/R}$ и $\mu_{EL/R}$ — химические потенциалы для левых/правых U , D , N и E соответственно. Для них должны быть введены отношения, подобные (3.1)–(3.3) с заменой химических потенциалов стандартного хиггсовского дублета на химические потенциалы «тяжёлого» хиггса: μ_{H^0} и μ_{H^-} .

Плотности новых барионного и лептонного чисел по определению имеют вид:

$$FB = \frac{1}{3} \cdot 3 \cdot \sigma_U(\mu_{UL} + \mu_{UR}) + \frac{1}{3} \cdot 3 \cdot \sigma_D(\mu_{DL} + \mu_{DR}) = \quad (4.2)$$

$$= 2(\sigma_U + \sigma_D)\mu_{UL} + 2\sigma_D\mu_W + (\sigma_U - \sigma_D)\mu_{H^0},$$

$$FL = \sigma_E(\mu_{EL} + \mu_{ER}) + \sigma_N(\mu_{NL} + \mu_{NR}) = \quad (4.3)$$

$$= 2(\sigma_N + \sigma_E)\mu_{NL} + 2\sigma_E\mu_W + (\sigma_N - \sigma_E)\mu_{H^0}.$$

Условия электро-, у- и изоспиновой нейтральности:

$$Q = 0 = \frac{2}{3} \cdot 3 \cdot (2 + \sigma_t)(\mu_{uL} + \mu_{uR}) - \frac{1}{3} \cdot 3 \cdot 3 \cdot (\mu_{dL} + \mu_{dR}) + \quad (4.4)$$

$$+ \frac{2}{3} \cdot 3 \cdot \sigma_U(\mu_{UL} + \mu_{UR}) - \frac{1}{3} \cdot 3 \cdot \sigma_D(\mu_{DL} + \mu_{DR}) -$$

$$- 3(\mu_{eL} + \mu_{eR}) - \sigma_E(\mu_{EL} + \mu_{ER}) - 4\mu_W - 2\mu_- - 2\mu_{H^-},$$

$$Y = 0 = -\frac{1}{3} \cdot 3 \cdot \sigma_U(\mu_{UL} + \mu_{UR}) - \frac{1}{3} \cdot 3 \cdot \sigma_D(\mu_{DL} + \mu_{DR}) + \quad (4.5)$$

$$+ \sigma_E(\mu_{EL} + \mu_{ER}) + \sigma_N(\mu_{NL} + \mu_{NR}),$$

$$I_3 = 0 = \frac{1}{2} \cdot 3 \cdot 3 \cdot (\mu_{uL} - \mu_{dL}) + \frac{1}{2} \cdot 3 \cdot (\mu_{\nu_i L} - \mu_{eL}) - 4\mu_W - (\mu_0 + \mu_-) + \quad (4.6)$$

$$+ \frac{1}{2} \cdot 3 \cdot (\sigma_U\mu_{UL} - \sigma_D\mu_{DL}) + \frac{1}{2}(\sigma_N\mu_{NL} - \sigma_E\mu_{EL}) - (\mu_{H^0} + \mu_{H^-}).$$

В этих уравнениях учтено, что частицы 4-го поколения массивны даже до ЭСФП.

Уравнение сфалеронного перехода также претерпевает изменения:

$$3(\mu_{uL} + 2\mu_{dL}) + \mu + (\mu_{UL} + 2\mu_{DL}) + \mu_{NL} = 0. \quad (4.7)$$

Определения для обычного барионного и лептонного чисел (3.5) и (3.6) не меняются.

4.2 УЧЁТ МАСС

Решение выписанной системы уравнений имеет структуру

$$\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b} = \frac{3m_U}{m_p} \left| \frac{FB}{B} \right|, \quad (4.8)$$

$$\frac{FB}{B} = -\alpha \left(\frac{L}{B} + \beta \right), \quad (4.9)$$

где точный вид функций масс и температур $\alpha(m, T_*)$ и $\beta(m, T_*)$ зависит от соотношения между температурой закалки сфалеронных переходов T_* и температурой ЭСФП T_c .

Для последующего анализа удобно использовать приближение равных масс:

$$m_U = m_D = m_E. \quad (4.10)$$

Тогда явный вид функций $\alpha(m, T_*)$ и $\beta(m, T_*)$ значительно упрощается. Величина $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$ зависит от малого числа переменных.

Отношение плотностей $\frac{L}{B}$ является свободным параметром и может пробегать значения $(-\infty, \infty)$. В связи с этим становится ясным смысл определённых выше функций:

- $\beta(m, T_*)$ определяет значение отношения $\frac{L}{B}$ при котором плотность скрытой массы обращается в ноль, а частицы, её обеспечивающие, заменяются античастицами;
- знак $\alpha(m, T_*)$ определяет «направление» такой смены знака.

Тем не менее точный вид функций может значительно отличаться для конкретных случаев, что сказывается на поведении отношения плотностей на больших массах.

Для определения степени влияния разности масс тяжёлых фермионов необходимо

- в предположении, что $m_U < m_D, m_E$ выбрать «реперные» массу и температуру закалки сфалеронных переходов. Таким образом уменьшается количество переменных. Удобно рассматривать средние значения пара-

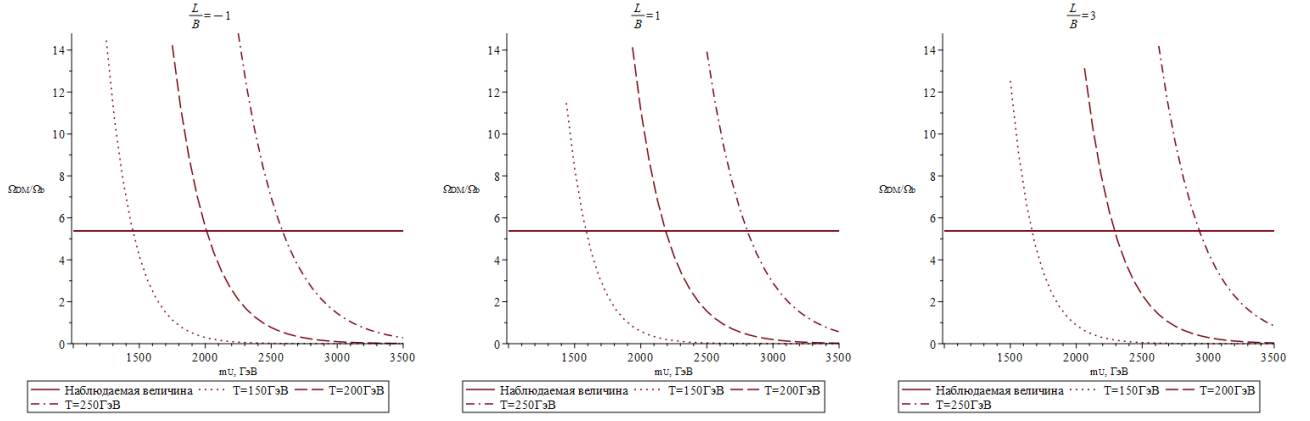


Рисунок 4.1 — Зависимость отношения плотностей скрытой массы и барионной материи от массы тяжёлого U -кварка для разных значений $\frac{L}{B}$ и при различных температурах закалки сфалеронных переходов. Случай $T_* > T_c$

метров: $m_U = 2000$ ГэВ, $T = 200$ ГэВ;

- задать приращение весовой функции для D -кварка d и тяжёлого электрона $E - e$ как

$$d, e = \sigma \left(\frac{m_{D,E}}{T_*} \right) - \sigma \left(\frac{m_U}{T} \right). \quad (4.11)$$

Тогда при изменении d и e в пределах $[-\sigma_U, 0]$ охватывается весь интересный интервал разницы масс $m_{D,E} - m_U$, соответствующий значениям $[0, \infty]$.

4.3 ДО ЭЛЕКТРОСЛАБОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

4.3.1 ОБЩАЯ ЗАВИСИМОСТЬ

В случае закалки сфалеронных переходов до ЭСФП массы частиц СМ равны нулю, а потому в уравнениях следует положить $\sigma_t = 1$.

В приближении равных масс функции $\alpha(m, T_*)$ и $\beta(m, T_*)$ имеют вид

$$\alpha = \frac{\sigma_U(3\sigma_U^2 + (5\sigma_N + 24)\sigma_U + 24\sigma_N)}{16\sigma_U^2 + 136\sigma_U + 72}, \quad (4.12)$$

$$\beta = 3.$$

Важной особенностью является то, что функции не меняют знак при измене-

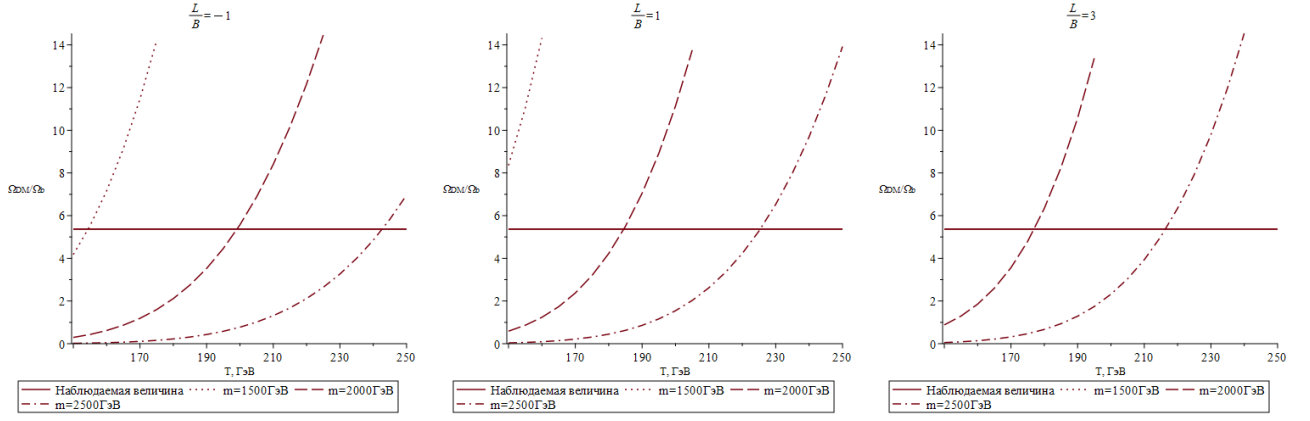


Рисунок 4.2 — Зависимость отношения плотностей скрытой массы и барионной материи от температуры закалки сфалеронных переходов для разных значений $\frac{L}{B}$ и различных масс тяжёлого U -кварка. Случай $T_* > T_c$

нии масс частиц четвёртого поколения. Как следствие, необходимым условием генерации избытка античастиц четвёртого поколения является ограничение на значения $\frac{L}{B}$:

$$\frac{L}{B} > -\beta = -3. \quad (4.13)$$

Легко видеть, что выражение (4.8) в пределе бесконечных масс обращается в ноль. В пределе же малых масс (или высоких температур):

$$\frac{FB}{B} \rightarrow -\frac{1}{4} \left(\frac{L}{B} + 3 \right). \quad (4.14)$$

Зависимости отношения плотностей от общей массы тяжёлых фермионов и температуры закалки сфалеронных переходов для различных значений $\frac{L}{B}$ показаны на рисунках 4.1 и 4.2. При росте отношения $\frac{m_U}{T_*}$ наблюдается экспоненциальное убывание значений $\sim \frac{1}{\sigma_U}$.

Объяснить наблюдаемое в реальности отношение плотностей скрытой массы и барионного вещества $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$ оказывается возможно в относительно небольшом интервале масс. Точные значения границ линейно зависят от отношения $\frac{L}{B}$, благодаря чему возможно найти некоторые ограничения на общую массу.

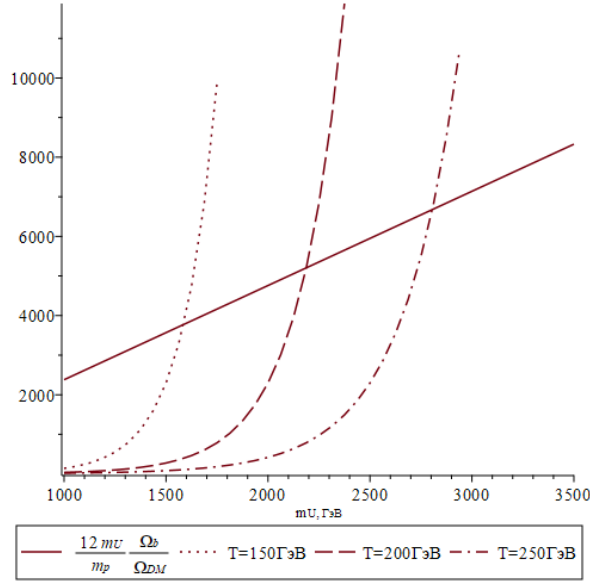


Рисунок 4.3 — Графическое решение уравнения (4.17)

Так, избыток лептонов порядка $\frac{L}{B} \sim 10^7 - 10^8$ должен проявляться на этапе нуклеосинтеза [28]. Постулируя ненаблюдаемость связанных с этим эффектов, можно получить условие $m_U < 9 \text{ ТэВ}$ или $m_{ANO-He} < 27 \text{ ТэВ}$.

Предполагая, что $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b} = \frac{0.265}{0.0493}$ оказывается возможным найти отношение

$\frac{L}{B}$ как функцию масс и температур. На левой панели рисунка 4.5 изображена эта зависимость. Условие (4.13) выполняется для любых значений общей массы.

4.3.2 ПОБОЧНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

С использованием выражения (4.9) можно найти значения $B + L$ и $B - L$. В приближении равных масс они имеют вид

$$B + L = -2B - \frac{8(2\sigma_U^2 + (2\sigma_N + 15)\sigma_U - 9\sigma_N)}{\sigma_U(3\sigma_U^2 + (5\sigma_N + 24)\sigma_U + 24\sigma_N)}FB, \quad (4.15)$$

$$B - L = 4B + \frac{8(2\sigma_U^2 + (2\sigma_N + 15)\sigma_U - 9\sigma_N)}{\sigma_U(3\sigma_U^2 + (5\sigma_N + 24)\sigma_U + 24\sigma_N)}FB. \quad (4.16)$$

Эти выражения отличаются от полученных в рамках СМ (см. таблицу 3.1) на слагаемое вида λFB , где коэффициент $\lambda \rightarrow 4$ в безмассовом пределе

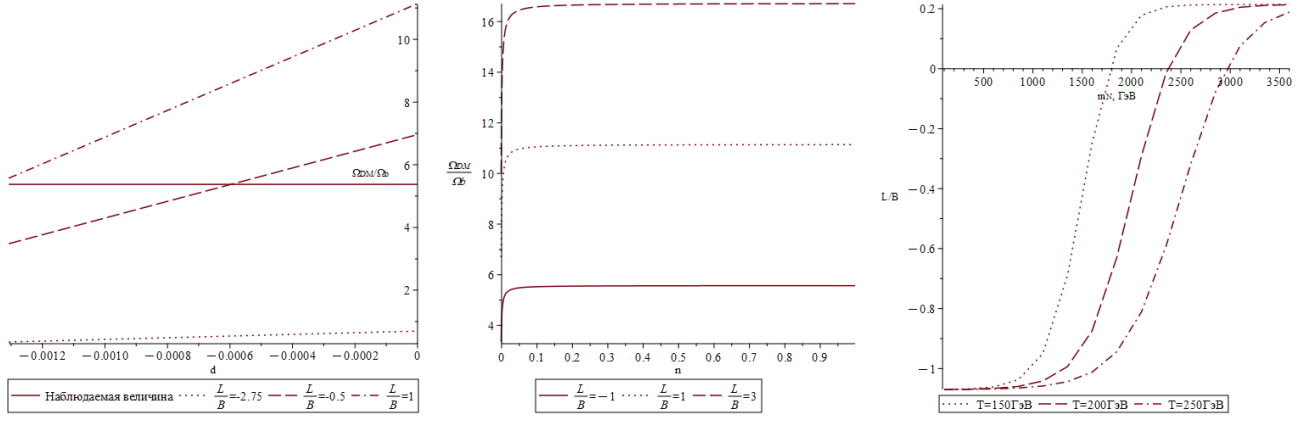


Рисунок 4.4 — Отношения плотностей вне рамок приближения равных масс. Случай $T_* > T_c$

или $\lambda \rightarrow \infty$ в пределе бесконечно больших масс. Таким образом, используя определение (4.8) и полагая, что $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b} = \frac{0.265}{0.0493}$, можно найти значения масс частиц и температур закалки, при котором $B - L = 0$, решая тем самым одну из трудностей, указанных в конце главы 3.

Уравнение

$$\lambda = \frac{12m_U}{m_p} \left(\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b} \right)^{-1} \quad (4.17)$$

не обязательно решать точно введу используемых приближений. Его графическое решение при различных температурах закалки представлено на рисунке 4.3. На нём видно, что $B - L = 0$ в интервале масс примерно от 1600 ГэВ до 2700 ГэВ.

4.3.3 ВЛИЯНИЕ РАЗНОСТИ МАСС

При снятии приближения равных масс функция $\alpha(m, T_*)$ приобретает значительно более сложный вид. Она не может быть выписана здесь ввиду громоздкости. В то же время, функция $\beta(m, T_*) = 3$ не меняется.

Расчёт показывает, что отношение плотностей $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$ практически не зависит от массы тяжёлого электрона m_E , однако при увеличении массы D -кварка значение данного отношение может заметно уменьшиться (см. рисунок 4.4). Это позволяет несколько расширить допустимый интервал масс U -кварка.

Ограничения, наложенные на массу тяжёлого нейтрино N в разделе 4.1,

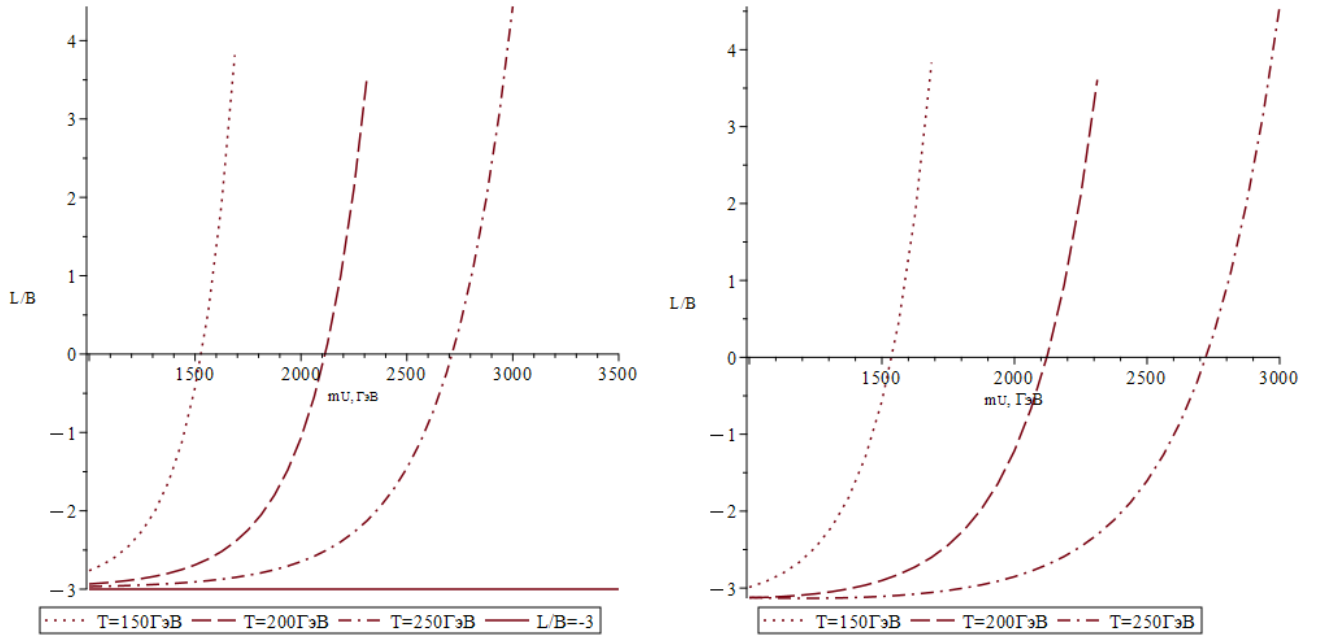


Рисунок 4.5 — Зависимость отношения $\frac{L}{B}$ от общей массы тяжёлых фермионов для случая закалки сфалеронных переходов до ЭСФП (слева) и после ЭСФП (справа)

значительно упрощают модель, однако не являются обязательными. В рамках общего рассмотрения следует учесть зависимость отношения плотностей от m_N . Результаты показаны на центральной панели рисунка 4.4. Разность n определена по аналогии с (4.11). При малых массах нейтрино функция почти не меняется (плато при разности $n \in [0.1; 1]$), однако при больших массах ($n < 0.1$) функция убывает.

На правой панели рисунка 4.4 показана зависимость отношения $\frac{L}{B}$ от массы тяжёлого нейтрино в предположении, что $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$ совпадает с наблюдаемой величиной. Значения функции меняются в достаточно узком интервале, но могут менять знак.

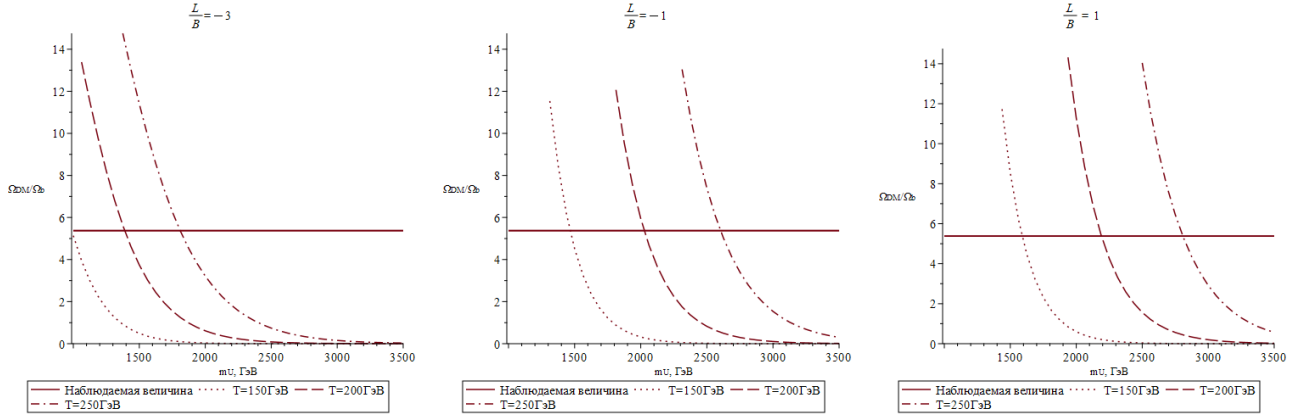


Рисунок 4.6 — Зависимость отношения плотностей скрытой массы и барионной материи от массы тяжёлого U -кварка для разных значений $\frac{L}{B}$ и при различных температурах закалки сфалеронных переходов. Случай $T_* < T_c$

4.4 ПОСЛЕ ЭЛЕКТРОСЛАБОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

4.4.1 ОБЩАЯ ЗАВИСИМОСТЬ

В случае закалки сфалеронных переходов после ЭСФП плотность изоспина не обязана быть равной нулю. В нарушенной фазе уравнение (4.6) должно быть заменено на

$$\mu_0 = 0. \quad (4.18)$$

При этом вид функций $\alpha(m, T_*)$ и $\beta(m, T_*)$ изменится. В приближении равных масс:

$$\alpha = \frac{\sigma_U (\sigma_t + 5) (5\sigma_N \sigma_U + 3\sigma_U^2 + 19\sigma_N + 21\sigma_U)}{(7\sigma_t + 89)\sigma_U^2 + ((25\sigma_t + 71)\sigma_N + 145\sigma_t + 455)\sigma_U + (87\sigma_t + 273)\sigma_N}, \quad (4.19)$$

$$\beta = \frac{54\sigma_U^2 + (90\sigma_N + 32\sigma_t + 322)\sigma_U + (40\sigma_t + 326)\sigma_N}{(\sigma_t + 5)(5\sigma_N \sigma_U + 3\sigma_U^2 + 19\sigma_N + 21\sigma_U)}.$$

Отношение $\frac{FB}{B}$ в пределе малых масс совпадает с (4.14). При бесконечной общей массе функция $\alpha(m, T_*)$, как и ранее, обращается в ноль.

И $\alpha(m, T_*)$, и $\beta(m, T_*)$ остаются положительно определёнными, однако значительно усложняются. Связано это в первую очередь с наличием

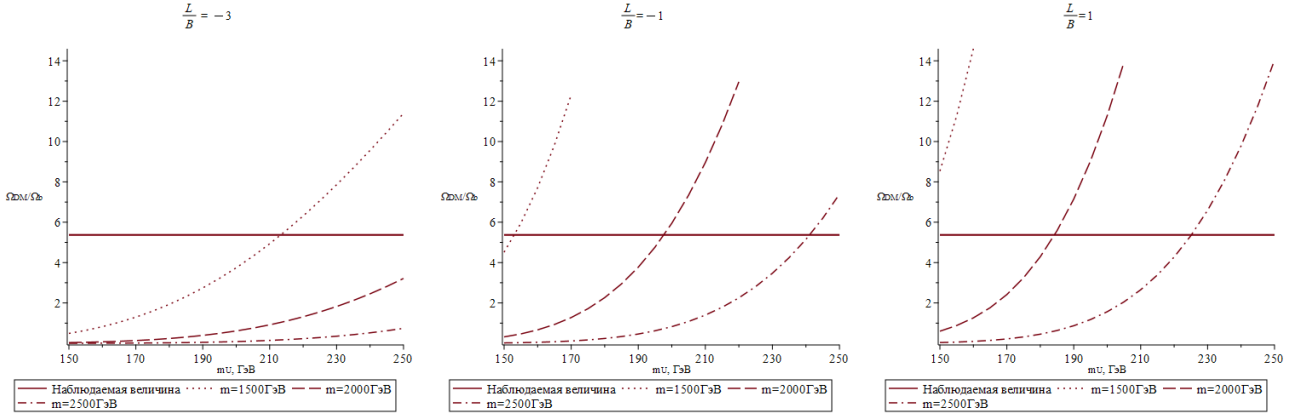


Рисунок 4.7 — Зависимость отношения плотностей скрытой массы и барионной материи от температуры закалки сфалеронных переходов для разных значений $\frac{L}{B}$ и при различных массах тяжёлого U -кварка. Случай $T_* < T_c$

у частиц SM массы.

С другой стороны, функция $\beta(m, T_*)$ теперь меняется в зависимости от m , в результате чего «критическое», значение $\frac{L}{B}$ определяется отдельно для каждой массы (см. правую панель рисунка 4.5).

На рисунках 4.6 и 4.7 приведены графики отношения плотностей от общей массы тяжёлых фермионов и температуры закалки сфалеронных переходов для различных значений $\frac{L}{B}$. Как и в случае закалки до ЭСФП, при росте отношения $\frac{m_U}{T_*}$ наблюдается экспоненциальное падение $\sim \frac{1}{\sigma_U}$.

Условие малости $\frac{L}{B} < 10^7 - 10^8$ приводит к тем же ограничениям, что и до ЭСФП: $m_U < 9$ ТэВ или $m_{ANO-He} < 27$ ТэВ.

4.4.2 ПОБОЧНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Выражения для $B + L$ и $B - L$ при закалке после ЭСФП приобретают вид

$$B + L = -\frac{\sigma_t + 11}{\sigma_t + 5}B + \varkappa B - \lambda FB, \quad (4.20)$$

$$B - L = 3\frac{\sigma_t + 7}{\sigma_t + 5}B - \varkappa B + \lambda FB, \quad (4.21)$$

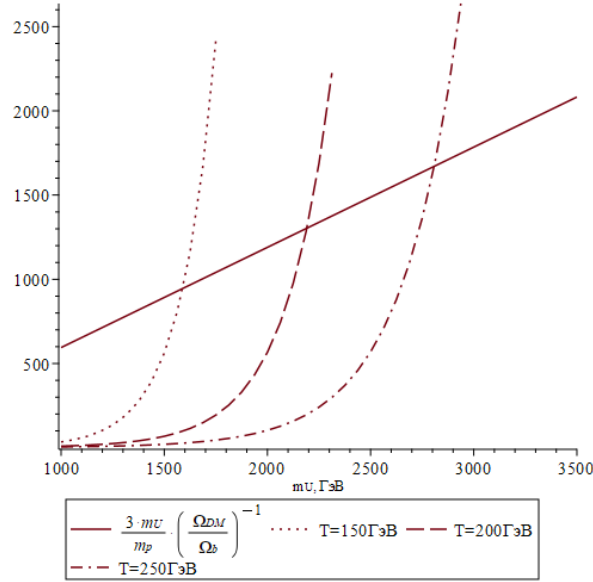


Рисунок 4.8 — Графическое решение для случая закалки после ЭСФП

где \varkappa и λ — достаточно громоздкие функции весовых функций, такие что:

$$\varkappa \rightarrow \begin{cases} \xrightarrow{\sigma_U, \sigma_N \rightarrow 1} -\frac{1}{2} \frac{1 - \sigma_t}{5 + \sigma_t}, \\ \xrightarrow{\sigma_U, \sigma_N \rightarrow 0} -\frac{2}{19} \frac{11 + \sigma_t}{5 + \sigma_t}. \end{cases} \quad \lambda \rightarrow \begin{cases} \xrightarrow{\sigma_U, \sigma_N \rightarrow 1} -\frac{1}{2} \frac{11\sigma_t + 37}{\sigma_t + 5}, \\ \xrightarrow{\sigma_N \rightarrow 0} -\frac{(7\sigma_t + 89)\sigma_U + 5(29\sigma_t + 91)}{3\sigma_U(\sigma_t + 5)(\sigma_U + 7)}, \\ \xrightarrow{\sigma_U \rightarrow 0} \infty. \end{cases} \quad (4.22)$$

При этом формулы (4.15) и (4.16) не могут быть получены в пределе $\sigma_t \rightarrow 1$.

Как и при закалке до ЭСФП, слагаемое идентичное появляющемуся в рамках СМ может быть компенсировано. На рисунке 4.8 показано графическое решение уравнения аналогичного (4.17). Условие $B - L = 0$ может выполняться в интервале масс от примерно 1500 ГэВ до 2800 ГэВ.

4.4.3 ВЛИЯНИЕ РАЗНОСТИ МАСС

В случае закалки сфалеронных переходов после ЭСФП при снятии приближения равных масс как $\alpha(m, T_*)$, так и $\beta(m, T_*)$ значительно усложняются. Введу громоздкости эти выражения в работе не представлены.

Отношение плотностей $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$ почти не зависит от массы тяжёлого электрона m_E как и при закалке сфалеронных переходов до ЭСФП. Однако зависимость от массы D -кварка имеет иной характер. На левой панели рисунка 4.9

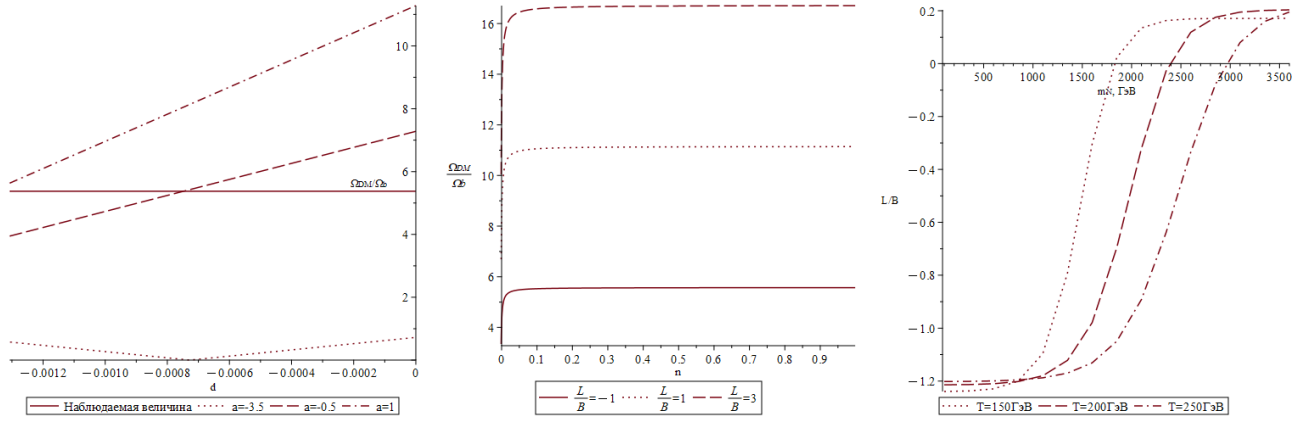


Рисунок 4.9 — Отношения плотностей вне рамок приближения равных масс. Случай $T_* < T_c$

присутствует излом, возникающий при малых значениях $\frac{L}{B}$. Эта особенность возникает вследствие непостоянства функции $\beta(m, T_*)$. Излом отражает смену знака заряда избытка тяжёлых кварков: при малых значениях переменной d генерируются частицы, при больших - античастицы.

Зависимость от массы тяжёлого нейтрино (см. центральную и правую панели рисунка 4.9) схожа с той, что рассматривалась ранее. Отличие обусловлено изменением характера функции $\beta(m, T_*)$.

4.5 ВЫВОД

В рамках модели с тяжёлым четвёртым поколением предполагается, что носителем скрытой массы является связанное состояние новых частиц — АНО-гелий, $\bar{U}\bar{U}\bar{U}\bar{N}He$. Необходимый для реализации данного сценария избыток (анти)частиц генерируется за счёт сфалеронных переходов.

При помощи термодинамического подхода удаётся объяснить наблюдаемое значение отношения плотностей $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$. Необходимые для этого значения параметров модели могут меняться в зависимости от того до или после ЭСФП происходит закалка процессов, нарушающих законы сохранения барионного и лептонного чисел. На рисунке 4.10 показаны разности отношений плотностей. Значения, полученные до ЭСФП вычитаются из тех, что получены после фазового перехода.

Из рассмотрения полученных зависимостей удаётся найти ограничения

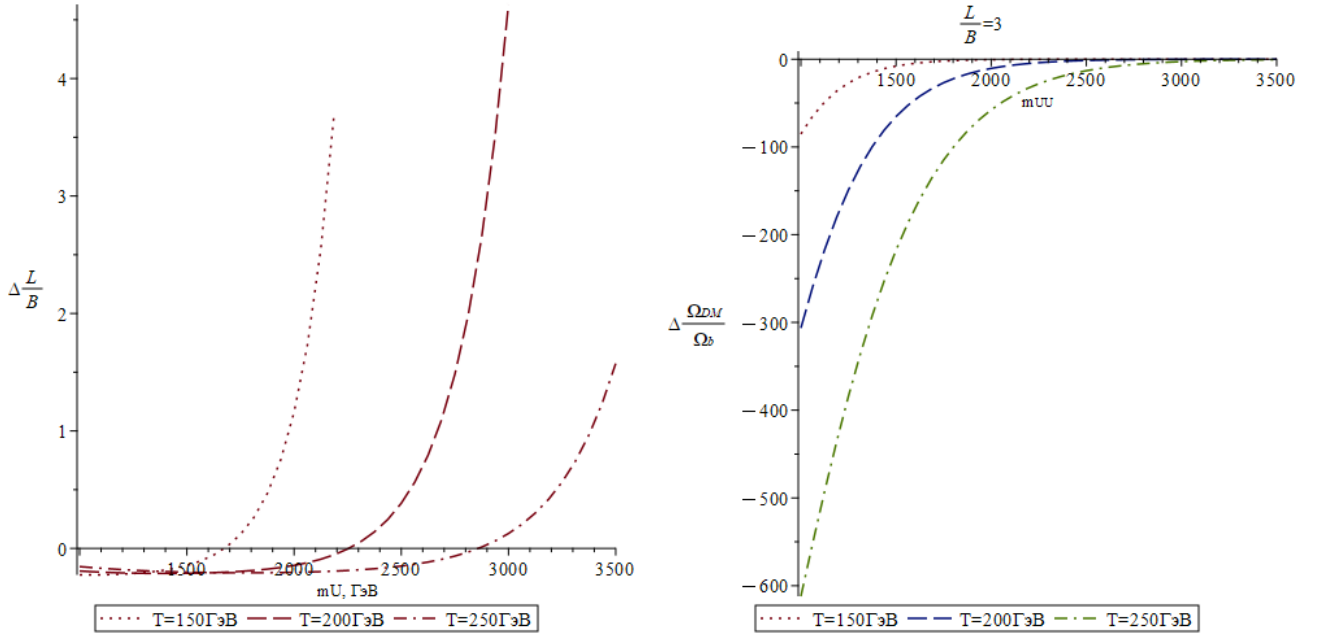


Рисунок 4.10 — Разницы отношений плотностей в зависимости от общей массы тяжёлых фермионов. Из значения при закалке после ЭСФП вычитается значение при закалке до ЭСФП

на массу АНО-гелия: $m_{ANO-He} < 27$ ТэВ. Однако, если предположить, что на протяжении всей эволюции Вселенной $B - L = 0$, можно наложить более сильное ограничение: 4 ТэВ $< m_{ANO-He} < 12$ ТэВ. Последнее позволяет искать АНО-гелий на ЛНС по аналогии с R-адронами — долгоживущими частицами, возникающими в суперсимметричных сценариях при адронизации глюино [29–31].

Учёт разности в массах частиц четвёртого поколения усложняет анализ. Изменение масс нестабильного кварка D и тяжёлого нейтрино N может быть использовано для объяснения величины $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$ на большем интервале значений параметров модели.

5 МОДЕЛЬ «ГУЛЯЮЩЕГО» ТЕХНИЦВЕТА

5.1 ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИ

Минимальная техницветовая модель позволяет говорить о спонтанном нарушении электрослабой симметрии как о динамическом процессе, обусловленном новым сильным взаимодействием [10–13]. В рамках модели вводится дополнительное семейство фермионов, преобразующихся по присоединённому представлению техницветовой группы $SU(2)$. Два техникварка U и D несут новый заряд — техницвет. Два технилептона N и E вводятся для сокращения аномалий и не смешиваются со стандартными лептонами.

При спонтанном нарушении глобальной симметрии теории $SU(4) \rightarrow SO(4)$ возникает 9 Голдстоуновских бозонов. Три из них соответствуют продольным компонентам массивных бозонов W^\pm и Z . Оставшиеся шесть представляют собой так называемые технибарионы: UU , UD , DD и античастицы.

Электрический заряд этих состояний не определён и может быть параметризован введением зарядового параметра y :

$$UU \quad y + 1, \quad (5.1)$$

$$UD \quad y, \quad (5.2)$$

$$DD \quad y - 1. \quad (5.3)$$

Технибарионы образуют изоспиновый триплет (UU, UD, DD) с проекциями изоспина $(1, 0, -1)$ соответственно.

Левые технилептоны образуют электрослабый дублет. Гиперзаряд компонент определяется из выражения $Y = I_3 - Q$, где электрический заряд Q также

Таблица 5.1 — Заряды технибарионов и технилептонов при некоторых значениях зарядового параметра y

y	Заряды				
	UU	UD	DD	N	E
-5	-4	-5	-6	8	7
-3	-2	-3	-4	5	4
-1	0	-1	-2	2	1
1	2	1	0	-1	2
3	4	3	2	-4	-5
5	6	5	4	-7	-8

может быть параметризован:

$$N = \frac{-3y + 1}{2}, \quad (5.4)$$

$$E = \frac{-3y - 1}{2}. \quad (5.5)$$

Для удобства рассмотрения полагается, что минимальная масса техникварков и технилептонов составляет 1 ТэВ. Экспериментальные ограничения для многозарядных частиц, представленные в работе [32], учтены отдельно. Ожидается также, что $m_U < m_D$. Для технилептонов иерархия масс в общем случае не определена.

Легчайшие технибарион UU и технилептон могут быть стабильны и составлять ядро X -гелия. При этом зарядовый параметр y должен принимать нечётные значения. В таблице 5.1 явно выписаны заряды техничастиц для некоторых возможных случаев. Следует обратить внимание, что аромат стабильного, имеющего меньшую массу, технилептона должен меняться в зависимости от заряда.

Система уравнений на химические потенциалы схожа с системой, рассматриваемой в [14–16]. Определения обычных барионного и лептонного чисел (3.5) и (3.6) остаются неизменными. В то же время, как и в модели с 4-я поколениями, новая симметрия приводит к возникновению ещё двух уравнений,

определяющих плотности технибарионного и технилептонного чисел:

$$TB = \frac{2}{3}(\sigma_{UU}\mu_{UU} + \sigma_{UD}\mu_{UD} + \sigma_{DD}\mu_{DD}), \quad (5.6)$$

$$TL = \sigma_E(\mu_{EL} + \mu_{ER}) + \sigma_N(\mu_{NL} + \mu_{NR}), \quad (5.7)$$

где μ_{UU} , μ_{UD} , μ_{DD} — химические потенциалы технибарионов; $\mu_{NL/R}$ и $\mu_{EL/R}$ — химические потенциалы левых/правых технилептонов.

Уравнение электронейтральности:

$$\begin{aligned} 0 = & \frac{2}{3} \cdot 3 \cdot 3 (\mu_{uL} + \mu_{uR}) - \frac{1}{3} \cdot 3 \cdot 3 (\mu_{dL} + \mu_{dR}) - \frac{1}{3} (\mu_{eL} + \mu_{eR}) + \\ & + (y + 1) \sigma_{UU} \mu_{UU} + y \sigma_{UD} \mu_{UD} + (y - 1) \sigma_{DD} \mu_{DD} + \\ & + \frac{-3y + 1}{2} \sigma_N (\mu_{NL} + \mu_{NR}) + \frac{-3y - 1}{2} \sigma_E (\mu_{EL} + \mu_{ER}) - 4\mu_W - 2\mu_m. \end{aligned} \quad (5.8)$$

Техничастицы также связаны уравнениями, подобными (3.1)–(3.3). Однако бозон Хиггса представляет собой связанное состояние $\frac{1}{\sqrt{2}}(U\bar{U} + D\bar{D})$, что приводит к неучтённому в [14–16] условию

$$\mu_0 = 0, \quad (5.9)$$

выполняющемуся вне зависимости от отношения температур закалки сфалеронных переходов и ЭСФП.

Таким образом, при $T_* < T_c$ уравнение (5.9) возникает дважды. В то же время в случае $T_* > T_c$ система уравнений может быть дополнена условием равенства нулю суммарного изоспина:

$$\begin{aligned} 0 = & \frac{1}{2} \cdot 3 \cdot 3 \cdot (\mu_{uL} - \mu_{dL}) + \frac{1}{2} \cdot 3 \cdot 3 \cdot (\mu_{iL} - \mu_{eL}) + \\ & + \sigma_{UU} \mu_{UU} - \sigma_{DD} \mu_{DD} + \frac{1}{2} \sigma_N \mu_{NL} - \frac{1}{2} \sigma_E \mu_{EL} - 4\mu_W - \mu_W. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Поэтому при закалке после ЭСФП решение системы уравнений будет зависеть от большего числа параметров.

Последнее уравнение связано со сфалеронными переходами:

$$3(\mu_{uL} + 2\mu_{dL}) + \mu + \frac{1}{2}\mu_{UU} + \mu_{DD} + \mu_{NL} = 0. \quad (5.11)$$

5.2 ДО ЭЛЕКТРОСЛАБОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

5.2.1 ОСНОВНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ

В случае закалки сфалеронных переходов до ЭСФП система уравнений на химические потенциалы может быть независимо решена относительно двух отношений плотностей. Пусть массы техникварков (а следовательно и технибарионов) и технилептонов равны между собой: $m_U = m_D$ и $m_N = m_E$. В таком приближении

$$\frac{TB}{B} = -\frac{\sigma_{UU}(3y\sigma_E - 1)}{3y(\sigma_{UU} + 3\sigma_E)} \left(\frac{L}{B} + \frac{9y\sigma_E + 1}{3y\sigma_E - 1} \right), \quad (5.12)$$

$$\frac{TL}{B} = -\frac{\sigma_E(y\sigma_{UU} + 1)}{y(\sigma_{UU} + 3\sigma_E)} \left(\frac{L}{B} + \frac{3y\sigma_{UU} - 1}{y\sigma_{UU} + 1} \right). \quad (5.13)$$

Если технибарион UU или его античастица и один из (анти-)технилептонов стабильны, то реализуется многокомпонентный сценарий DM. Отношение плотностей скрытой массы и барионного вещества определяется как

$$\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b} \approx \frac{3m_{UU}}{2m_p} \left| \frac{TB}{B} \right| + \frac{3m_{E/N}}{m_p} \left| \frac{TL}{B} \right| = \quad (5.14)$$

$$= \frac{m_{UU}}{2m_p} \frac{1}{|y|(\sigma_{UU} + 3\sigma_E)} \left(\sigma_{UU} \left| 3y \left(\frac{L}{B} + 3 \right) \sigma_E - \frac{L}{B} + 1 \right| + \right. \\ \left. + 3\sigma_E \left| y \left(\frac{L}{B} + 3 \right) \sigma_{UU} + \frac{L}{B} - 1 \right| \right). \quad (5.15)$$

В последнем равенстве использовано предположение $m_{E/N} = \frac{m_{UU}}{2}$.

Решения (5.12) и (5.13) имеют ту же структуру, что и в модели с 4-я поколениями:

$$\frac{TB}{B}, \frac{TL}{B} = -\alpha \left(\frac{L}{B} + \beta \right). \quad (5.16)$$

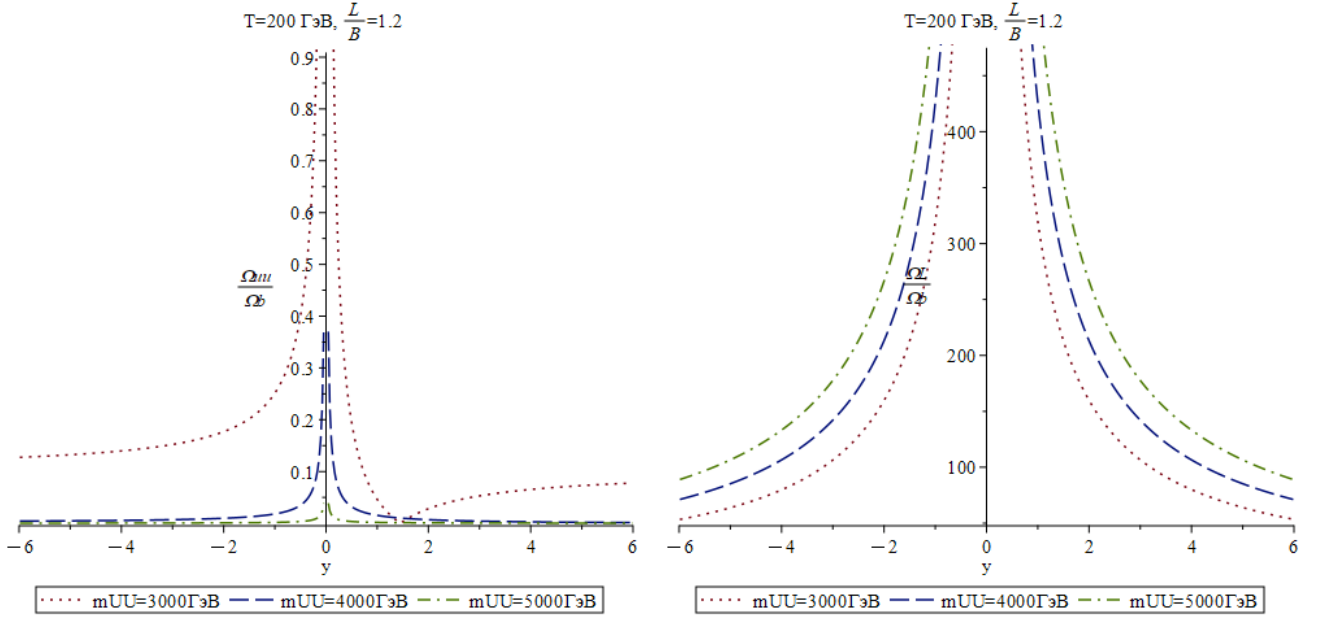


Рисунок 5.1 — Отношения компонент DM в зависимости от зарядового параметра y

Однако функции α и β имеют гораздо более сложное поведение. Они зависят от трёх параметров: зарядового параметра y , общей массы техничастиц $\frac{m_{UU}}{2}$, температуры закалки сфалеронных переходов. Зависимость от $\frac{L}{B}$ линейна.

Отношение плотностей $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$ является гиперболической функцией от зарядового параметра y . На рисунке 5.1 эта зависимость построена для обеих компонент DM при различных значениях общей массы. Излом графика для технибарионной компоненты отражает изменение знака зарядов в генерируемом избытке частиц.

Зависимости отношений плотностей от общей массы $\frac{m_{UU}}{2}$ и температуры закалки T_* могут быть рассмотрены одновременно. Стоит обратить внимание на несколько основных особенностей.

Во-первых, функции α_{TB} и α_{TL} содержат множители $(3y\sigma_E - 1)$ и $(y\sigma_{UU} + 1)$, из-за которых знак генерируемого избытка может меняться. Для технибарионов такая зависимость проявляется исключительно при $y > 0$, в то время как для технилептонов — при $y < 0$.

В таблице 5.2 для нечётных $y > 1$ приведены температуры закалки и «критические» массы технилептонов $m^{\text{крит}}$, при которых избыток технибарио-

Таблица 5.2 — Критические значения масс при разных температурах закалки для малых значений зарядового параметра y

y	$\sigma_f^{\text{крит}} = \frac{1}{3y}$	$m^{\text{крит}}, \text{ГэВ}$		
		$T_* = 250 \text{ ГэВ}$	$T_* = 200 \text{ ГэВ}$	$T_* = 150 \text{ ГэВ}$
3	$\frac{1}{9}$	≈ 1141	≈ 913	≈ 684
5	$\frac{1}{15}$	≈ 1311	≈ 1048	≈ 786

нов меняет знак. Величина $m^{\text{крит}}$ растёт с увеличением заряда ядра X -гелия. Для частного случая $y = 1$ эффект не наблюдается, так как максимальное рассматриваемое значение весовой функции фермиона $\sigma_f^{\text{max}} = \sigma_f\left(\frac{1000}{250}\right) \approx 0.167 < \frac{1}{3y}$.

Для плотности технилептонов аналогичный эффект должен возникать при $y < 0$, однако максимальное рассматриваемое значение весовой функции бозона оказывается слишком малым: $\sigma_b^{\text{max}} = \sigma_b\left(\frac{2000}{250}\right) \approx 0.007$. Из-за этого множитель $(y\sigma_{UU} + 1)$ меняет знак при нереалистично больших по модулю значениях зарядового параметра $y < -\frac{1}{\sigma_b^{\text{max}}} \approx -138$. Таким образом, эффект оказывается ненаблюдаем.

Вторая важная особенность связана с поведением отношений (5.12) и (5.13) на больших массах. При $\frac{m_{UU}}{2} \rightarrow \infty$ обе функции $\beta_{TB}, \beta_{TL} \rightarrow 1$ с примерно одинаковой скоростью, однако α -функции отличаются друг от друга:

$$\alpha_{TB} \sim \frac{\sigma_{UU}}{\sigma_E}; \quad (5.17)$$

$$\alpha_{TL} \sim \frac{\sigma_E}{\sigma_E} = 1. \quad (5.18)$$

Таким образом, при переходе к отношениям плотностей компонент DM и барионной материи (см. определение (5.14)) технибарионная компонента оказывается экспоненциально подавлена, в то время как технилептонная с увеличением общей массы показывает линейный рост.

На рисунке 5.2 изображено отношение суммарной плотности скрытой массы при $y = 3$ и разных значениях $\frac{L}{B}$. Благодаря отсутствию подавления полу-

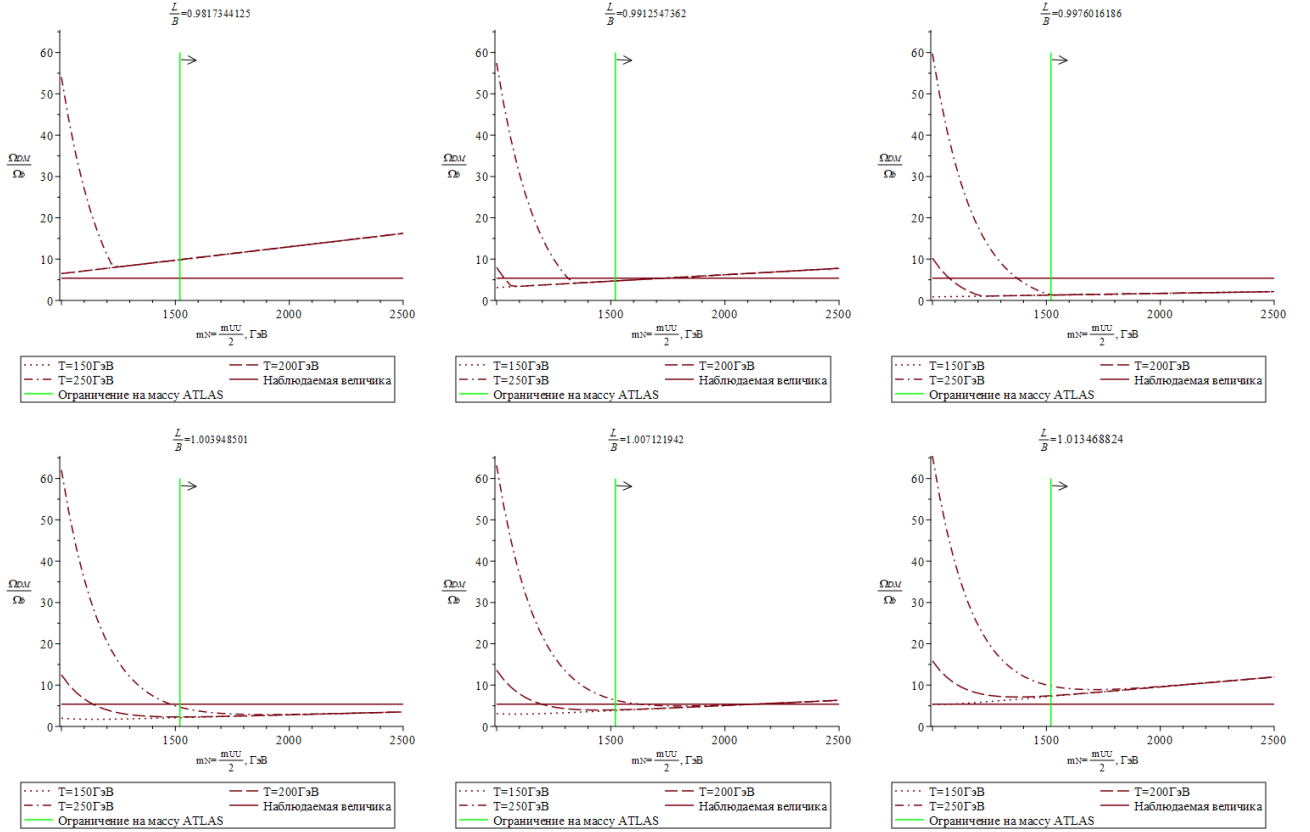


Рисунок 5.2 — Отношение плотностей скрытой массы и барионного вещества при $y = 3$ разных значениях $\frac{L}{B}$ в приближении равных масс

чаемое теоретически значение может совпадать с наблюдаемым на больших значениях аргумента. Это позволяет избежать ограничений полученных в [32] на частицы с зарядом $Q = -4$.

В то же время появляется необходимость учитывать знак генерируемого избытка технилептонов. При $\frac{L}{B} \lesssim 0.9998$ (см. верхнюю строку рис. 5.2) плотность DM в основном обеспечивается отрицательно заряженными частицами N^{-4} , формирующими X-гелий. В случае же $\frac{L}{B} \gtrsim 0.9998$, изображённом на нижней строке рисунка, преобладают античастицы \bar{N}^{+4} . Малая часть этого избытка может образовать WIMP-подобные связанные состояния с технибарионами $(\bar{U}\bar{U})^{-4}\bar{N}^{+4}$, однако большинство технилептонов на более поздних этапах эволюции Вселенной должны будут сформировать аномальные изотопы бериллия. Такой сценарий является нежелательным.

Уже было показано (см. формулу (5.16)), что отношения плотностей ли-нейно зависят от параметра $\frac{L}{B}$. Из уравнений не следует никаких ограничений

на значения данного отношения, однако они могут быть установлены исходя из знаков генерируемого избытка и величины отношений $\frac{\Omega_{UU}}{\Omega_b}$ и $\frac{\Omega_L}{\Omega_b}$.

На рисунке 5.3 отображены допустимые значения параметра $\frac{L}{B}$ для разных значений y . Закрашенные серым области запрещены, так как

- (1) — для обеих компонент ДМ заряд ядра X-гелия положителен ($+2n$);
- (2) — наблюдается перепроизводство технилептоннов;
- (3) — наблюдается перепроизводство технибарионнов;
- (4) — генерация аномальных изотопов.

Картина не меняется при увеличении модуля параметра y , если $y > -138$.

Вертикальными чертами отмечены значения, при которых меняется знак заряда генерируемого избытка. Из выражений (5.12) и (5.13) следует, что это происходит при $\frac{L}{B} = -\beta_{TB,TL}$. Объяснить наблюдаемую величину отношения $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$ возможно только вблизи этих точек, где плотности компонент ещё не высоки.

Таким образом, можно оценить изменение ширины разрешённого «окна» при изменении параметров относительно некоторого известного случая. Для этого следует рассмотреть функцию

$$\Delta = \left| \frac{L}{B} \left(\frac{TB}{B} = 0 \right) - \frac{L}{B} \left(\frac{TL}{B} = 0 \right) \right| = |\beta_{TB} - \beta_{TL}|. \quad (5.19)$$

В приближении равных масс она имеет вид:

$$\Delta = 4 \left| \frac{y(\sigma_{UU} + 3\sigma_E)}{(3y\sigma_E - 1)(y\sigma_{UU} + 1)} \right|. \quad (5.20)$$

При увеличении значений данной функции разрешённое «окно» должно уменьшаться.

На рисунке 5.4 представлены графики Δ -функции. Зависимость от массы и температуры закалки, изображённая на левой панели, соответствует случаю $y = 5$. На правой панели — зависимость от зарядового параметра y при $\frac{m_{UU}}{2} = 1500$ ГэВ и $T_* = 200$ ГэВ. Разрыв функций соответствуют критической массе $m^{\text{крит}}$.

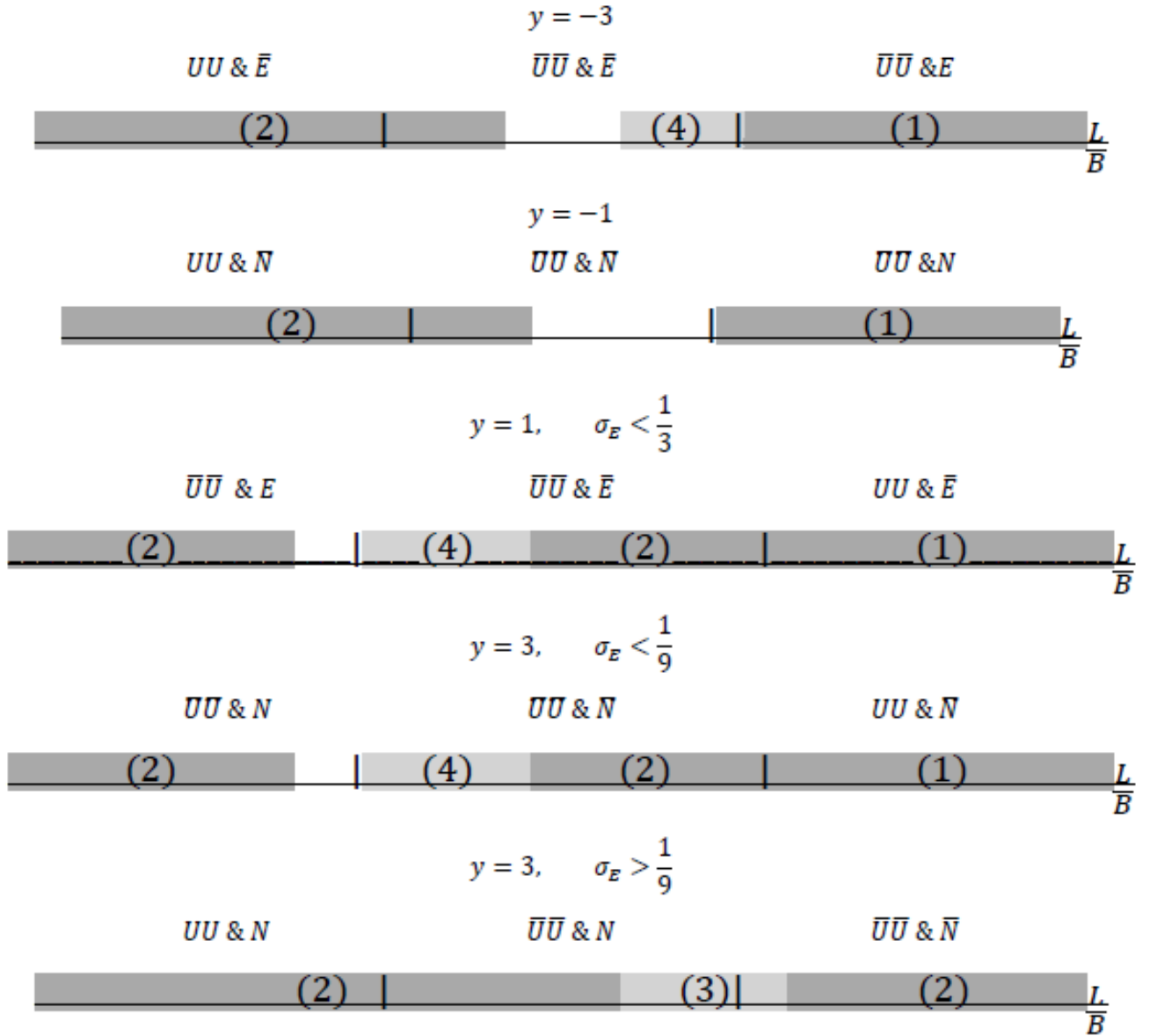


Рисунок 5.3 — Допустимые значения параметра $\frac{L}{B}$ для разных значений y

Возвращаясь к анализу рисунка 5.3 следует рассмотреть связанные состояния, за счёт которых обеспечивается плотность скрытой массы.

- При $y > 0$ в допустимой по $\frac{L}{B}$ области возникает два варианта X -гелия: $(\bar{U}\bar{U})^{y+1}(4He^{+2})_{\frac{y+1}{2}}$ и $(N/E)^{\frac{-3y+1}{2}}(4He^{+2})_{\frac{-3y+1}{4}}$. Однако вклад первого из них в общую плотность ДМ оказывается мал из-за рассмотренного ранее подавления.
- При $y = -1$ технибарион UU и его античастица $\bar{U}\bar{U}$ оказываются электронейтральны и сами по себе являются WIMP-подобными частицами, обеспечивающими меньшую часть плотности скрытой массы. Технилептон же входит в состав X -гелия $\bar{E}He$.

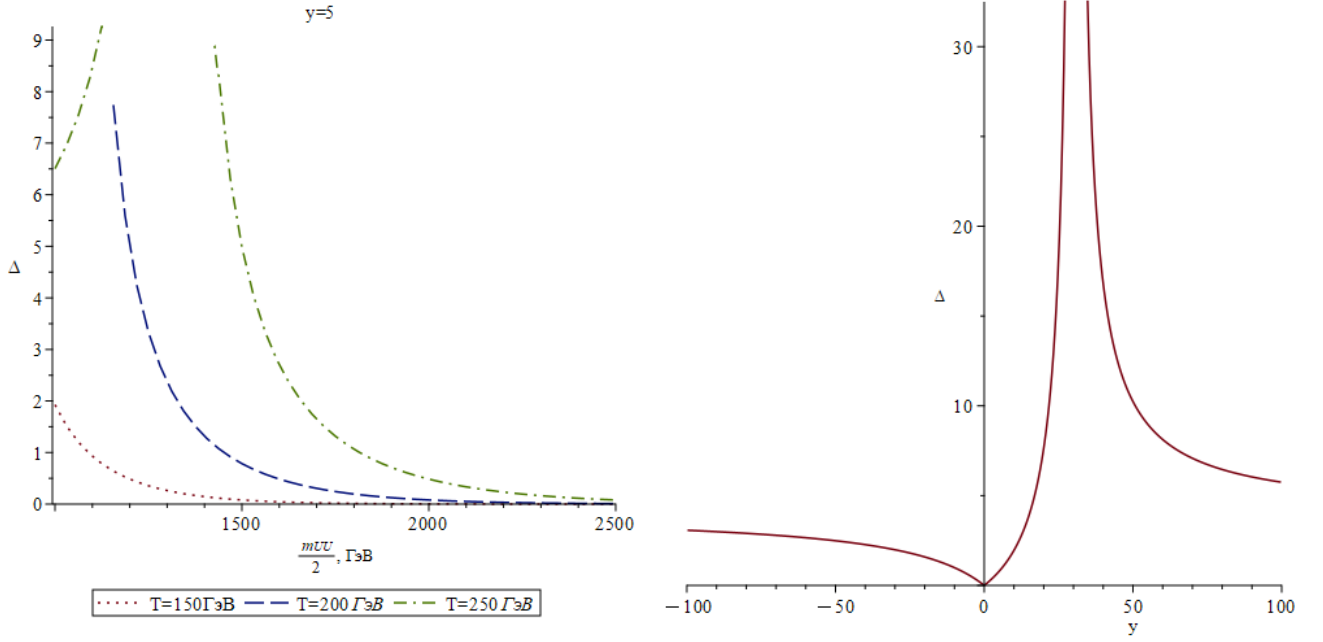


Рисунок 5.4 — Зависимость Δ -функции от параметров модели

- При $y < -1$ на правой границе разрешённого «окна» скрытая масса полностью состоит из WIMP-подобных частиц $(\bar{U}\bar{U})_m(\bar{N})_n$, где m и n определяются из условия электронейтральности связанного состояния:

$$-2m(y + 1) - n(-3y \pm 1) = 0. \quad (5.21)$$

На рисунке 5.3 для $y = -3$ светло-серым выделена узкая область, в которой должны образовываться аномальные изотопы бериллия с технибарионным ядром. Здесь из-за экспоненциального подавления и малости $\frac{TL}{B}$

отношение плотностей $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$ оказывается недостаточно велико.

Уменьшение же параметра $\frac{L}{B}$ приводит к появлению двух типов X-гелия: с технилептонным \bar{N}^{-2r} и смешанным $\bar{N}^{-2r}(\bar{U}\bar{U})^{+2s}$ ядрами.

5.2.2 ОТНОШЕНИЕ КОМПОНЕНТ СКРЫТОЙ МАССЫ

При помощи системы уравнений на химические потенциалы возможно установить вклад каждого типа частиц в плотности технилептонного и технибарион-

ного чисел. В приближении равных масс, используя определение (2.11):

$$\begin{aligned} \frac{n_{UD}}{n_{UU}} &= \frac{n_{DD}}{n_{UU}} = \frac{n_N}{n_E} = \\ &= \frac{\sigma_{UD}\mu_{UD}}{\sigma_{UU}\mu_{UU}} = \frac{\sigma_{DD}\mu_{DD}}{\sigma_{UU}\mu_{UU}} = \frac{\sigma_N(\mu_{NL} + \mu_{NR})}{\sigma_E(\mu_{EL} + \mu_{ER})} = 1. \end{aligned} \quad (5.22)$$

Однако суммарные вклады технилептонов и технибарионов в общую плотность ДМ зависят от параметров модели:

$$\frac{TL}{TB} = 3 \frac{\sigma_E}{\sigma_{UU}} \frac{y \left(\frac{L}{B} + 3 \right) \sigma_{UU} + \frac{L}{B} - 1}{3y \left(\frac{L}{B} + 3 \right) \sigma_E - \frac{L}{B} + 1}. \quad (5.23)$$

При этом в зависимости от их значений, возникает два режима. Если массы частиц достаточно велики, технибарионная компонента экспоненциально подавляется:

$$\frac{TL}{TB} \rightarrow -3 \frac{\sigma_E}{\sigma_{UU}}. \quad (5.24)$$

Однако, вблизи $\frac{L}{B} = 1$ ситуация меняется:

$$\frac{TL}{TB} \rightarrow 1. \quad (5.25)$$

Первый случай интересен при наличии в ранней вселенной процессов, приводящих к ненулевому значению величины $TB - TL$. Если такие процессы отсутствуют, реализуется предельный случай (5.25).

5.2.3 ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ О МАССАХ

Приближение равных масс, использованное выше, не является единственным возможным. Действительно, при изменении разницы между массами $m_{UU} = m_{UD} = m_{DD}$ и $m_N = m_E$ формулы (5.12) и (5.13) не меняются. Отличия проявляются лишь при более детальном рассмотрении.

Например, в предположении $m_{UU} = m_{UD} = m_{DD} = m_N = m_E$ экспо-

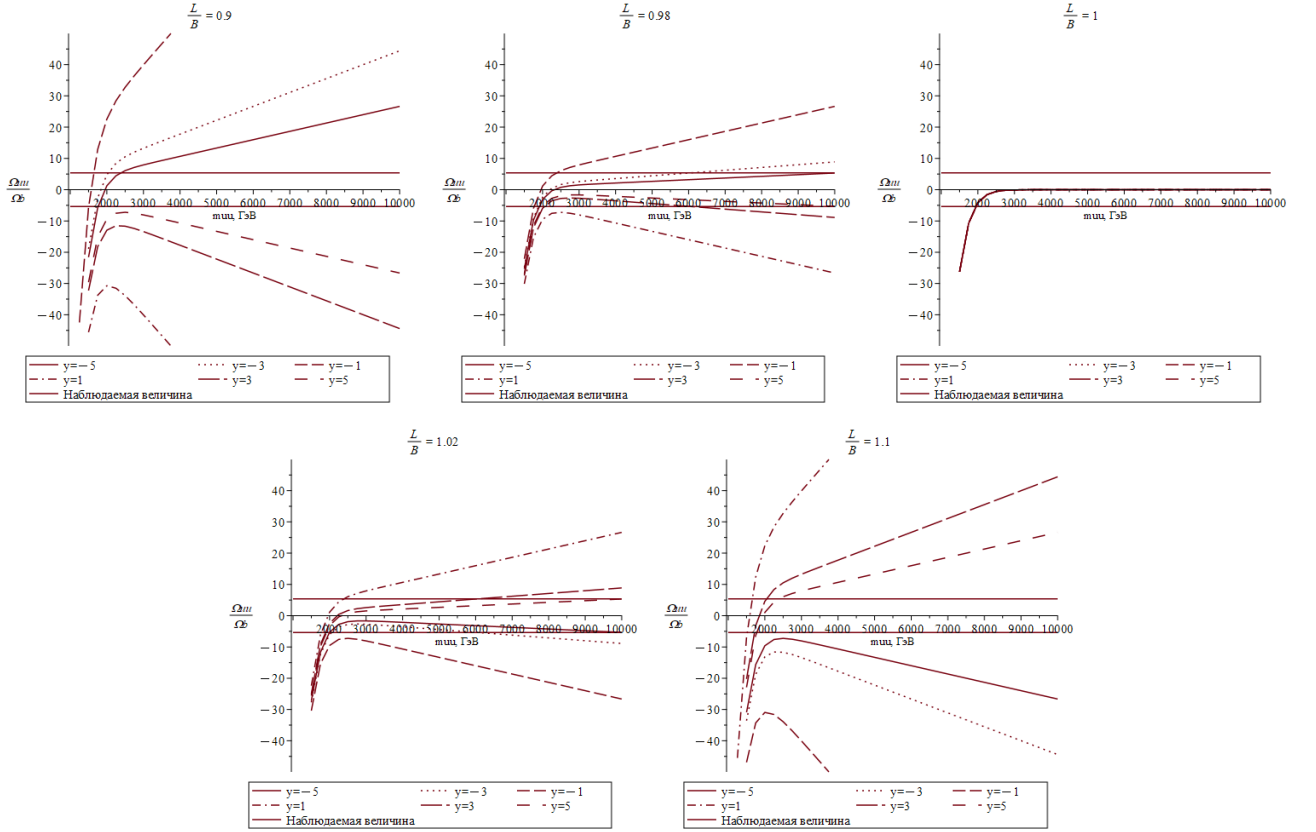


Рисунок 5.5 — Зависимости плотностей технибарионной компоненты от общей массы частиц для разных зарядов в предположении $m_E = m_{UU}$

ненциальное подавление технибарионной компоненты исчезает. Более того, на больших массах $\frac{\sigma_{UU}}{\sigma_E} \approx 1$, из-за чего наблюдается линейный рост. На рисунке 5.5 показаны графики плотности технибарионов от общей массы частиц для разных зарядов. Кривые построены при $T_* = 200$ ГэВ.

Значение Δ -функции (5.20) увеличивается при уменьшении массы m_{UU} . Потому чтобы удовлетворить данным PLANCK при использовании этого предположения необходима ещё более тонкая подстройка параметров $\frac{L}{B}$ и y .

В случае $y > 0$ увеличение количества технибарионов позволяет избежать возникновения аномальных изотопов. Вместо этого должно происходить образование WIMP-подобных частиц и X -гелия с ядрами $\bar{U}\bar{U}$. Опасность перепроизводства частиц DM может быть решена подбором параметров.

В случае $y < 0$ возникает обратная ситуация: отсутствие подавления технибарионной компоненты увеличивает область типа (4).

В новом предположении меняется максимальное значение весовой функции технибариона UU : $\sigma_b^{\max} = \sigma_b \left(\frac{1000}{250} \right) \approx 0.171$. Благодаря этому множитель

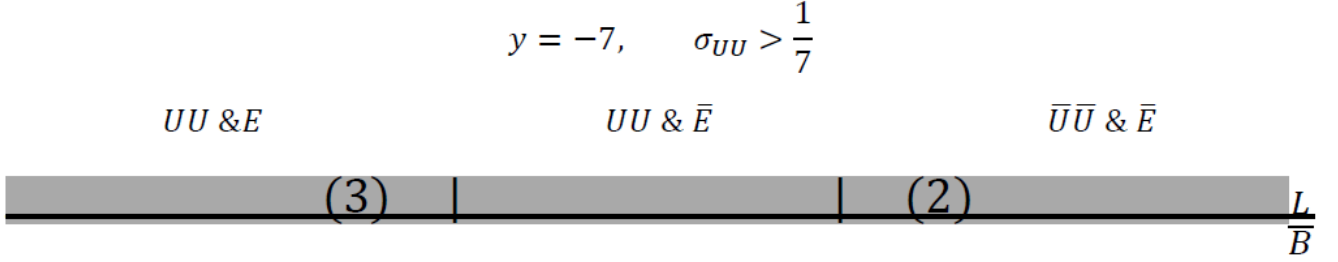


Рисунок 5.6 — Знаки зарядов компонент DM в зависимости от параметра $\frac{L}{B}$

$(y\sigma_{UU} + 1)$ может менять знак при $y < -\frac{1}{\sigma_b^{\max}} \approx -5.8$ или, учитывая требование нечётности, при $y \leq -7$. Заряд технилептонного ядра X -гелия $Q_X = -8$ уже не кажется нереалистичным.

На рисунке 5.6 показана зависимость знаков зарядов компонент DM от отношения $\frac{L}{B}$ для случая $y = -7$ и $\sigma_{UU} > \sigma_b^{\text{крит}}$. Области параметров, в которых было бы возможно объяснить наблюдаемое значение $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$ отсутствуют. Наблюдается сильное перепроизводство техничастиц.

На правой панели рисунка 5.7 показано изменение отношения плотностей скрытой массы и барионного вещества в зависимости от разницы масс $\Delta m = m_{UU} - m_E$ при $m_E = 2000$ ГэВ, $T_* = 200$ ГэВ и $\frac{L}{B} = 1.01$. На левой и центральной панелях изображены графики для компонент DM при тех же значениях параметров. Излом, возникающий при $y < 0$, как и ранее, обусловлен изменением знака технилептонов при $\frac{L}{B} = -\beta_{TL}$. Технибарионная компонента преобладает только в узком интервале около этой точки.

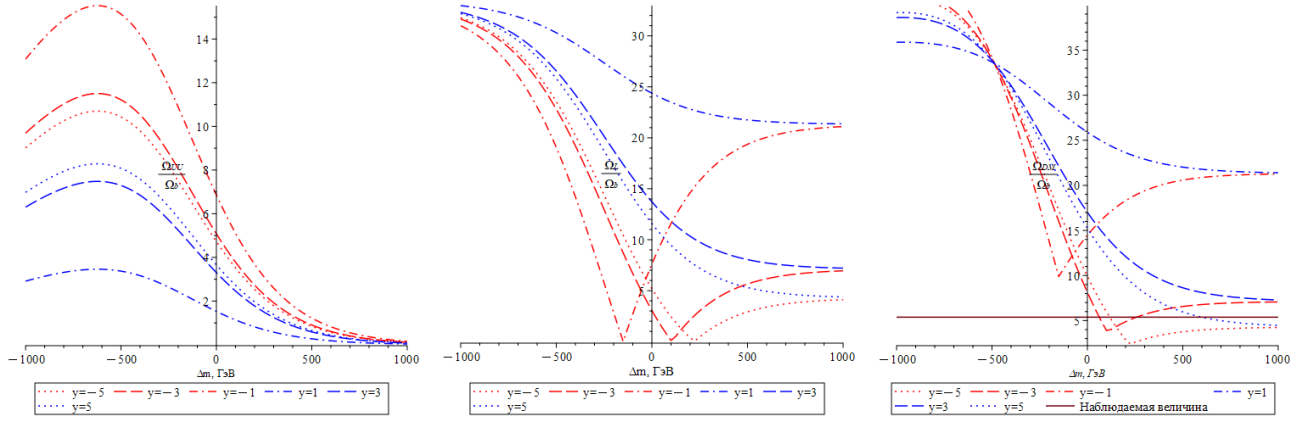


Рисунок 5.7 — Отношение плотностей компонент DM в зависимости от разницы масс $\Delta m = m_{UU} - m_E$

5.2.4 ПОБОЧНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Из формул (5.12) и (5.13) могут быть найдены разность и сумма плотностей лептонного и барионного чисел:

$$\begin{aligned}
 B - L &= 4B + \frac{(\sigma_{UU} + 3\sigma_E)y}{(y\sigma_{UU} + 1)\sigma_E} TL - \frac{4}{y\sigma_{UU} + 1} B = 4B + \lambda_1 TL - \varkappa_1 B, \\
 &= 4B + \frac{3(\sigma_{UU} + 3\sigma_E)y}{\sigma_{UU}(3y\sigma_E - 1)} TB + \frac{4}{3y\sigma_E - 1} B = 4B + \lambda_2 TB + \varkappa_2 B;
 \end{aligned} \tag{5.26}$$

$$\begin{aligned}
 B + L &= -2B - \frac{(\sigma_{UU} + 3\sigma_E)y}{(y\sigma_{UU} + 1)\sigma_E} TL + \frac{4}{y\sigma_{UU} + 1} B = -2B - \lambda_1 TL + \varkappa_1 B, \\
 &= -2B - \frac{3(\sigma_{UU} + 3\sigma_E)y}{\sigma_{UU}(3y\sigma_E - 1)} TB - \frac{4}{3y\sigma_E - 1} B = -2B - \lambda_2 TB - \varkappa_2 B.
 \end{aligned} \tag{5.27}$$

Здесь коэффициенты $\lambda_{1,2}$ и $\varkappa_{1,2}$ зависят от зарядового параметра y , а потому даже их предельные значения могут пробегать достаточно широкий спектр значений.

В разделе 5.2.1 было показано, что основной вклад в плотность DM должна вносить технилептонная компонента. В пределе $\frac{\sigma_{UU}}{\sigma_E} \rightarrow 0$ и

необходимое значение величины $\frac{L}{B}$ может быть найдено для заданных масс:

$$\frac{L}{B} = \frac{m_E(y\sigma_{UU} + 1)}{\mp 5.043450334y - m_E(3y\sigma_{UU} - 1)}, \tag{5.28}$$

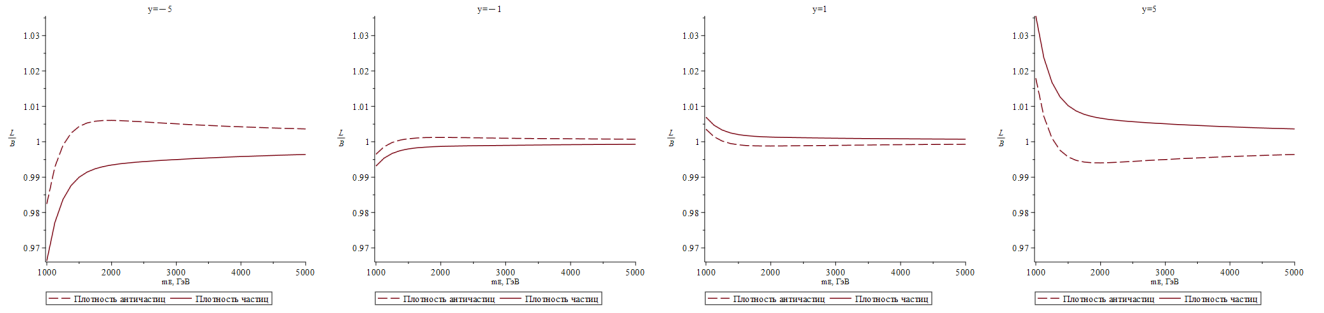


Рисунок 5.8 — Отношение плотностей $\frac{L}{B}$ при $\frac{\Omega_L}{\Omega_b} = \frac{0.265}{0.0493}$ в зависимости от разницы массы технилептонов

где знак \mp соответствует обратному знаку заряда генерируемого избытка. Эта зависимость изображена на рисунке 5.8 для случая $\Delta m = 1000$ ГэВ, $T_* = 200$ ГэВ.

Как и следовало ожидать, при увеличении массы $\frac{L}{B} \rightarrow 1$. Формула (5.28)

позволяет быстро подобрать необходимые для объяснения величины $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$ значения параметров.

5.2.5 ПРОИЗВОЛЬНЫЕ МАССЫ

В предыдущем разделе было показано, что величина $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$ сильно зависит от разности $\Delta m = m_{UU} - m_E$. Однако поведение данной функции при снятии приближения равных масс остаётся неясным.

В рамках предположения $m_E = m_{UU}$ могут быть введены разности, ана-

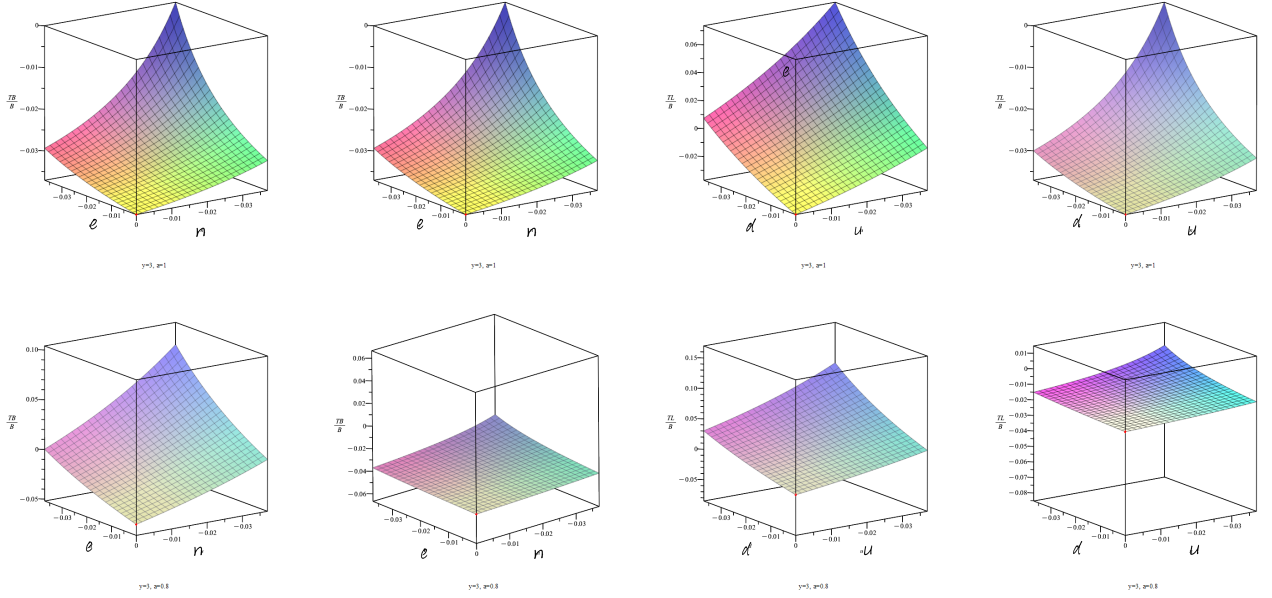


Рисунок 5.9 — Отношения плотностей в при произвольных массах частиц

логичные определённм в разделе 4.2:

$$\sigma_{N,E} = \sigma_f \left(\frac{m}{T} \right) + n, e, \quad (5.29)$$

$$\sigma_{UU} = \sigma_b \left(\frac{m}{T} \right) + 2u, \quad (5.30)$$

$$\sigma_{UD} = \sigma_b \left(\frac{m}{T} \right) + u + d, \quad (5.31)$$

$$\sigma_{DD} = \sigma_b \left(\frac{m}{T} \right) + 2d. \quad (5.32)$$

Реперные масса и температура закалки: $m = 1500$ ГэВ и $T = 250$ ГэВ.

На рисунке 5.9 показано изменение отношений плотностей компонент DM и барионного вещества в зависимости от разности весовых функций. Красной точкой отмечено значение, полученное в приближении равных масс. Зарядовый параметр и отношение плотностей лептонного и барионного чисел фиксированы: $y = 3$, $a = \frac{L}{B} = 1$ (верхняя строка) или $a = \frac{L}{B} = 0.8$ (нижняя строка).

Во всех случаях отношение плотностей растёт при увеличении аргумента. Также следует обратить внимание на возможность изменения знака генерируемого избытка техничастиц.

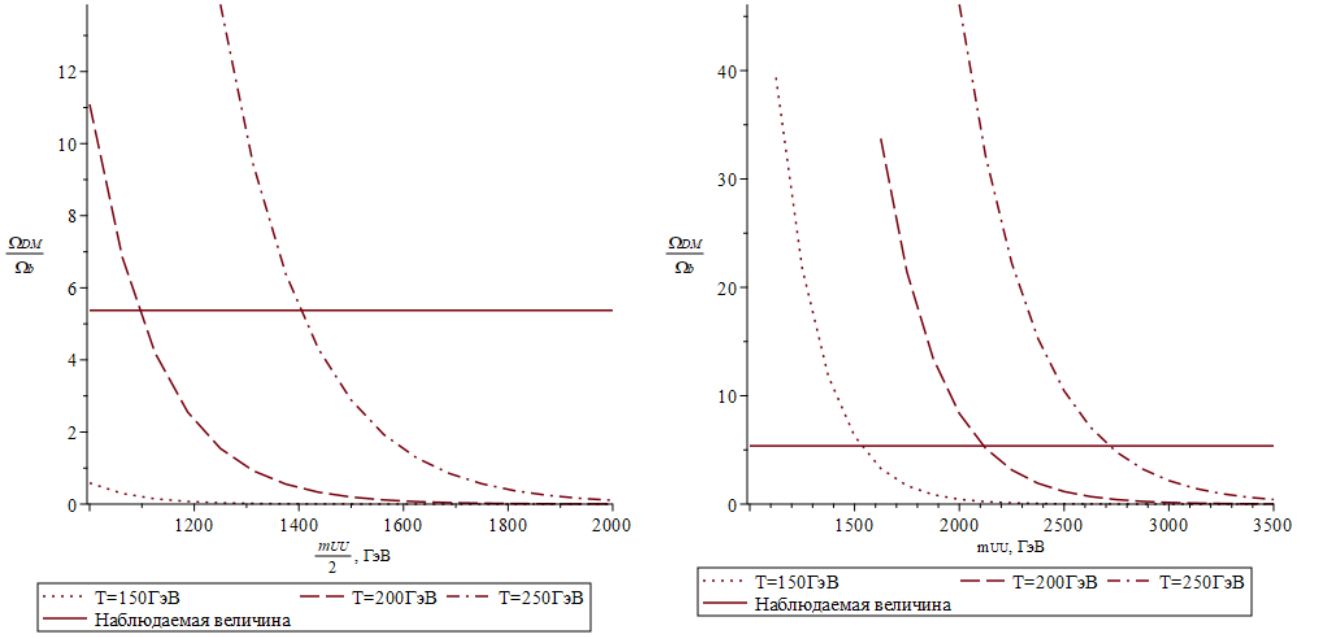


Рисунок 5.10 — Зависимость отношения плотностей скрытой массы и барионного вещества от общей массы техничастиц при $\frac{L}{B} = 1$

5.2.6 СЛУЧАЙ $L/B=1$

Частный случай, возникающий при $\frac{L}{B} = 1$, нуждается в отдельном рассмотрении. В разделе 4.5 уже упоминалось, что при таком значении отношения лептонной и барионной плотностей нет нужды вводить дополнительные механизмы генерации $B - L$. В технецветовой же модели возникает ещё одна особенность. Из уравнений (5.15) и (5.23) следует, что в данном случае плотности компонент DM не зависят от зарядового параметра, а отношение их величин постоянно:

$$\frac{\Omega_{UU}}{\Omega_L} = \frac{m_{UU}}{m_E}. \quad (5.33)$$

Суммарная же плотность DM определяется из выражения

$$\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b} = 6 \frac{m_{UU} + 2m_E}{m_p} \frac{\sigma_{UU}\sigma_E}{\sigma_{UU} + 3\sigma_E}. \quad (5.34)$$

Зависимость этого отношения от общей массы и температуры закалки сфалеронных переходов показана на рисунке 5.10. Левая панель соответствует предположению $m_E = \frac{m_{UU}}{2}$, правая — $m_E = m_{UU}$. Легко найти, что величина

отношения для второго случая больше в 1.5 раза.

Значения общей массы при которых $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b} = \frac{0.265}{0.0493}$ могут не на много

превышать экспериментальные ограничения [32]. Однако при $\frac{L}{B} = 1$ знаки генерируемых избытков одинаковы, $\text{sgn}(TB) = \text{sgn}(TL) = -1$, из-за чего возможно перепроизводство WIMP-подобных связанных состояний. С одной стороны, из формулы (5.33) следует, что избежать этого можно за счёт огромной разницы в массах технибарионов и технилептонов. С другой, значение $\text{sgn}(TL)$ может быть изменено выбором u и d (см. рисунок 5.9), что приводит к формированию технилептонного X -гелия при $y > 0$. Оба варианта нуждаются в более детальном рассмотрении.

5.3 ПОСЛЕ ЭЛЕКТРОСЛАБОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

5.3.1 ОСНОВНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ

В случае закалки сфалеронных переходов после ЭСФП уравнение (5.10) не может быть использовано, поэтому решение системы уравнений содержит дополнительный параметр:

$$\frac{TB}{B} = -\alpha \left(\frac{L}{B} + \gamma \frac{TL}{B} + \beta \right). \quad (5.35)$$

В приближении равных масс функции α , β и γ имеют следующий вид:

$$\alpha = \frac{\sigma_{UU}}{3} \frac{(\sigma_t + 5)(2\sigma_{UU} + \sigma_E) + 6(\sigma_t + 17)}{(9(\sigma_t - 1)y + 2(\sigma_t + 5))\sigma_{UU} + (\sigma_t + 5)\sigma_E + 3(5\sigma_t + 31)}, \quad (5.36)$$

$$\beta = \frac{18(2\sigma_{UU} + \sigma_E + 18)}{(\sigma_t + 5)(2\sigma_{UU} + \sigma_E) + 6(\sigma_t + 17)}, \quad (5.37)$$

$$\gamma = \frac{2(\sigma_t + 5)\sigma_{UU} + (27(1 - \sigma_t)y + \sigma_t + 5)\sigma_E + 3(5\sigma_t + 31)}{\sigma_E((\sigma_t + 5)(2\sigma_{UU} + \sigma_E) + 6(\sigma_t + 17))}. \quad (5.38)$$

На рисунке 5.11 построены зависимости этих коэффициентов от общей массы в предположении $m_E = m_{UU}$. Следует отметить некоторые особенности:

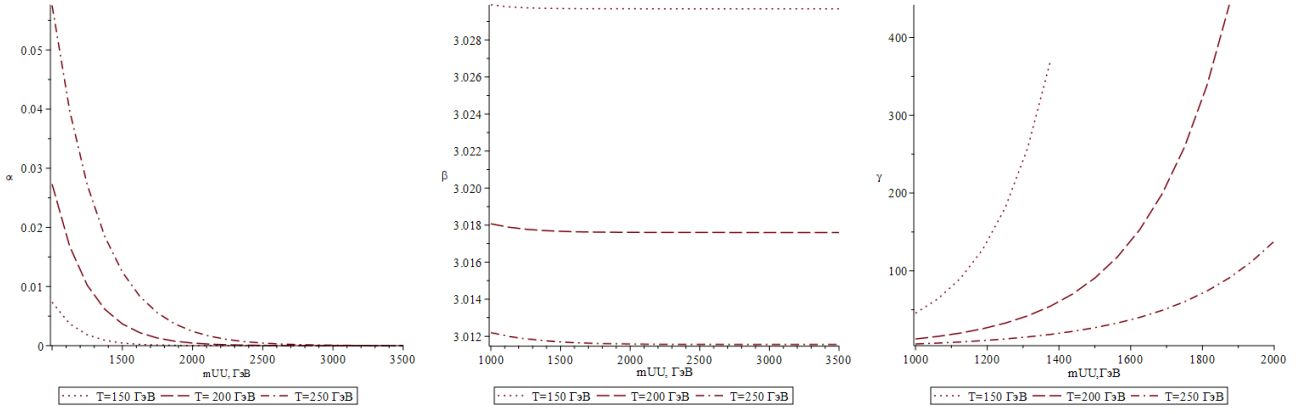


Рисунок 5.11 — Зависимости коэффициентов (5.36) - (5.38) от общей массы в предположении $m_E = m_{UU}$

- функция α имеет слабую гиперболическую зависимость от зарядового параметра. Полюс возникает лишь при нереалистично больших значениях ($y > 100$) и удаляется от точки $y = 0$ с увеличением массы частиц. Медленный рост оказывается почти незаметен на фоне экспоненциального подавления $\sim \sigma_{UU}$.
- зарядовый параметр не входит в формулу (5.37) для коэффициента β . В то же время зависимость от массы частиц слаба: функция быстро выходит на плато около асимптоты $\beta = \frac{54}{\sigma_t + 17} \approx 3$.
- коэффициент γ представляет собой линейную функцию по y , однако для малых значениях этого параметра основную роль играет свободный член. По этой причине при реалистичных зарядах техничастиц такая зависимость крайне слаба на фоне экспоненциального роста $\sim \frac{1}{\sigma_E}$, возникающего с увеличением массы. Значения γ -функции положительны для $y > -100$ (точное значение зависит от масс частиц).

При увеличении $\Delta m = m_{UU} - m_E$ эти три функции меняются быстрее. Произведение же

$$\alpha\gamma \xrightarrow{\sigma_t \rightarrow 1} \frac{1}{3} \frac{\sigma_{UU}}{\sigma_E}, \quad (5.39)$$

что говорит об возможности подавить технибарионную компоненту также как в случае закалки до ЭСФП.

Используя этот факт можно показать, что для объяснения наблюдаемой величины отношения $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$, параметр $\frac{L}{B}$ вовсе не должен иметь близкое к единице значение. Правая панель рисунка 5.12 соответствует избытку технилептонов,

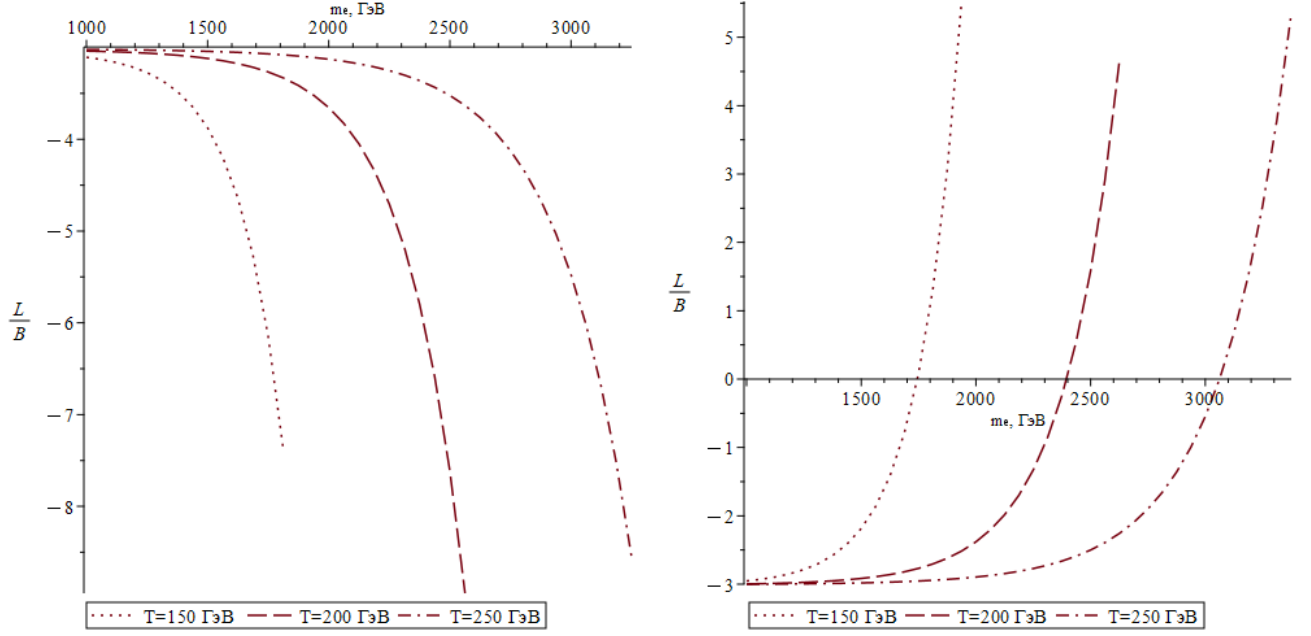


Рисунок 5.12 — Отношение $\frac{L}{B}$ как функция общей массы и температуры закалки сфалеронных переходов в предположении, что $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b} = \frac{0.265}{0.0493}$ и $\Omega_{UU} \rightarrow 0$

в то время как левая — избытку соответствующих античастиц. С увеличением массы наблюдается экспоненциальный рост: $\frac{L}{B} \sim \gamma \sim \frac{1}{\sigma_E}$.

На рисунке 5.13 показана зависимость отношения плотностей DM и барионного вещества в приближении $\Omega_{UU} = 0$:

$$\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b} = -\frac{3m_E}{m_p} \frac{1}{\gamma} \left(\frac{L}{B} + \beta \right). \quad (5.40)$$

Знак соответствует знаку заряда генерируемого избытка технилептонов. В случае $\frac{L}{B} < -\beta \approx -3$ естественно полагать $y > 0$, в то время как при $\frac{L}{B} > -\beta - y < 0$.

Отношения плотностей может достигать наблюдаемой величины в достаточно узком интервале масс, смещающемся в сторону больших значений при увеличении $\frac{L}{B}$. Случай $B - L = 0$ не выделяется на общем фоне и может быть реализован при $m_E \approx 1800 - 3200$ ГэВ.

Из условия ненаблюдаемости на этапе нуклеосинтеза эффектов, связан-

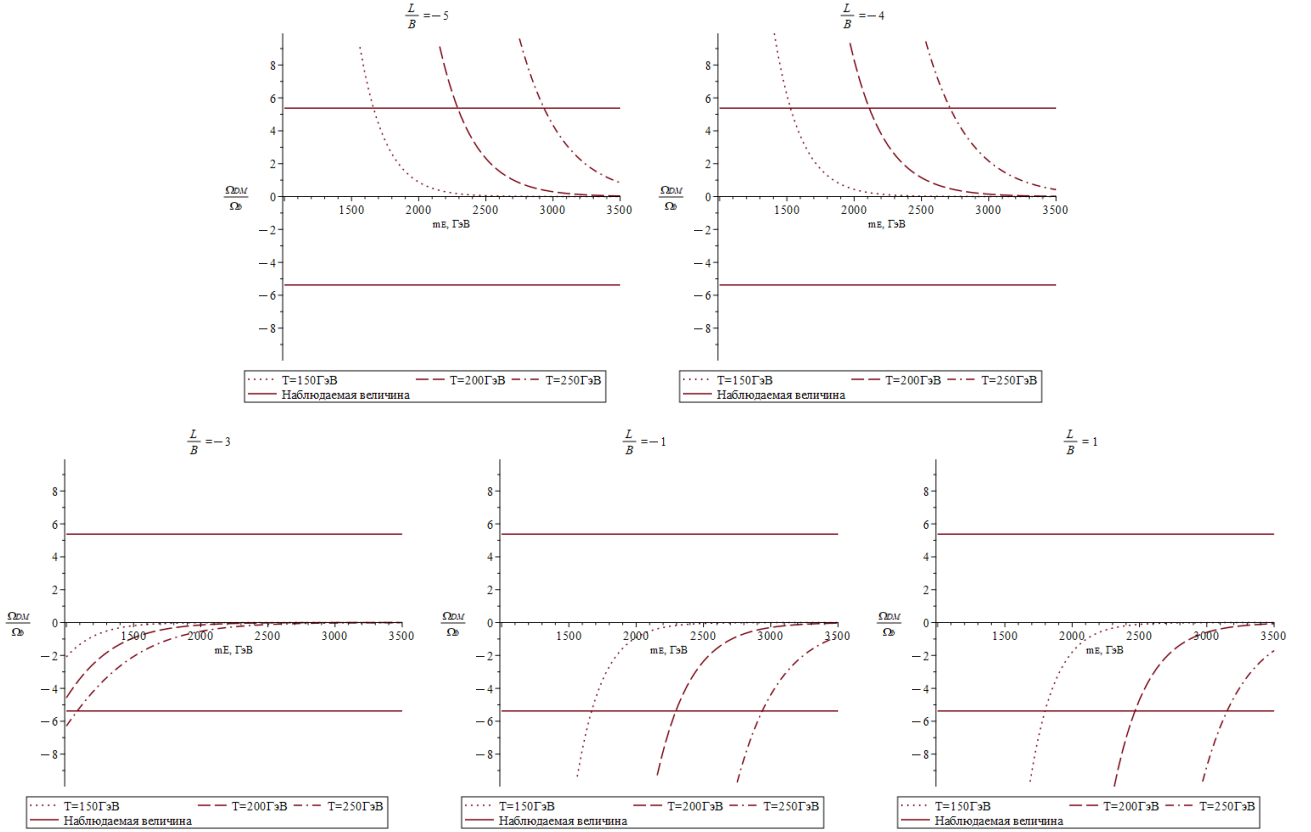


Рисунок 5.13 — Зависимость отношения плотностей DM и барионного вещества в приближении $\Omega_{UU} = 0$ от массы технилептона и отношения $\frac{L}{B}$

ных с перепроизводством стандартных лептонов, можно установить более общее ограничение на массу техничастиц: $m_E < 5 - 8$ ТэВ.

5.3.2 ПОБОЧНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Формулы для $B-L$ и $B+L$ оказываются достаточно громоздкими. Общее представление поведению этих функций можно определить в приближении $\sigma_t = 1$. В таком случае

$$B - L = 4 B + \frac{3}{\sigma_{UU}} TB + \frac{1}{\sigma_E} TL, \quad (5.41)$$

$$B + L = -2 B - \frac{3}{\sigma_{UU}} TB - \frac{1}{\sigma_E} TL. \quad (5.42)$$

Как и в модели с 4-м поколением, эти формулы не могут быть сведены к своим аналогам, полученным для случая $T_* > T_c$ (см. выражения (5.26) и (5.27)).

Из (5.41) следует, что вне зависимости от наличия подавления плотности технибарионов, плотность скрытой массы при $\frac{L}{B} = 1$ должна быть обеспечена преимущественно античастицами.

5.4 ВЫВОД

В рамках минимальной WTC модели учёт сфалеронных переходов позволяет объяснить отношение плотностей DM и барионного вещества $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$. Существует диапазон параметров, в котором возможна реализация модели тёмных атомов как доминирующей формы скрытой массы. При этом большинство частиц-переносчиков должны иметь технилептонную природу. Плотность же технибарионной компоненты DM может быть подавлена выбором предположения о разности масс.

Детали, однако, сильно отличаются в зависимости от того до или после ЭСФП произошла закалка сфалеронных переходов. Например, при $T_* > T_c$ наблюдается сильная зависимость от электрического заряда техничастиц. В частности меняется набор допустимых связанных состояний. Однако в случае $T_* < T_c$ такая зависимость почти не наблюдается.

Отличия возникают также и при рассмотрении отношения плотностей $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$ как функции от параметра $\frac{L}{B}$. В случае заделки сфалеронных переходов до ЭСФП оказывается возможным установить ограничения на массы техничастиц как снизу ($m_E \gtrsim 1$ ТэВ при $y > 0$), так и сверху (сильно зависит от параметров). Удаётся выявить диапазон значений, $\frac{L}{B} \approx -\beta$, при котором эти ограничения снимаются. Этот эффект, требующий дальнейшего анализа и физического осмысления, не возникает при закалке процесса после ЭСФП.

Следует также отметить, что анализ при $T_* < T_c$ затруднён введу меньшего числа уравнений на химические потенциалы. Требуется дополнительные предположения, вроде заметной разницы в массах технибарионов и технилептонов. В таком случае удаётся установить ограничение на массу технилептонов $m_E < 5 - 8$ ТэВ.

Некоторые области параметров могут быть исследованы экспериментально. Поиски тяжёлых частиц, возникающих при $\frac{L}{B} = 1$ при закалке до ЭСФП

или при подавлении барионной компоненты DM в случае закалки после ЭСФП, могут осуществляться на LHC по аналогии с R-адронами [29–31].

6 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках представленной работы был учтён эффект электрослабого несохранения барионного числа при анализе космологических следствий двух расширений СМ. Было показано, что в обоих случаях возможно объяснить наблюдаемое отношение плотностей DM и барионного вещества.

Были найдены зависимости $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$ от масс и зарядов (для WTC) новых частиц, температуры закалки сфалеронных переходов, отношения плотностей $\frac{L}{B}$. Более того, определены диапазоны параметров, в которых возможна реализация модели тёмных атомов как доминирующей формы скрытой массы.

Использованный в работе термодинамический подход позволяет найти общий вид отношения плотностей новых сохраняющихся чисел и стандартного барионного числа (см. формулы (4.9), (5.12) и (5.13), а также (5.35)). Однако поведение данной функции может сильно отличаться даже в рамках одной модели: как число, так и форма уравнений меняются в зависимости от отношения температур закалки сфалеронных переходов и ЭСФП.

В частных случаях удаётся решить такую проблему СМ, как необходимость дополнительного механизма генерации ненулевого значения разности $B - L$. При этом массы новых частиц в обоих рассмотренных моделях оказываются относительно невелики: $m \sim 2 - 12$ ТэВ. Поиски таких частиц вполне возможны на ЛНС по аналогии с R-адронами — долгоживущими частицами, возникающими в суперсимметричных сценариях при адронизации глюино [29–31].

В общем случае ($B - L \neq 0$) границы оказываются гораздо более размытыми. Важным для рассмотрения является условие ненаблюдаемости на этапе нуклеосинтеза эффектов, связанных с высокой плотностью стандартных лептонов. Также, следует учитывать опасность перепроизводства частиц скрытой массы.

В рамках работы был предложен и применён метод учёта разности масс

тяжёлых частиц. Его недостатком является невозможность определить массу в отрыве от значения температуры заковки сфалеронных переходов. Однако существенным преимуществом метода является значительное упрощение анализа вне рамок приближения равных масс. Возникает возможность следить за изменением предсказываемой физической картины.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters / and N. Aghanim [et al.] // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 641. — A6.
2. *Manton N. S.* Topology in the Weinberg-Salam Theory // *Phys. Rev. D.* — 1983. — Vol. 28. — P. 2019.
3. *Klinkhamer F. R., Manton N. S.* A saddle-point solution in the Weinberg-Salam theory // *Phys. Rev. D.* — 1984. — Vol. 30. — P. 2212–2220.
4. Possible manifestations of the existence of a fourth-generation neutrino / Y. Golubkov [et al.] // *J. Exp. Theor. Phys.* — 1999. — Vol. 69. — P. 402–406.
5. *Khlopov M. Y.* New symmetries in microphysics, new stable forms of matter around us. — 2006. — arXiv: astro-ph/0607048.
6. Effects of new long-range interaction: Recombination of relic Heavy neutrinos and antineutrinos / K. M. Belotsky [et al.] // *Grav.Cosm.Suppl. Vol. 11.* — *Cosmion2004.* 2005. — P. 27–33. — e-Print Archive: astro-ph/0504621.
7. *Belotsky K., Khlopov M., Shibaev K.* Stable quarks of the 4th family? // *Horizons in World Physics. Vol. 265* / ed. by N. L. Watson, T. M. Grant. — Hauppauge NY : NOVA Publishers, 2009. — P. 19–47. — e-Print: arXiv: 0806.1067 [astro-ph].
8. *Belotsky K. M., Khlopov M. Y., Shibaev K. I.* Composite Dark Matter and its Charged Constituents // *Gravitation and Cosmology. Vol. 12.* — Moscow : (KPS 06), 2006. — P. 1–7. — e-PrintArchive: astro-ph/0604518.
9. *Belotsky K., Khlopov M., Shibaev K.* Stable matter of 4th generation: hidden in the universe and close to detection? // *Particle Physics at the Year of 250th Anniversary of Moscow University.* — WORLD SCIENTIFIC, 2006.
10. *Sannino F., Tuominen K.* Orientifold theory dynamics and symmetry breaking // *Phys. Rev. D.* — 2005. — Vol. 71, no. 5. — 051901(R).
11. *Hong D. K., Hsu S. D., Sannino F.* Composite Higgs from higher representations // *Phys. Lett. B.* — 2004. — Vol. 597, no. 1. — P. 89–93.

12. *Dietrich D. D., Sannino F., Tuominen K.* Light composite Higgs boson from higher representations versus electroweak precision measurements: Predictions for CERN LHC // *Phys. Rev. D.* — 2005. — Vol. 72, issue 5. — P. 055001.
13. *Dietrich D. D., Sannino F., Tuominen K.* Light composite Higgs and precision electroweak measurements on the Z resonance: An update // *Phys. Rev. D.* — 2006. — Vol. 73, issue 3. — P. 037701.
14. *Gudnason S. B., Kouvaris C., Sannino F.* Dark matter from new technicolor theories // *Phys. Rev. D.* — 2006. — Vol. 74, issue 9. — P. 095008.
15. *Khlopov M. Y., Kouvaris C.* Composite dark matter from a model with composite Higgs boson // *Phys. Rev. D.* — 2008. — Vol. 78, issue 6. — P. 065040.
16. *Khlopov M. Y., Kouvaris C.* Strong interactive massive particles from a strong coupled theory // *Phys. Rev. D.* — 2008. — Vol. 77, issue 6. — P. 065002.
17. *Khlopov M.* What comes after the Standard Model? // *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 2020. — Vol. 116. — P. 103824.
18. *Fargion D., Khlopov M.* Tera-Leptons Shadows over Sinister Universe. — 2005. — arXiv: hep-ph/0507087 [hep-ph].
19. *Taubes C. H.* The existence of a non-minimal solution to the SU (2) Yang-Mills-Higgs equations on 3. Part I // *Commun. Math. Phys.* — 1982. — Vol. 86, no. 2. — P. 257–298.
20. *Рубаков В. А., Шапошников М. Е.* Электрослабое несохранение барионного числа в ранней Вселенной и в столкновениях частиц при высоких энергиях // *Усп. физ. наук.* — 1996. — Т. 166, № 5. — С. 493–537.
21. *Spannowsky M., Tamarit C.* Sphalerons in composite and nonstandard Higgs models // *Phys. Rev. D.* — 2017. — Vol. 95, issue 1. — P. 015006.
22. *'t Hooft G.* Symmetry Breaking through Bell-Jackiw Anomalies // *Phys. Rev. Lett.* — 1976. — Vol. 37, issue 1. — P. 8–11.
23. *Kuzmin V., Shaposhnikov M., Rubakov V. A.* On the Anomalous Electroweak Baryon Number Nonconservation in the Early Universe // *Phys. Lett. B.* — 1985. — Vol. 155. — P. 36.
24. *Arnold P., McLerran L.* Sphalerons, small fluctuations, and baryon-number violation in electroweak theory // *Phys. Rev. D.* — 1987. — Vol. 36, issue 2. — P. 581–595.

25. *Khlebnikov S., Shaposhnikov M.* The statistical theory of anomalous fermion number non-conservation // Nucl. Phys. — 1988. — Vol. 308. — P. 885–912.
26. *Harvey, Turner.* Cosmological baryon and lepton number in the presence of electroweak fermion-number violation. // Phys. Rev. D, Particles and fields. — 1990. — Vol. 42 10. — P. 3344–3349.
27. Extra quark-lepton generations and precision measurements / M. Maltoni [et al.] // Phys. Lett. B. — 2000. — Vol. 476, no. 1/2. — P. 107–115.
28. A new constraint on primordial lepton flavour asymmetries / V. Domcke [et al.]. — 2022. — arXiv: 2208.03237 [hep-ph].
29. Search for heavy long-lived charged R-hadrons with the ATLAS detector in 3.2 fb-1 of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV / M. Aaboud [et al.] // Phys. Lett. B. — 2016. — Vol. 760. — P. 647–665.
30. *Canepa A.* Searches for Supersymmetry at the Large Hadron Collider // Rev. Phys. — 2019. — Vol. 4. — P. 100033.
31. Collider searches for long-lived particles beyond the Standard Model / L. Lee [et al.] // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2019. — Vol. 106. — P. 210–255.
32. Search for heavy long-lived multi-charged particles in the full LHC Run 2 pp collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector / G. Aad [et al.]. — 2023. — arXiv: 2303.13613 [hep-ex].