

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное автономное учреждение
высшего образования
«Национальный исследовательский ядерный университет
«МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

УДК 539.12.01

**РФЕРАТ
ПО КУРСУ
ВВЕДЕНИЕ В КОСМОМИКРОФИЗИКУ
ЭЛЕКТРОСЛАБЫЙ БАРИОСИНТЕЗ В МОДЕЛИ С
ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫМИ СВЕРХТЯЖЁЛЫМИ
КВАРКАМИ И ЛЕПТОНАМИ**

Проверил

д.ф.-м.н., профессор

_____ М. Ю. Хлопов

Выполнил

_____ Д. О. Сопин

Москва 2022

Оглавление

1	Введение	2
2	Сфалерон в модели Вайнберга-Салама	2
3	Механизм сфалеронных переходов	4
4	Космологические следствия для СМ	6
5	Модель с 4-мя поколениями	9
6	Заключение	12
	Список использованных источников	14

1 Введение

Наблюдаемый избыток вещества над антивеществом не может быть объяснён при помощи теории, включающей закон сохранения барионного числа. В частности, это невозможно при использовании теории возмущений в рамках Стандартной Модели (СМ). Однако 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 [1; 2].

Эффект электрослабого несохранения барионного числа должен быть учтён при анализе космологических следствий расширений СМ как неизбежный сопутствующий фактор. Также в некоторых моделях с его помощью удаётся объяснить наблюдаемое соотношение плотностей скрытой массы и барионной материи [3–5]. В частности, это возможно сделать в теориях, предсказывающих существование связанных состояний новых частиц, "тёмных атомов".

В данной работе рассмотрена модель с 4-я поколениями фермионов [6–11] в контексте генерации барионной асимметрии. Раздел 2 посвящён сфалеронному решению уравнений Янга-Миллса с механизмом Хиггса: его теоретическому открытию и свойствам. В следующем за ним разделе 3 описан процесс сфалеронных переходов в СМ, приводящий к нарушению закона сохранения барионного числа, космологические следствия которого описаны в разделе 4. В разделе же 5 развитый подход применён к упомянутому расширению СМ.

2 Сфалерон в модели Вайнберга-Салама

В начале 80-х годов К. Г. Таубес показал, что в теориях Вайнберга-Салама с механизмом Хиггса возможно существование нового типа решений [12]. Эта идея получила развитие в статье Н. С. Маттона [1], в которой было доказано присутствие в теории с симметрией $SU(2)$ нестягиваемых петель. Последнее позволяет ввести новый топологический заряд [13], характеризующий вакуумное состояние:

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

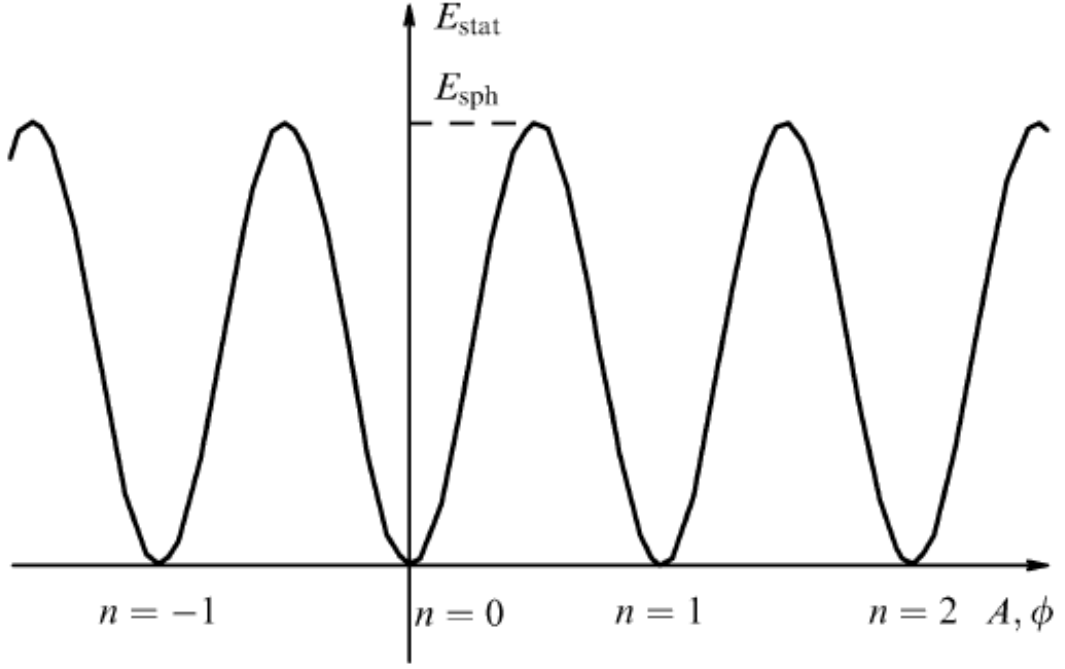


Рисунок 1 — Конфигурационное пространство SU(2)-симметричной модели [14]. Статическая энергия представлена функцией (функционалом) от калибровочного и хиггсовского полей.

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. Маттон предположил, что потенциальные барьеры, их разделяющие, не имеют особенностей (см. рис. 1). В этом случае на вершине барьера находится стационарная точка, соответствующая новому решению уравнений поля, названному сфалероном (от греческого *σφαλερος* - "готовый упасть").

В 1984-ом году Ф. Р. Клинкхаммер и Н. С. Маттон опубликовали работу [2], в которой были описаны некоторые свойства сфалеронного решения. Было использовано выражение для энергии, полученное из лагранжиана "чистого" калибровочного поля с потенциалом Хиггса:

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

Для этого случая:

- было найдено выражение для магнитного момента $\vec{\mu}$;

- была оценена протяжённость в пространстве сфалеронного 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} для различных значений хиггсовских параметров. При их значениях, определённых экспериментально, $E_{Sph} \sim 9$ ТэВ.

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

3 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 [2; 15]:

$$\partial_\mu J^\mu = \frac{1}{32\pi^2} \text{tr}(\tilde{F}_{\mu\nu} F^{\mu\nu}) \quad (3)$$

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

$$\Delta\mathcal{B} = \Delta\mathcal{L} = 3n. \quad (4)$$

А значит,

$$\mathcal{B} - \mathcal{L} = \text{const}, \quad (5)$$

$$\mathcal{B} + \mathcal{L} \neq \text{const}. \quad (6)$$

Однако при низких температурах ($T \ll E_{Sph}$) возникновению токов (3) мешает потенциальный барьер. Наблюдаемость сфалеронных переходов

при заданной энергии зависит от возможности его преодоления. Существует несколько способов сделать это.

Распад очень тяжёлых частиц.

В [15] кратко рассмотрен сценарий при котором нестабильная частица с массой, превышающей энергию сфалерона ($M_F > \frac{m_W}{\alpha_W}$, $M_F \sim 10$ TeV [2]), распадается, тем самым провоцируя сфалеронный переход.

Этот способ преодоления потенциального барьера должен учитываться при изучении космологических следствий некоторых расширений СМ, однако в данной работе модели со столь массивными частицами не рассматриваются.

Туннелирование.

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

$$\sigma \sim \exp \left(-\frac{16\pi^2}{g_W^2} \right) \sim 10^{-173}. \quad (7)$$

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 $T \ll E_{Sph}$.

Классический переход.

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

В работах [15; 16] (см. также обзор [14]) рассматриваются сфалеронные переходы при температурах $\sim 0.1 - 1$ ТэВ.

Так в работе [15] оценена температура закалки переходов T^* (при которой время между событиями сравнивается с хаббловским). Использовано приближение при котором флуктуациями фермионов можно пренебречь.

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

$$\Gamma_{Sph} = CT \exp \left(-\frac{E_{Sph}}{T} \right). \quad (8)$$

Удаётся получить температуру закалки $T^* \sim 200$ ГэВ. Введя того что точное значение E_{Sph} неизвестно, данное значение может варьироваться в пределах 150-250 ГэВ [3].

Вторая же работа [16] посвящена более строгому вычислению вероятности сфалеронного перехода для SU(2) модели при $\sin^2 \theta_W = 0$. В частности, найден независящий от температуры множитель C .

4 Космологические следствия для СМ

Космологические следствия существования сфалеронных переходов могут быть установлены с использованием термодинамического подхода, развитого в работе [17].

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;
- $\mu = \sum_i \mu_{\nu_i L}, \mu_{\nu_i R}, i=e, \mu, \tau$ 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 из них могут быть связаны за счёт слабого взаимодействия:

- для любого правого фермиона типа "i"

$$\mu_{iR} = \mu_{iL} \pm \mu_0; \quad (9)$$

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

$$\mu_i = \mu_j + \mu_W. \quad (10)$$

Аналогично может быть введено уравнение сфалеронного перехода:

$$3(\mu_{uL} + 2\mu_{dL}) + \mu = 0. \quad (11)$$

Необходимая для дальнейшего рассмотрения плотность барионного числа, определённая как

$$B = \frac{6}{gT^2} \sum_i (n_i - n_{\bar{i}}) = \sum_i \frac{1}{3} \sigma_i \left(\frac{m_i}{T} \right) \mu_i, \quad (12)$$

где суммирование производится по всем кваркам. Каждый из них несёт барионное число равное $1/3$, что отражено коэффициентом перед избытком плотности разложенным в ряд Тейлора по малой величине $\frac{\mu_i}{T}$. Коэффициент $\frac{6}{gT^2}$ отражает выбранную нормировку.

Величина, представляющая собой статистический вес для массивной частицы

$$\sigma(z) = \frac{6}{4\pi^2} \int_0^\infty dx \, x^2 \cosh^{-2} \left(\frac{1}{2} \sqrt{x^2 + z^2} \right), \quad (13)$$

меняется в пределах $[1;0]$ при изменении аргумента от нуля к бесконечности.

Аналогично могут быть введены плотности лептонного числа L , электрического заряда Q и проекции изоспина I_3 .

Таким образом, часть системы уравнений на химические потенциалы,

Таблица 1 — Соотношения плотностей B и L в СМ.

Закалка	Связь	$B + L$	$B - L$
До ЭСФП	$B + \frac{1}{3}L = 0$	$-2B$	$4B$
После ЭСПФ	$B + \frac{3\sigma_t + 5}{2\sigma_t + 8}L = 0$	$-\frac{\sigma_t + 11}{5 + \sigma_t}B$	$\frac{3(7 + \sigma_t)}{5 + \sigma_t}B$

полученная из определений, выглядит как:

$$B = \frac{1}{3} \cdot 3 \cdot (2 + \sigma_t)(\mu_{uL} + \mu_{uR}) + \frac{1}{3} \cdot 3 \cdot 3 \cdot (\mu_{dL} + \mu_{dR}) = \quad (14)$$

$$= (10 + 2\sigma_t)\mu_{uL} + 6\mu_W,$$

$$L = \Sigma(\mu_{\nu_i L} + \mu_{\nu_i R} + \mu_{iL} + \mu_{iR}) = \quad (15)$$

$$= 4\mu + 6\mu_W.$$

А также, с учётом общей электронейтральности:

$$Q = 0 = \frac{2}{3} \cdot 3 \cdot (2 + \sigma_t)(\mu_{uL} + \mu_{uR}) - \frac{1}{3} \cdot 3 \cdot 3 \cdot (\mu_{dL} + \mu_{dR}) - \quad (16)$$

$$- 3(\mu_{eL} + \mu_{eR}) - 4\mu_W - 2\mu_-,$$

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

Следует учесть, что температура закалки сфалеронных переходов T_* может быть как больше температуры электрослабого фазового перехода (ЭСФП) T_c , так и меньше её. В случае, если $T_* < T_c$, закалка происходит в нарушенной фазе, когда

$$\mu_0 = 0. \quad (17)$$

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

$$I_3 = 0 = \frac{1}{2} \cdot 3 \cdot 3 \cdot (\mu_{uL} - \mu_{dL}) + \frac{1}{2} \cdot 3 \cdot (\mu_{\nu_i L} - \mu_{eL}) - 4\mu_W - (\mu_0 + \mu_-). \quad (18)$$

Решая полученную систему уравнений, можно получить ряд соотношений, представленных в таблице 1. Следует отметить некоторые особен-

ности:

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

5 Модель с 4-мя поколениями

Обратимся к приложениям данного подхода к расширениям СМ. Например, в работах [3—5] рассмотрена модель техницвета (WTC). В данном разделе предлагается обратить внимание на модель, включающую в себя, помимо частиц СМ, новое (четвёртое) поколение фермионов.

Отличительной чертой новых частиц является аналогичный электрическому u -заряд. Его сохранение ведёт к возникновению новых барионного и лептонного чисел, FB и FL соответственно.

Свойства частиц 4-го поколения рассмотрены в работах [6—11] и кратко отображены в таблице 2. Особый интерес представляет, однако, связанное состояние - "ANO-helium" $\bar{U}\bar{U}\bar{U}\bar{N}He$, "ядро" которого состоит из стабильных тяжёлых анти-кварков.

АНО-гелий является кандидатом на роль частицы-переносчика скрытой массы. Основной вклад в чью плотность должно давать "ядро":

$$\Omega_{DM} \approx \Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} \approx \frac{3n_{\bar{U}}m_U}{\rho_c} = -\frac{3gm_U}{2\rho_c}T^2\sigma_U(\mu_{UL} + \mu_{UL}), \quad (19)$$

где знак указывает на избыток античастиц. В данном выражении неизвестны лишь химические потенциалы. Они могут быть найдены с использованием уже описанного подхода.

Система уравнений на химические потенциалы 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. Тогда, по определению, плот-

Таблица 2 — Основные свойства частиц 4-ого поколения.

Частица	Масса	Заряд q	Заряд y	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

ности новых барионного и лептонного чисел имеют вид:

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

$$= 2(\sigma_U + \sigma_D)\mu_{UL} + 2\sigma_D\mu_W + (\sigma_U - \sigma_D)\mu_0,$$

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

$$= 2(\sigma_N + \sigma_E)\mu_{NL} + 2\sigma_E\mu_W + (\sigma_N - \sigma_E)\mu_0.$$

Условия электро-, у- и изоспиновой нейтральности:

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

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

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

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

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

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

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

В этих уравнениях учтено, что массы частиц 4-го поколения слишком

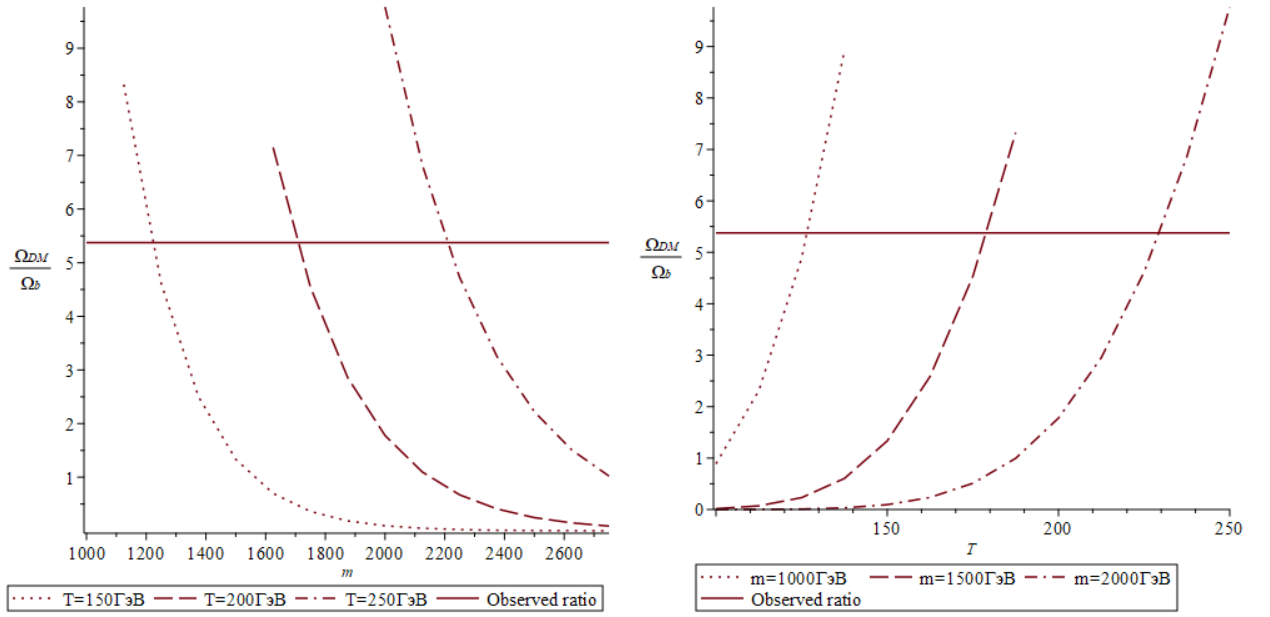


Рисунок 2 — Зависимости отношения плотностей скрытой массы и барионного вещества в случае закалки сфалеронных переходов до ЭСФП.

велики, чтобы возникать за счёт стандартного механизма Хиггса. Способ их приобретения не уточняется в рамках данной работы, однако полагается, что благодаря ему новые частицы массивны даже до ЭСФП.

Уравнение сфалеронного перехода также претерпевает изменения:

$$3(\mu_{uL} + 2\mu_{dL}) + \mu + (\mu_{UL} + 2\mu_{DL}) + \mu_{NL} = 0. \quad (25)$$

Определения же для обычного барионного и лептонного чисел (14) и (15) не меняются.

Последнее уравнение системы может быть получено из приближения, что вся барионная плотность во Вселенной обеспечивается протонами. В таком случае

$$B = \frac{6}{gT^2} \frac{\rho_c \Omega_b}{m_p}, \quad (26)$$

$$-\frac{FB}{B} \approx \frac{m_p}{3m_U} \frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}. \quad (27)$$

Решением полученной системы уравнений является соотношение $\frac{\Omega_{DM}}{\Omega_b}$. Его зависимость от температуры закалки (для случая до и после ЭСФП соответственно) и массы U -кварка представлены на рис. (2) и (3). На них

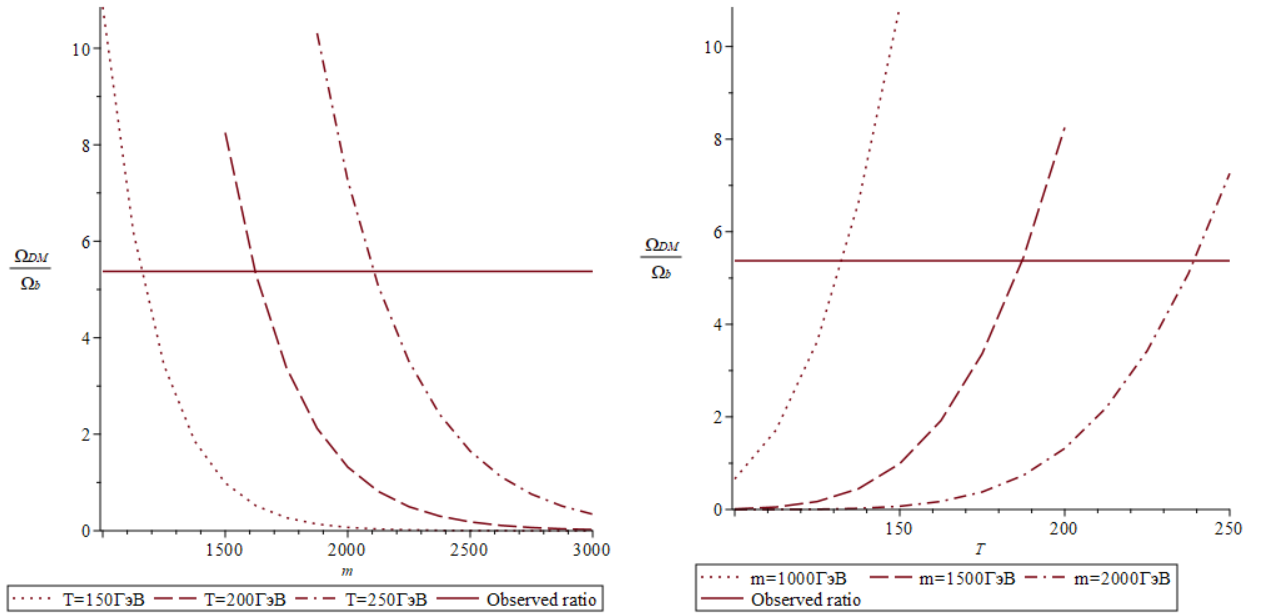


Рисунок 3 — Зависимости отношения плотностей скрытой массы и барионного вещества в случае закалки сфалеронных переходов после ЭСФП.

видно, что возможно подобрать такие параметры модели, при которых удастся объяснить экспериментально наблюдаемое отношение.

Величины, аналогичные представленным в таблице 1 также могут быть найдены. Введу громозкости, точные выражения для них не представлены в данной работе.

6 Заключение

Сфалеронные переходы - это электрослабые процессы, нарушающие законы сохранения барионного и лептонного чисел. Они являются следствием $SU(2)$ симметрии теории, а потому должны быть учтены при рассмотрении предсказаний как Стандартной Модели, так и её расширений.

в моделях "тёмных атомов" сфалеронные переходы могут стать ключём к объяснению соотношения плотностей скрытой массы и барионной материи. Модель, предсказывающая существование сверхтяжёлого 4-го поколения фундаментальных частиц, несущих новый заряд y , не является исключением. Предполагая, что носителем скрытой массы является связанное состояние, АНО-гелий $\bar{U}\bar{U}\bar{U}\bar{N}He$, удаётся найти зависимость отношения плотностей от масс частиц и температуры закалки сфалеронных переходов. Более того, удаётся подобрать значения этих параметров, при

котором достигается согласие между теорией и наблюдениями.

Список используемых источников

1. *Manton N. S.* Topology in the Weinberg-Salam Theory // Phys. Rev. D. — 1983. — Т. 28. — С. 2019.
2. *Klinkhamer F. R., Manton N. S.* A saddle-point solution in the Weinberg-Salam theory // Physical Review D. — 1984. — Т. 30. — С. 2212–2220.
3. *Gudnason S. B., Kouvaris C., Sannino F.* Dark matter from new technicolor theories // Physical Review D. — 2006. — Ноябрь. — Т. 74, № 9.
4. *Khlopov M. Y., Kouvaris C.* Composite dark matter from a model with composite Higgs boson // Physical Review D. — 2008. — Сентябрь. — Т. 78, № 6.
5. *Khlopov M. Y., Kouvaris C.* Strong interactive massive particles from a strong coupled theory // Physical Review D. — 2008. — Март. — Т. 77, № 6.
6. *Khlopov M. Y.* New symmetries in microphysics, new stable forms of matter around us. — 2006.
7. *Belotsky K., Khlopov M., Shibaev K.* Stable quarks of the 4th family? // Horizons in World Physics. Т. 265. — Hauppauge NY : NOVA Publishers, 2009. — С. 19–47 ; — e-Print: arXiv: 0806.1067 [astro-ph].
8. Effects of new long-range interaction: Recombination of relic Heavy neutrinos and antineutrinos / K. M. Belotsky [и др.] // Grav.Cosm.Suppl. Т. 11. — Cosmion2004. 2005. — С. 27–33 ; — e-Print Archive: astro-ph/0504621.
9. *Belotsky K. M., Khlopov M. Y., Shibaev K. I.* Composite Dark Matter and its Charged Constituents // Gravitation and Cosmology. Т. 12. — International Conference on Gravitation, Cosmology, Astrophysics, Nonstationary Gas Dynamics, dedicated to 90th anniversary of K.P. Staniukovich. Moscow : (KPS 06), 03.2006. — С. 1–7 ; — e-PrintArchive: astro-ph/0604518.

10. *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, 10.2006.
11. Possible manifestations of the existence of a fourth-generation neutrino / Y. Golubkov [и др.] // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. — 1999. — Март. — Т. 69.
12. *Taubes C. H.* The existence of a non-minimal solution to the SU (2) Yang-Mills-Higgs equations on 3. Part I // Communications in Mathematical Physics. — 1982. — Т. 86, № 2. — С. 257—298.
13. *Spannowsky M., Tamarit C.* Sphalerons in composite and nonstandard Higgs models // Physical Review D. — 2017. — Янв. — Т. 95, № 1.
14. *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.
15. *Kuzmin V., Shaposhnikov M., Rubakov V. A.* On the Anomalous Electroweak Baryon Number Nonconservation in the Early Universe // Physics Letters B. — 1985. — Т. 155. — С. 36.
16. *Arnold P., McLerran L.* Sphalerons, small fluctuations, and baryon-number violation in electroweak theory // Phys. Rev. D. — 1987. — Июль. — Т. 36, вып. 2. — С. 581—595.
17. *Harvey, Turner.* Cosmological baryon and lepton number in the presence of electroweak fermion-number violation. // Physical review. D, Particles and fields. — 1990. — Т. 42 10. — С. 3344—3349.