

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное автономное учреждение

высшего образования

«Национальный исследовательский ядерный университет

«МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

УДК 539.12.01

**ОТЧЁТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВАНИЯ И
КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ
МНОГОЗАРЯДНЫХ ЧАСТИЦ**

Научный руководитель

д.ф.-м.н., профессор

_____ М. Ю. Хлопов

Выполнил

_____ Д. О. Сопин

Москва 2022

Оглавление

1	Введение	2
2	Модель с 4-я поколениями	2
2.1	Приближение равных масс	7
2.2	Различные массы	9
3	WTC	11
4	Заключение	12
	Список использованных источников	13

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 рассмотрены несколько расширений СМ в контексте генерации барионной асимметрии. Раздел 2 посвящён модели, включающей в себя новое тяжёлое поколение фермионов. В разделе 3 рассмотрена техницветовая модель (WTC) с произвольным электрическим зарядом техникварков и технилептонов.

Соотношение плотностей скрытой массы и барионной материи может быть определено с использованием термодинамического подхода, развитого в работе [6]. Ключевую роль в рассмотрении занимают сфалеронные переходы - электрослабые процессы, нарушающие законы сохранения барионного и лептонного чисел.

Свойства частиц 4-го поколения рассмотрены в работах [7–12] и кратко отображены в таблице 1. Отличительной чертой новых кварков U , D и лептонов N , E является аналогичный электрическому y -заряд. Его сохранение ведёт к стабильности тяжёлых кварка U и нейтрино N а также к возникновению новых барионного и лептонного чисел, FB и FL соответственно.

Таблица 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

Особый интерес представляет связанное состояние - "ANO-helium" $UUUNHe$, "ядро" которого состоит из стабильных тяжёлых анти-кварков. АНО-гелий является кандидатом на роль частицы-переносчика скрытой массы. Основной вклад в энергетическую плотность данного связанного состояния должно давать "ядро а потому справедливо приближение:

$$DM \quad \text{ANO-He} \quad UUU \cdot \quad (1)$$

Здесь также предполагается, что АНО-гелий является единственным носителем скрытой массы.

Каждой частице СМ может быть сопоставлен 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.

Аналогично могут быть введены химические потенциалы новых частиц:

- $\mu_{UL/R}, \mu_{DL/R}$ - для левых/правых тяжёлых кварков U и D , соответственно.

- $\mu_{NL/R}$ и $\mu_{EL/R}$ - для левых/правых тяжёлых лептонов N и E соответственно.

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

- для любого правого фермиона типа "i"

$$\mu_{iR} = \mu_{iL} + \mu_0; \quad (2)$$

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

$$\mu_i = \mu_j + \mu_W. \quad (3)$$

Наконец, может быть введено уравнение сфалеронного перехода:

$$3(\mu_{uL} + 2\mu_{dL}) + \mu + (\mu_{UL} + 2\mu_{DL}) + \mu_{NL} = 0. \quad (4)$$

Необходимая для дальнейшего рассмотрения плотность барионного числа, определённая как

$$B = \frac{6}{gT^2} \sum_i \frac{1}{3} (n_i - \bar{n}_i) = \sum_i \frac{1}{3} \sigma_i \left(\frac{m_i}{T} \right) \mu_i, \quad (5)$$

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

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

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

Аналогично могут быть введены плотности лептонного числа L , плотности барионного и лептонного чисел 4-го поколения FB и FL , электрического и y зарядов Q и Y , а также проекции изоспина I_3 .

Используя данные определения, возможно получить систему уравнений на химические потенциалы:

$$\begin{aligned} B &= \frac{1}{3} \left[3(2 + \sigma_t)(\mu_{uL} + \mu_{uR}) + \frac{1}{3} \left[3 \left[3(\mu_{dL} + \mu_{dR}) + \right. \right. \right. \\ &= (10 + 2\sigma_t)\mu_{uL} + 6\mu_W, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} L &= (\mu_{\nu_i L} + \mu_{\nu_i R} + \mu_{iL} + \mu_{iR}) = \\ &= 4\mu + 6\mu_W, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} FB &= \frac{1}{3} \left[3 \sigma_U(\mu_{UL} + \mu_{UR}) + \frac{1}{3} \left[3 \sigma_D(\mu_{DL} + \mu_{DR}) + \right. \right. \\ &= 2(\sigma_U + \sigma_D)\mu_{UL} + 2\sigma_D\mu_W + (\sigma_U - \sigma_D)\mu_0, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} FL &= \sigma_E(\mu_{EL} + \mu_{ER}) + \sigma_N(\mu_{NL} + \mu_{NR}) = \\ &= 2(\sigma_N + \sigma_E)\mu_{NL} + 2\sigma_E\mu_W + (\sigma_N - \sigma_E)\mu_0. \end{aligned} \quad (10)$$

Условия электро- и y -нейтральности:

$$\begin{aligned} Q = 0 &= \frac{2}{3} \left[3(2 + \sigma_t)(\mu_{uL} + \mu_{uR}) + \frac{1}{3} \left[3 \left[3(\mu_{dL} + \mu_{dR}) + \right. \right. \right. \\ &+ \frac{2}{3} \left[3 \sigma_U(\mu_{UL} + \mu_{UR}) + \frac{1}{3} \left[3 \sigma_D(\mu_{DL} + \mu_{DR}) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. 3(\mu_{eL} + \mu_{eR}) - \sigma_E(\mu_{EL} + \mu_{ER}) - 4\mu_W - 2\mu \right], \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} Y = 0 &= \frac{1}{3} \left[3 \sigma_U(\mu_{UL} + \mu_{UR}) + \frac{1}{3} \left[3 \sigma_D(\mu_{DL} + \mu_{DR}) + \right. \right. \\ &+ \sigma_E(\mu_{EL} + \mu_{ER}) + \sigma_N(\mu_{NL} + \mu_{NR}), \end{aligned} \quad (12)$$

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

$$\mu_0 = 0. \quad (13)$$

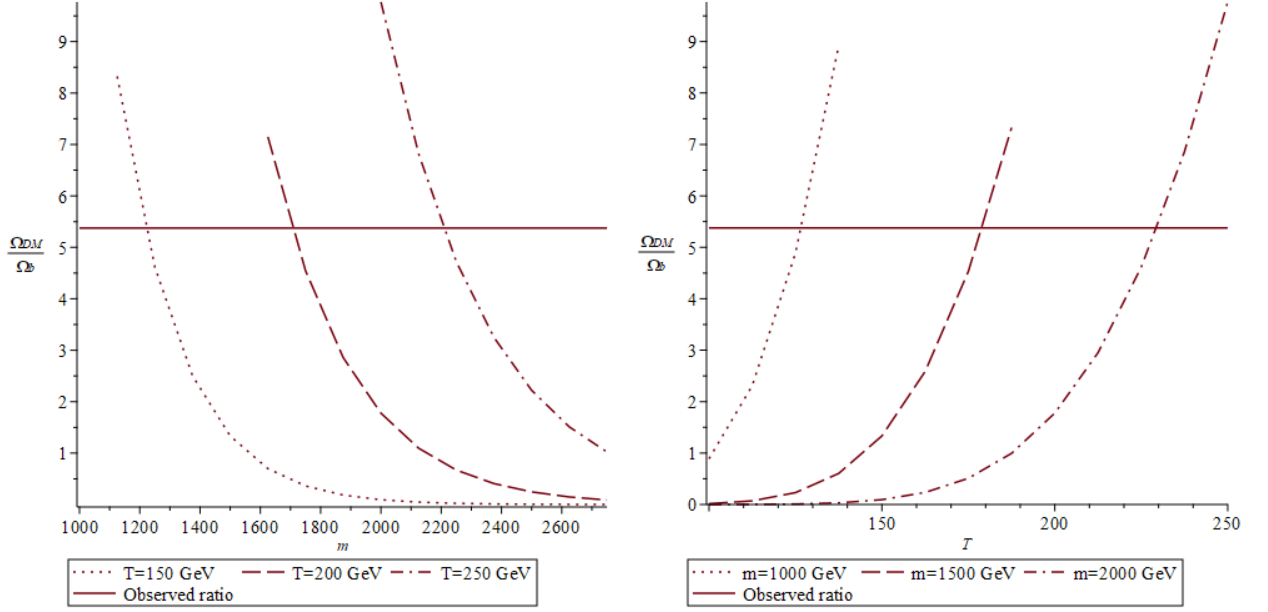


Рисунок 1 — Зависимости отношения плотностей скрытой массы и барионного вещества в случае закалки сфалеронных переходов до ЭСФП.

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

$$\begin{aligned}
 I_3 = 0 = & \frac{1}{2} \cdot 3 \cdot 3 (\mu_{uL} \quad \mu_{DL}) + \frac{1}{2} \cdot 3 (\mu_{\nu_i L} \quad \mu_{eL}) + 4\mu_W (\mu_0 + \mu) + \\
 & + \frac{1}{2} \cdot 3 (\sigma_U \mu_{UL} \quad \sigma_D \mu_{DL}) + \frac{1}{2} (\sigma_N \mu_{NL} \quad \sigma_E \mu_{EL}).
 \end{aligned} \tag{14}$$

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

$$B = \frac{6 \rho_c b}{gT^2 m_p}, \tag{15}$$

$$\frac{FB}{B} = \frac{m_p}{3m_U} \frac{DM}{b}. \tag{16}$$

Рассматриваемая система уравнений может быть решена относительно любой пары плотностей. Следовательно, можно найти B/L , FB/FL ,

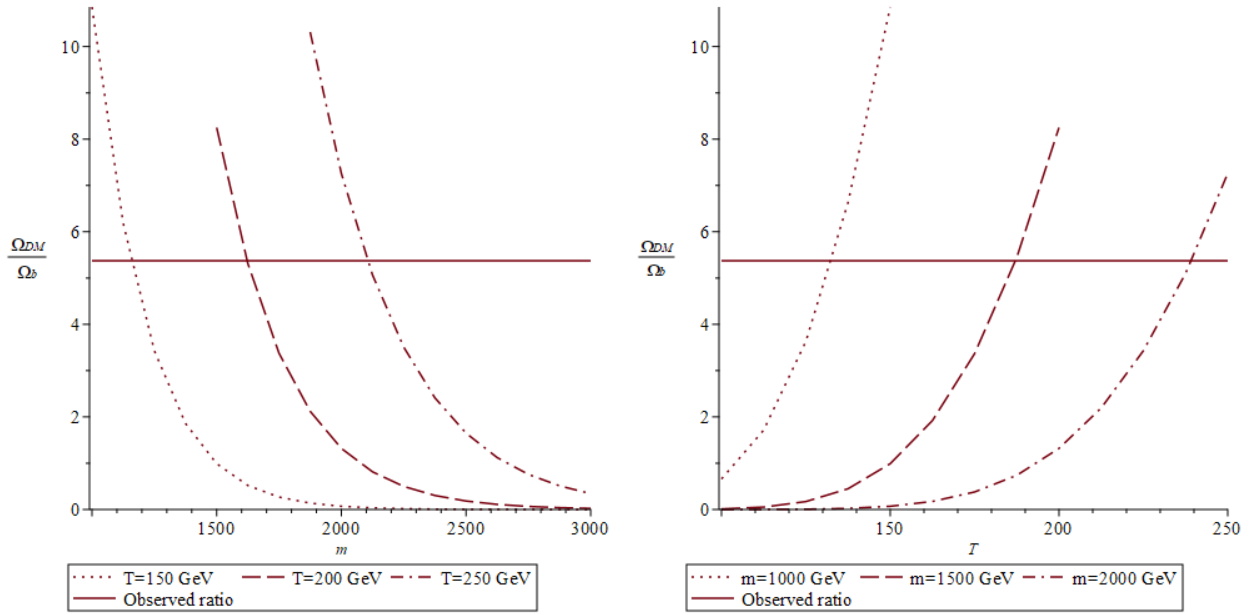


Рисунок 2 — Зависимости отношения плотностей скрытой массы и барионного вещества в случае закалки сфалеронных переходов после ЭСФП.

$\frac{FB}{L}$ и т.д. как функции масс, температуры и коэффициента

$$k = \frac{m_p}{3m_U} \frac{DM}{b}. \quad (17)$$

Введу грамозкости, точные выражения для них не представлены в данной работе.

2.1 Приближение равных масс

Среди возможных решений представленной системы уравнений наиболее интересны отношения плотностей $\frac{DM}{b}$ и $\frac{L}{B}$. С их помощью возможно установить ограничения на массы новых частиц.

Пусть, в первом приближении, массы тяжёлых фермионов U , D и E равны между собой:

$$m_E = m_D = m_U = m. \quad (18)$$

В таком случае, отношение плотности скрытой массы к плотности барионного вещества во Вселенной является функцией лишь от общей массы частиц 4-го поколения m и температуры закалки сфалеронных переходов T . Эти зависимости представлены на рис. 1 и рис. 2, если закалка проис-

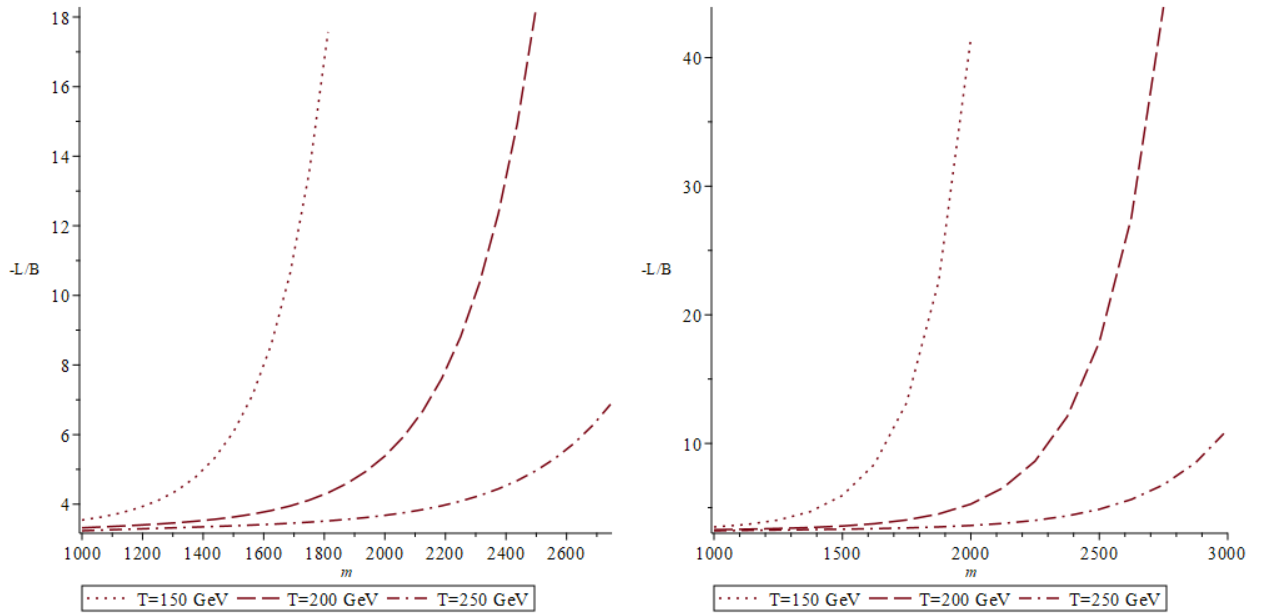


Рисунок 3 — Зависимость абсолютного значения отношения плотностей лептонного и барионного чисел в случае, если скрытая масса полностью обеспечивается АНО-гелием. : закалка сфалеронных переходов происходит ЭСФП. : закалка сфалеронных переходов происходит ЭСФП.

ходит до и после ЭСФП соответственно.

В обоих случаях данная величина быстро убывает с ростом массы m или с уменьшением температуры закалки T . Однако, оказывается возможным подобрать такие значения этих параметров, при которых величина отношения совпадает с экспериментальными данными [13].

Тогда отношение плотностей лептонного и барионного чисел является функцией от тех же переменных (см. рис. 3). Абсолютное значение данной

величины растёт как $\frac{1}{\sigma_U}$. Заметный эффект от избытка антилептонов воз-

никает на стадии нуклеосинтеза только в том случае, если $\frac{L}{B} \approx 10^7 - 10^8$ [14]. Такие значения соответствуют массам тяжелых кварков около m

5 - 8 ТэВ (для разных температур закалки сфалеронных переходов), когда скрытая масса не может быть обеспечена только АНО-гелием (рис. 1 и рис. 2).

2.2 Различные массы

Можно оценить зависимость отношения плотностей скрытой массы и барионной материи от разницы масс тяжёлых частиц. Для этого необходимо

- в предположении, что $m_U < m_D, m_E$ выбрать "реперные" массу и температуру закалки сфалеронных переходов. При увеличении увеличения параметра $\frac{m_U}{T}$ соотношение плотностей будет уменьшаться аналогично тому, как показано на рис. 1 и 2;
- задать приращение статистического веса для D -кварка: d и тяжёлого электрона E : e как

$$d, e = \sigma \left(\frac{m_{D,E}}{T} \right) \quad \sigma \left(\frac{m_U}{T} \right). \quad (19)$$

На рис. 4 изображены зависимости соотношения плотностей лептонного и барионного чисел, а также плотностей скрытой массы и барионной материи от указанных параметров при закалке и ЭСФП. "Реперные" величины выбраны, соответственно, $m_U = 1,5 \text{ ТэВ}$ и $T = 200 \text{ ГэВ}$. График охватывает разницы масс $m_{D,E} - m_U$ в пределах $[0, 1]$. Красной точкой отмечены результаты, полученные в приближении равных масс.

Отношение $\frac{DM}{b}$ оказывается сильно зависящим от массы D -кварка. При изменении же массы тяжёлого электрона E оно остаётся почти постоянным. В обоих случаях, однако, отношение плотностей при заданной температуре закалки сфалеронных переходов уменьшается с ростом разницы масс.

Такой характер зависимости позволяет ослабить нижнюю оценку массы АНО-гелия. Риск перепроизводства частиц-переносчиков скрытой массы, не позволяющий U -кварку иметь малую массу, может быть исключён введением достаточно тяжёлого D -кварка.

Абсолютная величина отношения $\frac{L}{B}$ увеличивается не сильно по сравнению с результатом, полученным в приближении равных масс: всего в 1.5 раза.

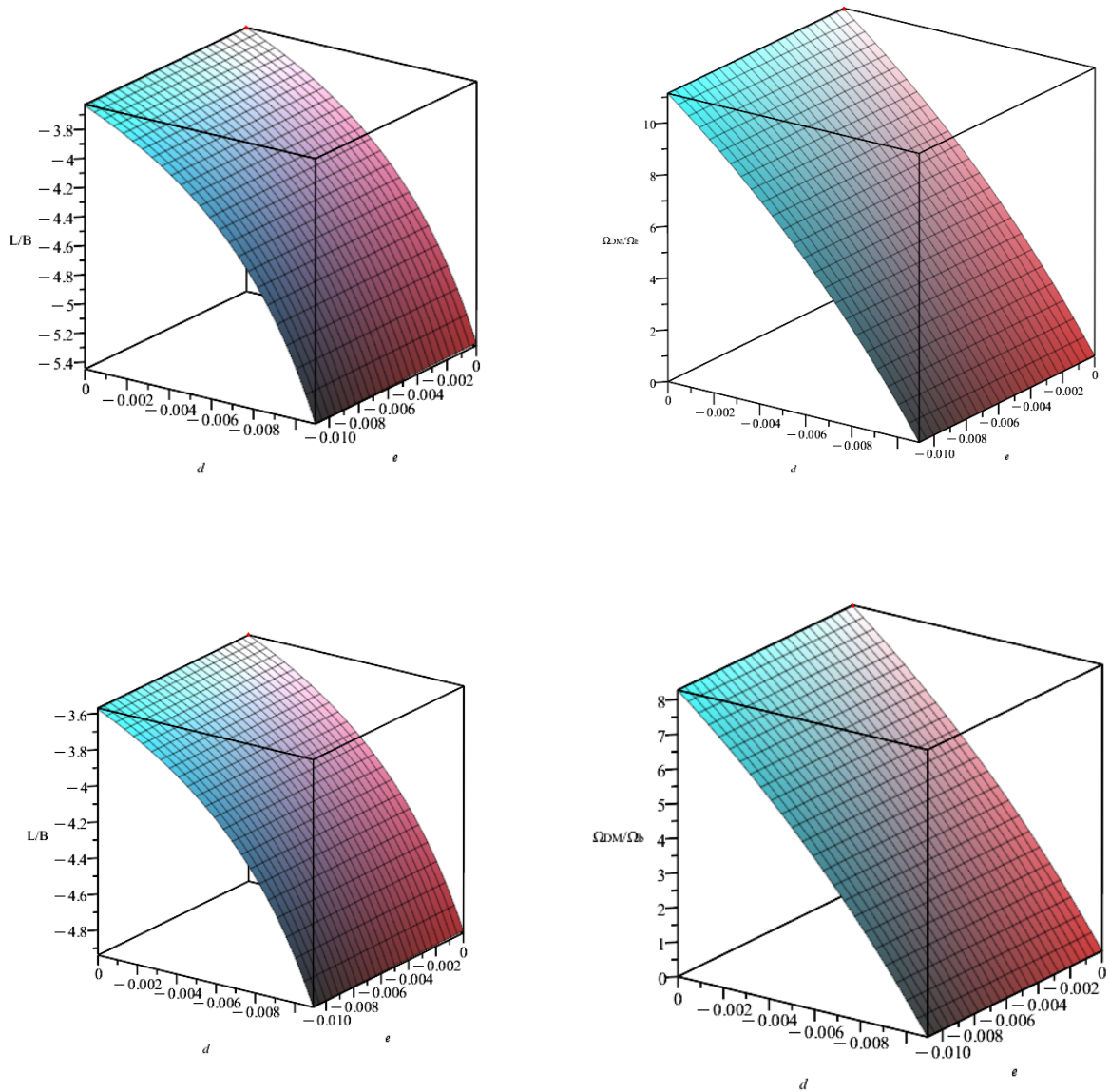


Рисунок 4 — Зависимость отношения плотностей лептонного и барионного чисел () и отношения плотностей скрытой массы и барионного вещества () от разницы масс тяжёлых фермионов. : закалка сфалеронных переходов происходит ЭСФП. : закалка сфалеронных переходов происходит ЭСФП. Красная точка соответствует значению, полученному в приближении равных масс.

3 WTC

В рамках данного подхода может быть рассмотрено техницветовое (WTC) расширение СМ. Соответствующий анализ был произведён в работах [3–5]. Авторы указывают, однако, что заряд техникварков выбирается достаточно произвольно. Может быть рассмотрен сценарий, при котором для ди-технекваркового состояния UU он принимает значения $Q_{UU} = 2n$. В таком случае составная частица "X-helium" $UU(He)_n$ является кандидатом на роль частицы-переносчика скрытой массы.

Рассмотрен случай закалки сфалеронных переходов до ЭСФП, соответствующий фазовому переходу 1-го рода. Система уравнений на химические потенциалы аналогична представленной в [3]. Использовано дополнительное условие на химический потенциал бозона Хиггса $\mu_0 = 0$, следующее из техникваркового состава данной частицы.

При решении системы уравнений на химические потенциалы может быть получено выражение вида

$$\frac{DM}{b} = \frac{a}{b Q_{UU}} \left(\sigma \left(\frac{m_\zeta}{T} \right) \quad \sigma \left(\frac{m_{\nu'}}{T} \right) \right), \quad (20)$$

где параметры a и b представляют собой функции от масс частиц и температуры закалки сфалеронных переходов T . ζ и ν^l - технилептоны.

Таким образом, отношение плотностей скрытой массы и барионной материи в модели техницвета обратнопропорционально заряду ядра X-гелия.

Из данного выражения также видно, что приближение равных масс неприменимо в том виде, в каком оно использовано в работах [3–5]. В случае, если $m_\zeta = m_{\nu'}$, соотношение плотностей скрытой массы к барионной материи обращается в нуль. Потому данное условие должно быть исключено из рассмотрения.

На рис. (5) представлены массовые зависимости данного отношения в приближении равных масс. Использовано предположение нулевой массы технейтрино $m_{\nu'} = 0$, дающее наибольшее возможное значение отношения (20). Температура закалки сфалеронных переходов оценивается в 200 ГэВ [15].

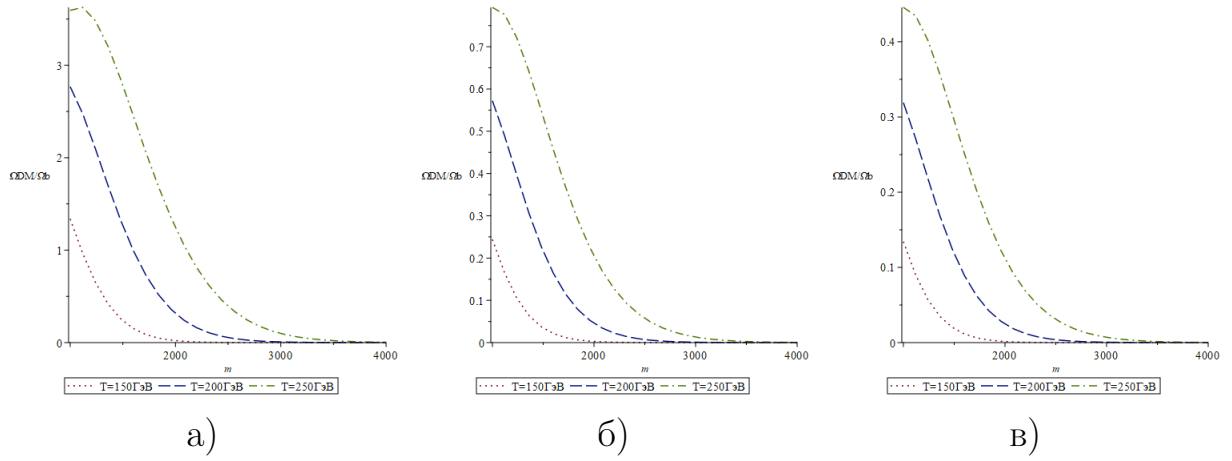


Рисунок 5 — Зависимость отношения плотностей скрытой массы и барионного вещества в рамках WTC модели от массы технифермионов для разных зарядов техникваркового ядра АНО-гелия. а) $Q_{UU} = 2$; б) $Q_{UU} = 4$; в) $Q_{UU} = 6$.

4

Сфалеронные переходы - электрослабые процессы, нарушающие законы сохранения барионного и лептонного чисел, должны быть учтены при рассмотрении космологических предсказаний расширений СМ.

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 $UUUNHe$, удаётся найти зависимости отношений плотностей $\frac{DM}{b}$ и $\frac{L}{B}$ от масс частиц и температуры закалки сфалеронных переходов. Более того, удаётся подобрать значения этих параметров, при котором достигается согласие между теорией и наблюдениями.

В рамках же WTC модели удаётся найти зависимость отношения плотностей скрытой массы и барионного вещества от заряда техничастиц.

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. *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.
7. *Khlopov M. Y.* New symmetries in microphysics, new stable forms of matter around us. — 2006.
8. *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].
9. 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.

10. *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.
11. *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.
12. 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.
13. Planck 2018 results: VI. Cosmological parameters / N. Aghanim [и др.] // Astronomy Astrophysics. — 2020. — Сент. — Т. 641.
14. A new constraint on primordial lepton flavour asymmetries / V. Domcke [и др.]. — 2022.
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.