

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

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

УДК 524.35

**ОТЧЁТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВАНИЯ И  
КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ  
МНОГОЗАРЯДНЫХ ЧАСТИЦ В МОДЕЛЯХ  
СОСТАВНОГО БОЗОНА ХИГГСА**

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

\_\_\_\_\_ М. Ю. Хлопов

Выполнил

\_\_\_\_\_ Д. О. Сопин

Москва 2021

# Оглавление

|     |  |   |
|-----|--|---|
| 1   | Введение . . . . .   | 2 |
| 2   | Модель . . . . .   | 2 |
| 2.1 | 4-ое поколение частиц . . . . .  | 2 |
| 2.2 | Сфалеронный переход . . . . .  | 3 |
| 3   | Вклад $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$ в полную плотность энергии . . . . .                         | 4 |
| 3.1 | Общий вид плотности . . . . .  | 4 |
| 3.2 | Химический потенциал $\mu_{\bar{U}R}$ . . . . .  | 5 |
| 3.3 | Отношение полных плотностей анти-кластеров<br>$\bar{U}\bar{U}\bar{U}$ и барионов . . . . . | 7 |
| 4   | Анализ результатов . . . . .   | 7 |
| 5   | Заключение . . . . .   | 8 |
|     | Список использованных источников . . . . .   | 9 |

# 1 Введение

Часть Стандартной Модели (СМ), связанная с механизмом Хиггса, продолжает представлять значительный интерес как с точки зрения эксперимента, так и с точки зрения теоретического описания. Решение проблемы расходимости массы хиггсовского бозона, как и самой физической природы шкалы нарушения симметрии электрослабого взаимодействия связывалось с суперсимметрией, но отрицательный результат поиска суперсимметричных частиц на коллайдере может означать несуперсимметричное решение этой проблемы в моделях составного бозона Хиггса. В этом случае составляющие хиггсовского бозона могут быть заряженными и связываться в стабильные многозарядные частицы, которые, обладая также  $SU(2)$  зарядами, могут участвовать в сфалеронных переходах, устанавливавших баланс избытка этих частиц и барионной асимметрии.

В работе этого семестра такой баланс исследовался на примере нового 4-го поколения со стабильными 4-ыми нейтрино и кварком  $U$ -типа [1–3]. Получаемый избыток  $\bar{U}$  кварков обеспечивает реализацию моделей темных атомов скрытой массы Вселенной.

Так в рассматриваемой модели возникают стабильные многозарядные связанные состояния [2; 4], наиболее интересно среди которых  $\bar{U}\bar{U}\bar{U}^{--}$ , способное объединяться с  ${}^4He$  и 4-ым анти-нейтрино  $\bar{N}$ , в так называемый ANOHe (Anti-Neutrino-O-helium), претендующий на роль носителя скрытой массы [4; 5].

Важно установить, способна ли данная составная частица обеспечить необходимую плотность скрытой массы во Вселенной. Представленная работа посвящена поиску ответа на этот вопрос.

## 2 Модель

### 2.1 4-ое поколение частиц

Свойства новых частиц в значительной мере ограничены экспериментом. По этой причине массы частиц, составляющих четвёртое поколение (двух кварков  $U$ ,  $D$  и двух лептонов  $E$ ,  $N$ ) должны быть достаточно велики. Так, предполагается, что  $m_D \sim m_U \sim m_E \sim 1$  ТэВ,  $m_N \sim 50$  ГэВ [6]. В данной работе рассматривается случай  $m_D > m_U$ .

Имеющие значения для дальнейшего рассмотрения свойства новых

| Частица | Масса                 | Заряд $q$      | Заряд $y$      | Новое<br>лептонное<br>число | Новое<br>барионное<br>число |
|---------|-----------------------|----------------|----------------|-----------------------------|-----------------------------|
| U       | $\sim 1 \text{ ТэВ}$  | $\frac{2}{3}$  | $-\frac{1}{3}$ | 0                           | 1                           |
| D       | $\sim 1 \text{ ТэВ}$  | $-\frac{1}{3}$ | $-\frac{1}{3}$ | 0                           | 1                           |
| E       | $\sim 1 \text{ ТэВ}$  | -1             | 1              | 1                           | 0                           |
| N       | $\sim 50 \text{ ГэВ}$ | 0              | 1              | 1                           | 0                           |

Таблица 1: Основные свойства частиц 4-ого поколения.

частиц приведены в таблице 1. Стоит отметить, что 4-ое поколение существенно отличается от 3-х известных наличием у частиц нового заряда  $y$ , соответствующего дополнительной  $U(1)$  симметрии. Соотношение его величин, может быть определено из условий отсутствия  $Z - \gamma - y$  и  $Z - y - y$  аномалий, а также наличия распадов по слабому взаимодействию (переходов  $D - U$  и  $E - N$ ) [1; 3; 4].

Предположение о наличии закона сохранения  $y$ -заряда позволяет говорить о стабильности легчайшего кварка  $U$  и нейтрино  $N$ . Однако их наличие во Вселенной ограничено не наблюдаемостью  $UUUNee$  - частицы, которая выглядела бы на экспериментах как аномальный гелий. Поэтому гораздо более интересно связанное состояние античастиц  $\bar{U}\bar{U}\bar{U}\bar{N}He$  - ANOHe, избегающее подобной аналогии [5]. Введу общей электро- и  $y$ -нейтральности, а также высокой массы ANOHe является кандидатом на роль носителя скрытой массы.

Необходимый для реализации такого сценария избыток анти-кластеров  $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$  мог сформироваться на ранних стадиях эволюции Вселенной [7]. Здесь наблюдается полная аналогия по отношению к электрослабому формированию барионной асимметрии.

Ещё одним важным с теоретической точки зрения следствием сохранения  $y$ -заряда является необходимость рассмотрения барионного и лептонного чисел новых частиц отдельно от аналогичных чисел СМ.

## 2.2 Сфалеронный переход

Избыток анти-кластеров  $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$  мог сформироваться в ранней Вселенной за счёт сфалеронных переходов [8]. Сфалерон - статическое решение

уравнений электро-слабого поля в рамках СМ. Оно соответствует седловой точке функционала энергии в конфигурационном пространстве. Сама седловина представляет собой потенциальный барьер, разделяющий топологически неэквивалентные вакуумы [9; 10].

Туннелирование через такой барьер должно сопровождаться в СМ нарушением законов сохранения барионного и лептонного чисел [11]. В настоящее время такой процесс крайне маловероятен

$\left(\sigma_{sph} \propto \exp\left(-\frac{4\pi}{\alpha_W}\right) \sim 10^{-170}\right)$ , однако при высоких температурах ранней Вселенной, подавление должно сниматься [12; 13]. Так сфалеронными переходами нельзя пренебречь вплоть до температур порядка 100-300 ГэВ.

Такие процессы нарушают лишь сумму полного лептонного и барионного чисел. Их разница остаётся постоянной величиной. Также, в следствие выбранной модели, на сфалеронный переход должны быть наложены условия электро- и у-нейтральности.

## 3 Вклад $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$ в полную плотность энергии

### 3.1 Общий вид плотности

Одним из критериев, позволяющих судить об реалистичности рассматриваемой модели, является способность ANOHe обеспечить наблюдаемую плотность скрытой массы Вселенной. Можно учесть, что масса анти-кластера  $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$  составляет более 95% от массы всего соединения, а потому критерий можно переписать в виде  $\Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} \approx \Omega_{DM}$ .

По определению,  $\Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} = \frac{m_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} n_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{\rho_c}$ . Здесь  $\rho_c$  - критическая плотность Вселенной,  $n_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}$  - концентрация анти-кластеров. Последняя величина сильно зависит от температуры, при которой сфалеронные переходы перестают быть заметны. Для фермионов, коими являются все рассматриваемые частицы:

$$n = \frac{1}{6} g T^2 \mu \sigma\left(\frac{m}{T}\right), \quad (1)$$

где  $g = 2$  - количество степеней свободы фермиона,  $\mu$  - его химический потенциал, а  $\sigma\left(\frac{m}{T}\right)$  - функция, определённая как [7; 14]

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

Для  $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$ :  $\mu_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} = 3(\mu_{\bar{U}L} + \mu_{\bar{U}R}) = 6\mu_{\bar{U}R} - 3\mu_0$ . Химическим потенциалом бозона Хиггса  $\mu_0$  можно пренебречь, так как все процессы рассматриваются после электрослабого фазового перехода.

Таким образом, можем записать выражение для полной плотности анти-класстера  $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$ :

$$\Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} \approx 6 \frac{m_U}{\rho_c} T^2 \sigma_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} \mu_{\bar{U}R}. \quad (3)$$

### 3.2 Химический потенциал $\mu_{\bar{U}R}$

Химический потенциал  $\mu_{\bar{U}R}$ , стоящий в выражении (3) является функцией масс частиц и температуры прекращения сфалеронных переходов. Точный вид функции можно найти, используя условие наложенное на химические потенциалы сфалеронным переходом, записывающееся следующим образом:

$$3(\mu_{uL} + 2\mu_{dL}) + \mu + (\mu_{\bar{U}R} + 2\mu_{\bar{D}R}) + \mu'_R = 0. \quad (4)$$

Здесь  $\mu = \sum_{i=1}^3 \mu_{\nu_i L}$  - сумма химических потенциалов нейтрино СМ;  $\mu'_R, \mu_{\bar{U}R}, \mu_{\bar{D}}$  и  $\mu_{uL}, \mu_{dL}$  - химические потенциалы  $\bar{N}, \bar{U}, \bar{D}$  и кварков СМ соответственно. Также предполагается, что  $\mu_u = \mu_c = \mu_t$  и  $\mu_d = \mu_s = \mu_b$ .

Для того, чтобы выразить из уравнения (4) необходимый для расчёта потенциал, следует воспользоваться выражениями для плотностей лептонных и барионных чисел.

Плотность барионного числа СМ определяется как

$$B \equiv \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{\frac{gT^2}{6}}, \quad (5)$$

где  $\frac{6}{gT^2}$  - нормировочный коэффициент. Далее следует расписать  $(n_B - n_{\bar{B}})$  по (1). При этом можно учесть, что по сравнению с температурой прекращения сфалеронных переходов, массы всех частиц СМ за исключением t-кварка малы, а потому могут быть положены равными нулю. Тогда получаем [11]:

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

Аналогично для плотности лептонного числа СМ:

$$\begin{aligned} L &= \Sigma(\mu_{\nu_i L} + \mu_{\nu_i R} + \mu_{iL} + \mu_{iR}) = \\ &= 4\mu + 6\mu_W. \end{aligned} \quad (7)$$

Массами частиц 4-го поколения нельзя пренебречь, потому выражения для плотности новых барионного и лептонного чисел имеют вид:

$$\begin{aligned} -FB &= \sigma_U(\mu_{\bar{U}L} + \mu_{\bar{U}R}) + \sigma_D(\mu_{\bar{D}L} + \mu_{\bar{D}R}) = \\ &= 2(\sigma_U + \sigma_D)\mu_{\bar{U}R} - 2\sigma_D\mu_W \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} -L' &= \sigma_E(\mu_{\bar{E}L} + \mu_{\bar{E}R}) + \sigma_N(\mu'_L + \mu'_R) = \\ &= 2(\sigma_E + \sigma_N)\mu'_R - 2\sigma_E\mu_W \end{aligned} \quad (9)$$

Зарядовые плотности, вообще говоря, могут быть записаны аналогичным образом:

$$\begin{aligned} Q &= 2(2 + \sigma_t)(\mu_{uL} + \mu_{uR}) - 3(\mu_{dL} + \mu_{dR}) - \\ &\quad - 2\sigma_U(\mu_{\bar{U}L} + \mu_{\bar{U}R}) + \sigma_D(\mu_{\bar{D}L} + \mu_{\bar{D}R}) - \\ &\quad - 3(\mu_{iL} + \mu_{iR}) + \sigma_E(\mu_{\bar{E}L} + \mu_{\bar{E}R}) - 4\mu_W - 2\mu_- \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} Y &= \sigma_U(\mu_{\bar{U}L} + \mu_{\bar{U}R}) + \sigma_D(\mu_{\bar{D}L} + \mu_{\bar{D}R}) - \\ &\quad - \sigma_E(\mu_{\bar{E}L} + \mu_{\bar{E}R}) - \sigma_N(\mu_{\bar{N}L} + \mu_{\bar{N}R}) \end{aligned} \quad (11)$$

Однако, если учесть условия электро- и у-нейтральности, получим уравнения, связывающие химические потенциалы частиц:

$$(1 + 2\sigma_t)\mu_{uL} + (\sigma_D - 2\sigma_U)\mu_{\bar{U}R} - \mu + \sigma_E\mu'_R - (9 + \sigma_E + \sigma_D)\mu_W = 0 \quad (12)$$

$$(\sigma_U + \sigma_D)\mu_{\bar{U}R} - (\sigma_E + \sigma_N)\mu'_R + (\sigma_E - \sigma_D)\mu_W = 0 \quad (13)$$

Полученная система может быть сведена к единственному условию

$$4B + s_1 FB + s_2 \mu_{\bar{U}R} = 0, \quad (14)$$

где  $s_1 = -\frac{2}{\sigma_D} \left( 14 + \frac{\sigma_D(2\sigma_E+1) - \sigma_E + \sigma_N(\sigma_E + \sigma_D)}{\sigma_E + \sigma_N} \right)$ ,  
 $s_2 = \left( 3(1 + \sigma_D - 3\sigma_U) + \left( \frac{\sigma_U}{\sigma_D} + 1 \right) \left( -11 + \frac{\sigma_E(1 - \sigma_N)}{\sigma_E + \sigma_N} \right) \right)$  - зависящие от масс частиц параметры.

### 3.3 Отношение полных плотностей анти-кластеров $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$ и барионов

Плотности барионных чисел можно связать, используя определения полных плотностей анти-кластеров  $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$  и барионов СМ:

$$\frac{\Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{\Omega_b} = \frac{FB}{B} \frac{m_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{m_p} \quad (15)$$

Таким образом, окончательная формула имеет вид:

$$\Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} = -144\Omega_b \frac{m_U}{m_p} \left( \frac{g}{\sigma_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}} s_2 + 12s_1 \right)^{-1} \quad (16)$$

Плотность  $\Omega_b$  после остановки сфалеронных процессов представляет собой известную постоянную величину, а значит правая часть равенства является функцией лишь от масс частиц 4-го поколения.

## 4 Анализ результатов

Как видно из формулы (16), полная плотность  $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$  во Вселенной зависит от масс частиц 4-го поколения весьма сложным образом. Потому для исследования данной зависимости имеет смысл использовать некоторые дополнительные приближения.

Наиболее "простое" из них - приближение равных масс:  $m_U = m_D = m_E, m_N = 50$  ГэВ. Из явного вида функции (2) легко найти, что оно оправдано при разнице масс не более  $\sim 100$  ГэВ. В случае нарушения данного условия, ошибка при нахождении численных значений функции  $\sigma$  будет превышать 5% от максимального её значения ( $\sigma(0) = 1$ ).

Полученная в приближении равных масс зависимость плотности  $\Omega_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}$  от массы стабильного кварка 4-го поколения  $m_U$  для разных температур



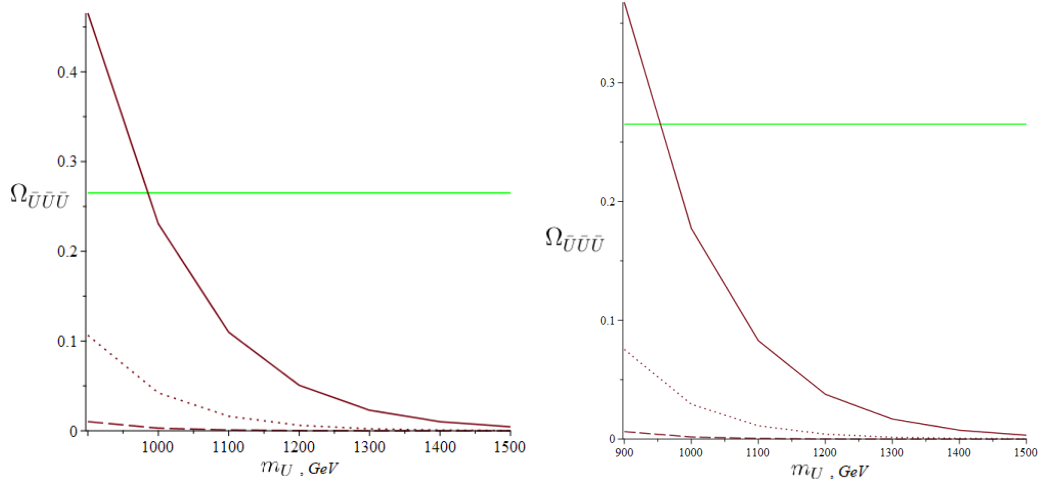


Рисунок 1 – Зависимость полной плотности  $\bar{U}\bar{U}\bar{U}$  Вселенной от  $m_U$ . Штриховая, пунктирная и сплошная линии соответствуют  $T = 200; 250; 300$  ГэВ. Горизонтальная линия отображает наблюдаемую полную плотность скрытой массы во Вселенной. *Левая панель:*  $m_U = m_D = m_E$ ,  $m_N = 50$  ГэВ. *Правая панель:*  $m_U = m_E$ ,  $m_D - m_U = 200$  ГэВ,  $m_N = 50$  ГэВ.

прекращения сфалеронных переходов  $T$  изображена на левой панели рис. 1. Легко видеть, что ANOHe способен обеспечить требуемую плотность скрытой массы во Вселенной лишь вблизи нижнего и верхнего пределов изменения параметров модели соответственно:  $m_U \approx 1000$  ГэВ и  $T \approx 300$  ГэВ.

Аналогичный график для случая  $m_D - m_U = 200$  ГэВ показан на правой панели рис. 1. Линии на нём имеют тот же характер, но смещены ещё дальше в сторону малых масс новых кварков.

## 5 Заключение

Рассматриваемая модель, вводящая тяжёлые частицы 4-го поколения, несущие новый  $u$ -заряд, имеет интересные космологические следствия. Возникающее в её рамках стабильное связанное состояние  $\bar{U}\bar{U}\bar{U}\bar{N}He$ , является кандидатом на роль носителя скрытой массы.

Неоспоримым достоинством модели является то, что данное соединение способно обеспечить всю наблюдаемую плотность  $\Omega_{DM}$ . Однако тот факт, что это возможно лишь при предельных значениях параметров, представляет собой её недостаток.

## Список используемых источников

1. *Khlopov M.* New symmetries in microphysics, new stable forms of matter around us. — 2006. — July.
2. *Belotsky K., Khlopov M., Shibaev K.* Stable quarks of the 4th family? — 2008.
3. Effects of new long-range interaction: Recombination of relic Heavy neutrinos and antineutrinos / K. Belotsky [et al.] // Grav.Cosmol. — 2005. — Apr. — Vol. 11. — P. 27–33.
4. *Belotsky K., Khlopov M., Shibaev K.* Composite Dark Matter and its Charged Constituents // Grav.Cosmol. — 2006. — Apr. — Vol. 12. — P. 93–99.
5. *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. — 2006. — Окт.
6. Possible manifestations of the existence of a fourth-generation neutrino / Y. A. Golubkov [и др.] // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. — 1999. — Март. — Т. 69, № 6. — С. 434–440.
7. *Gudnason S. B., Kouvaris C., Sannino F.* Dark matter from new technicolor theories // Physical Review D. — 2006. — Нояб. — Т. 74, № 9.
8. *Chaudhuri A., Khlopov M.* Balancing Asymmetric Dark Matter with Baryon Asymmetry by Sphaleron Transitions // Physical Sciences Forum. — 2021. — Февр. — Т. 2, № 1. — С. 41.
9. *Manton N. S.* Topology in the Weinberg-Salam Theory // Phys. Rev. D. — 1983. — Т. 28. — С. 2019.
10. *Klinkhamer F. R., Manton N. S.* A saddle-point solution in the Weinberg-Salam theory // Physical Review D. — 1984. — Т. 30. — С. 2212–2220.

11. *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.
12. *Горбунов Д. С., Рубаков В. А.* Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого Взрыва. — М. : ЛКИ, 2008.
13. *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.
14. *Khlopov M. Y., Kouvaris C.* Strong interactive massive particles from a strong coupled theory // Physical Review D. — 2008. — Март. — Т. 77, № 6.