

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

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

УДК 531.3, 539.1.05

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА  
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ  
КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СОСТОЯНИЙ,  
ОБРАЗУЕМЫХ ТЯЖЕЛЫМИ СТАБИЛЬНЫМИ  
КВАРКАМИ**

Студент \_\_\_\_\_ К. Ю. Массалов

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

Москва 2023

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СОСТОЯНИЙ,  
ОБРАЗУЕМЫХ ТЯЖЕЛЫМИ СТАБИЛЬНЫМИ  
КВАРКАМИ**

Студент \_\_\_\_\_ К. Ю. Массалов

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

Рецензент,  
к.ф.-м.н., доц. \_\_\_\_\_ А. Г. Майоров

Секретарь ГЭК,  
к.ф.-м.н. \_\_\_\_\_ А. А. Кириллов

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

# СОДЕРЖАНИЕ

Введение . . . . .	4
<b>1 Зарядово-асимметричные модели стабильных кварков</b>	<b>5</b>
1.1 Проблема избытка положительного заряда . . . . .	5
1.2 Избыток отрицательного заряда и темные атомы . . . . .	6
<b>2 Рассматриваемая модель</b>	<b>8</b>
2.1 Закалка тяжелых кварков и их кластеризация . . . . .	8
2.1.1 Закалка тяжелых кварков в зарядово-асимметричном случае . . . . .	8
2.1.2 Кластеризация тяжелых кварков в зарядово-асимметричном случае. Вариант 1 . . . . .	11
2.1.3 Кластеризация тяжелых кварков в зарядово-асимметричном случае. Вариант 2 . . . . .	17
Заключение . . . . .	23
<b>Список использованных источников</b>	<b>24</b>

# ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в рамках Стандартной модели (СМ) описано и экспериментально подтверждено существование трех поколений кварков и лептонов. На число поколений также установлено ограничение (в рамках СМ, а также при  $m_\nu < m_Z/2$ , где  $m_\nu$  — масса нейтрино в каком-либо поколении,  $m_Z$  — масса Z-бозона) в эксперименте на Большом электрон-позитронном коллайдере:  $N = 2.9840 \pm 0.0082$ [1]. Однако в последнее время все больше свидетельств, что СМ не полна, поэтому строятся новые теории и ищутся новые частицы за пределами Стандартной модели. В том числе ведется поиск новых поколений кварков. Такие кварки и лептоны могут быть достаточно долгоживущими, чтобы представлять новую стабильную форму материи. Если заряд образуемых частиц положительный, то такие частицы с обычными электронами образуют аномальные изотопы известных элементов. Если у них заряд отрицательный, но нечетный, то, связываясь с первичным гелием после его образования, они становятся положительно заряженными и формируют аномальный водород. Жесткие ограничения на такие аномальные изотопы могут представлять проблему для моделей, которые предсказывают новые стабильные кварки и лептоны.

В экспериментах на БАК получены нижние оценки на массу таких новых стабильных кварков, так что образуемые ими состояния должны превышать массу 1 ТэВ[2].

В данной работе рассматривается зарядово-асимметричная модель существования новых тяжелых кварков и исследуется изменение концентраций тяжелых кварков в ходе эволюции Вселенной вплоть до фазового КХД перехода. Последующий анализ их эволюции должен выявить подавление таких стабильных состояний, которые могут формировать изотопы известных элементов.

# 1 ЗАРЯДОВО-АСИММЕТРИЧНЫЕ МОДЕЛИ СТАБИЛЬНЫХ КВАРКОВ

## 1.1 ПРОБЛЕМА ИЗБЫТКА ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО ЗАРЯДА

Модель, предложенная Ш. Л. Глэшоу [3; 4], основывается на калибровочной группе  $SU(3) \times SU(2) \times SU'(2) \times U(1)$  и включает в себя в два раза больше фермионов, чем стандартная модель. То есть кроме 12 известных фермионов и калибровочной группы  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  вводится 12 тяжелых тера-фермионов и калибровочная группа  $SU(3) \times SU'(2) \times U(1)$ . Также вводится  $CP'$  преобразование, которое связывает легкие фермионы с их зарядово сопряженными тяжелыми партнерами ( $U \rightarrow \bar{u}$ ) и наоборот.

Масса каждого тера-фермиона равна массе его легкого партнера, умноженного на фактор  $S$ , причем отсутствие успехов в поиске новых частиц дает ограничение на  $S$  снизу:

$$S > 2 \cdot 10^5 \quad (1.1)$$

Соответствующий расчет [3] показывает, что стабильными являются только тера-кварки  $U$ , которые в результате сильного взаимодействия объединяются в  $(UUU)^{++}$ , и тера-электрон  $E^-$ , который, объединяясь с  $(UUU)^{++}$ , образует  $(UUUEE)$ :

$$\begin{aligned} U + U &\rightarrow (UU) + g & U + (UU) &\rightarrow (UUU) + g \\ (UUU) + Ep &\rightarrow (UUUE) + p & (UUUE) + Ep &\rightarrow (UUUEE) + p, \end{aligned} \quad (1.2)$$

где  $g$  — это глюон.

Остальные возможные соединения ( $(Uud)$ ,  $(Uud)$ ,  $(Ep)$  и др.) менее

выгодны энергетически, в результате чего их концентрация много меньше концентрации  $(UUUEE)$ . Получившийся гелий-подобный атом — один из кандидатов на роль частиц скрытой массы.

Однако в модели возникают проблемы, которые не могут быть решены в нынешней версии. Например, проблемой является захват свободного  $E^-$  в  $(4HeE^-)^+$ , что тормозит такую аннигиляцию  $E$  и  $E^+$  и препятствует эффективному уменьшению первичной распространенности тералептона. Даже для минимального значения  $S = 0,2 \cdot 10^6$  прогнозируемое земное содержание аномального водорода превышает экспериментальные верхние пределы более, чем на 20 порядков[5; 6].

## 1.2 ИЗБЫТОК ОТРИЦАТЕЛЬНОГО ЗАРЯДА И ТЕМНЫЕ АТОМЫ

Предыдущий подход пытается избежать проблем со свободными заряженными частицами темной материи, скрывая противоположно заряженные частицы в атомоподобных связанных системах, которые слабо взаимодействуют с барионной материей. В случае асимметрии заряда с избытком первичных частиц связывание положительных и отрицательных заряженных частиц никогда не бывает полным, и положительно заряженные тяжелые частицы должны сохраняться. Рекомбинируя с обычными электронами, эти тяжелые положительные частицы приводят к космологическому содержанию аномальных изотопов, превышающему экспериментальные верхние пределы. Чтобы соответствовать этим верхним пределам, аномальное содержание изотопов на Земле должно быть уменьшено, и механизмы такого уменьшения сопровождаются эффектами выделения энергии, которые сильно ограничены, в частности, данными с детекторов большого объема [7].

Другая модель предполагает наряду с избытком вещества избыток  $\bar{U}$  — стабильного антикварка четвертого поколения[7; 8]. Кварк четвертого поколения из-за большой энергии связи образует стабильные легкие барионы и антибарионы:  $(Uud)$ ,  $(\bar{U}\bar{u}\bar{d})$ ,  $(UUu)$ ,  $(UUU)$ ,  $(\bar{U}\bar{U}\bar{u})$ ,  $(\bar{U}\bar{U}\bar{U})$ . Последний, так называемый анутиум (anti-U-triple state — anutium или  $\Delta_{3\bar{U}}^-$ ) с размером  $r_{\Delta} \sim 1/\alpha_{QCD} \cdot m_U$  (что много меньше обычного размера адронов

$r_h \sim 1/r_\pi$ ), представляет особый интерес.

В ранней Вселенной при температурах, значительно превышающих массы  $\bar{U}$ -кварков, они находились в термодинамическом равновесии с релятивистской плазмой. Равновесные концентрации  $\bar{U}$  и  $U$  пропорциональны соответственно  $\exp(\frac{\mu}{T})$  и  $\exp(-\frac{\mu}{T})$  [9]. Таким образом при дальнейшем остывании и расширении Вселенной часть  $\bar{U}$ -кварков аннигилировала с большей частью  $U$ -кварков, а оставшиеся из-за асимметрии  $\bar{U}$ -кварки начали объединяться и образовывать  $(\bar{U}\bar{U}\bar{U})$  с массой порядка 1 TeV. Также будут образовываться нейтральные состояния  $(\bar{U}u)$  и  $(\bar{U}\bar{U}\bar{u})^{--}$ .

При температурах  $T < 100KeV$  (температура синтеза гелия)  $\Delta_{3\bar{U}}^{--}$  начинает объединяться с гелием:

$$\Delta_{3\bar{U}}^{--} + {}^4\text{He} \rightarrow \gamma + ({}^4\text{He}^{++} \Delta_{3\bar{U}}^{--}). \quad (1.3)$$

В результате все отрицательные заряды связываются с ядром гелия, образуя т.н. О-гелий  $({}^4\text{He}^{++} \Delta_{3\bar{U}}^{--})$  с массой порядка 1 TeV и радиусом[10]:

$$R_0 \sim 1/Z_E Z_{He} \alpha m_{He} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{см}. \quad (1.4)$$

Такой «атом» может играть роль скрытой массы.

## 2 РАССМАТРИВАЕМАЯ МОДЕЛЬ

### 2.1 ЗАКАЛКА ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОВ И ИХ КЛАСТЕРИЗАЦИЯ

В дальнейшем будем предполагать, что:

$$\kappa \cdot 3m_U \sim \kappa_b \cdot 5m_p \Rightarrow \kappa \sim \kappa_b \cdot \frac{5m_p}{3m_U} \approx \frac{3.6 \cdot 10^{-14}}{S_6}, \quad (2.1)$$

где  $\kappa = \frac{n_{\bar{U}} - n_U}{s}$  — величина, характеризующая степень асимметрии анти-вещества надо веществом.

#### 2.1.1 ЗАКАЛКА ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОВ В ЗАРЯДОВО-АССИМЕТРИЧНОМ СЛУЧАЕ

На данном этапе температура лежит в следующих пределах:  $100S_6 GeV = \frac{1}{30}m_U < T < m_U = 3.5S_6 TeV$  При таких температурах (температурах, превышающих массу тяжелого кварка) вещество находится в равновесии с плазмой, а его концентрация определяется распределением Больцмана и химическим потенциалом  $\mu$  [4]:

$$n_{eq} = g_s \left( \frac{mT}{2\pi} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m}{T} \right) \quad (2.2)$$

$$n_{U, \bar{U}} = n_{eq} \exp \left( \pm \frac{\mu}{T} \right) \quad (2.3)$$

При температурах меньше массы тяжелого кварка и вплоть до примерно  $1/20$  массы тяжелого кварка равновесие начинает смещаться в сто-



рону аннигиляции частиц и античастиц:



Система уравнений, описывающих изменение концентрации со временем, выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{dn_U}{dt} + 3Hn_U = \langle \sigma v \rangle (n_{eqU}n_{eq\bar{U}} - n_U n_{\bar{U}}) \\ \frac{dn_{\bar{U}}}{dt} + 3Hn_{\bar{U}} = \langle \sigma v \rangle (n_{eqU}n_{eq\bar{U}} - n_U n_{\bar{U}}) \end{cases} \quad (2.5)$$

При замене переменных  $x = \frac{T}{m_U}$ ;  $r_{\pm} = \frac{n_{U,\bar{U}}}{s}$ ;  $Hdt = -\frac{dT}{T} = \frac{dx}{x}$ ;  $\kappa = r_- - r_+$  уравнение преобразуется следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{dr_+}{dx} = f_1 \langle \sigma v \rangle (r_+ r_- - f_2), & f_1 = \frac{s}{Hx} = \sqrt{\frac{\pi g_s^2}{45 g_\epsilon}} m_{Pl} m_U \\ \frac{dr_-}{dx} = f_1 \langle \sigma v \rangle (r_+ r_- - f_2), & f_2 = \frac{n_{eq}^2}{s^2} = \frac{45^2 g_s^2}{2^5 \pi^7 g_s^2} \cdot \frac{e^{-\frac{2}{x}}}{x^3} \end{cases} \quad (2.6)$$

При температуре ниже некоторой температуры  $T_f$  ( $T_f$ , а значит и  $x_f$ , определяется из условия  $R(T_f) = H(T_f)$ )  $x < x_f$ : можно пренебречь слагаемым с  $f_2$ , так как оно убывает гораздо быстрее, чем  $r_+ r_-$ :  $f_2 \ll r_+ r_-$ :

$$\begin{cases} \frac{dr_+}{dx} \approx f_1 \langle \sigma v \rangle (r_+ r_-) \\ \frac{dr_-}{dx} \approx f_1 \langle \sigma v \rangle (r_+ r_-) \end{cases} \quad (2.7)$$

В таком случае решением является:

$$\begin{cases} r_+(x \approx 0) \approx \frac{\kappa r_{+f}}{(\kappa + r_{+f})e^{\kappa J} - r_{+f}} \\ r_-(x \approx 0) \approx \frac{\kappa r_{-f}}{r_{-f} - (r_{-f} - \kappa)e^{-\kappa J}} \end{cases}, \quad (2.8)$$

$m_U, TeV$	$\kappa, 10^{-14}$	$r_U, 10^{-13}$	$r_{\bar{U}}, 10^{-13}$
1.4	9.0e-14	3.4e-13	4.3e-13
2.1	6.0e-14	5.3e-13	5.9e-13
2.8	4.5e-14	7.2e-13	7.7e-13
3.5	3.6e-14	9.0e-13	9.4e-13
10	1.2e-14	2.6e-12	2.7e-12
14	9.0e-15	3.5e-12	3.5e-12
21	6.0e-15	5.1e-12	5.2e-12
31	4.0e-15	7.6e-12	7.6e-12
70	1.8e-15	1.6e-11	1.6e-11
105	1.2e-15	2.4e-11	2.4e-11

Таблица 2.1 — Численные значения для концентраций при разных массах  $U$  кварка на этапе закалки

$$\text{где } J = \int_0^{x_f} f_1 \langle \sigma v \rangle dx = \frac{1.3 \cdot 10^{12}}{S_6 \left( 1 - \frac{\ln S_6}{30} \right)}.$$

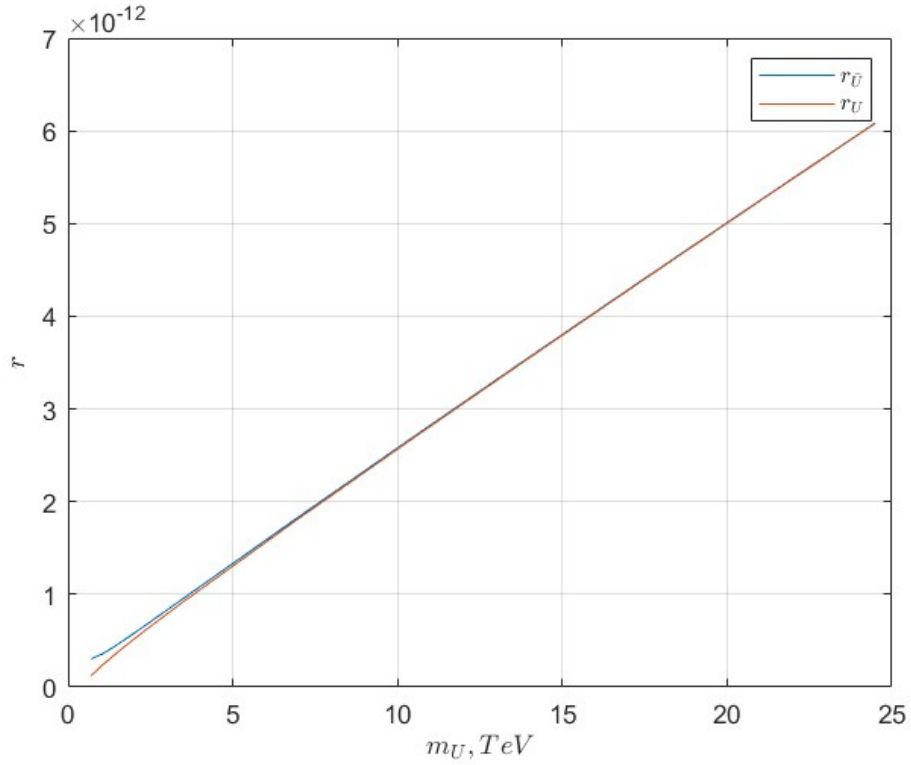
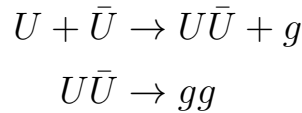


Рисунок 2.1 — График зависимости  $r_U$  и  $r_{\bar{U}}$  от  $m_U$

## 2.1.2 КЛАСТЕРИЗАЦИЯ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОВ В ЗАРЯДОВО-АСИММЕТРИЧНОМ СЛУЧАЕ. ВАРИАНТ 1

На этой стадии температура лежит в следующих пределах:  $0.5S_6 \text{GeV} < T < I_U \approx \frac{\alpha_c^2 m_U}{4} = 15S_6 \text{GeV}$ . При таких условиях начинается объединение отдельных кварков в результате сильного взаимодействия. Сначала рассмотрим их объединение в кварконий  $U\bar{U}$ :



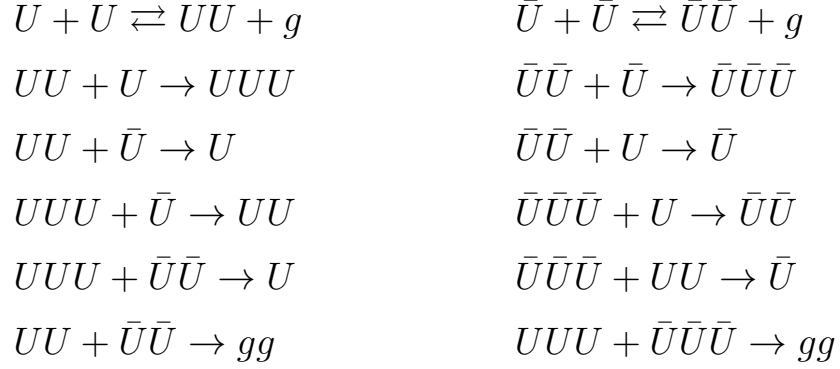
Время жизни кваркония вычисляется аналогично времени жизни позитрония:  $\tau_0 = \frac{2}{m_U \alpha^5}$  и  $\tau_1 = \frac{2}{m_U \alpha^5} \cdot \frac{9\pi}{4(\pi^2 - 9)\alpha} \approx 10^2 \tau_0$  при  $\alpha = 0.1$  ( $\tau_0$  — время жизни паракваркония ( $S=0$ ),  $\tau_1$  — время жизни ортокваркония ( $S=1$ ))

Скорость обратной реакции  $R = n\langle\sigma v\rangle \sim g_S T^3 \cdot \frac{\alpha^2}{m_U^2} \approx g_S \frac{\alpha^8 m_U}{64}$ ;  $t \sim$

$$\frac{1}{R}, gs = 16 \Rightarrow t \sim \frac{4}{\alpha^8 m_U} \approx 2000\tau_0$$

Видно, что время жизни такого состояния много меньше времени протекания обратной реакции, поэтому ею в расчетах можно пренебречь, а концентрацию  $U\bar{U}$  считать равной нулю.

Концентрации остальных соединений взаимосвязаны, поэтому процессы с их участием надо рассматривать в связке:



Здесь в нулевом приближении считаем, что для всех реакций объединения кварков в связные системы сечения одинаковы и равны[11]:

$$\langle \sigma v \rangle = \pi \left( \frac{m}{T} \right)^{0.9} \left( \frac{\alpha}{m} \right)^2 \quad (2.9)$$

Реакцию разрушения дикварков можно рассматривать как процесс ионизации, поэтому сечение возьмем по аналогии с сечением фотоионизации атома водорода. Используем полуклассическую формулу для водородоподобных систем[12]:

$$\langle \sigma v \rangle_{ion} = \frac{64\pi^4 \cdot m_e e^{10} z^4}{3\sqrt{3} \cdot ch^6 \nu^3 n^5} \quad (2.10)$$

После некоторых преобразований (замена массы электрона на массу кварка, переход от электромагнитного взаимодействия к сильному) получаем:

$$\langle \sigma v \rangle_{ion} = \frac{64\pi^4}{3\sqrt{3}} \cdot \alpha^5 m_U \int_{I_U}^{\infty} \frac{1/E^4 dE}{\exp(E/T) - 1} \quad (2.11)$$

Таким образом, уравнения для  $r(T)$  выглядят следующим образом:

$$\left\{ \begin{array}{l}
\frac{dr_U}{dT} = -\frac{\pi \cdot s}{HT} \left(\frac{m}{T}\right)^{9/10} \left(\frac{\alpha}{m}\right)^2 \left( -r_U^2 + \frac{64\pi^3 \alpha^3}{3\sqrt{3}} m^{2.1} \cdot T^{0.9} \cdot \int_{m_U}^{\infty} \frac{1/E^3 dE}{\exp(E/T) - 1} r_{UU} r_g - r_U r_{\bar{U}} - \frac{r_U r_{UU}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_U r_{\bar{U}\bar{U}}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_U r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{2^{1.1}} + \frac{r_{UU} r_{\bar{U}}}{1.5^{1.1}} + \frac{r_{UUU} r_{\bar{U}\bar{U}}}{2.5^{1.1}} \right) \\
\frac{dr_{UU}}{dT} = -\frac{\pi \cdot s}{HT} \left(\frac{m}{T}\right)^{9/10} \left(\frac{\alpha}{m}\right)^2 \left( r_U^2 - \frac{64\pi^3 \alpha^3}{3\sqrt{3}} m^{2.1} \cdot T^{0.9} \cdot \int_{m_U}^{\infty} \frac{1/E^3 dE}{\exp(E/T) - 1} r_{UU} r_g - \frac{r_U r_{UU}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_{UU} r_{\bar{U}}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_{UU} r_{\bar{U}\bar{U}}}{2^{1.1}} + \frac{r_{UUU} r_{\bar{U}}}{2^{1.1}} - \frac{r_{UU} r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{2.5^{1.1}} \right) \\
\frac{dr_{UUU}}{dT} = -\frac{\pi \cdot s}{HT} \left(\frac{m}{T}\right)^{9/10} \left(\frac{\alpha}{m}\right)^2 \left( \frac{r_U r_{UU}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_{UUU} r_{\bar{U}}}{2^{1.1}} - \frac{r_{UUU} r_{\bar{U}\bar{U}}}{2.5^{1.1}} - \frac{r_{UUU} r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{3^{1.1}} \right) \\
\frac{dr_{\bar{U}}}{dT} = -\frac{\pi \cdot s}{HT} \left(\frac{m}{T}\right)^{9/10} \left(\frac{\alpha}{m}\right)^2 \left( -r_{\bar{U}}^2 + \frac{64\pi^3 \alpha^3}{3\sqrt{3}} m^{2.1} \cdot T^{0.9} \cdot \int_{m_U}^{\infty} \frac{1/E^3 dE}{\exp(E/T) - 1} r_{\bar{U}\bar{U}} r_g - r_U r_{\bar{U}} - \frac{r_{\bar{U}} r_{\bar{U}\bar{U}}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_{\bar{U}} r_{UU}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_{\bar{U}} r_{UUU}}{2^{1.1}} + \frac{r_{\bar{U}\bar{U}} r_U}{1.5^{1.1}} + \frac{r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} r_{UU}}{2.5^{1.1}} \right) \\
\frac{dr_{\bar{U}\bar{U}}}{dT} = -\frac{\pi \cdot s}{HT} \left(\frac{m}{T}\right)^{9/10} \left(\frac{\alpha}{m}\right)^2 \left( r_{\bar{U}}^2 - \frac{64\pi^3 \alpha^3}{3\sqrt{3}} m^{2.1} \cdot T^{0.9} \cdot \int_{m_U}^{\infty} \frac{1/E^3 dE}{\exp(E/T) - 1} r_{\bar{U}\bar{U}} r_g - \frac{r_{\bar{U}} r_{\bar{U}\bar{U}}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_U r_{\bar{U}\bar{U}}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_{UU} r_{\bar{U}\bar{U}}}{2^{1.1}} + \frac{r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} r_U}{2^{1.1}} - \frac{r_{\bar{U}\bar{U}} r_{UUU}}{2.5^{1.1}} \right) \\
\frac{dr_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{dT} = -\frac{\pi \cdot s}{HT} \left(\frac{m}{T}\right)^{9/10} \left(\frac{\alpha}{m}\right)^2 \left( \frac{r_{\bar{U}} r_{\bar{U}\bar{U}}}{1.5^{1.1}} - \frac{r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} r_U}{2^{1.1}} - \frac{r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} r_{UU}}{2.5^{1.1}} - \frac{r_{UUU} r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{3^{1.1}} \right)
\end{array} \right.$$

Решение данной системы получено численно при помощи пакета Matlab.

Здесь и далее по оси абсцисс вместо температуры откладывается вре-

мя.

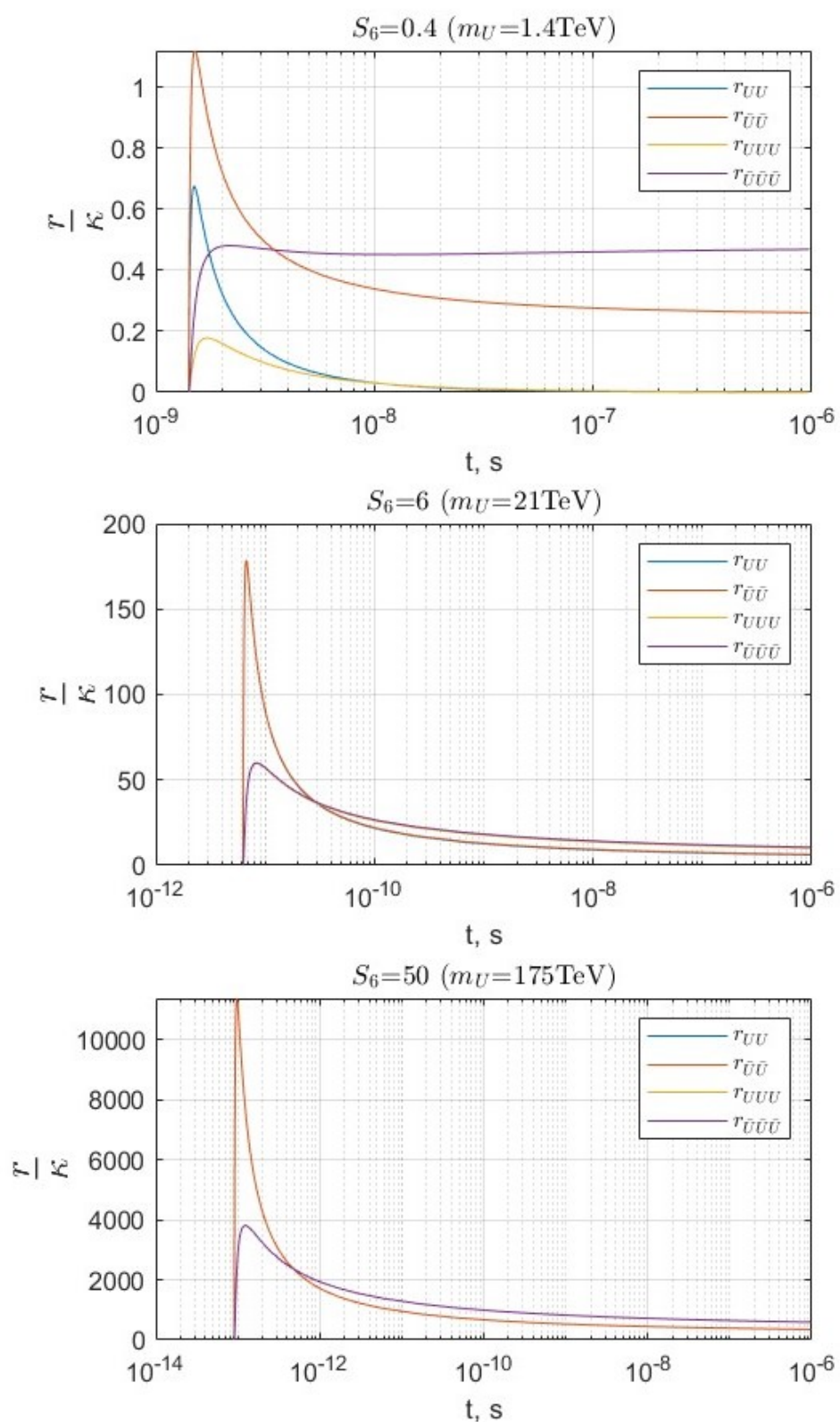


Рисунок 2.2 — График зависимости  $\frac{r}{\kappa}$  от  $m_U(r_U, r_{\bar{U}}, r_{UU}, r_{\bar{U}\bar{U}})$

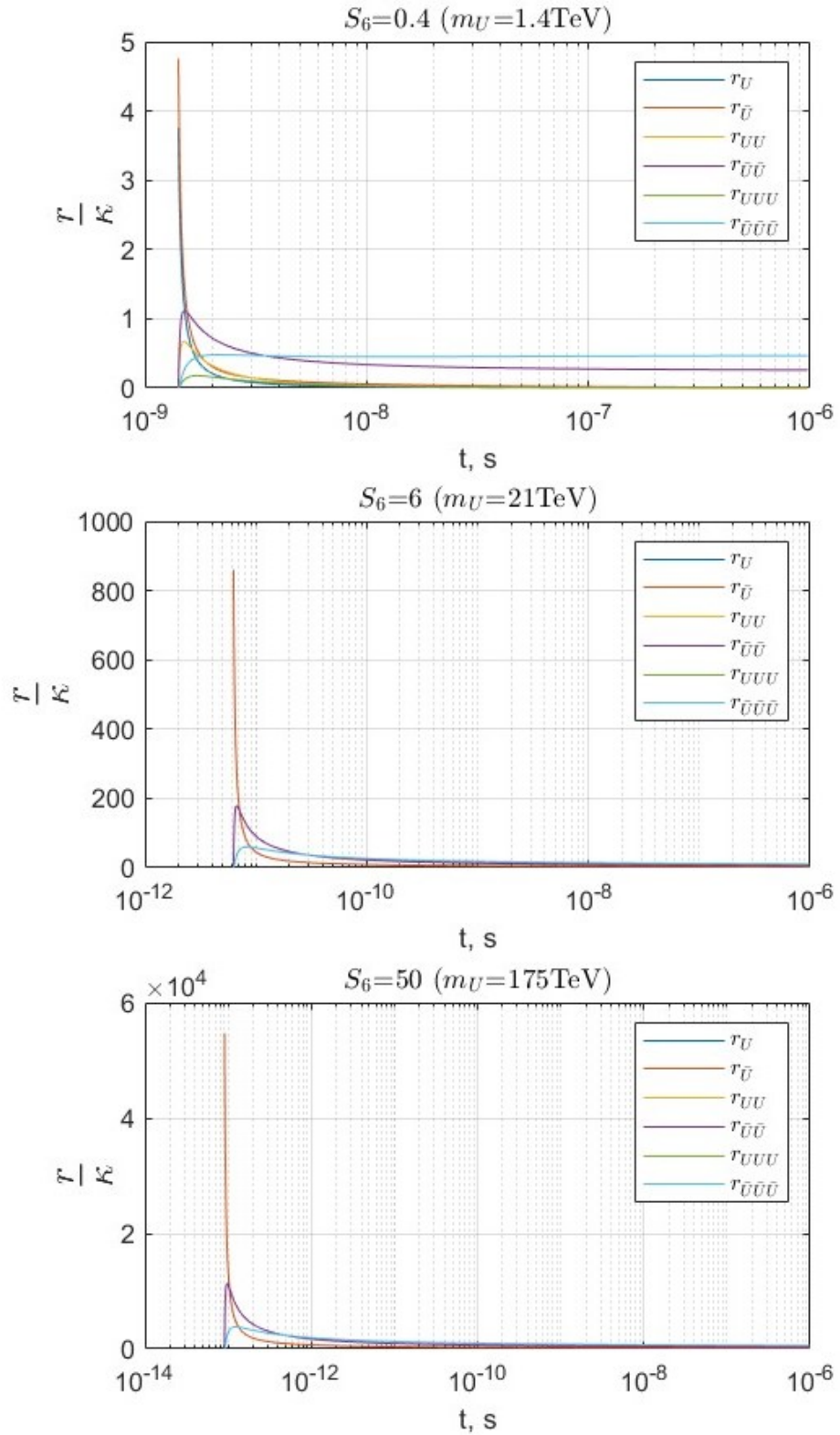


Рисунок 2.3 — График зависимости  $\frac{r}{\kappa}$  от  $m_U(r_U, r_{\bar{U}}, r_{UU}, r_{\bar{U}\bar{U}}, r_{UUU}, r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}})$

$m_U, TeV$	$r_U$	$r_{\bar{U}}$	$r_{UU}$	$r_{\bar{U}\bar{U}}$	$r_{UUU}$	$r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}$
1.4	6.8e-21	8.9e-14	2.6e-23	4.2e-20	5.8e-21	9.8e-17
2.1	2.1e-17	5.9e-14	5.2e-22	2.8e-20	1.8e-18	1.3e-16
2.8	5.1e-16	4.5e-14	5.8e-22	2.2e-20	1.9e-17	2.1e-16
3.5	2.1e-15	3.7e-14	3.7e-22	2.0e-20	6.7e-17	3.1e-16
10	3.2e-14	4.3e-14	4.3e-20	7.5e-20	3.5e-15	4.1e-15
14	4.5e-14	5.3e-14	1.2e-19	1.6e-19	7.8e-15	8.5e-15
21	7.2e-14	7.7e-14	4.7e-19	5.2e-19	2.1e-14	2.2e-14
31	1.1e-13	1.1e-13	1.7e-18	1.8e-18	5.2e-14	5.3e-14
70	2.4e-13	2.5e-13	2.2e-17	2.2e-17	2.0e-13	2.0e-13
105	3.7e-13	3.7e-13	8.1e-17	8.1e-17	3.6e-13	3.6e-13

Таблица 2.2 — Численные значения для концентраций при разных массах  $U$  кварка на этапе кластеризации

Видно, что концентрация  $UU(\bar{U}\bar{U})$  убывает гораздо быстрее, чем  $U(\bar{U})$  или  $UUU(\bar{U}\bar{U}\bar{U})$ . Это означает, что соединения типа  $UUu$  или  $Uuu$  будут формироваться в очень маленьком количестве, что не позволит их обнаружить в современном веществе.



### 2.1.3 КЛАСТЕРИЗАЦИЯ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОВ В ЗАРЯДОВО-АСИММЕТРИЧНОМ СЛУЧАЕ. ВАРИАНТ 2

Все рассуждения, приведенные в начале предыдущего пункта, остаются верными, однако формулы, описывающие сечения взаимодействий, оказываются не совсем правильными.

Во-первых, сечение ионизации: использование полуклассической формулы Крамерса дает хороший результат только при температурах много меньше энергии связи системы. Гораздо более точный результат в достаточно широком диапазоне дает следующая формула:

$$\langle \sigma v \rangle_{ion} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \left( \frac{\partial \langle \sigma v \rangle_1}{\partial E_g} + \frac{\partial \langle \sigma v \rangle_2}{\partial E_g} \right) \frac{dE_g}{\exp(E_g/T) - 1} \quad (2.12)$$

где  $\langle \sigma v \rangle_1$  и  $\langle \sigma v \rangle_2$  определяются следующим образом[13]:

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle_1 = & \frac{\pi \alpha}{(m_q E_g)} \frac{2^{4l} l^2 (n+1)! \{(1+\eta^2) \dots [(l-1)^2 + \eta^2]\}}{3 (2l+1)! (2l-1)! (n-l-1)!} \\ & \times \frac{\exp[-4\eta \operatorname{arccot} \rho]}{1 - e^{-2\pi\eta}} \frac{\rho^{2l+2}}{(1+\rho^2)^{2n-2}} \\ & \times [G_l(l, l+1-n, \eta, \rho) - \frac{1}{(1+\rho^2)^2} G_l(l, l-1-n, \eta, \rho)]^2 \quad (2.13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle_2 = & \frac{\pi \alpha}{(m_q E_g)} \frac{2^{4l+6}}{3} \frac{(l+1)^2 (n+1)! \{(1+\eta^2) \dots [(l+1)^2 + \eta^2]\}}{(2l+1)(2l+1)! (2l+21)! (n-l-1)! [(l+1)^2 + \eta^2]} \\ & \times \frac{\exp[-4\eta \operatorname{arccot} \rho]}{1 - e^{-2\pi\eta}} \frac{\rho^{2l+4} \eta^2}{(1+\rho^2)^{2n}} \\ & \times [(l+1-n) G_{l+1}(l, l+1-n, \eta, \rho) - \frac{l+1+n}{1+\rho^2} G_{l+1}(l, l-n, \eta, \rho)]^2 \quad (2.14) \end{aligned}$$

Использованные обозначения:

$$G_l(-m, \eta, \rho) = \sum_{s=0}^{2m} b_s \rho^s; \quad \eta = \sqrt{\frac{I}{E_g - I}}; \quad \rho = \eta/n$$

$E_{min}$  и  $E_{max}$  находятся из следующих кинематических соображений: рассмотрим налетающий глюон на систему из двух объединенных кварков и запишем для них законы сохранения:

$$\begin{cases} p_g + 2mV = mv_1 + m_v 2 \\ E_g + 2 \cdot \frac{mV^2}{2} = \frac{mv_1^2}{2} + \frac{mv_2^2}{2} + I \end{cases} \quad (2.15)$$

При данных температурах скорости частиц лежат в пределах 0.01–0.1 скорости света, поэтому использование нерелятивистских формул допустимо. Для ионизации частицы энергия глюона  $E_g$  должна быть не меньше  $I$ . Пусть  $E_g = I + \varepsilon$ . Тогда, подставляя во второе уравнение скорость первой частицы, выраженную из первого уравнения, получаем:

$$v_2^2 - v_2 \cdot \left( \frac{E_g}{m} + 2V \right) + \frac{E_g^2}{2m^2} + 1.5V^2 + 2V \frac{E_g}{m} - \frac{\varepsilon}{m} = 0 \quad (2.16)$$

Чтобы уравнение имело корни, дискриминант  $D = 2 \frac{\varepsilon}{m} - \frac{E_g^2}{m^2} - 2V^2 - 4V \frac{E_g}{m}$  должен быть неотрицательным. Такое происходит при значениях  $\varepsilon$

из интервала  $\left[ m \cdot \left( 1 - \frac{I}{m} - 2 * V - \sqrt{1 - \frac{4I}{m} + 2V(V - 4)} \right); m \cdot \left( 1 - \frac{I}{m} - 2 * V + \sqrt{1 - \frac{4I}{m} + 2V^2 - 8V} \right) \right]$

Во-вторых, использованная выше формула сечения рекомбинации хорошо описывает процесс при  $T \ll m\alpha^{20/7} = 4.9S_6 GeV$ . В свою очередь, следующая формула хорошо описывает процесс в достаточно большом диа-

пазоне энергий, в т.ч. и при больших энергиях[14]:

$$\langle \sigma_{recv} \rangle = \int_0^{\text{inf}} \frac{2^8 \pi^2}{3} \frac{\eta^6 e^{-4\eta \arctan(1/\eta)} \alpha}{(1 - e^{-2\pi\eta})(\eta^2 + 1)^2 \mu} \frac{1.202 + 0.5782 \ln(\eta^2 + 1) + 0.2148 \ln^2(\eta^2 + 1)}{1 + 0.3425 \ln(\eta^2 + 1)} f(E) dE. \quad (2.17)$$

Здесь проводится усреднение по максвелловскому распределению по энер-

гии  $E$  налетающего кварка,  $\eta = \sqrt{\frac{I}{E}}$ .

Таким образом, получаем систему уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dr_U}{dT} = -\frac{s}{HT} \left( -\langle \sigma v \rangle_{rec11} r_U^2 + \langle \sigma v \rangle_{ion} r_{UU} r_g - \langle \sigma v \rangle_{rec11} r_U r_{\bar{U}} - \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_U r_{UU} \right. \\ \quad \left. - \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_U r_{\bar{U}\bar{U}} - \langle \sigma v \rangle_{rec13} r_U r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} + \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_{UU} r_{\bar{U}} + \langle \sigma v \rangle_{rec23} r_{UUU} r_{\bar{U}\bar{U}} \right) \\ \frac{dr_{UU}}{dT} = -\frac{s}{HT} \left( \langle \sigma v \rangle_{rec11} r_U^2 - \langle \sigma v \rangle_{ion} r_{UU} r_g - \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_U r_{UU} - \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_{UU} r_{\bar{U}} \right. \\ \quad \left. - \langle \sigma v \rangle_{rec22} r_{UU} r_{\bar{U}\bar{U}} + \langle \sigma v \rangle_{rec13} r_{UUU} r_{\bar{U}} - \langle \sigma v \rangle_{rec23} r_{UU} r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} \right) \\ \frac{dr_{UUU}}{dT} = -\frac{s}{HT} \left( \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_U r_{UU} - \langle \sigma v \rangle_{rec13} r_{UUU} r_{\bar{U}} - \right. \\ \quad \left. - \langle \sigma v \rangle_{rec23} r_{UUU} r_{\bar{U}\bar{U}} - \langle \sigma v \rangle_{rec33} r_{UUU} r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} \right) \\ \frac{dr_{\bar{U}}}{dT} = -\frac{s}{HT} \left( -\langle \sigma v \rangle_{rec11} r_{\bar{U}}^2 + \langle \sigma v \rangle_{ion} r_{\bar{U}\bar{U}} r_g - \langle \sigma v \rangle_{rec11} r_U r_{\bar{U}} - \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_{\bar{U}} r_{\bar{U}\bar{U}} \right. \\ \quad \left. - \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_{\bar{U}} r_{UU} - \langle \sigma v \rangle_{rec13} r_{\bar{U}} r_{UUU} + \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_{\bar{U}\bar{U}} r_U + \langle \sigma v \rangle_{rec23} r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} r_{UU} \right) \\ \frac{dr_{\bar{U}\bar{U}}}{dT} = -\frac{s}{HT} \left( \langle \sigma v \rangle_{rec11} r_{\bar{U}}^2 - \langle \sigma v \rangle_{ion} r_{\bar{U}\bar{U}} r_g - \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_{\bar{U}} r_{\bar{U}\bar{U}} - \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_U r_{\bar{U}\bar{U}} \right. \\ \quad \left. - \langle \sigma v \rangle_{rec22} r_{UU} r_{\bar{U}\bar{U}} + \langle \sigma v \rangle_{rec13} r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} r_U - \langle \sigma v \rangle_{rec23} r_{\bar{U}\bar{U}} r_{UUU} \right) \\ \frac{dr_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}}{dT} = -\frac{s}{HT} \left( \langle \sigma v \rangle_{rec12} r_{\bar{U}} r_{\bar{U}\bar{U}} - \langle \sigma v \rangle_{rec13} r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} r_U - \right. \\ \quad \left. - \langle \sigma v \rangle_{rec23} r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} r_{UU} - \langle \sigma v \rangle_{rec33} r_{UUU} r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}} \right) \end{array} \right.$$

Решение данной системы получено численно при помощи пакета Matlab.

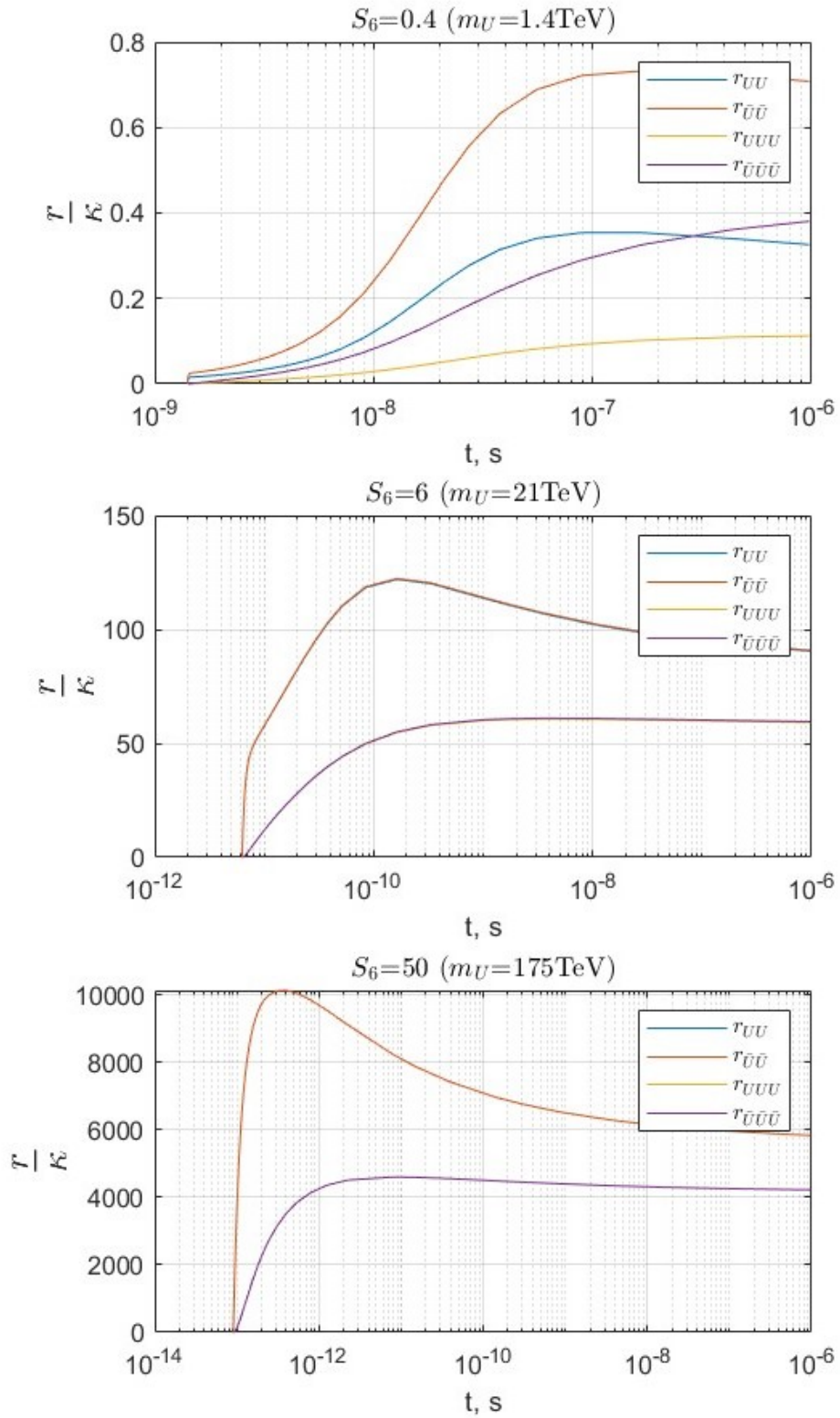


Рисунок 2.4 — График зависимости  $\frac{r}{\kappa}$  от  $m_U(r_U, r_{\bar{U}}, r_{UU}, r_{\bar{U}\bar{U}})$

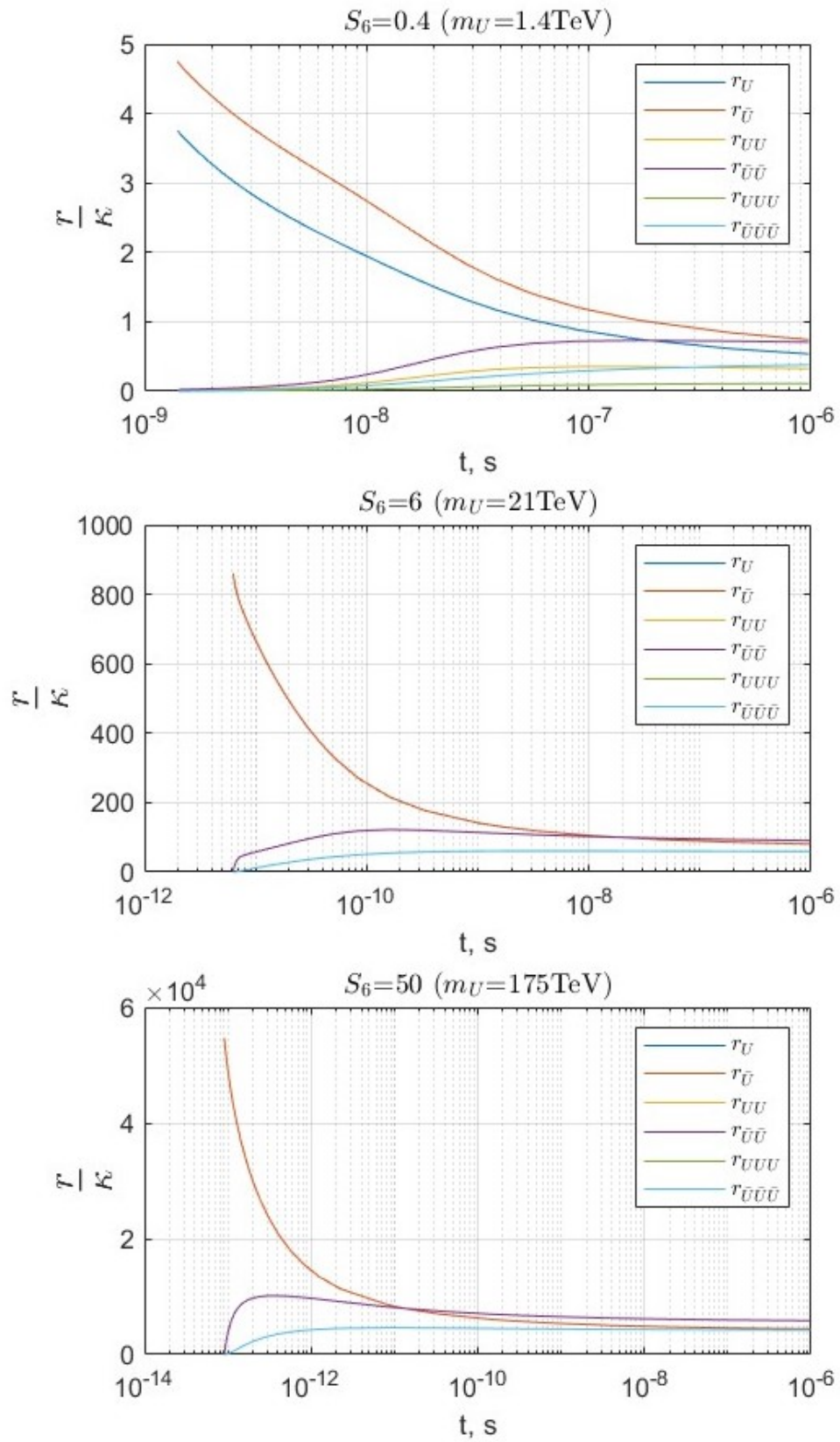


Рисунок 2.5 — График зависимости  $\frac{r}{\kappa}$  от  $m_U$  ( $r_U, r_{\bar{U}}, r_{UU}, r_{\bar{U}\bar{U}}, r_{UUU}, r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}$ )

$m_U, TeV$	$r_U$	$r_{\bar{U}}$	$r_{UU}$	$r_{\bar{U}\bar{U}}$	$r_{UUU}$	$r_{\bar{U}\bar{U}\bar{U}}$
1.4	4.8e-14	6.7e-14	2.9e-14	6.4e-14	1.0e-14	3.4e-14
2.1	7.1e-14	8.3e-14	5.4e-14	7.7e-14	2.3e-14	4.0e-14
2.8	9.1e-14	9.9e-14	7.6e-14	9.3e-14	3.6e-14	5.0e-14
3.5	1.1e-13	1.2e-13	9.7e-14	1.1e-13	4.9e-14	5.9e-14
10	2.7e-13	2.7e-13	2.8e-13	2.9e-13	1.7e-13	1.8e-13
14	3.4e-13	3.4e-13	3.7e-13	3.7e-13	2.3e-13	2.4e-13
21	4.8e-13	4.8e-13	5.4e-13	5.4e-13	3.6e-13	3.7e-13
31	6.8e-13	6.8e-13	7.9e-13	7.9e-13	5.4e-13	5.4e-13
70	1.4e-12	1.4e-12	1.7e-12	1.7e-12	1.2e-12	1.2e-12
105	2.0e-12	2.0e-12	2.5e-12	2.5e-12	1.8e-12	1.8e-12

Таблица 2.3 — Численные значения для концентраций при разных массах  $U$  кварка на этапе кластеризации

Как видно из графиков, подавление тяжелых кварков не так эффективно по сравнению с первым вариантом.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы рассмотрены зарядово-асимметричная модели существования новых тяжелых кварков. В двух разных приближениях приведены расчеты и построены графики зависимости концентраций тяжелых кварков от их массы вплоть до момента начала их объединения с легкими кварками.

В дальнейшем проведенный анализ будет использован для выявления стабильных положительно заряженных частиц или частиц с нечетным отрицательным зарядом, являющимися возможными кандидатами на роль источника аномальных изотопов водорода и других элементов. Поскольку рассматриваемая асимметричная модель предсказывает существование отрицательных дважды заряженных частиц, которые могут образовывать темные атомы, составляющие основную долю скрытой массы, вопрос о производстве аномальных изотопов, сопутствующих образованию темных атомов, является критически важным для этого направления и будет предметом дальнейших исследований.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Mele S.* The Measurement of the Number of Light Neutrino Species at LEP // Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. — 2015. — Т. 23. — С. 89—106.
2. Search for heavy long-lived charged  $R$ -hadrons with the ATLAS detector in  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  of proton–proton collision data at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  / M. Aaboud [и др.] // Phys. Lett. B. — 2016. — Т. 760. — С. 647—665. — arXiv: 1606.05129 [hep-ex].
3. *Glashow S. L.* A Sinister extension of the standard model to  $SU(3) \times SU(2) \times SU(2) \times U(1)$  // 11th International Workshop on Neutrino Telescopes. — 2005. — С. 539—547. — arXiv: hep-ph/0504287.
4. *Fargion D., Khlopov M.* Tera-leptons' shadows over Sinister Universe // Grav. Cosmol. — 2013. — Т. 19. — С. 219—231. — arXiv: hep-ph/0507087.
5. *Khlopov M. Y.* New symmetries in microphysics, new stable forms of matter around us : Other thesis / Khlopov Maxim Yu. — 2006. — arXiv: astro-ph/0607048.
6. *Belotsky K. M., Khlopov M. Y., Shibaev K. I.* Composite Dark Matter and its Charged Constituents // Grav. Cosmol. / под ред. V. N. Melnikov. — 2006. — Т. 12. — С. 93—99. — arXiv: astro-ph/0604518.
7. *Khlopov M. Y.* Composite dark matter from 4th generation // Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 2006. — Т. 83. — С. 3—6. — arXiv: astro-ph/0511796.
8. *Belotsky K., Khlopov M., Shibaev K.* Stable quarks of the 4th family? — 2008. — arXiv: 0806.1067 [astro-ph].
9. *Dolgov A. D.* Neutrinos in cosmology // Phys. Rept. — 2002. — Т. 370. — С. 333—535. — arXiv: hep-ph/0202122.



10. *Belotsky K., Khlopov M., Shibaev K.* Stable matter of 4th generation: hidden in the universe and close to detection? // 12th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics. — 2006. — С. 180—184. — arXiv: [astro-ph/0602261](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0602261).
11. May heavy hadrons of the 4th generation be hidden in our universe while close to detection? / K. Belotsky [и др.]. — 2004. — arXiv: [hep-ph/0411271](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0411271).
12. *Lochte-Holtgreven W.* “Plasma Diagnostics”. — 1968.
13. *Karzas W. J., Latter R.* Electron Radiative Transitions in a Coulomb Field. // . — 1961. — Т. 6. — С. 167.
14. *Kotelnikov I. A., Milstein A. I.* Electron radiative recombination with a hydrogen-like ion // Phys. Scripta. — 2019. — Т. 94, № 5. — С. 055403. — arXiv: [1810.08071](https://arxiv.org/abs/1810.08071) [physics.atom-ph].