

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

УДК 539.12.01

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ  
**КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА  
ПАРАМЕТР КИНЕТИЧЕСКОГО  
СМЕШИВАНИЯ В МОДЕЛЯХ С  
ЗЕРКАЛЬНОЙ СКРЫТОЙ МАССОЙ**

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

\_\_\_\_\_ М. Ю. Хлопов

Студент

\_\_\_\_\_ К. М. Зуев

Москва 2023

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>1 Основные положения</b>	<b>3</b>
<b>2 Модель зеркального сектора</b>	<b>4</b>
<b>3 Параметр кинетического смешивания</b>	<b>5</b>
<b>4 Цель и актуальность работы</b>	<b>6</b>
<b>5 Уравнения, описывающие эволюцию зеркального сектора</b>	<b>8</b>
5.1 Случай пренебрежения массой электрона . . . . .	9
5.2 Случай учета массы электрона и усреднения по сечению, скорости Мёллера и передаваемой энергии . . . . .	11
5.2.1 Решение уравнения эволюции зеркального сектора в случае усреднения по сечению, скорости Мёллера и передаваемой энергии . . . . .	12
5.3 Случай учета массы электрона и усреднения по сечению и скорости Мёллера . . . . .	13
5.3.1 Решение уравнения эволюции зеркального сектора в случае усреднения по сечению и скорости Мёллера . . . . .	14
5.4 Обсуждение вида уравнения эволюции зеркального сектора в случае учета массы электрона и усреднения по сечению и скорости Мёллера . . . . .	15
<b>Заключение</b>	<b>16</b>

# Введение

## 1 Основные положения

Скрытая масса (в дословном переводе с английского языка — темная материя — Dark Matter, DM) — гипотетическая форма материи, которая по современным оценкам составляет порядка четверти массы-энергии всей Вселенной.

Относительная плотность холодной скрытой массы составляет  $\Omega_c = 0,258$  [1].

Впервые гипотеза о существовании подобной формы материи была выдвинута еще в 1933 г. Ф. Цвикки в результате исследования скопления галактик Кома в созвездии Волосы Вероники. Цвикки, измерив дисперсии скоростей отдельных галактик скопления, предположил, что для удержания галактик в составе скопления силами гравитации необходимо большое количество невидимой материи [2]. В 1936 г. после публикации статьи А. Эйнштейна о гравитационном линзировании, Цвикки предложил проверять наличие скрытой массы при помощи эффекта гравитационной линзы, что ныне носит название макролинзирования [3].

После этого на протяжении XX в. было предпринято множество различных попыток выяснения сущности скрытой массы, ее происхождения и ряда других проблем, остающихся открытыми и на сегодняшний день. В частности, наиболее актуальной проблемой является открытие частиц скрытой массы.

Существуют модели, в которых частицами скрытой массы являются как частицы Стандартной модели, так и выходящие за ее пределы. В данный момент наиболее актуальными теориями в этом вопросе являются:

- слабовзаимодействующие массивные частицы — вимпы (WIMPs — Weakly Interacting Massive Particles), обладающие подходящими значениями массы и сечения аннигиляции для их выхода из равновесия в ранней Вселенной с плотностью, характерной для скрытой массы;
- суперсимметричные частицы — частицы, часто относящиеся к классу вимпов, обладающие частицами-суперпартнерами, т.е. частицами, являющимися одновременно как фермионами, так и бозонами, обладающими спинами, различающимися на  $1/2$ ;
- аксионо-подобные частицы, их объекты

и т.д. Более подробный обзор кандидатов на роль частиц скрытой массы можно найти, например, в [2] и [4].

## 2 Модель зеркального сектора

В рамках настоящей работы рассматривается так называемая модель зеркальной скрытой массы, которая, являясь одной из самых первых моделей скрытой массы, впервые была сформулирована в работах Ч. Янга, Ч. Ли [5], а также в работах И. Ю. Кобзарева, Л. Б. Окуня и И. Я. Померанчука в 50-х — 60-х годах прошлого столетия. В данной модели для каждой известной науке элементарной частицы (электрона, фотона, позитрона, мюона и т.д.) должен существовать «зеркальный» партнер, т.е. частица, обладающая теми же массой и свойствами взаимодействия, но правой киральностью. Киральность для дираковских частиц определяется как собственное значение матрицы Дирака  $\gamma^5$ , которые, как известно из квантовой теории поля, равны  $\pm 1$ . Данная величина показывает, по какому представлению группы Пуанкаре преобразуется волновая функция частицы. Мотивацией для такого расширения Стандартной модели может служить восстановление симметрии слабых взаимодействий:  $P$ -преобразование будет переводить левые частицы в зеркальные правые, что описано, например, в [6]. В таком случае зеркальные частицы — стабильные и массивные — могут служить кандидатами на роль скрытой массы.

Векторные калибровочные теории с безмассовыми фермионами Дирака проявляют киральную симметрию [7]. В этом случае киральности равносильна спиральность — проекция спина частицы на направление ее движения. Как и для более общего понятия киральности, спиральность может быть левой и правой. В экспериментах наблюдаются частицы с обеими видами спиральности.

В случае, если рассматривается фермион Дирака, имеющий массу, киральность и спиральность следует различать, поскольку такие частицы не проявляют киральной симметрии в силу наличия массового члена в лагранжиане, что будет рассмотрено ниже.

Подробнее на языке теории групп поля взаимодействий во Вселенной в рамках данной модели могут быть описаны как  $[SU(3) \times SU(2) \times U(1)] \times [SU(3)' \times SU(2)' \times U(1)']$  или, с точки зрения теории Великого объединения,  $SU(5) \times SU(5)'$ , где штрих означает группы симметрии в зеркальном секторе [8].

Предполагается также, что каждая частица обычного сектора может вступать в кинетическое смешивание, т.е. во взаимодействие, с частицами зеркального сектора, хотя, в общем случае, в рамках рассматриваемой модели это требование может отсутствовать. Таким образом, например, фотоны обычного сектора могут взаимодействовать с фотонами зеркального, обычные нейтрино — с зеркальными и т.д. В связи с этим допускается, что в условиях

ранней Вселенной существовала асимметрия между температурой  $T$  обычного сектора и температурой  $T'$  зеркального сектора, причем температура зеркального сектора должна быть мала по сравнению с температурой обычного сектора на момент начала периода первичного нуклеосинтеза. Первичный нуклеосинтез чувствителен к плотности энергии Вселенной при  $T \sim 1$  МэВ, которая обычно параметризуется в терминах эффективного числа степеней свободы  $g_{*T} = g_{*T}^{st} + \Delta g_{*T}$ , где  $\Delta g_{*T}$  — вклад любых дополнительных видов частиц в дополнение к стандартному значению  $g_{*T}^{st} = 10,75$ , вносимый фотонами, электронами, позитронами и тремя сортами нейтрино при указанной температуре. Поэтому вклад зеркальных фотонов, электронов, позитронов и нейтрино приводит к соотношению

$$\frac{\rho'}{\rho} \propto \left(\frac{T'}{T}\right)^4. \quad (1)$$

Разность температур  $T$  и  $T'$  в ходе космологической эволюции может возникнуть, если после инфляции обычный и зеркальный сектора нагреваются при разной температуре; затем они расширяются адиабатически с расширением Вселенной, без фазовых переходов первого рода, так что в обоих секторах энтропии сохраняются по отдельности. Поэтому соотношение  $T'/T$  должно быть постоянным во времени. Это выполняется, если во время и после инфляции нет существенного изменения энтропии. Если между двумя секторами существует взаимодействие, то оно должно быть достаточно слабым, чтобы не привести два сектора в тепловое равновесие между собой [8].

### 3 Параметр кинетического смешивания

Простейшей возможностью обнаружить взаимодействие частиц обычного сектора с зеркальным является кинетическое смешивание фотонов и зеркальных фотонов. С использованием диаграммной техники данный процесс может быть продемонстрирован петлевой диаграммой, представленной на рис. 1.

Вопрос о том, посредством каких частиц осуществляется данный процесс, чему соответствует петля на представленной диаграмме, вообще говоря, является дискуссионным и выводит за рамки рассматриваемой в настоящей работе задачи. Попытки ответить на него приводят к более фундаментальному вопросу о том, посредством какого именно взаимодействия осуществляется переход частиц из обычного сектора в зеркальный. В рамках рассматриваемой задачи предполагается, что за подобный процесс ответственно электромагнитное взаимодействие. Однако, например, существует модель, в рамках

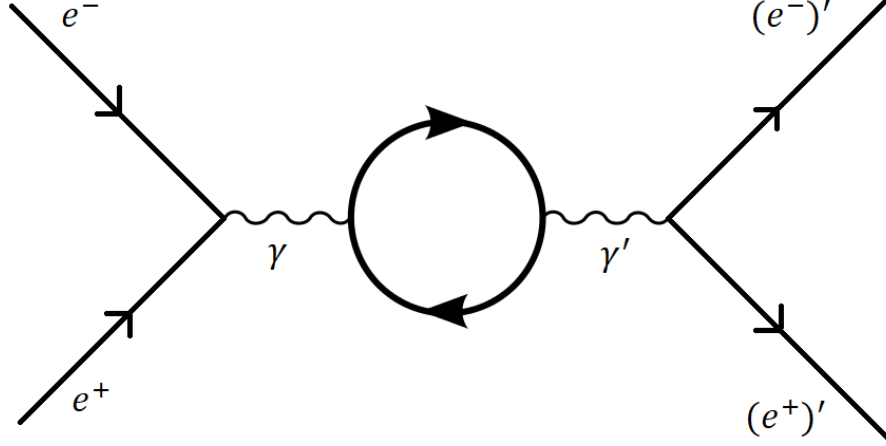


Рис. 1: Диаграмма Фейнмана для аннигиляции электрон-позитронной пары с последующим переходом продуктов распада в зеркальный сектор

которой взаимодействие описывается введением новых частиц - фрактонов [9], т.е. частиц нового поля, свойства которого схожи со свойствами электромагнитного, обладающих дробным "электрическим" зарядом.

Кинетический член лагранжиана электромагнитного поля, ответственный за такое взаимодействие, записывается в виде

$$\mathcal{L}_{mix} = \frac{\epsilon}{2} F^{\mu\nu} F'_{\mu\nu}, \quad (2)$$

где  $\epsilon$  — параметр кинетического смешивания,  $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ ,  $F'^{\mu\nu} = \partial^\mu A'^\nu - \partial^\nu A'^\mu$ . Полное выражение для лагранжиана имеет вид

$$\mathcal{L}_{mix} = -\frac{1}{4}(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} + 2\epsilon F_{\mu\nu}F'^{\mu\nu}) - eq_f A_\mu (\bar{f}\gamma^\mu f) - eq_f A'_\mu (\bar{f}'\gamma^\mu f'), \quad (3)$$

где  $f$  и  $f'$  обозначают частицы обычного и зеркального секторов соответственно;  $A_\mu$ ,  $A'_\mu$  — векторные потенциалы в обычном и зеркальном секторах. Путем несложных преобразований этого лагранжиана, описанных в [8], показано, что за счет кинетического смешивания зеркальные частицы с зеркальным электрическим зарядом  $q_f$  приобретают также дополнительный заряд, равный  $\epsilon q_f$ . Таким образом сечение данного процесса определяется именно параметром кинетического смешивания  $\epsilon$ .

## 4 Цель и актуальность работы

Несмотря на то, что модель зеркальной скрытой массы была введена еще в 60-х годах прошлого века, она остается актуальной и на сегодняшний

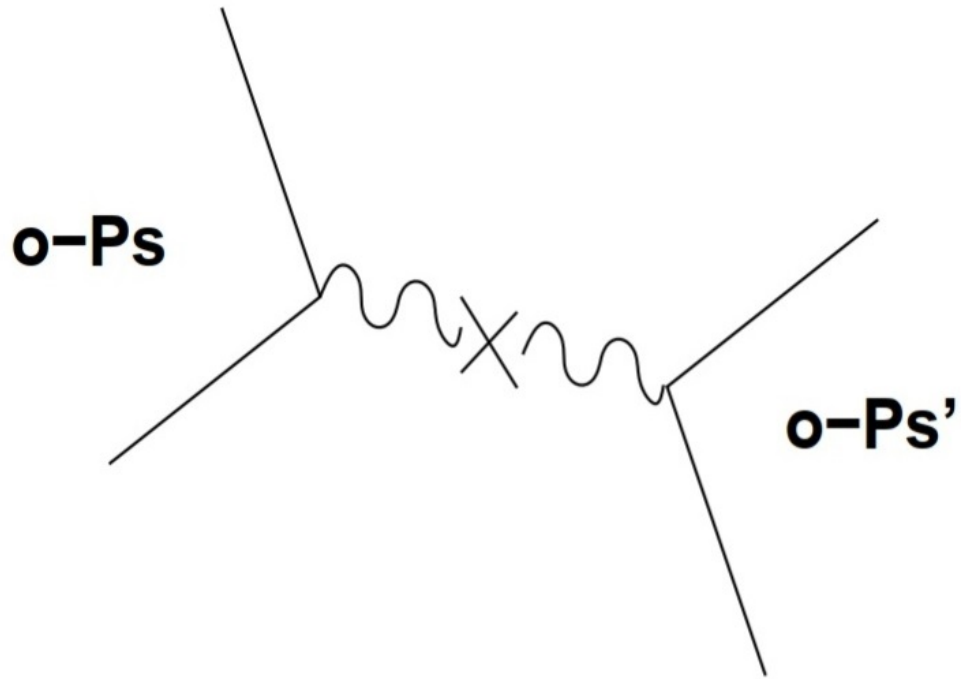


Рис. 2: Распад ортопозитрония с последующим переходом в зеркальный сектор

день. Результаты некоторых крупных экспериментов, таких как DAMA/Libra, DAMA/NaI, CDMS и XENON10, можно интерпретировать в терминах существования зеркального сектора, т.е. введения зеркальных частиц, предполагая их кинетическое смешивание с частицами обычного сектора с параметром  $\epsilon$ . При этом как в экспериментальных, так и теоретических работах, посвященных данной тематике, значения  $\epsilon$  сильно различаются (вплоть до разницы в порядке данной величины). Так, например, в [10] рассматривается вопрос распада ортопозитрония как связующей реакции между обычным и зеркальным секторами. Диаграмма такого процесса приведена на рис. 3 [11]. Ожидается, что в случае, когда в результате эксперимента отсутствуют продукты распада, существует вероятность того, что они перешли в зеркальный сектор. В результате описанного эксперимента на параметр кинетического смешивания установлено ограничение  $\epsilon < 3,1 \cdot 10^{-7}$ . В [11] показано, что значение параметра смешивания, устанавливаемое в результате экспериментов, может быть уточнено до  $\epsilon \sim 10^{-9}$ . При таком же порядке  $\epsilon$  в терминах рассеяния зеркальных ядер можно объяснить результаты эксперимента DAMA/NaI, посвященного обнаружению частиц скрытой массы.

Кроме того, анализ результатов экспериментов DAMA/Libra, DAMA/NaI, CDMS и XENON10, приведенный в [12], показывает, что результаты экспериментов DAMA могут быть интерпретированы именно как рассеяние зеркальных ядер с зарядом  $\propto \epsilon$ , на частицах вещества обычного сектора. В част-

ности, лучшим кандидатом на воспроизведение результатов DAMA является зеркальный кислород. Разброс масс зеркального кислорода приводит к разбросу в допустимых значениях параметра смешивания:  $\epsilon \sim 10^{-8} \sim 10^{-9}$ .

Наконец, в [13] на основании ограничений, обеспеченных первичным нуклеосинтезом, приведена верхняя оценка параметра кинетического смешивания:  $\epsilon < 3 \cdot 10^{-8}$ .

На основании приведенных фактов можно заключить, что на сегодняшний день в значениях параметра смешивания присутствует неопределенность, которая, быть может, отрицательно влияет на экспериментальные возможности обнаружения зеркального сектора. По этой причине наиболее точная оценка  $\epsilon$  представляет собой особенно важную как теоретическую, так и экспериментальную задачу. Коррекция описанных выше ограничений важна для интерпретации результатов уже проведенных экспериментов в рамках рассматриваемой модели зеркального вещества, а также для будущих экспериментов в этой области.

Целью настоящей работы является уточнение космологических ограничений на параметр кинетического смешивания на основании [8], где  $\epsilon = 3 \cdot 10^{-10}$  и [14], где  $\epsilon = 8,5 \cdot 10^{-10}$  в рамках ограничения температур обычного и зеркального секторов, установленного ниже. Данные параметры получены на основании теоретических расчетов, воспроизведенных ниже. Видно, что представленные в данных работах значения параметра смешивания отличаются на порядок, что имеет под собой определенные причины, которые будут рассмотрены далее. Как уже было сказано, подобное различие в оценке параметра недопустимо с точки зрения постановки экспериментов, направленных на обнаружение скрытой массы, а также анализа их результатов.

## 5 Уравнения, описывающие эволюцию зеркального сектора

Простейшая возможность обнаружить взаимодействие зеркального вещества с частицами обычного сектора заключается в рассмотрении реакции аннигиляции электрон-позитронной пары с последующим переходом продуктов в зеркальный сектор, т.е. кинетическое смешивание фотонов может заполнить зеркальный сектор в ранней Вселенной посредством процесса  $e^+e^- \rightarrow e'^+e'^-$  [14]. В настоящей работе рассматривается именно такой процесс заполнения зеркального сектора. В лагранжиане электромагнитного поля (3) за реализацию этого процесса отвечает кинетический член (2). В этих терминах процесс аннигиляции приводит к обмену энергией между секторами, причем эффективность данного процесса  $\propto \epsilon^2$ . В таком случае зеркальный сектор на-



гревается, т.е. соотношение температур  $T'/T$  растет. По этой причине можно установить космологические ограничения на параметр смешивания  $\epsilon$  [8].

Как уже было упомянуто выше, в условиях ранней Вселенной для температур обычного и зеркального секторов должно выполняться соотношение  $T \gg T'$ . Ограничение отношения данных температур, обусловленное первичным нуклеосинтезом, имеет вид  $T'/T \lesssim 0.6$  [15]. Кроме того, анализы, базирующиеся на основе математического моделирования реликтового излучения с применением численных методов, устанавливают другое его значение:  $T'/T \lesssim 0.3$ , что подробнее описано в [16] и [17]. Это приводит к увеличению плотности энергии  $\rho'$  в зеркальном секторе. Таким образом, можно говорить об эволюции зеркального сектора, которая в самом общем случае описывается уравнением

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = \xi(T), \quad (4)$$

где  $\xi(T)$  — известная функция, характеризующая процесс заполнения зеркального сектора. Далее в настоящей работе будут рассматриваться различные частные случаи уравнения (4), которое мы будем зачастую называть уравнением эволюции (заполнения зеркального сектора).

## 5.1 Случай пренебрежения массой электрона

В общем случае в [14] уравнение (4) имеет вид

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = n_{e^+} n_{e^-} \langle \sigma v_{Mol} \mathcal{E} \rangle, \quad (5)$$

где  $\sigma$  — сечение взаимодействия,  $v_{Mol}$  — скорость Мёллера — относительная релятивистская скорость столкновения двух налетающих потоков частиц [18],  $\mathcal{E}$  — энергия, передаваемая зеркальному сектору в процессе реакции. В дальнейшем в уравнении (5), полагая  $\rho = \pi^2 g T^4 / 30$ , удобнее перейти к величине  $\rho' / \rho$ , чтобы исключить временную зависимость вследствие расширения Вселенной, а также использовать связь, полученную на основании известного выражения для параметра Хаббла:

$$t = 0.3 g^{-1/2} \frac{M_{Pl}}{T^2},$$

где  $M_{Pl} \simeq 1.22 \cdot 10^{22}$  МэВ — масса Планка. В таком случае имеем

$$\frac{\partial \rho' / \rho}{\partial T} = \frac{-n_{e^+} n_{e^-} \langle \sigma v_{Mol} \mathcal{E} \rangle}{\pi^2 g T^4 / 30} \cdot \frac{0.6 M_{Pl}}{\sqrt{g} T^3}. \quad (6)$$

Рассмотрим уравнение (6), используя статистику Максвелла и игнорируя принцип запрета Паули. Тогда, пренебрегая в пределе массой электрона, имеем релятивистский предел рассматриваемой модели. В этом случае

$$n_{e^+} \simeq n_{e^-} \simeq \frac{3\zeta(3)}{2\pi^2} T^3,$$

где  $\zeta(3)$  — постоянная Аперри. Выражение для  $\langle \sigma v_{Mol} \mathcal{E} \rangle$  имеет вид

$$\langle \sigma v_{Mol} \mathcal{E} \rangle = \frac{2\pi\alpha^2\epsilon^2}{3T},$$

где  $\alpha = 1/137$  — электромагнитная константа связи. Более подробный вывод данного соотношения, основанный на кинематических соображениях, представлен в [14]. С учетом данных преобразований уравнение (6) приобретает вид

$$\frac{\partial \rho' / \rho}{\partial T} = -\frac{A}{T^2}, \quad (7)$$

где

$$A = \frac{27\zeta(3)^2\alpha^2\epsilon^2 M_{Pl}}{\pi^5 g \sqrt{g}}.$$

В достаточно хорошем приближении радиационная составляющая зеркального сектора состоит из зеркальных электронов, позитронов и фотонов. Это приводит к значению  $g' = 11/2$  и, следовательно, к преобразованию выражения (1) для перехода от соотношения плотностей зеркального и обычного секторов к соотношению их температур к виду

$$\frac{\rho'}{\rho} = \frac{g'}{g} \left( \frac{T'}{T} \right)^4, \quad (8)$$

где  $g'/g = 22/43$ .

Видно, что в релятивистском пределе уравнение (5), преобразованное в уравнение (6), является уравнением с разделяющимися переменными и, следовательно, имеет аналитическое решение, которое описывается формулой

$$\frac{T'}{T} = \left( \frac{g}{g'} A \right)^{1/4} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_i} \right)^{1/4} \quad (9)$$

и является решением задачи для уравнения (7) с начальным условием  $T'(T_i) = 0$ , где  $T_i$  — начальная температура. График этого решения представлен на рис. 3.

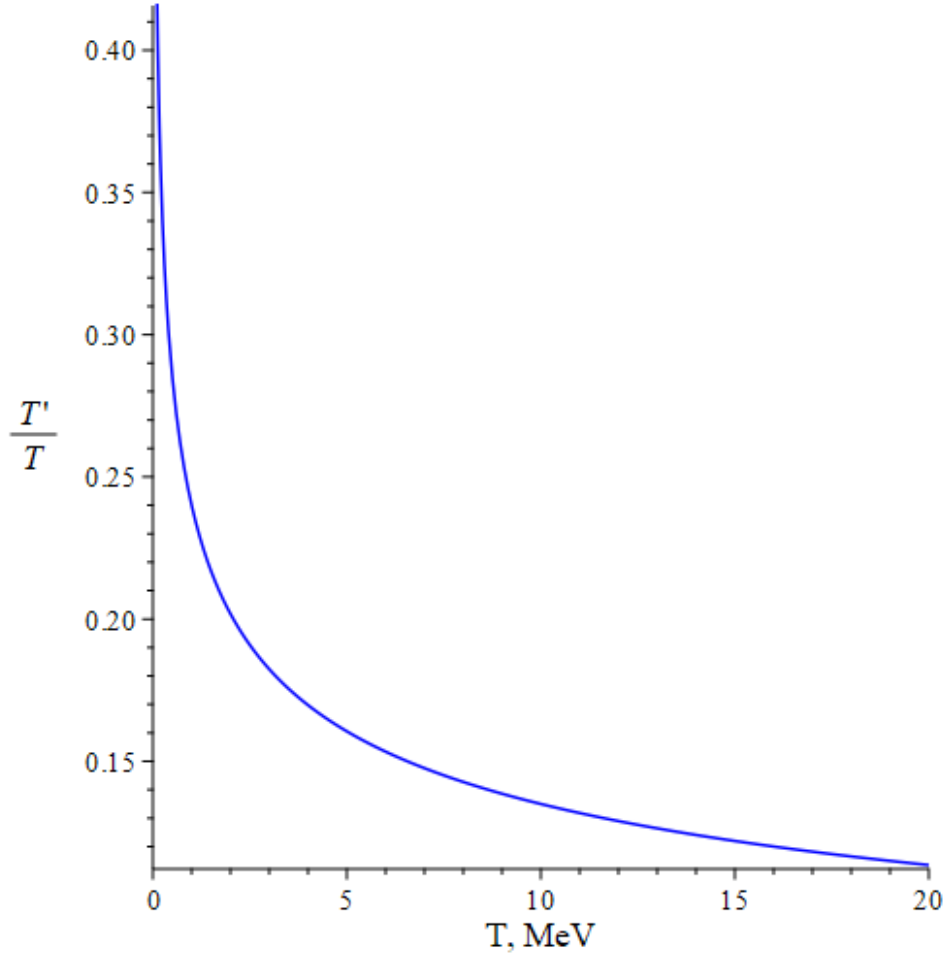


Рис. 3: График зависимости отношения температур в зеркальном и обычном секторах от температуры в пренебрежении массой электрона

## 5.2 Случай учета массы электрона и усреднения по сечению, скорости Мёллера и передаваемой энергии

С учетом массы электрона выражение для концентрации  $n_{e^-}$  электронов и позитронов приобретает вид распределения Ферми-Дирака

$$n_{e^+} \simeq n_{e^-} \simeq \frac{1}{\pi^2} \int_{m_e}^{\infty} \frac{\sqrt{E^2 - m_e^2} E}{1 + e^{E/T}} dE. \quad (10)$$

Рассмотрим теперь величину, характеризующую скорость заполнения зеркального сектора  $\langle \sigma v_{Mol} \mathcal{E} \rangle$ , учитывая массу электрона. В этом случае вы-

ражение для нее приобретает более сложный вид

$$\langle \sigma v_{Mol} \mathcal{E} \rangle = \frac{1}{8m_e^4 T^2 K_2^2(m_e/T)} \int_{4m_e^2}^{\infty} ds \sigma(s - 4m_e^2) \sqrt{s} \int_{\sqrt{s}}^{\infty} dE_+ e^{-E_+/T} E_+ \sqrt{\frac{E_+^2}{s} - 1}, \quad (11)$$

где  $K_2(m_e/T)$  — модифицированная функция Бесселя 2-го порядка. Сечение здесь

$$\sigma = \frac{4\pi}{3} \alpha^2 \epsilon^2 \frac{1}{s^3} (s + 2m_e^2)^2.$$

С учетом вида величины (11), становится ясным, что уравнение (6) в данном случае не может быть решено аналитически.

### 5.2.1 Решение уравнения эволюции зеркального сектора в случае усреднения по сечению, скорости Мёллера и передаваемой энергии

Рассмотрим более подробно вопрос о решении уравнения (6). Как уже было упомянуто, данное уравнение не может быть решено аналитически, поэтому для его решения использованы численные методы, заключающиеся в аппроксимации правой части уравнения интегрируемыми функциями. При этом для решения данного уравнения в переменных температуры должно выполняться ограничение  $T'/T \lesssim 0.3$ , а также должна иметь место асимптотика  $\propto T^{-1/4}$  при больших значениях температуры, т.е. с определенной точностью сходиться с решением в релятивистском случае пренебрежения массой электрона.

Все действия по решению уравнения (6) произведены в программном пакете Maple. Видно, что правая часть имеет сложную структуру с точки зрения решения дифференциального уравнения (6), по причине чего возникает вопрос выбора наилучшей аппроксимирующей функции.

Возьмем в качестве аппроксимирующей функции правой части уравнения эволюции кусочно-непрерывную функцию вида

$$F_m(T) = \begin{cases} \sum_{n=1}^{100} C_n e^{-20T} T^{-1/4}, & T < 4 \\ \frac{a}{T^2}, & T \geq 4 \end{cases} \quad (12)$$

Здесь  $a$  — параметр. При интегрировании уравнения с подобной правой частью получено решение, представленное на рис. 8(a) и 8(b). Видно, что в

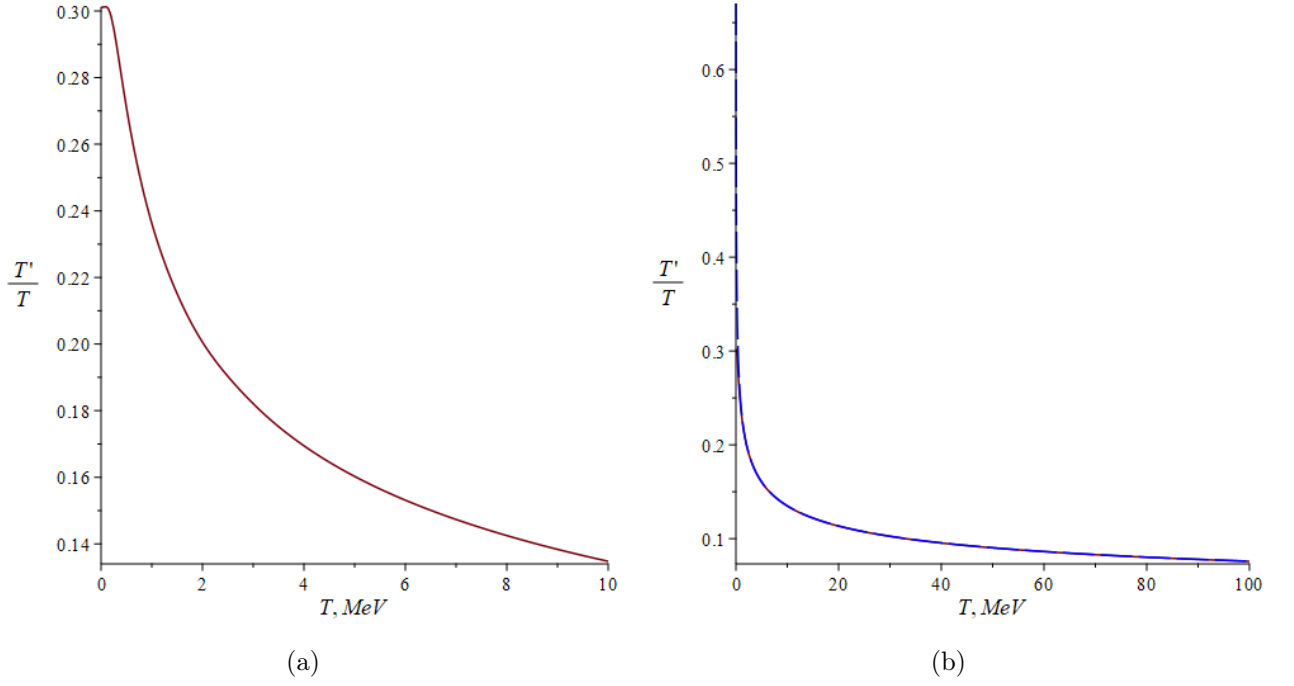


Рис. 4: (а) - решение уравнения с правой частью в виде (11) в интервале  $0 < T < 10$ ; (б) - решение в интервале  $0 < T < 100$

данном случае решение обладает требуемой асимптотикой, т.е. стремится к релятивистскому случаю. Сопоставляя полученный результат с приведенным в [14], можно утверждать, что приведенные графики совпадают с полученными, откуда следует, что грубая оценка параметра кинетического смешивания составляет  $\epsilon \simeq 8,5 \cdot 10^{-10}$ .

### 5.3 Случай учета массы электрона и усреднения по сечению и скорости Мёллера

Как уже упоминалось во введении к работе, интерес представляет расхождение значений параметров кинетического смешивания в [14], и [8].

Обратимся теперь к результатам, представленным в [8]. Различием является тот факт, что выражение для параметра, отвечающего за скорость заполнения зеркального сектора, имеет иную структуру, чем в [14], в силу того, что усреднение в данном случае ведется по сечению взаимодействия  $\sigma$  и скорости Мёллера  $v_{Mol}$ , исключая энергию:

$$\langle \sigma v_{Mol} \rangle = \frac{1}{8m_e^4 T^2 K_2^2(m_e/T)} \int_{4m_e^2}^{\infty} \sigma(s - 4m_e^2) \sqrt{s} K_1\left(\frac{\sqrt{s}}{T}\right) ds, \quad (13)$$

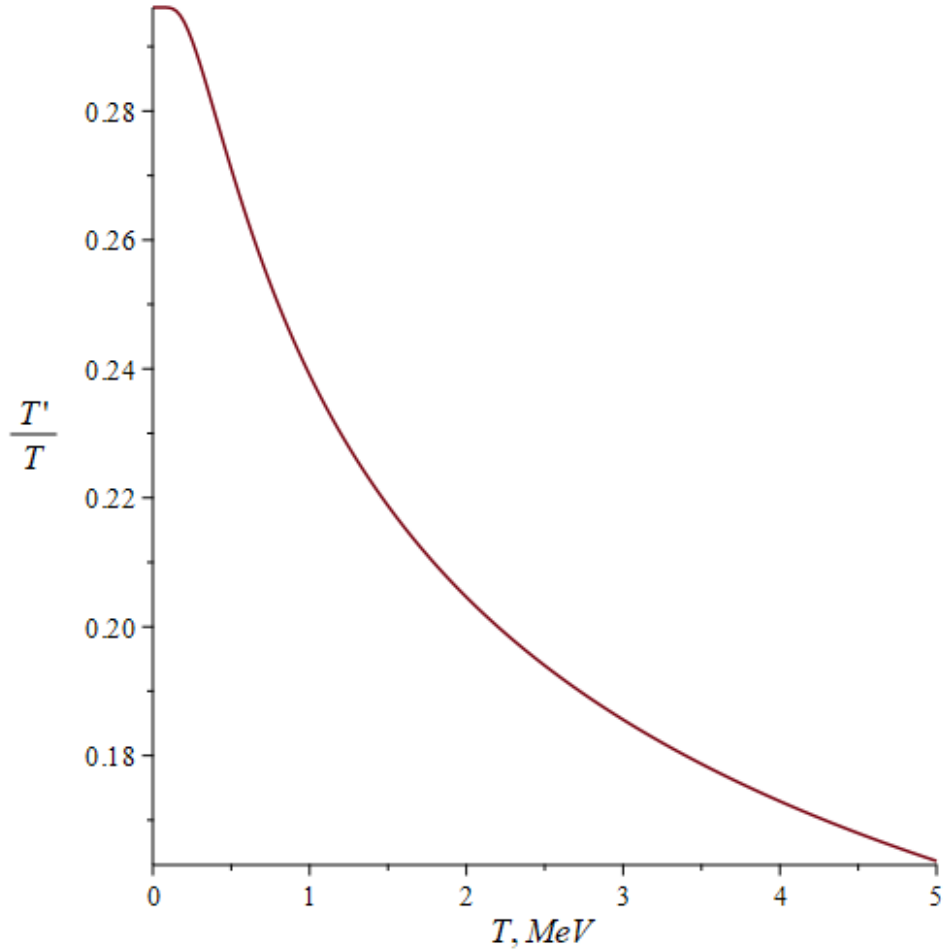


Рис. 5: Решение уравнения эволюции в случае [8]

где  $K_1\left(\frac{\sqrt{s}}{T}\right)$  — модифицированная функция Бесселя 1-го порядка.

### 5.3.1 Решение уравнения эволюции зеркального сектора в случае усреднения по сечению и скорости Мёллера

Аналогично случаю учета энергии, передаваемой зеркальному сектору, в усреднении, уравнение решается с помощью метода аппроксимации его правой части. Аппроксимация также проводилась сплайном третьего порядка. График этой аппроксимации, сопоставленный с графиком правой части уравнения эволюции, представлен на рис. ???. Решение уравнения с правой частью в форме сплайна представлено на рис. ???.

Видно, что в данном случае решение также обладает требуемой асимптотикой, приведенной в [8]. Параметр кинетического смешивания составляет  $\epsilon \approx 3 \cdot 10^{-10}$ .

#### 5.4 Обсуждение вида уравнения эволюции зеркального сектора в случае учета массы электрона и усреднения по сечению и скорости Мёллера

$$n_e(T) = \frac{2}{\pi^2} \int_{m_e}^{\infty} \frac{\sqrt{E^2 - m_e^2} E}{1 + e^{E/T}} dE. \quad (14)$$

$$\rho_e(T) = \frac{2}{\pi^2} \int_{m_e}^{\infty} \frac{\sqrt{E^2 - m_e^2} E^2}{1 + e^{E/T}} dE. \quad (15)$$

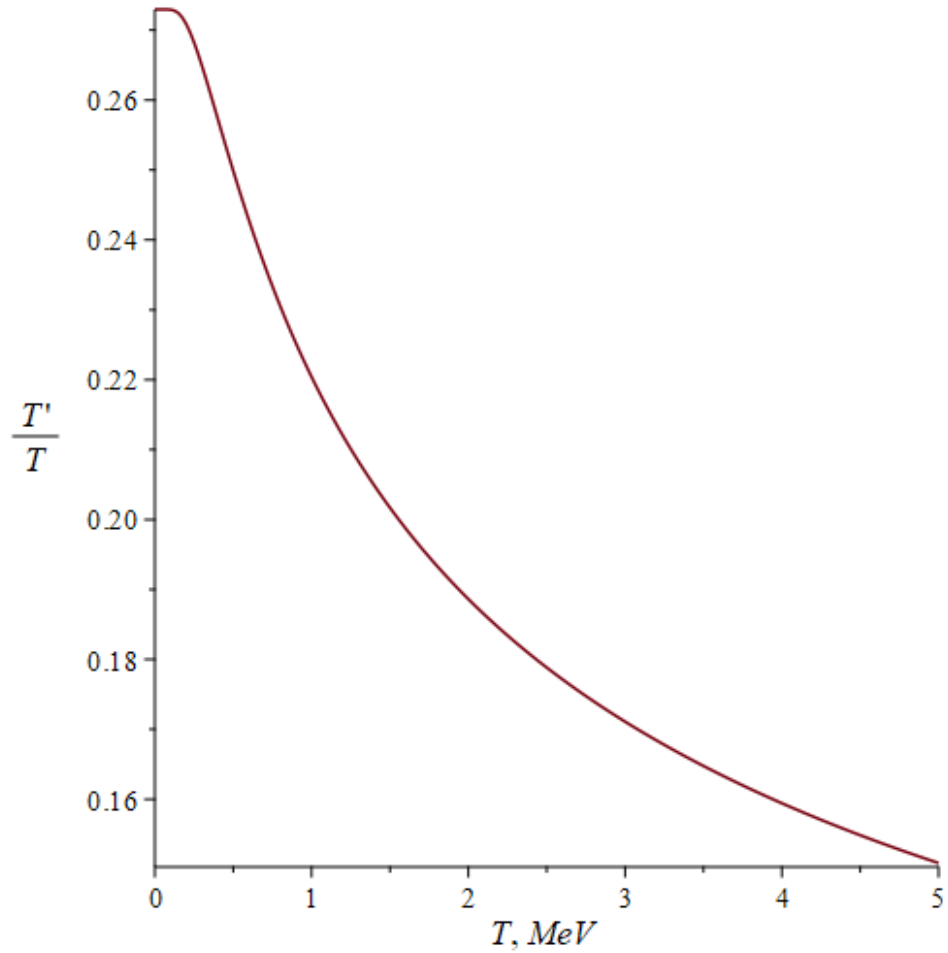


Рис. 6: Решение измененного уравнения эволюции в случае [8]

## Заключение

Таким образом, в результате работы:

- для уравнения (??) из [14] и [8] получены решения, отвечающие различным видам аппроксимирующих функций;
- изучено влияние изменения параметров аппроксимирующих функций на вид решения данного уравнения.
- получены грубые оценки параметра кинетического смешивания для обеих статей.

Дальнейшее развитие работы состоит в следующем:

- получении решения, наиболее точно удовлетворяющего асимптотическому условию при стремлении к (9);
- получении ограничений на параметр кинетического смешивания для рассмотренной модели зеркальной скрытой массы;
- выяснении вида взаимодействия, отвечающего за кинетическое смешивание с зеркальным сектором.



## Список литературы

- [1] P. A. R. Ade et al.(Planck Collaboration). Planck 2015 results. *Astron. Astrophys.* 594, A13, 10 2016.
- [2] В.А. Рябов А.М. Цховребов, В.А. Царев. Поиски частиц темной материи. *УФН, Том 178, №11*, 11 2008.
- [3] С.И. Блинников. Зеркальное вещество и другие модели для темной материи. *УФН, Том 184, №2*, 2 2014.
- [4] В.А. Рубаков Д.С. Горбунов. Введение в теорию ранней Вселенной. *ЛКИ*, 2012.
- [5] T. D. Lee and C. N. Yang. Question of Parity Conservation in Weak Interactions. *Phys. Rev.* 104, 254, 10 1956.
- [6] H. Lew R. Foot and R. R. Volkas. A model with fundamental improper spacetime symmetries. *Phys. Lett. B* 272, 6 1991.
- [7] К.В. Степаньянц. Классическая теория поля. *М: ФИЗМАТЛИТ*, 2009.
- [8] Zurab Berezhiani and Angela Lepidi. Cosmological bounds on the "millicharges" of mirror particles. *Phys.Lett.B681:276-281*, 11 2009.
- [9] M. Yu. Khlopov. Fractionally charged particles and quark confinement. *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 33, No. 3, 170-173, 2 1981.
- [10] L. Gerchow C. Vigo et al. First search for invisible decays of ortho-positronium confined in a vacuum cavity. *Phys. Rev. D* 97, 092008, 3 2018.
- [11] A. Badertscher et al. An apparatus to search for mirror dark matter via the invisible decay of orthopositronium in vacuum. *Int.J.Mod.Phys.A19:3833-3848*, 11 2003.
- [12] R. Foot. Mirror dark matter and the new DAMA/LIBRA results: A simple explanation for a beautiful experiment. *Phys.Rev.D78:043529*, 7 2008.
- [13] E. D. Carlson and S. L. Glashow. Nucleosynthesis versus the mirror universe. *Phys.Lett.B193:168-170*, 7 1987.
- [14] P. Ciarcelluti and R. Foot. Early Universe cosmology in the light of the mirror dark matter interpretation of the DAMA/Libra signal. *Phys.Lett.B679:278-281*, 9 2008.

- [15] A. D. Dolgov Z. G. Berezhiani and R. N. Mohapatra. Asymmetric Inflationary Reheating and the Nature of Mirror Universe. *Phys.Lett.B375:26-36*, 11 1995.
- [16] A. Yu. Ignatiev and R. R. Volkas. Mirror dark matter and large scale structure. *Phys.Rev.D68:023518*, 4 2003.
- [17] D. Comelli Z. Berezhiani, P. Ciarcelluti and F. L. Villante. Mirror dark matter and large scale structure. *Int.J.Mod.Phys.D14:107-120*, 7 2004.
- [18] M. Cannoni. Lorentz invariant relative velocity and relativistic binary collisions. *International Journal of Modern Physics A* Vol. 32, No. 02n03, 1730002, 2017.