

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО  
ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

**Определение возможных физических свойств  
скрытой массы по данным о космических  
лучах**

Монография

*Под редакцией  
доктора физико-математических наук К.М. Белоцкого*

Москва — 2025

УДК 539.12:523  
ББК 22.38  
О-62

**Определение возможных физических свойств скрытой массы по данным о космических лучах: монография** / Под ред. д-ра физ.-мат. наук К.М. Белоцкого, М.: НИЯУ МИФИ, 2025. 124 с.

Коллектив авторов: Белоцкий К.М., Есипова Е.А., Кириллов А.А., Рахимова М.А., Соловьев М.Л., Шлепкина Е.С.

Монография посвящена описанию возможных наблюдательных проявлений скрытой массы. Показано, как на основе наблюдений могут развиваться физические модели скрытой массы и гипотезы относительно ее состава и формы существования в Галактике. В первой главе говорится о кандидатах в скрытую массу в рамках такого расширения Стандартной Модели как Техницвет. Построено несколько физических кандидатов и рассмотрены возможные астрофизические проявления для их поиска. В двух других главах рассмотрена возможность поиска сигналов от скрытой массы в космических лучах, а именно наблюдение позитронной аномалии. Описаны два подхода к объяснению позитронной аномалии, в которых она образуется в результате аннигиляции скрытой массы и ее распада.

Книга будет полезна читателям, интересующимся исследованиями в физике космических лучей, направленными на поиск сигналов от скрытой массы.

**Рецензенты:** д-р физ.-мат. наук В.И. Корчагин (ЮФУ), д-р физ.-мат. наук А.В. Кузнецов (ЯрГУ)

ISBN 978-5-7262-3209-6

© Национальный  
исследовательский ядерный  
университет «МИФИ», 2025  
© Коллектив авторов, 2025

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>Глава 1. Астрофизические эффекты «техницветовой» скрытой массы</b>	<b>11</b>
1.1. Ограничение на майорановские частицы «техницветовой» скрытой массы по мюонным потокам . . . . .	11
1.1.1. Аннигиляция $N_2$ в ранней Вселенной и в Солнце	13
1.1.2. Захват реликтовых $N_2$ Солнцем и Землей . . . . .	16
1.1.3. Мюонный поток от захваченных частиц $N_2$ . . . . .	22
1.2. Гамма-излучение и космические позитроны от составной многокомпонентной TDM . . . . .	34
1.2.1. Заряженные техничастицы как кандидаты в скрытую массу . . . . .	34
1.2.2. Расчет потоков позитронов от распада техницветовой скрытой массы . . . . .	36
1.2.3. Расчет потока гамма-излучения от распада техницветовой скрытой массы . . . . .	42
1.3. Выводы и обсуждение . . . . .	47
<b>Глава 2. Скрытая масса с дисковой галактической компонентой</b>	<b>50</b>
2.1. Случай темного гало . . . . .	54
2.2. Случай темного диска . . . . .	60
2.3. Гамма-излучение из центра Галактики . . . . .	64
2.4. Учет кварковой моды и данных об антипротонах . . . . .	66
2.5. Возможность описания данных DAMPE . . . . .	73
2.5.1. Сравнение данных DAMPE с моделью темного гало . . . . .	73
2.5.2. Сравнение данных DAMPE с моделью темного диска . . . . .	79
2.6. Выводы и обсуждение . . . . .	82
<b>Глава 3. Возможность подавления гамма за счет лагранжиана взаимодействия</b>	<b>85</b>

3.1. Прямые моды распада . . . . .	85
3.1.1. Случай $e^+e^-$ моды . . . . .	87
3.1.2. Случай $e^+e^+$ моды . . . . .	88
3.2. Каскадные моды распада частицы скрытой массы . . .	90
3.3. Сравнение мод $e^+e^-$ и $e^+e^+$ . . . . .	91
3.4. Подавление фотона за счет спина и импульса частицы DM . . . . .	93
3.4.1. Подавление фотона за счет спина . . . . .	93
3.4.2. Подавление фотона за счет импульса . . . . .	95
3.5. Петлевые модели распада . . . . .	96
3.5.1. Распад через «пузырьковую» петлю . . . . .	97
3.5.2. Треугольные диаграммы . . . . .	98
3.6. Выводы и обсуждение . . . . .	101
<b>Заключение</b>	<b>102</b>
<b>Список использованной литературы</b>	<b>104</b>

# Введение

Поиски решения проблемы скрытой массы (DM) Вселенной насчитывают уже (на данный момент) почти вековую историю [1]. Наверное, наиболее заметным достижением этих поисков является создание парадигмы холодной скрытой массы (CDM). Это форма материи, минимальные требования к свойствам которой — это просто наличие у нее гравитационного взаимодействия и быть нерелятивистской (задолго до перехода с релятивистской (RD) на нерелятивистскую (MD) стадию,  $z \sim 10000$ ).

Однако предлагались модели, где в силу физических или наблюдательных предпосылок скрытая масса обладает либо собственными («темными»), либо обычными взаимодействиями. К большому множеству этих моделей относятся модели зеркального вещества [2–7], частиц типа WIMP<sup>1</sup> [8–13] или SIMP<sup>2</sup> [14–19], «самовзаимодействующей» скрытой массы [14; 20–35]. В случае, например, зеркального вещества или моделей WIMP в виде нейтралино или тяжелого нейтрино частицы скрытой массы имеют взаимодействия по физическому построению модели. Однако целый ряд наблюдаемых астрофизических и космологических явлений могут быть объяснены с помощью (само)взаимодействующей скрытой массы безотносительно к их физической природе, что дает большой толчок к феноменологическому развитию соответствующих моделей.

Наличие слабого взаимодействия (или масштаба слабого) у скрытой массы позволяло объяснить ее плотность в случае термодинамически равновесной ее ранней эволюции. Именно так был предложен первый кандидат в CDM частица-WIMP — тяжелое нейтрино с массой  $\sim 2$  ГэВ [36; 37]. Стоит отметить, что позже такое нейтрино было исключено по ускорительным данным, но это положило начало ставшей очень популярной концепции WIMP и развитию как прямых (в подземных лабораториях), так и косвенных поисков DM и отдельных ее компонент (на примере этих же нейтрино, но с другими значениями массы [38–41]).

После первых результатов моделирования образования крупномасштабной структуры Вселенной (N-body simulation) [42; 43] в рамках модели CDM, которые в сущности подтверждали аналитические

---

<sup>1</sup>Weakly Interacting Massive Particle

<sup>2</sup>Strongly Interacting Massive Particle

расчеты [44; 45] (для обзора см. [46]), стали выдвигаться гипотезы о (само)взаимодействующей скрытой массе [20; 47–49]. С ее помощью предлагалось разрешить возникшие противоречия результатов моделирования с наблюдениями: предсказываемые избыток карликовых галактик<sup>1</sup>, ненаблюдаемые пики плотности в их центрах (cusp crisis) и большая плотность во всем гало у ярких сфероидальных карликовых галактик (так называемая too-big-to-fail problem), а также проблема с описанием кривых вращений. Проблема расходимости плотности могла быть решена, если бы частицы DM рассеивались друг на друге при прохождении от одного края гало до другого [29], либо аннигилировали в центре [50]. Аналогичным образом решается проблема с карликовыми галактиками: при их движении внутри скопления они бы теряли частицы скрытой массы из-за их взаимодействия с фоновыми частицами DM и система (будучи гравитационно слабо связанной) могла бы разрушиться. В целом, гипотеза о взаимодействующей (в частности, диссипативной) скрытой массе является на данный момент одним из двух [49; 51; 52] глобальных путей решения (развития) выявленных проблем стандартного сценария бесстолкновительной CDM наряду с (физически более «бедной») гипотезой о теплой скрытой массе.

Появляются работы, где с помощью предполагаемой (малой) компоненты взаимодействующей (диссипативной) скрытой массы пытаются объяснить образование сверхмассивных черных дыр [53], распределение светящегося газа HI в Галактике [54], выстраивание в одну плоскость орбит галактик-спутников Туманности Андромеды [55], вращение галактического диска [56].

Стоит отметить, что недавние наблюдения формирующегося скопления галактик Abell 3827 имеют возможную интерпретацию с помощью взаимодействующей скрытой массы [57; 58], хотя это свидетельство на данный момент не стоит считать надежным [59]. В контексте интерпретации этих же наблюдений и проблем рассматриваются также модели сверхслабовзаимодействующей скрытой массы FIMP (Feebly Interacting Massive Particles) [60].

---

<sup>1</sup>Обсуждаемые здесь проблемы относятся к периоду написания данной монографии, статус которых со временем может меняться. В частности, карликовых галактик стало обнаруживаться больше, что делает соответствующую проблему менее острой.

Неизвестная физика возможного взаимодействия скрытой массы может быть связана с другими проблемами астрофизики и космологии, тем самым позволяя продвинуться в решении сразу нескольких проблем космологии и астрофизики.

Большое применение модели взаимодействующей скрытой массы получили в области космических лучей (КЛ). В первую очередь здесь рассматриваются высоко-энергетичные гамма-излучение, космические позитроны и электроны, антипротоны, нейтрино, протоны. Объяснение их происхождения обычными источниками непростая модельная задача. В ряде случаев объяснение КЛ с помощью астрофизических механизмов генерации и ускорения КЛ, не привлекающих явно новую физику, сталкивается с трудностями [61].

Учитывая, как правило, еще и большие экспериментальные ошибки (и зачастую неизвестные систематические), время от времени появляются спорные указания на отклонения от стандартного астрофизического происхождения КЛ, которые часто предлагается объяснять с помощью аннигиляции или распада скрытой массы. Сюда можно отнести появившиеся указания на избыток космических электронов при  $E \sim 600$  ГэВ [62], гамма-излучения при  $E \sim$  несколько ГэВ из центра Галактики [63–71], антипротонов [72] и др. Часто обнаруженные отклонения в одном эксперименте не подтверждаются другими и имеет место противоречие между различными экспериментами. Например, оценка диффузного (фоновое) гамма-излучения Fermi-LAT [73; 74] значительно ниже оценки предшествующего эксперимента EGRET [75], которая породила множество интерпретаций с помощью скрытой массы. Более того, данная оценка (будучи модельно зависимой) заметно менялась со временем у самой коллаборации Fermi (первые оценки гамма-фона можно найти в [76]). Похожую картину можно отметить с измерениями потока электронов и позитронов в экспериментах Fermi-LAT, ATIC, AMS, HESS [77], недавнем DAMPE [78]. Это текущая ситуация в данной области, что не отменяет важность логики представленных здесь исследований.

В отсутствие подтвержденных указаний на неизвестное происхождение КЛ соответствующие экспериментальные данные могут быть использованы в качестве верхнего ограничения на сигнал, к которому могут приводить различные модели скрытой массы. В первую очередь это данные о гамма-излучении. Последние дают ограниче-

ние не только на «традиционную» аннигилирующую или распадающуюся скрытую массу, но и на такую гипотетическую компоненту как первичные черные дыры с массами  $10^{15} \div 10^{17}$  г, которые могут излучать в соответствующем энергетическом диапазоне за счет механизма испарения Хоукинга [79]. Также к ограничениям моделей скрытой массы могут приводить данные о потоках нейтрино, в частности, из центров Солнца и Земли, где скрытая масса может за счет взаимодействия с обычным веществом накапливаться и аннигилировать.

Но есть наблюдения, которые указывают с высокой достоверностью на наличие аномалии. Это относится к избытку космических позитронов, обнаруженному в экспериментах Pamela [80], AMS-2 [81], а также Fermi-LAT [82], который с учетом экспериментальных ошибок и неопределенности теоретических расчетов имеет высочайшую статистическую значимость. Для его объяснения требуется предположение о существовании нестандартных источников, которыми может являться скрытая масса с предполагаемыми определенными свойствами ее распада или аннигиляции.

Попытка лишь просто объяснения аномалии в КЛ с помощью скрытой массы способна развить физические модели скрытой массы до конкретного указания большого ряда их физических свойств и параметров. В настоящей работе *целью* является иллюстрация возможного развития таких моделей.

Аннигиляция или распад частиц DM в этом случае подразумевает наличие общего (известного или неизвестного) взаимодействия между DM и обычными частицами. Однако если речь об аннигилирующей скрытой массе типа WIMP, сечение аннигиляции, которое обеспечивает нужную закаленную концентрацию ( $\langle\sigma v\rangle \sim 3 \cdot 10^{-26}$  см<sup>3</sup>/с), имеет недостаточную величину для обеспечения нужного сигнала в космических позитронах. Но наличие дополнительного собственного взаимодействия может усилить аннигиляцию в позитроны. Возможность такого усиления сигнала в КЛ была впервые отмечена в работе [83], где рассматривались тяжелые нейтрино с дополнительным собственным взаимодействием кулоновского типа. Усиление аннигиляции DM за счет дополнительного взаимодействия стало особенно популярным после работы [84]. Сам эффект основан на непертурбативном (кулоновском) искажении волновых функций частиц в точке

их аннигиляции и количественно описан при решении разных задач Зоммерфельдом [85], Гамовым [86], Сахаровым [87]. Но сейчас такие модели получили сильное ограничение по данным о реликтовом излучении (СМВ) [88]. Наличие такого усиления ввиду его резкой зависимости при малых скоростях будет сильно проявляться в пост-рекомбинационную эпоху ( $z \lesssim 1000$ ), искажая СМВ за счет взаимодействия электронов/позитронов и других продуктов от аннигиляции с фотонами СМВ.

Наличие подобного «темного» взаимодействия, в свою очередь, может предполагать наличие носителей разных зарядов и соответственно многокомпонентность скрытой массы.

Идеи о собственном взаимодействии у скрытой массы и ее многокомпонентности получили большое распространение. Это и в контексте объяснения данных о космических лучах [89; 90], и противоречивых результатов прямых поисков частиц скрытой массы [91; 92], и других (в том числе уже упомянутых выше). Такие идеи, безусловно, с одной стороны обогащают физику скрытой массы и открывают много возможностей в объяснении различных проблем и явлений. Но с другой стороны делают «зоопарк» частиц скрытой массы порой чересчур пестрым и сложным (даже, возможно, более сложным, чем сектор известных частиц) и требуют все более сложных расчетов для оценки простых эффектов.

Такая ситуация в области физики скрытой массы требует построение новых моделей, учитывающих («утилизирующих») множество идей и явлений (устанавливая между ними связи) с выходом, возможно, на новые направления исследований в данной области.

В связи с этим *цель* настоящей работы — это показать возможное развитие ряда моделей скрытой массы для решения поставленных проблем, то есть показать какие физические модификации моделей скрытой массы как позволяют удовлетворить данным наблюдений космических лучей при решении проблем стандартного сценария невзаимодействующей холодной скрытой массы, противоречия результатов подземных экспериментов по прямому поиску DM и др.

Главы основаны преимущественно на работах авторов [93–110]. В основном, исследуется возможность объяснения наблюдаемого превышения потока космических позитронов над ожидаемым фоном при различных энергиях. Попытки описания позитрон-

ной аномалии в КЛ, как показано, сталкиваются с проблемами согласия с данными по космическому гамма-фону, гамма-излучению из центра Галактики (ГЦ) и, в меньшей степени, с данными по антипротонам и др.

**В первой главе** представлены исследования конкретных физических моделей ДМ (в рамках «техницвета») с уточнением их параметров по потокам космических нейтрино и позитронов. Отмечены преимущества модели с распадом дважды заряженных техничастиц  $X^{++}$  для объяснения позитронной аномалии в КЛ. Одной из основных проблем в этом объяснении является образование сопутствующего гамма-излучения. Оно вступает в противоречие с наблюдаемым космическим гамма-фоном. Распад дважды заряженных частиц идет на два позитрона, что в отличие от обычно рассматриваемого распада на  $e^+e^-$  имеет в два раза меньший выход гамма-фотонов в пересчете на один позитрон. Это, как показывается в последней главе, возможно, не единственное преимущество такой моды.

**Во второй главе** представлено исследование возможности объяснения наблюдаемых избытков космических позитронов не вступая в (минимизируя) противоречие с данными по гамма-фону, гамма из ГЦ и др. за счет особенности пространственного распределения распадающейся или аннигилирующей скрытой массы.

Устранение противоречия с данными по космическому гамма-фону в попытках объяснения позитронной аномалии с помощью распада (аннигиляции) скрытой массы может также достигаться за счет особенностей физики взаимодействия частиц ДМ. А именно это может быть предпринято за счет лагранжиана (вершины) взаимодействия частицы скрытой массы, определяющего конкретный вид моды. Возможности такого способа (альтернативного геометрическому, представленному в предыдущей главе) решения проблемы представлены **в третьей главе**.

# Глава 1. Астрофизические эффекты «техницветовой» скрытой массы<sup>1</sup>

## 1.1. Ограничение на майорановские частицы «техницветовой» скрытой массы по мюонным потокам

Кандидаты в скрытую массу ( $DM$ ) предлагаются в рамках разных физических моделей, являющихся расширением Стандартной Модели. Не исключением является модель Техницвета [111; 112].

Идея в основе модели Техницвета проста — не вводя в Лагранжиан электрослабой теории «руками» энергетического масштаба, получить его аналогично масштабу конфайнмента в Квантовой Хромодинамике (КХД). Трудности объяснения массы топ-кварка, согласия с прецензионными данными о параметрах электрослабой модели из-за необходимости введения большого числа новых ароматов и др. заставили отказаться от простейшей реализации такой модели. Была построена модель «гуляющего техницвета» с техникварками ( $U$ ,  $D$ , ...), преобразующимися не по фундаментальному представлению, а по присоединенному также как и техниглюоны ( $G$ ) [113–117]. Результаты, полученные на ЛHC [118], оставляют такую возможность открытой в большой области значений параметров модели.

Состав частиц в минимальной реализации рассматриваемой модели —  $U$ -,  $D$ - техникварки, техниглюоны  $G$  и технилептоны  $\nu_T$   $e_T$ , которые вводятся для сокращения аномалии Виттена [119]. Можно получить несколько кандидатов в скрытую массу [120–125]. В последней работе рассматривается кандидат, представляющий собой связанное состояние техникварка и техниглюона  $N_2 = DG$ , где у  $D$ -кварка электрический заряд полагается равным 0. Это состояние оказывается возможным благодаря тому, что как техниглюон, так и техникварк преобразуются по присоединенному представлению  $SU(2)$ . Этой частице сообщается майорановская масса за счет механизма see-saw [126]. Легчайшее из двух массовое состояние считается стабильным и имеет подавленное взаимодействие с  $Z$ -бозоном

---

<sup>1</sup>Представленная работа выполнена совместно с К.Куварисом и М.Ю.Хлоповым, которым авторы выражают благодарность.

следующего вида:

$$\frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} Z_\mu \sin^2 \theta \bar{N}_2 \gamma^5 \gamma^\mu N_2. \quad (1.1)$$

Здесь  $g$  и  $g'$  — калибровочные константы электрослабой теории,  $\sin \theta$  — фактор подавления, определяемый в рамках механизма see-saw примесью «активного» состояния  $D_L G$  в суперпозиции  $N_2 = D_L G \cdot \sin \theta + D_R G \cdot \cos \theta$ . Данный кандидат в скрытую массу не подпадает под ограничения, накладываемые подземными экспериментами, за счет отсутствия когерентного усиления взаимодействия с ядрами мишени из-за майорановской природы и самого подавления.

Аналогичными свойствами будет обладать технилептон  $\nu_T$  при соответствующем выборе заряда и механизме образования его массы [124]. Отличие между  $DG$  и  $\nu_T$  заключается в значении параметра  $\sin \theta$ , который для  $\nu_T$  равен 1. Так что без потери общности в данной работе в качестве  $N_2$  будем подразумевать состояния  $DG$  и  $\nu_T$  со своими значениями  $\sin \theta$ .

Параметр подавления  $\sin \theta$  для  $N_2 = DG$  определяется закаленной плотностью частиц  $N_2$  под известное значение плотности скрытой массы. В случае  $N_2 = \nu_T$  необходимая плотность может быть обеспечена в рамках модели инфляции за счет квинтесценции [127]. Дело в том, что сравнительно более сильное взаимодействие  $\nu_T$  приводит к их малой закаленной плотности в стандартном космологическом сценарии. Квинтесценция с преобладающей кинетической энергией во время скатывания к минимуму потенциала в ранней Вселенной приводит к более быстрому расширению и как следствие к более ранней закалке и соответственно большей плотности  $\nu_T$ .

Стоит отметить, что в модели Техницвета можно получить не только электронейтральные частицы-кандидаты в скрытую массу, но и заряженные. Возможным астрофизическим эффектам заряженных техничастиц-кандидатов в скрытую массу посвящена часть 1.2.. В следующих параграфах представлены расчет эффектов аннигиляции  $N_2$  в ранней Вселенной и Солнце, и расчет потенциально наблюдаемого сигнала в мюонах.

### 1.1.1. Аннигиляция $N_2$ в ранней Вселенной и в Солнце

Основными каналами аннигиляции пары  $N_2$  являются аннигиляция на пару фермионов  $f\bar{f}$  и пару  $W$ -бозонов  $W^+W^-$  (продольно поляризованных) при условии, что энергия достаточна для открытия соответствующего канала.

В наших расчетах используются следующие формулы [124; 125; 128; 129] для сечений аннигиляции, умноженных на относительную скорость и усредненных по тепловому распределению скоростей при температуре  $T$

$$\langle\sigma v\rangle_{ff} = \frac{2G_F^2 m^2 \beta_f}{\pi} P_Z \sin^4 \theta \times \left[ \frac{C_A^2 m_f^2}{2 m^2} + \left\{ (C_V^2 + C_A^2) + \left( \frac{C_V^2}{2} - \frac{17C_A^2}{8} \right) \frac{m_f^2}{m^2} \right\} \frac{T}{m} \right], \quad (1.2)$$

$$\langle\sigma v\rangle_{WW} = \frac{2G_F^2 m^2 (2m^2 - m_W^2)^2 \beta_W^3}{\pi m_Z^4} P_Z \frac{T}{m} \sin^4 \theta. \quad (1.3)$$

При этом

$$P_Z = \frac{m_Z^4}{(4m^2 - m_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 m_Z^2},$$

$$\beta_{f,W} = \sqrt{1 - m_{f,W}^2/m^2},$$

где  $m_f$ ,  $m_Z$ ,  $m_W$  и  $m$  — массы конечного фермиона  $f$ ,  $Z$ -,  $W$ -бозонов и  $N_2$  соответственно,  $G_F$  — константа Ферми,  $C_V = T_{3L} - 2Q \sin^2 \theta_W$  и  $C_A = T_{3L}$  — параметры Стандартной Модели для  $f$ .  $T_{3L}$  и  $Q$  — слабый изоспин и электрический заряд соответствующей частицы. Формулы (1.2, 1.3) можно представить в упрощенном виде

$$\langle\sigma v\rangle = \sigma_0 + \sigma_1 \frac{T}{m}. \quad (1.4)$$

Современная реликтовая плотность  $N_2$  в рамках стандартного сценария Большого Взрыва определяется как [125]

$$\Omega_{N_2} h^2 = \frac{1.76 \cdot 10^{-10} \sqrt{g_*}}{g_{*s} \sigma_1 [\Gamma \text{эВ}^{-2}]} \left( \frac{m}{T_*} \right)^2, \quad (1.5)$$

температура закалки  $T_*$  находится с помощью соотношений

$$\frac{m}{T_*} = L - \frac{3}{2} \ln L, \quad L = \ln \left[ \frac{m_{Pl} m \sigma_1}{6.5 \sqrt{g_*}} \right]. \quad (1.6)$$

где  $m_{Pl}$  — масса Планка, а

$$g_{*(s)} = \sum_b g_S^{(b)} \left( \frac{T_b}{T} \right)^{4(3)} + \frac{7}{8} \sum_f g_S^{(f)} \left( \frac{T_f}{T} \right)^{4(3)}$$

определяют число эффективных спиновых степеней свободы ( $g_S$ ) по вкладу в плотность энергии и энтропии плазмы при  $T = T_*$  соответственно. Для интересующего значения  $T_*$   $g_* = g_{*s} = 80 \div 100$ . Индекс « $b$ » означает суммирование по всем бозонам, а индекс « $f$ » — по фермионам.

Из формул (1.2), (1.3) можно заметить, что при закалке для всех каналов аннигиляции ( $N_2 N_2 \rightarrow WW$ ,  $N_2 N_2 \rightarrow f \bar{f}$ , где в качестве  $f$  все известные фермионы  $\nu_{e,\mu,\tau}$ ,  $e$ ,  $\mu$ ,  $\tau$ ,  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$ ,  $b$ ) преобладает второй член из (1.4)  $\langle \sigma v \rangle = \sigma_1 \cdot T/m$ . При аннигиляции  $N_2$  на пару топ кварков ( $t \bar{t}$ ) может быть существенным первый член уравнения (1.4) (для массового интервала  $m_t < m \lesssim 500$  ГэВ), однако в период закалки при  $m > m_t$  по вероятности преобладает канал  $N_2 N_2 \rightarrow WW$ .

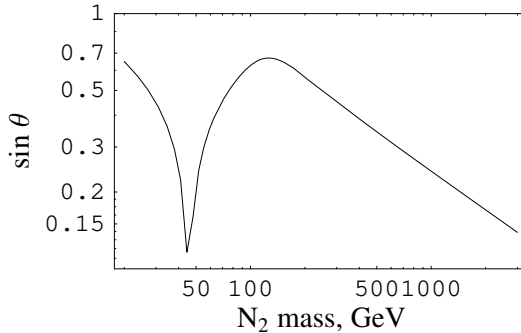


Рис. 1.1. Зависимость параметра смешивания  $\sin \theta$  от массы  $N_2$

Исходя из условия, что  $N_2$  составляет всю холодную скрытую массу (CDM),

$$\Omega_{N_2} h^2 = \Omega_{\text{CDM}} h^2 = 0.112, \quad (1.7)$$

определяем параметр модели  $\sin \theta$  (или  $\sigma_1$  в уравнениях (1.5), 1.6). Зависимость данного параметра от массы  $N_2$  показана на рис. 1.1.

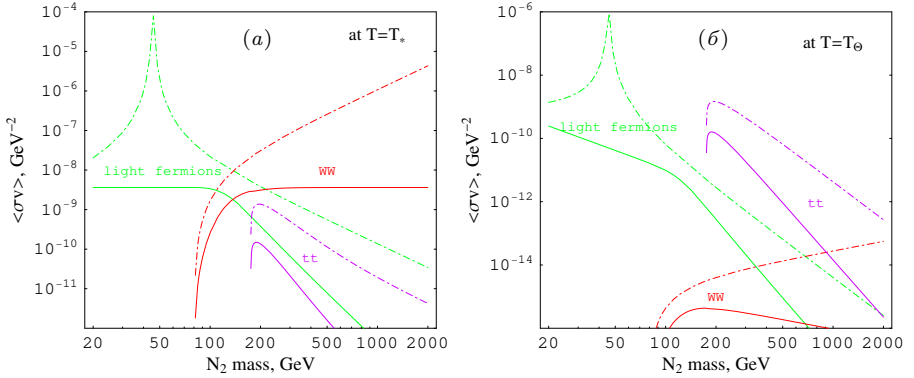


Рис. 1.2. Сечение процессов  $N_2 N_2 \rightarrow$  легкие фермионы,  $t\bar{t}$ ,  $WW$  в зависимости от массы  $N_2$  для модели  $DG$  [125] (сплошные линии) и  $\nu'$  [124] (штрих-пунктирные линии) в период заковки (а) и в центре Солнца (б). «Легкие фермионы» включают все фермионы за исключением топ-кварка; каналы с виртуальными частицами ( $W$  или  $f$ ) не рассматриваются

В модели майорановского нейтрино  $N_2 = \nu'$  [124], где  $\sin \theta = 1$ , условие (1.7) достигается при расширении сценария Большого Взрыва за счет квинтэссенции [127]. В связи с этим, как показано на рис. 1.2,а, существует разница между сечениями аннигиляции, предсказанными для данных двух вариантов частиц техницветовой темной материи. В модели [125] полное сечение во время заковки практически не зависит от массы, так как оно всегда «подстроено» с помощью уравнения (1.7), чтобы давать необходимую реликтовую плотность.

Однако, для многих типов конечных фермионов при температуре в центре Солнца,  $T_\odot \approx 1.3 \text{ кэВ} \ll T_*$ , в уравнении (1.4) доминирует первый член. Следовательно, скорости аннигиляции внутри Солнца отличаются от скоростей аннигиляции в ранней Вселенной (см. рис. 1.2,б). В Солнце каналы с легкими конечными фермионами подавляются по отношению к каналам в ранней Вселенной. Особую значимость приобретает  $t\bar{t}$ -канал.

Относительные вероятности каналов по отдельности приводятся

на рис. 1.5 в разделе 1.1.3.

### 1.1.2. Захват реликтовых $N_2$ Солнцем и Землей

В оценке эффекта захвата частиц  $N_2$  Солнцем и Землей будем следовать нашей работе [130].

Реликтовые  $N_2$  с предполагаемой плотностью в окрестности Солнечной системы  $\rho_{\text{loc}} = 0.3 \text{ ГэВ/см}^3$ , будут рассеиваться на ядрах внутри Солнца и Земли и захватываться соответствующими гравитационными потенциальными ямами. Взаимодействие  $N_2$  с ядрами  $A$  является спин-зависимым и соответствующее сечение может быть представлено в виде [125]

$$\sigma_{N_2 A} = \frac{2G_F^2 \mu^2}{\pi} I_s \sin^4 \theta, \quad (1.8)$$

где  $\mu$  — приведенная масса  $N_2$  и  $A$ , и

$$I_s = C^2 \cdot \lambda^2 J(J+1). \quad (1.9)$$

Коэффициент  $C$  учитывает вклад кварков в спин нуклонов и для слабого взаимодействия равен [131; 132]

$$C = \sum_{q=u,d,s} T_{3q} \Delta q \approx \begin{cases} \frac{0.78}{2} - \frac{-0.48}{2} - \frac{-0.15}{2} = 0.705 & \text{для } p, \\ \frac{-0.48}{2} - \frac{0.78}{2} - \frac{-0.15}{2} = -0.555 & \text{для } n. \end{cases} \quad (1.10)$$

Другой коэффициент в уравнении (1.9) описывает вклад нуклонов (со спином  $s$  и орбитальным моментом  $l$ ) в спин  $J$  ядер и в рамках модели одиночного неспаренного нуклона равен

$$\lambda^2 J(J+1) = \frac{[J(J+1) + s(s+1) - l(l+1)]^2}{4J(J+1)}. \quad (1.11)$$

В оценке захвата реликтовых  $N_2$  в Солнце будем учитывать только наиболее распространенный элемент водород. В этом случае из уравнений (1.9)–(1.11) имеем  $I_s = 0.705 \cdot \frac{3}{4} \approx 0.37$ . Оценка согласуется со случаем дираковского нейтрино с учетом вклада только аксиального тока (спин-зависимого), который дается в работе [130]:  $I_s \approx 1.3^2 \cdot 3/16 \approx 0.3$ . Случай Земли будет прокомментирован отдельно.

Нетрудно оценить скорость захвата  $N_2$  Солнцем или Землей. Выражение для этого

$$\dot{N}_{\text{capt}} = \sum_A \int n_{N_2} \langle \sigma'_{N_2 A} v \rangle n_A dV, \quad (1.12)$$

где  $n_{N_2}$  и  $n_A$  являются концентрациями  $N_2$  и  $A$  в элементе объема  $dV$ ,  $\sigma'_{N_2 A}$  есть сечение  $N_2$ - $A$  столкновения, умноженное на вероятность того, что  $N_2$  теряет достаточное количество энергии для гравитационного захвата Солнцем или Землей. Вводя форм-фактор ядра  $F_A$ , запишем

$$\begin{aligned} \sigma'_{N_2 A} &= \sigma_{N_2 A} \int_{T_\infty}^{\Delta T_{\text{max}}} F_A^2(\Delta T) \frac{d\Delta T}{\Delta T_{\text{max}}} = \\ &= \sigma_{N_2 A} \frac{F_A^2}{F_A^2} \frac{v_{\text{esc}}^2(r) - \delta v_\infty^2}{v^2}, \end{aligned} \quad (1.13)$$

где  $\Delta T$  — передаваемая при столкновении  $N_2$ - $A$  кинетическая энергия,  $\Delta T_{\text{max}} = 2\mu^2 v^2 / m_A$  — максимально возможная переданная энергия,  $\delta = (m - m_A)^2 / (4mm_A)$ ,  $m_A$  — масса ядра,  $v_{\text{esc}}$  — вторая космическая скорость на расстоянии  $r$  от центра притяжения,  $v = \sqrt{v_\infty^2 + v_{\text{esc}}^2}$  и  $v_\infty$  являются скоростями  $N_2$  на расстояниях  $r$  и  $r \rightarrow \infty$  соответственно. Величина  $F_A^2$  есть квадрат форм-фактора  $F_A^2$ , усредненный по интервалу  $\Delta T \in [T_\infty; \Delta T_{\text{max}}]$ , где  $T_\infty \equiv \frac{mv_\infty^2}{2}$ . Условие  $T_\infty < \Delta T_{\text{max}}$  (или  $v_{\text{esc}}^2(r) > \delta v_\infty^2$ ) необходимо для захвата.

Концентрация  $n_{N_2}$  частиц  $N_2$  на расстоянии  $r$  может быть связана с концентрацией вне потенциальной ямы,  $n_{N_2}(r \rightarrow \infty) \equiv n_{N_2 \infty}$ , как [130; 133]

$$n_{N_2} = n_{N_2 \infty} \frac{v}{v_\infty}.$$

Отметим, что последнее соотношение более точно записывается через усредненные по эквипотенциальной сфере (радиуса  $r$ ) концентрации [133], однако именно такое усреднение происходит при подсчете интеграла по объему вещества Солнца и Земли ниже.

Усредняем уравнение (1.12) по распределению скоростей, делая замену

$$n_{N_2 \infty} \rightarrow n_{N_2 \infty} f_\infty(v_\infty) dv_\infty,$$

где  $n_{N_2 \infty} = \rho_{\text{loc}}/m$ . В качестве распределения по скоростям используем распределение Максвелла с учетом движения Солнца

$$f_{\infty}(v_{\infty}) = \frac{v_{\infty}}{\sqrt{\pi}v_0v_{\odot}} \times \left( \exp \left[ -\frac{(v_{\infty} - v_{\odot})^2}{v_0^2} \right] - \exp \left[ -\frac{(v_{\infty} + v_{\odot})^2}{v_0^2} \right] \right), \quad (1.14)$$

где  $v_{\odot} = v_0 = 220$  км/с.

Захваченные  $N_2$  накапливаются в солнечном ядре и аннигилируют. Их концентрация определяется уравнением

$$\dot{N} = \dot{N}_{\text{capt}} - \dot{N}_{\text{ann}}. \quad (1.15)$$

Здесь  $\dot{N}_{\text{ann}}$  — количество  $N_2$ , исчезающих в единицу времени в результате аннигиляции,

$$\dot{N}_{\text{ann}} = \int n_{N_2}^2 \langle \sigma v \rangle dV.$$

Отметим, что эта величина в два раза больше, чем формально определенная скорость аннигиляции, то есть число актов аннигиляции в единицу времени.

Эффектом испарения захваченных и термализованных  $N_2$  пренебрегаем, что справедливо для всех  $m \gtrsim 3$  ГэВ [129]. Термализация захваченных  $N_2$  происходит за счет последовательности столкновений с ядрами задолго до того, как  $N_2$  успевают аннигилировать. В случае Солнца отношение соответствующих характерных времен в пределах интересующего массового диапазона  $N_2$  есть  $\sim 10^{-(5 \div 10)}$ .

Решая уравнение (1.15) для  $\dot{N}_{\text{ann}}$ , находим

$$\dot{N}_{\text{ann}} = \dot{N}_{\text{capt}} \tanh^2 \left[ \sqrt{\frac{\dot{N}_{\text{capt}}}{\dot{N}_{\text{eq}}}} \right]. \quad (1.16)$$

Здесь

$$\dot{N}_{\text{eq}} = \frac{V_{\text{therm}}}{\langle \sigma v \rangle t_{\text{age}}^2}$$

определяет критическую скорость захвата, выше которой равновесие между захватом и аннигиляцией ( $\dot{N}_{\text{ann}} = \dot{N}_{\text{capt}}$ ) устанавливается за

время жизни Солнца  $t_{\text{age}}$ . Для  $\dot{N}_{\text{capt}} \ll \dot{N}_{\text{eq}}$ ,  $\dot{N}_{\text{ann}}$  подавляется по отношению к  $\dot{N}_{\text{capt}}$  как  $N_{\text{capt}}/\dot{N}_{\text{eq}}$ . Величина

$$V_{\text{therm}} = \left( \frac{4\pi\bar{\rho}}{\rho_{\text{core}}} \frac{T_{\text{core}}}{T_{\text{esc}}} \right)^{3/2} R^3 \approx \left( \frac{\text{ТэВ}}{m} \right)^{3/2} \times$$

$$\times \begin{cases} 2.0 \cdot 10^{26} \text{ см}^3 \left( \frac{T_{\text{core}}}{15 \cdot 10^6 \text{ К}} \right)^{3/2} \left( \frac{150 \text{ г/см}^3}{\rho_{\text{core}}} \right)^{3/2} & \text{для Солнца,} \\ 1.0 \cdot 10^{23} \text{ см}^3 \left( \frac{T_{\text{core}}}{7000 \text{ К}} \right)^{3/2} \left( \frac{11 \text{ г/см}^3}{\rho_{\text{core}}} \right)^{3/2} & \text{для Земли} \end{cases}$$

характеризует эффективный объем, который после термализации занимают захваченные  $N_2$ , имеющие распределение по скоростям Максвелла-Больцмана. Здесь  $R$  — радиус Солнца или Земли,  $\bar{\rho}$ ,  $\rho_{\text{core}}$  и  $T_{\text{core}}$  их средние плотности и их плотности и температуры в центре соответственно (для Солнца  $T_{\text{core}} \equiv T_{\odot}$ ),  $T_{\text{esc}} \equiv \frac{1}{2}mv_{\text{esc}}^2(r=R)$ . Для вывода уравнения (1.17) мы предположили, что плотность вещества и температура внутри  $V_{\text{therm}}$  постоянны и равны их значениям в ядре. В этом случае потенциальная энергия относительно центра Солнца или Земли принимает вид

$$U(r) = T_{\text{esc}} \frac{\rho_{\text{core}}}{2\bar{\rho}} \left( \frac{r}{R} \right)^2, \quad (1.17)$$

и интегрирование в (1.16) концентрации термализованных  $N_2$ ,

$$n_{N_2}(r) = n_{N_2}(0) \exp\left(-\frac{U(r)}{T_{\text{core}}}\right), \quad (1.18)$$

может быть сделано аналитически. Обратим внимание, что величина, приведенная в уравнении (1.17) для Солнца, совпадает с величиной из работы [134].

Для взятия интеграла в уравнении (1.12) мы предполагаем распределение плотности вещества по  $r$  параметризованным также, как в работе [130]. В нашем случае влияние конечного размера ядра водорода незначительно. Действительно, для  $m_A$  1 ГэВ,  $\Delta T \sim 0.01 \dots 0.1$  МэВ при  $m \sim 1$  ТэВ, получаем  $qa < 0.1$ , где  $q = \sqrt{2m_A \Delta T}$  есть переданный 3-импульс по модулю и  $a$  — размер ядра. Таким образом  $F_A(qa) \approx 1$ .

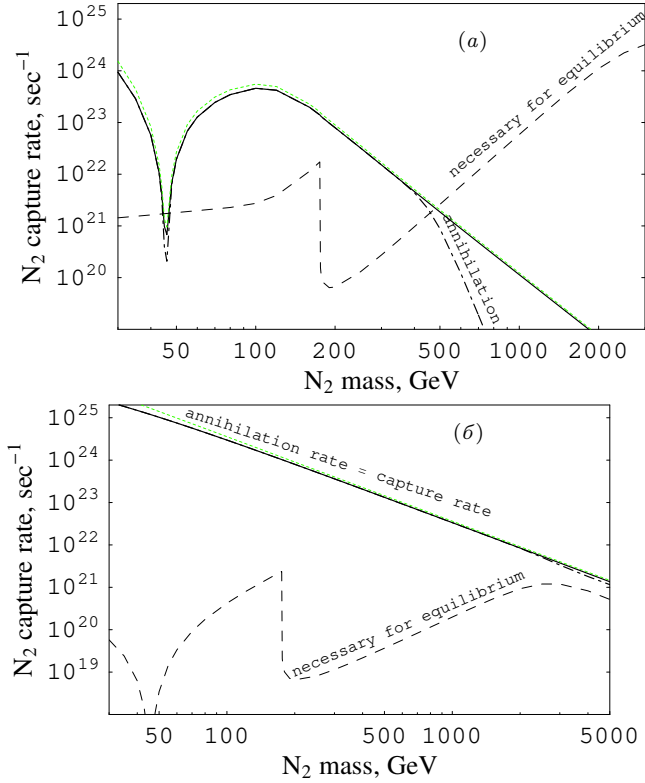


Рис. 1.3. Скорости захвата и аннигиляции для  $N_2$  в случае Солнца для моделей [125] (а) и [124] (б). Пунктирные (зеленые) линии показывают скорости захвата, полученные в приближении [135; 136]

Скорости захвата и аннигиляции в случае Солнца представлены на рис. 1.3. Для сравнения на рис. 1.3 также показаны скорости захвата, полученные в приближении, используемом в работах [135; 136]

$$\dot{N}_{\text{capt}} \approx 4.5 \cdot 10^{18} \text{ c} \frac{\rho_{\text{loc}}}{0.4 \text{ ГэВ/см}^3} \left( \frac{270 \text{ км/с}}{\bar{v}} \right)^3 \frac{\sigma_{H,SD}}{10^{-6} \text{ пбн}} \left( \frac{1000 \text{ ГэВ}}{m} \right)^2.$$

Как видно из рис. 1.3, результаты согласуются.

В случае захвата  $N_2$  Землей существенным отличием от захвата Солнцем является то, что потенциальная яма в этом случае по абсолютной величине намного меньше, чем кинетическая энергия падающей частицы темной материи. В результате они имеют шанс быть

захваченными только при особых кинематических условиях. Это может произойти при рассеянии на ядре с ненулевым спином, когда частица темной материи имеет массу, близкую к массе ядра, или/и изначально движется очень медленно.

$$F_A(qa) = \frac{\sin(qa)}{qa}.$$

Так как интервал интегрирования в уравнении (1.13) является малым (в случае Земли) по отношению к характерному масштабу, на котором меняется  $F_A$ , берем

$$\overline{F_A^2} = F_A^2(T_\infty).$$

Для простой (максимальной) оценки используем уравнение (1.14) в качестве распределения  $N_2$  в окрестности Земли. В нем не учитывается подавление при  $v < 42$  км/с, вызванное солнечным притяжением, также не учитывается эффект возможного скопления частиц темной материи в Солнечной системе, который описан в [137]. Полученные скорости захвата  $N_2$  потенциалом Земли вследствие столкновений  $^{57}\text{Fe}-N_2$  для двух рассматриваемых вариантов техницветовой скрытой массы представлены на рис. 1.4.

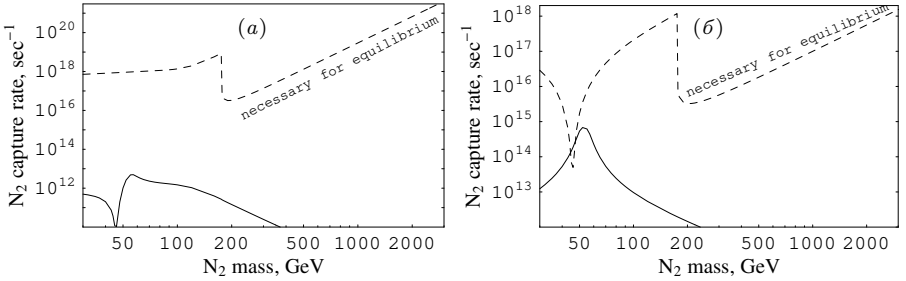


Рис. 1.4. Приблизительная оценка скоростей захвата реликтовых  $N_2$  Землей для моделей [125] (а) и [124] (б)

Как видно из рис. 1.3 и 1.4, в рамках модели  $N_2 = DG$  [125] значение  $\dot{N}_{\text{capt}}$  ниже и  $\dot{N}_{\text{eq}}$  выше по сравнению с другой рассмотренной моделью, что есть следствие подавления взаимодействий  $N_2 N_2$  и  $A-N_2$  за счет  $\sin^4 \theta$  (уравнения (1.2), (1.3), (1.8)). В случае Земли аннигиляционный канал  $N_2 N_2 \rightarrow WW$  подавляется по отношению

к случаю Солнца как  $7000 \text{ К} / 15 \cdot 10^6 \text{ К} \sim 5 \cdot 10^{-4}$ , и поэтому  $\dot{N}_{\text{eq}}$  на рис. 1.4 не спадает для  $m \gtrsim 2 \text{ ТэВ}$ . Аналогичным образом, относительные выходы нейтрино от аннигиляции  $N_2$  в Земле и в Солнце не должны различаться для  $m \lesssim 2 \text{ ТэВ}$ , за исключением разницы, вызванной эффектами поглощения в солнечном веществе, важными только при больших массах  $N_2$ .

Сравнивая рис. 1.3 и 1.4, мы видим, что для максимальной  $\dot{N}_{\text{capt}}$  в случае Земли, которая имеет место при массе  $N_2$  близкой к массе  $^{57}\text{Fe}$ , отношение  $\dot{N}_{\text{capt}}$  для Земли и для Солнца  $\sim 10^{-10}$  в обоих рассмотренных моделях [124; 125]. Поток нейтрино, вызванный аннигиляцией  $N_2$  в Земле, будет отличаться от потока от Солнца как вышеупомянутое отношение  $\dot{N}_{\text{capt}}$  для Земли и Солнца, умноженное на квадрат отношения расстояний до центра Солнца и Земли  $5 \cdot 10^8$  и дополнительно на фактор  $\dot{N}_{\text{capt}}/\dot{N}_{\text{eq}} \sim 10^{-4}$  для модели  $N_2 = DG$  [125]. Таким образом, даже для модели  $N_2 = \nu_T$  [124], в которой  $\dot{N}_{\text{capt}}/\dot{N}_{\text{eq}}$  подавляется намного слабее, максимальный поток нейтрино от аннигиляции  $N_2$  в Земле в несколько десятков раз меньше, чем от Солнца. Поток нейтрино не будет сильно увеличен относительно потока от Солнца в результате столкновений реликтовых  $N_2$  с другими присутствующими на Земле ядрами, обилие которых хуже известно. Так как чувствительность эксперимента Super-Kamiokande к потоку мюонов, вызванному нейтрино в направлениях из центров Солнца и Земли, одинакова по порядку величины, в последующем рассмотрении мы будем пренебрегать эффектами аннигиляции  $N_2$  в Земле.

### 1.1.3. Мюонный поток от захваченных частиц $N_2$

Аннигиляция  $N_2$  приводит к образованию потока  $e^-$ ,  $\mu^-$ , и  $\tau$ -нейтрино

$$\Phi_\nu = \dot{N}_{\text{ann}} \frac{N_\nu}{2 \cdot 4\pi r^2},$$

где  $N_\nu$  — средняя множественность нейтрино в  $N_2 N_2$ -аннигиляции,  $r$  — расстояние до центра Солнца. Пройдя через вещество Солнца, нейтрино от аннигиляции могут достигнуть Земли, пересечь ее и вы-

звать на поверхности Земли поток мюонов

$$\Phi_\mu = \Phi_{\nu_\mu} \frac{x_\mu}{x_{\nu_\mu}} = \frac{\dot{N}_{\text{ann}}}{2 \cdot 4\pi r^2} \int dN_{\nu_\mu}(E_{\nu_\mu}) \frac{\langle x_\mu \rangle}{x_{\nu_\mu}}, \quad (1.19)$$

где  $x_\mu$  и  $x_{\nu_\mu}$  — средние длины свободного пробега (в единицах г/см<sup>2</sup>)  $\mu$  и  $\nu_\mu$ , обусловленные соответственно процессами потери энергии (в основном, ионизационные) и за счет процессов типа  $\nu_\mu + A \rightarrow \mu + X$ . Последнее равенство в уравнении (1.19) является обобщением предыдущей формулы на случай зависимости от энергии.

Для удельных энергетических потерь мюонов используем приближение из работы [138]

$$-\frac{dE_\mu}{dx_\mu} = a \approx 2.3 \frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2}, \quad (1.20)$$

учитывая ионизационные потери и пренебрегая рождением пар и тормозным излучением. Данное приближение справедливо для  $E_\mu \lesssim 800$  ГэВ и представляется целесообразным в энергетическом интервале  $E < m$ . Тогда длина свободного пробега мюона

$$x_\mu(E_\mu) = E_\mu/a.$$

Для определения средней энергии мюона  $\langle E_\mu \rangle$  и  $\langle x_\mu \rangle$  в реакции  $\nu_\mu + A \rightarrow \mu + X$  используем соотношение из работ [136; 139]

$$\langle E_\mu \rangle = b \cdot E_{\nu_\mu}, \quad b = \begin{cases} 0.5 & \text{для } \nu_\mu, \\ 0.7 & \text{для } \bar{\nu}_\mu. \end{cases} \quad (1.21)$$

Длина свободного пробега нейтрино определяется взаимодействием с нуклонами по заряженному току. Соответствующее сечение посчитано в работе [140] и может быть аппроксимировано с точностью  $\sim 10\%$  как

$$\sigma_{CC} \approx \begin{cases} 0.72 \cdot 10^{-36} \frac{E_{\nu_\mu}}{E_0} \text{ см}^2 & \text{для } \nu_\mu, \\ 0.37 \cdot 10^{-36} \frac{E_{\nu_\mu}}{E_0} \text{ см}^2 & \text{для } \bar{\nu}_\mu, \end{cases} \quad (1.22)$$

где  $E_0 = 100$  ГэВ. Для соответствующей длины свободного пробега имеем

$$x_{\nu_\mu} = \frac{1}{N_A \sigma_{CC}} \approx x_0 \frac{E_0}{E_{\nu_\mu}}, \quad x_0 \approx \begin{cases} 2.3 \cdot 10^{12} \text{ г/см}^2 & \text{для } \nu_\mu, \\ 4.5 \cdot 10^{12} \text{ г/см}^2 & \text{для } \bar{\nu}_\mu, \end{cases} \quad (1.23)$$

где  $N_A = 6 \cdot 10^{23} \text{ г}^{-1}$  — число нуклонов на грамм вещества.

Имея несколько каналов аннигиляции с рождением нейтрино ( $ch$ ), из (1.19) получаем

$$\Phi_\mu = \frac{\dot{N}_{\text{ann}}}{8\pi r^2} \frac{b}{ax_0 E_0} \sum_{ch} Br_{ch} N_{\nu_\mu(ch)} \langle E_{\nu_\mu(ch)}^2 \rangle, \quad (1.24)$$

где  $Br_{ch}$ ,  $N_{\nu_\mu(ch)}$  и  $\langle E_{\nu_\mu(ch)}^2 \rangle$  — соответственно относительная вероятность моды, средняя множественность (выход) образующихся нейтрино и средняя их энергий для данного канала. Уравнение (1.24) численно согласуется в пределах  $20 \div 40\%$  с соответствующей формулой из работы [136].

Рис. 1.5 иллюстрирует вероятности аннигиляционных каналов  $N_2$ , представляющих наибольший интерес, для случая закалки (рис. 1.5,а) и солнечного ядра (рис. 1.5,б). Мюонные нейтрино, образовавшиеся в каналах  $N_2 N_2 \rightarrow \bar{u}u, \bar{d}d, \bar{s}s$ , а также в распадах любых промежуточных мюонов, не представляют интереса, так как первичные частицы успевают замедлиться до своего распада, в результате рождая нейтрино ниже экспериментального энергетического порога. Кроме того, в плотном солнечном ядре рождающиеся  $c$ - и  $b$ -кварки с начальной энергией  $\gtrsim 100$  ГэВ частично теряют свою энергию. Однако мы будем пренебрегать этим эффектом. При этом это не должно приводить к существенной ошибке, поскольку высокоэнергичные  $c$ - и  $b$ -кварки, рождающиеся в результате аннигиляции  $N_2$  дают практически недоступный наблюдению мюонный сигнал. Действительно, при больших массах  $N_2$  доминируют  $t\bar{t}$ - и  $WW$ -каналы (рис. 1.5). Их последующий распад дает  $c$ - и  $b$ -кварки с меньшей энергией. Таким образом, требуется очень большая масса  $N_2$ , чтобы образовать достаточно высокоэнергичные  $c$ - и  $b$ -кварки. Однако, для таких масс мюонный сигнал предсказывается слабым из-за подавления самой скорости аннигиляции  $\dot{N}_{\text{ann}}$  (в модели [125]) и/или из-за эффектов поглощения  $\nu_\mu$  в солнечном веществе. В общем случае, как видно из уравнения (1.24), в отсутствие поглощения  $\nu_\mu$  в веществе уменьшение энергии нейтрино квадратично уменьшает интенсивность сигнала мюонов. По этой причине, вклады каналов, образующие  $\nu_\mu$  в результате длинных цепочек каскадных распадов, можно считать пренебрежимо малыми по отношению к аналогичным каналам, образующим  $\nu_\mu$  в более коротких цепочках распадов.

При этом более длинные цепочки распадов имеют дополнительное подавление за счет «бренчингов» промежуточных распадов. Например, каналы  $N_2 N_2 \rightarrow WW \rightarrow \tau\nu, bc, cs \rightarrow \nu_\mu X$  подавляются по отношению к  $N_2 N_2 \rightarrow WW \rightarrow \mu\nu_\mu$  в  $\sim 10^2$  раз.

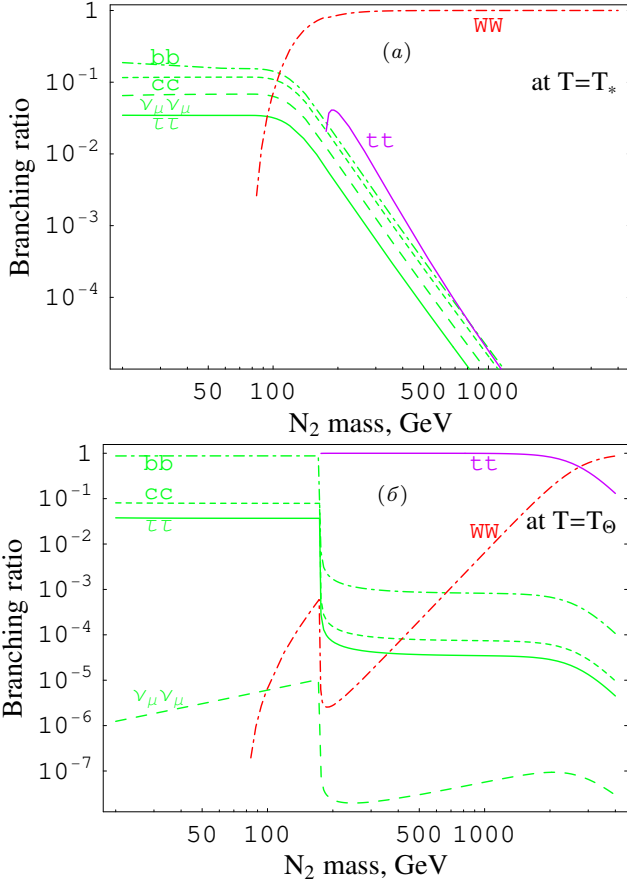


Рис. 1.5. Относительные вероятности наиболее важных аннигиляционных каналов  $N_2$  для случая закалки в ранней Вселенной (а) и центра Солнца (б). Модели [125] и [124] на этом графике не различаются (вероятности не зависят от параметра смешивания  $\sin \theta$ )

Таким образом, будем учитывать следующие каналы

$$N_2 N_2 \rightarrow \nu_\mu \bar{\nu}_\mu, \quad (1.25)$$

$$N_2 N_2 \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau, \quad (1.26)$$

$$N_2 N_2 \rightarrow c \bar{c} \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu X, \quad (1.27)$$

$$N_2 N_2 \rightarrow b \bar{b} \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu X, \quad (1.28)$$

$$N_2 N_2 \rightarrow W^+ W^- \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu, \quad (1.29)$$

$$N_2 N_2 \rightarrow t \bar{t} \rightarrow (W^- \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu)(\bar{b} \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu X), \quad (1.30)$$

и аналогичные моды с зарядово-сопряженными конечными состояниями. Небольшая вероятность распада канала (1.25), как видно из рис. (1.5) для случая Солнца, частично компенсируется упомянутым выше преимуществом короткой цепочки распадов.

Ниже приведены распределения мюонных нейтрино по энергии  $E_{\nu_\mu} \equiv E$  для указанных каналов, взятые, в основном, из работ [136; 141]. Для канала (1.25)

$$\frac{dN_{\nu_\mu}}{dE} = \delta(E - m). \quad (1.31)$$

Для канала (1.26)

$$\frac{dN_{\nu_\mu}}{dE} = \frac{0.18 \cdot 2}{m} \left[ 1 - 3 \left( \frac{E}{m} \right)^2 + 2 \left( \frac{E}{m} \right)^3 \right] \eta(0, m). \quad (1.32)$$

Для канала (1.27)

$$\frac{dN_{\nu_\mu}}{dE} = \frac{0.13}{\bar{m}} \left[ \frac{5}{3} - 3 \left( \frac{E}{\bar{m}} \right)^2 + \frac{4}{3} \left( \frac{E}{\bar{m}} \right)^3 \right] \eta(0, \bar{m}), \quad (1.33)$$

где  $\bar{m} = 0.58m$ . Для канала (1.28)

$$\frac{dN_{\nu_\mu}}{dE} = \frac{0.103 \cdot 2}{\bar{m}} \left[ 1 - 3 \left( \frac{E}{\bar{m}} \right)^2 + 2 \left( \frac{E}{\bar{m}} \right)^3 \right] \eta(0, \bar{m}), \quad (1.34)$$

где  $\bar{m} = 0.73m$ . Для канала (1.29)

$$\frac{dN_{\nu_\mu}}{dE} = \frac{0.107}{m\beta} \eta \left( \frac{m}{2}(1 - \beta), \frac{m}{2}(1 + \beta) \right), \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{m_W^2}{m^2}}. \quad (1.35)$$

В канале (1.30) мы имеем вклады от  $W$ - и  $b$ -распадов:

$$\frac{dN_{\nu_\mu}}{dE} = \frac{dN_{\nu_\mu(W)}}{dE} + \frac{dN_{\nu_\mu(b)}}{dE}, \quad (1.36)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\nu_\mu(W)}}{dE} = & \frac{0.107}{\left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right) m\beta} \ln \left[ \frac{\min\left(\frac{Em_t}{m(1-\beta)}, \frac{m_t}{2}\right)}{\max\left(\frac{Em_t}{m(1+\beta)}, \frac{m_W^2}{2m_t}\right)} \right] \times \\ & \times \eta\left(\frac{mm_W^2}{2m_t^2}(1-\beta), \frac{m}{2}(1+\beta)\right), \end{aligned} \quad (1.37)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\nu_\mu(b)}}{dE} = & \frac{0.103 \cdot 2}{\left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right) \bar{m}\beta} \times \\ & \times \left[ F(E, E_-, E_+) \eta(0, E_-) + F(E, E, E_+) \eta(E_-, E_+) \right], \end{aligned} \quad (1.38)$$

где

$$\begin{aligned} F(E, E_1, E_2) = & \frac{2}{3} \left[ \left(\frac{E}{E_1}\right)^3 - \left(\frac{E}{E_2}\right)^3 \right] - \\ & - \frac{3}{2} \left[ \left(\frac{E}{E_1}\right)^2 - \left(\frac{E}{E_2}\right)^2 \right] + \ln \frac{E_2}{E_1}, \end{aligned} \quad (1.39)$$

а параметры

$$\bar{m} = 0.73m, \quad E_{\pm} = \frac{m_t^2 - m_W^2}{2m_t} \bar{m}(1 \pm \beta), \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{m_t^2}{m^2}}.$$

Здесь использовалась ступенчатая функция  $\eta$ :

$$\eta(E_1, E_2) \equiv \begin{cases} 1 & \text{для } E_1 < E < E_2, \\ 0 & \text{иначе.} \end{cases}$$

Значение  $\bar{m} < m$  в уравнениях (1.33), (1.34), (1.38) учитывает частичные потери энергии  $c$ - и  $b$ -кварков соответственно за время адронизации.

Для канала  $N_2 N_2 \rightarrow WW \rightarrow \dots$  пренебрежен эффект поляризации  $W$ -бозонов. Данный эффект проявляется в оценке для  $\nu_\mu$  от этого канала на уровне  $\sim 20\%$ . Однако нет необходимости учитывать данную поправку, так как для  $m \gtrsim 3$  ТэВ, при которой  $WW$ -канал значителен, предсказанный мюонный сигнал становится слишком слабым для существующих экспериментальных установок.

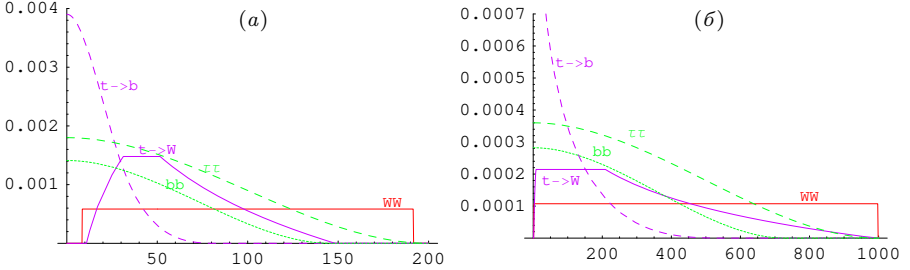


Рис. 1.6. Энергетические спектры  $\nu_\mu$ , полученные для разных каналов, для  $m = 200$  ГэВ (а) и  $m = 1000$  ГэВ (б)

Также отметим, что спектр, представленный уравнением (1.38), для  $\nu_\mu$  от  $b$ -распада в канале (1.30) отличается от приведенного в [136; 141]. В обозначениях [136; 141] для правильной записи соответствующих формул, как показывал наш проверочный расчет, знаки перед  $x^2$  и  $y^2$  должны быть изменены.

Все спектры, представленные формулами (1.31)–(1.38), показаны на рис. 1.6.

Эффект поглощения  $\nu_\mu$  веществом Солнца мы учитываем, следуя работе [142].

$$\left. \frac{dN_{\nu_\mu}}{dE} \right|_{\text{снаружи Солнца}} = \left. \frac{dN_{\nu_\mu}}{dE} \right|_{\text{в ядре Солнца}} \exp\left(-\frac{E}{130 \text{ ГэВ}}\right), \quad (1.40)$$

$$\left. \frac{dN_{\bar{\nu}_\mu}}{dE} \right|_{\text{снаружи Солнца}} = \left. \frac{dN_{\bar{\nu}_\mu}}{dE} \right|_{\text{в ядре Солнца}} \exp\left(-\frac{E}{200 \text{ ГэВ}}\right). \quad (1.41)$$

Заметим, что расчетные спектры в солнечном ядре для нейтрино  $\nu_\mu$  и антинейтрино  $\bar{\nu}_\mu$  не различаются и определяются с помощью формул (1.31)–(1.38).

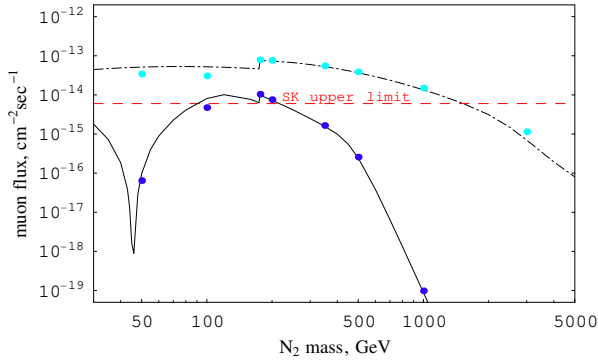


Рис. 1.7. Поток мюонов, предсказываемые для моделей [125] (сплошная линия) и [124] (штрих-пунктирная линия), в сравнении с ограничением Super-Kamiokande. Темные (синие) и светлые (бирюзовые) точки показывают для сравнения аналогичные результаты для отдельных значений масс, но полученные на основе методики [143] для моделей [125] и [124] соответственно

Расчетные потоки мюонов (включая  $\mu^-$  и  $\mu^+$ ) для моделей [125] и [124] показаны на рис. 1.7. Они сравниваются с соответствующим верхним пределом, полученным в эксперименте Super-Kamiokande (SK) [144]

$$\Phi_{\mu} < 6 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}.$$

Это ограничение относится к потоку, испущенному в пределах конуса с углом  $10^\circ$  вокруг центра Солнца, который охватит большую часть потока мюонов, вызванного аннигиляцией  $N_2$  в интересующем нас диапазоне масс.

В результате для выбранных нами параметров, ограничение SK исключает интервал

$$100 \text{ ГэВ} < m < 200 \text{ ГэВ} \quad (1.42)$$

для модели [125] и

$$m < 1500 \text{ ГэВ} \quad (1.43)$$

для модели [124].

**Выводы.** В данной части работы рассмотрены кандидаты в скрытую массу, возникающие в минимальной модели «гуляющего техни-

цвета» с подавленным (в случае  $N_2 = DG$ ) взаимодействием с  $Z$ -бозоном. Эти кандидаты могут обеспечивать всю плотность скрытой массы Вселенной и одновременно избегать противоречий с результатами экспериментов по прямому поиску темной материи. В действительности, эксперименты CDMS и Xepoп могут исключить только незначительное окно по массе около 100 ГэВ для модели [125].

Будучи «неуловимыми» в экспериментах по прямому поиску частиц темной материи, они могут иметь следующие проявления, исследованиям которых посвящена данная часть работы: для  $N_2$  мы оценили потоки нейтрино на поверхности Земли от их аннигиляции в Солнце и Земле. Это позволило получить ограничения (1.42), (1.43) на параметры разработанных моделей.

Однако полученный результат зависит от ряда неучтенных факторов.

**Влияние неопределенностей в локальном распределении скрытой массы.** Одним из существенных вкладов в неопределенность полученного ограничения вносит зависимость конечного результата от локальной плотности частиц темной материи, а также от распределения скоростей, которые достаточно плохо определены. Как видно из рис. 1.7, уменьшение  $\rho_{\text{loc}}$  до 0.2 ГэВ/см<sup>3</sup>, допустимого на данный момент значения плотности, с неизменным распределением скоростей оставило бы только очень малый интервал  $m \sim 110$  ГэВ, исключенный для модели [125]. Это делает неопределенными любые выводы для модели [125], основанные на поиске мюонных сигналов. В любом случае полученное ограничение является более строгим, чем ограничения, основанные на экспериментах по прямому поиску темной материи [145].

Что касается модели [124], существующие неопределенности не влияют существенно на исключенный неравенством (1.43) диапазон, то есть  $m < 1500$  ГэВ. Этот результат согласуется с аналогичным результатом, полученным коллаборацией Kamiokande для майорановских нейтрино [144]. Небольшое расхождение обусловлено различием в отличных на тот момент оценками сечений для различных каналов аннигиляции и выходом нейтрино для данных каналов.

**Неучтенные эффекты в каскадных распадах.** Неучтенное замедление  $b$ - и  $c$ -кварков в плотном веществе Солнца, а также неучтенные аннигиляционные каналы с каскадными цепочками распадов с образованием  $\nu_\mu$ , включая цепочки через распады  $b$ - и  $c$ -кварков, могут приводить только к увеличению предсказываемых потоков мюонов для больших  $m$ . Это может давать нейтрино с относительно небольшой энергией и, следовательно, с малой вероятностью поглощения в солнечном веществе. По этой причине канал  $N_2 N_2 \rightarrow \bar{t}t \rightarrow b \rightarrow \nu_\mu X$ , дающий более мягкие  $\nu_\mu$ , чем  $\nu_\mu$  от  $t \rightarrow W$ - и  $WW$ -каналов (см. рис. 2.1, 2.3), имеет значительный вклад для больших  $m$ .

**Влияние осцилляций нейтрино и их взаимодействия с веществом.** Другим источником неопределенности в оценках потока нейтрино (мюонов) являются эффекты распространения нейтрино, а именно осцилляции нейтрино и взаимодействие при прохождении их через вещество. Эффекты осцилляций в вакууме и веществе [146] могут изменять «ароматовый состав» потока нейтрино, приходящего из Солнца к Земле.

Неточности в описании осцилляций уменьшаются («замазываются») за счет различных факторов рассматриваемой задачи.

При аннигиляции  $N_2$  рождаются нейтрино трех сортов. Поток конкретно мюонных нейтрино на Земле будет

$$\Phi_{\nu_\mu} = P_{\mu\mu} \Phi_{\nu_\mu} + P_{e\mu} \Phi_{\nu_e} + P_{\tau\mu} \Phi_{\nu_\tau}, \quad (1.44)$$

где  $P_{\alpha\beta}$  — вероятность перехода между ароматами  $\alpha$  и  $\beta$ . Как видно из правой части рис. 1.5, наиболее важными каналами аннигиляции  $N_2$  с образованием нейтрино в зависимости от массы  $N_2$  являются  $N_2 N_2 \rightarrow \bar{b}b$  с  $b$ -кварком, распадающимся на  $cl\bar{\nu}$ ,  $N_2 N_2 \rightarrow \bar{t}t$  с  $t \rightarrow Wb$  и  $N_2 N_2 \rightarrow WW$  с  $W \rightarrow l\bar{\nu}$ .

Для простой оценки влияния осцилляций нейтрино будем считать в качестве основных мод  $\bar{b}b$ -моду для  $m < 200$  ГэВ,  $\bar{t}t$ -моду для  $0.2 \text{ ТэВ} < m < 3 \text{ ТэВ}$  и  $WW$ -моду для  $m > 3 \text{ ТэВ}$ . В  $\bar{b}b$ -моду рождение  $\nu_\tau$  будет подавлено из-за большой массы  $\tau$ -лептона относительно мюона и электрона. Различием в спектрах нейтрино пренебрегаем, а также не учитываем рождение  $\nu_\tau$  при распаде  $\tau$ . Тогда полученный поток нейтрино примерно равен

$$\nu_e + \nu_\mu + 0.3\nu_\tau.$$

В  $WW$ -модe имеем

$$\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau.$$

Наконец, в  $\bar{t}t$ -модe распадаются  $W$  и  $b$ , поэтому имеем

$$\nu_e + \nu_\mu + 0.7\nu_\tau.$$

Для вероятностей перехода, полученных в работе [147] в рамках схемы с 3-ароматами, имеем:

$$\begin{aligned} \text{все } P_{\alpha\beta} &\approx 0.3 \text{ для } E \lesssim 10 \text{ ГэВ,} \\ P_{\mu\mu} = P_{\tau\mu} = P_{\tau\tau} &\approx 0.4, \quad P_{\tau e} = P_{\mu e} \approx 0.2, \\ P_{ee} &\approx 0.6 \text{ для } E \gg 10 \text{ ГэВ.} \end{aligned}$$

Таким образом может иметь место следующее изменение «флейверного» состава потока нейтрино при распространении от центра Солнца к детектору на Земле. Для  $m \lesssim 200$  ГэВ

$$\nu_e + \nu_\mu + 0.3\nu_\tau \implies \begin{cases} 0.8\nu_e + 0.8\nu_\mu + 0.8\nu_\tau, & \text{при } E \lesssim 10 \text{ ГэВ,} \\ 0.9\nu_e + 0.7\nu_\mu + 0.7\nu_\tau, & \text{при } E \gg 10 \text{ ГэВ.} \end{cases}$$

При любых  $E$  для  $200 \text{ ГэВ} \lesssim m \lesssim 3 \text{ ТэВ}$

$$\nu_e + \nu_\mu + 0.7\nu_\tau \implies 0.9\nu_e + 0.9\nu_\mu + 0.9\nu_\tau.$$

При любых  $E$  для  $m \gtrsim 3 \text{ ТэВ}$

$$\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau \implies \nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau.$$

В нашей приближенной оценке предполагаем, что  $P_{\alpha\beta} = P_{\beta\alpha} = (P_{\alpha\beta} + P_{\bar{\alpha}\bar{\beta}})/2$ . В данной упрощенной картине видно, что осцилляции перераспределяют «флейверное» содержание потока нейтрино, делая его более однородным. Это уменьшало бы предсказанный  $\nu_\mu$ -поток на  $\sim 20\%$ .

Эффекты взаимодействий  $\nu$  приводят не только к поглощению нейтрино в солнечном веществе из-за взаимодействия по заряженному току (CC), но и к потере энергии для  $\nu_{e,\mu}$  в результате взаимодействия по нейтральному току (NC), и для  $\nu_\tau$  из-за обоих токов NC и CC (в последнем случае  $\nu_\tau$  повторно генерируется в цепочке  $\nu_\tau N \rightarrow$

$\tau X, \tau \rightarrow \nu_\tau X$ ). Процесс потери энергии является незначительным эффектом (отношение соответствующих сечений  $\sigma_{NC}/\sigma_{CC} \sim 1/3$ ). Это должно немного уменьшить мюонный сигнал для малых  $m$ , но немного увеличить для больших  $m$ . В последнем случае сдвиг к более низким энергиям частично «уберегает» нейтрино от поглощения (аналогично обсуждавшимся нейтрино, рожденным в длинных каскадных цепочках, которыми мы пренебрегли).

В схеме осцилляций с 4-мя ароматами, где добавляется стерильный тип нейтрино  $\nu_s$ , также возможен эффект затухания сигнала для низких масс  $N_2$  в результате  $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$  перехода. Вместе с тем, может происходить усиление сигнала при больших массах из-за большей проникающей способности нейтрино, осциллирующих в  $\nu_s$  [148].

**Сравнение расчетов с данными других работ.** В работе [143] был получен поток мюонов для отдельных каналов аннигиляции (без привязки к физике аннигилирующих частиц) с учетом осцилляций нейтрино и их взаимодействия с веществом. В целях сравнения мы взяли полученные в указанной работе данные по потокам мюонов для случая «стандартных» параметров осцилляций (случай «В» в их обозначениях). Для  $N_2$  с массой  $m < 175$  ГэВ рассмотрели каналы  $b\bar{b}$ ,  $c\bar{c}$ ,  $\tau\tau$ , для  $175 \text{ ГэВ} < m < 2000$  ГэВ  $t\bar{t}$  канал, и для  $m > 2000$  ГэВ  $t\bar{t}$  и  $WW$  каналы. Так как данные приведены для мюонных потоков в пересчете на один акт аннигиляции, умножили потоки на соответствующие скорости аннигиляции. Точки на рис. (1.7) показывают результаты для нескольких значений масс. Видно, что они хорошо согласуются с нашими результатами, в особенности для высоких значений масс  $N_2$ . Поэтому верхние пределы на  $m$  в неравенствах (1.42)–(1.43) существенно не изменятся. При низком значении массы (которая имеет ограниченный интерес для рассмотренных моделей), где доминирует  $b\bar{b}$ -канал, отмечается небольшая разница между нашим результатом и [143]. Это обусловлено, в основном, пренебрежением в наших расчетах энергетическими потерями  $b$ -кварка и вышеупомянутого эффекта осцилляций. Вместе с тем, подавление выхода  $\nu_\mu$  в  $b\bar{b}$ -канале частично компенсируется вкладом  $\nu_\mu$  от  $\tau\tau$ -канала в данном массовом диапазоне  $N_2$ .

## 1.2. Гамма-излучение и космические позитроны от составной многокомпонентной TDM

Модель техницвета, имеющая определенную физику, решающую вопрос появления фундаментального энергетического масштаба в электрослабых взаимодействиях, и свой сектор частиц, позволяет с их помощью получать различные кандидаты в скрытую массу. Их свойства могут быть самыми различными. Это открывает возможности решения других существующих проблем в астрофизике и космологии. В данном разделе обсуждается возможность решения проблемы позитронной аномалии в космических лучах.

### 1.2.1. Заряженные техничастицы как кандидаты в скрытую массу

Как отмечалось ранее, в минимальной модели гуляющего техницвета есть два техникварка  $U$  и  $D$ , преобразующихся по присоединенному представлению техницветовой группы  $SU(2)$ , и два технилептона  $\nu'$  и  $\zeta$  (в предыдущей части технилептоны обозначались как  $\nu_T$  и  $e_T$ ). Электрические заряды могут быть выбраны следующими: для  $U$  и  $D$   $+1$  и  $0$ , для  $\nu'$  и  $\zeta$   $-1$  и  $-2$ . В модели образуются 9 голдстоуновских бозонов. Три из них «съедаются»  $W^\pm$  и  $Z$ . В то время как остальные шесть — это бесцветные ди-кварковые состояния:  $UU$ ,  $UD$ ,  $DD$  и их античастицы [120].

В данных моделях можно реализовать возможность скрытой массы в виде дважды заряженных частиц. Можно рассматривать два случая. В первом будем предполагать избыток  $\bar{U}\bar{U}$  с зарядом  $-2$  и меньший избыток  $\bar{\zeta}$  с зарядом  $+2$ . Основной компонентой скрытой массы в этом случае будут связанные состояния гелия и  $\bar{U}\bar{U}$ :  $\text{He}\bar{U}\bar{U}$ . Данные частицы являются SIMPами (Strongly Interacting Massive Particle). Будет присутствовать небольшая компонента в виде связанных состояний  $\bar{\zeta}\bar{U}\bar{U}$ , которые являются WIMPами (Weakly Interacting Massive Particle).

Во втором случае полагается наоборот избыток  $\zeta$  и небольшой  $UU$ . В данном случае основной компонентой скрытой массы будут состояния  $\text{He}\zeta$  (SIMP) и будет малая компонента  $UU\zeta$  (WIMP).

В обоих случаях полагается, что  $UU$  является легчайшим техни-

барионом, а  $\zeta$  — легчайшим технилептоном.

Предположение малости компоненты WIMP обусловлено результатами подземных экспериментов по прямому поиску частиц скрытой массы. Ограничение, полученное в эксперименте LUX [149], требует, чтобы относительная доля компоненты WIMP была на уровне  $\xi \sim 10^{-6}$  [103]. Ниже для численных оценок полагается  $\xi = 10^{-6}$ , результат при этом можно легко пересчитать для других значений. Данное значение доли WIMP и соответствующие ему значения начальных избытков можно получить на основе механизма сфалеронных переходов в ранней Вселенной и связать их с избытком барионов и лептонов [103].

Предшествующий этап разработки данной модели с получением ограничений на данную модель, содержащую основную компоненту в виде SIMПов, представлен в работе [122].

Важной чертой рассматриваемых двух сценариев является наличие положительно дважды заряженных частиц в составе такой многокомпонентной скрытой массы. Это малая компонента в виде  $\bar{\zeta}\bar{U}\bar{U}$  с  $\bar{\zeta}^{++}$  в 1-м сценарии и  $UU\zeta$  с  $UU^{++}$  во 2-м. Их распад дает возможность объяснения позитронной аномалии, наблюдаемой в космических лучах в экспериментах PAMELA и AMS-02. Преимущество таких моделей — это увеличенный выход позитронов при распаде из-за дважды положительного заряда начального состояния при соответственно уменьшенном в пересчете на один позитрон выходе фотонов и антипротонов.

Как будет отмечено ниже, образование фотонов и антипротонов в результате распада, а вместе с этим и включение любых адронных каналов, приводят к сильным ограничениям по данным о диффузном галактическом гамма-излучении и космических антипротонах. Это следует учитывать при предположении о модах распада в обоих сценариях.

Распад  $\bar{\zeta}^{++}$  в 1-м сценарии может проходить за счет (сверх)слабого смешивания более тяжелого (в данном построении модели)  $\nu'^+$  с  $l^+ = e^+, \mu^+, \tau^+$  по каналу  $\bar{\zeta}^{++} \rightarrow W^+l^+$ . Дополнительное (необходимое) подавление вероятности распада обеспечивается разницей масс  $\zeta$  и  $\nu'$ . Но из-за появления в таких модах дополнительного адронного канала через распад  $W^+$  за основу в настоящем рассмотрении подставлен второй сценарий, где адронные моды явно «выключены».

Во втором сценарии предполагается, что распад  $UU$  идет только на лептоны. Этот процесс можно минимальным образом описать эффективным лагранжианом взаимодействия размерностью 6 по полевым функциям:

$$\frac{1}{\Lambda^2} \cdot \bar{U}^C \hat{O}U \cdot \bar{l}^C \hat{O}'l,$$

где индекс « $C$ » означает зарядовое сопряжение,  $\hat{O}$  и  $\hat{O}'$  — вершинные операторы. Стоит отметить, что в этом случае для обеспечения «необходимой» скорости распада  $UU$  величина размерного параметра  $\Lambda$  должна соответствовать примерно масштабу Великого Объединения. Таким образом, для рассматриваемого случая с малой компонентой скрытой массы в виде  $UU$ -частиц предполагается их распад по лептонным модам  $UU \rightarrow e^+e^+$ ,  $\mu^+\mu^+$  и  $\tau^+\tau^+$ . Отметим еще раз, что в отличие от мод  $l^+l^-$ , традиционно рассматриваемых в других моделях нестабильной скрытой массы, имеем вдвое меньший выход гамма-квантов, приходящихся на позитрон.

### 1.2.2. Расчет потоков позитронов от распада техницветовой скрытой массы

**Методика расчета.** Избыток космических позитронов при высоких энергиях ( $\gtrsim 10$  ГэВ), открытый в эксперименте PAMELA и подтвержденный в эксперименте AMS-2 [150], является одной из центральных проблем в физике космических лучей. Данный эффект называется позитронной аномалией или аномалией PAMELA. Избыток позитронов не может быть объяснен обычным (вторичным) происхождением при стандартных допущениях, выдвигаются гипотезы о первичном происхождении позитронов.

К числу таких гипотез относятся попытки объяснения аномалии с помощью аннигиляции или распада частиц скрытой массы. Помимо объяснения позитронов такие модели должны удовлетворять другим данным. Главным образом это данные о космических антипротонах, гамма-излучении из нашего гало (диффузное гамма-излучение) и других галактик и их скоплений [134; 151–157]. Если в рамках какой-либо рассматриваемой модели скрытая масса не производит антипротонов, то диффузное гамма-излучение дает наиболее сильное и при этом наименее модельно-зависимое ограничение.

В нашем случае считается, что частицы  $UU$  в составе малой компоненты WIMP в виде атомоподобных состояний  $UU\zeta$  распадаются на  $e^+e^+$ ,  $\mu^+\mu^+$  и  $\tau^+\tau^+$  с произвольными относительными вероятностями. Все моды дают в конечном состоянии позитроны. Также в конечном состоянии будут рождаться фотоны от излучение конечных заряженных частиц (FSR<sup>1</sup>) и распада  $\pi^0$ -мезона, который может образоваться в  $\tau$ -моде. Такие фотоны будем называть прямыми.

Основными параметрами нашей модели являются доля  $\xi$ , масса ( $m$ ) и время жизни ( $\tau$ ) частицы  $UU$  и относительные вероятности трех мод:  $Br_{e^+e^+}$ ,  $Br_{\mu^+\mu^+}$ ,  $Br_{\tau^+\tau^+} = 1 - Br_{e^+e^+} - Br_{\mu^+\mu^+}$ . Значения параметров находятся путем достижения лучшего согласия с наблюдательными данными (фитированием). При этом  $\xi$  и  $\tau$  из них определяется, в основном, абсолютным значением ожидаемого потока; параметры  $m$  и  $Br_i$ , в основном — формой его энергетической зависимости.

В контексте косвенных поисков скрытой массы по данным о космических лучах (КЛ) лептонные моды были широко изучены (см., например, [134; 151–157] и ссылки в них), используя различные подходы в оценке сигнала в КЛ. В настоящей работе используется следующая модель распространения позитронов в Галактике.

Энергетические потери позитронов при рассматриваемых энергиях определяются в основном их взаимодействием с электромагнитным фоном (свет звезд, галактическое магнитное поле, реликтовое излучение) и описываются уравнением

$$\frac{dE}{dt} = -b = -\beta E^2, \quad (1.45)$$

где (1.45)  $\beta \sim 10^{-16} \text{ с}^{-1}\text{ГэВ}^{-1}$ . Они приводят к тому, что позитроны имеют конечную длину пробега  $\lambda$  при заданной энергии. Величину  $\lambda$  можно легко оценить в диффузном приближении

$$\lambda \sim \sqrt{\int D dt} = \sqrt{\int D \frac{dE}{b}} \sim 10 \text{ кпк} \sqrt{E^{-0.7} - E_0^{-0.7}}, \quad (1.46)$$

где  $D \approx 4 \cdot 10^{28} \text{ см}^2\text{с}^{-1}E^{0.3}$  — типичное значение для коэффициента диффузии [158],  $E_0$  — начальная энергия. Энергия всюду выражена в ГэВ.

---

<sup>1</sup>Final state radiation

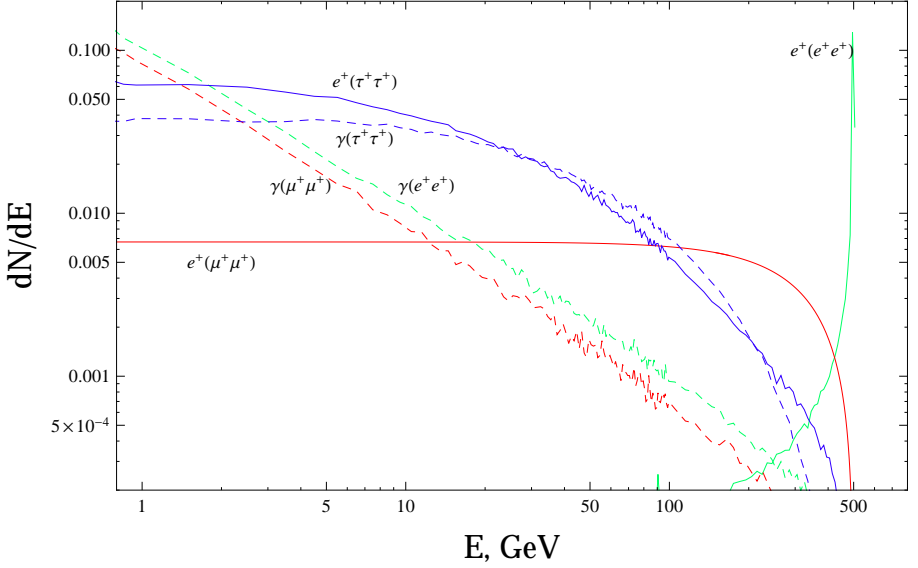


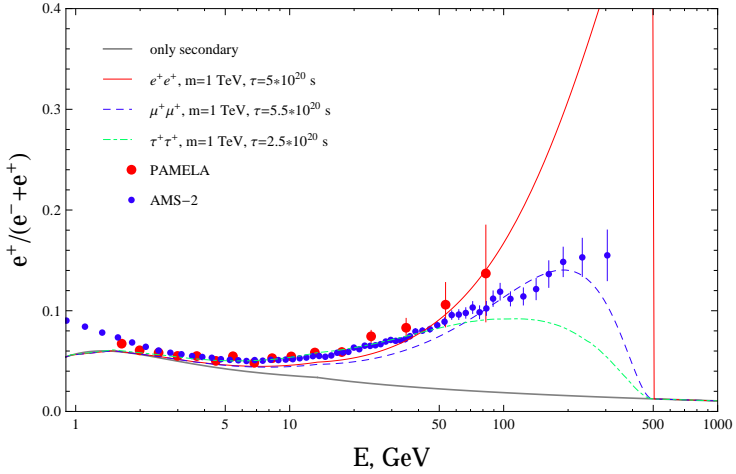
Рис. 1.8. Начальные спектры позитронов и гамма-квантов от распадов  $UU \rightarrow e^+e^+, \mu^+\mu^+, \tau^+\tau^+$

Эффект диффузии может быть оценен, предполагая однородное распределение источников. Действительно, результат диффузии не чувствителен к неоднородностям, потому что он зависит от усредненной плотности источников в пределах диффузионной длины. Так как нас интересуют позитроны с энергией  $\gtrsim 10$  ГэВ, которым соответствует длина  $\lambda \lesssim 5$  кпк (см. формулу (1.46)), в пределах которой не ожидаются какие-либо сильные эффекты неоднородностей, это оправдывает принятое приближение. При  $\lesssim 10$  ГэВ преобладает вклад вторичных позитронов.

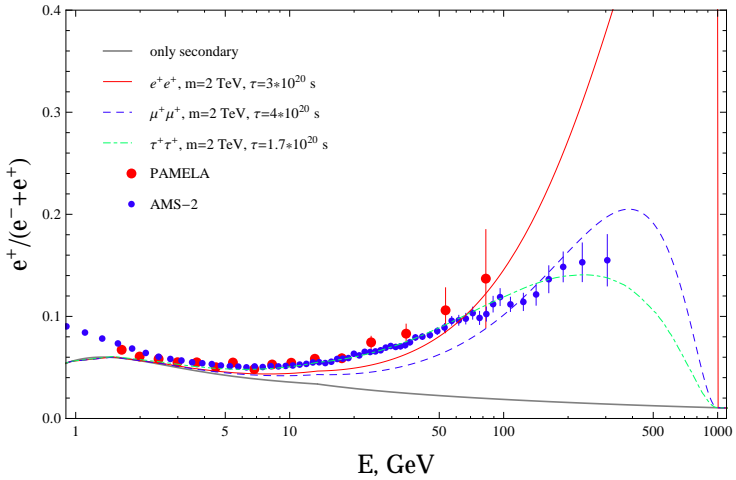
Если  $\lambda$  превышает размер магнитного гало (МГ) (полувысота  $h \sim 4$  кпк и радиус  $R \sim 15$  кпк), то может иметься «утечка» частиц из МГ. При этом вклад источников за его пределами будут иметь подавление. Этот эффект приближенно учитывается введением подавляющего фактора, который равен доле объема шара радиусом  $\lambda$  магнитного гало:

$$Q = 1 - \frac{(\lambda - h)^2(2\lambda + 4)}{2\lambda^3} \eta(\lambda - h) - \frac{2h(\lambda^2 - r^2)}{3\lambda^3} \eta(\lambda - R), \quad (1.47)$$

где  $\eta$  — ступенчатая функция.



(a)  $Br_i = 100\%$ ,  $m = 1$  ТэВ

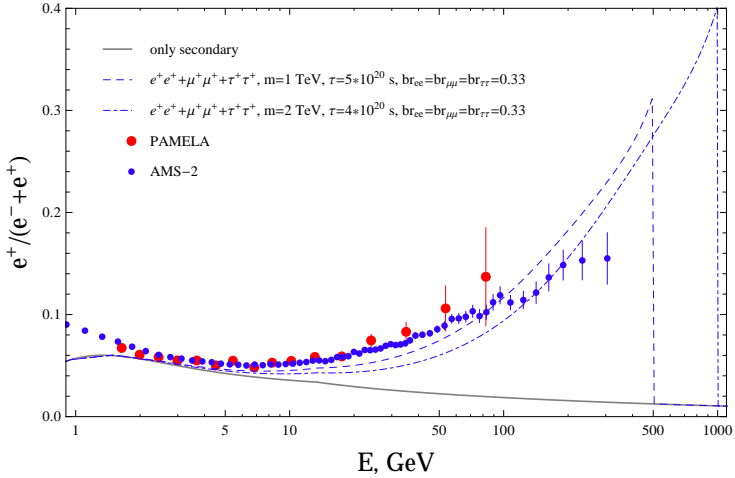


(б)  $Br_i = 100\%$ ,  $m = 2$  ТэВ

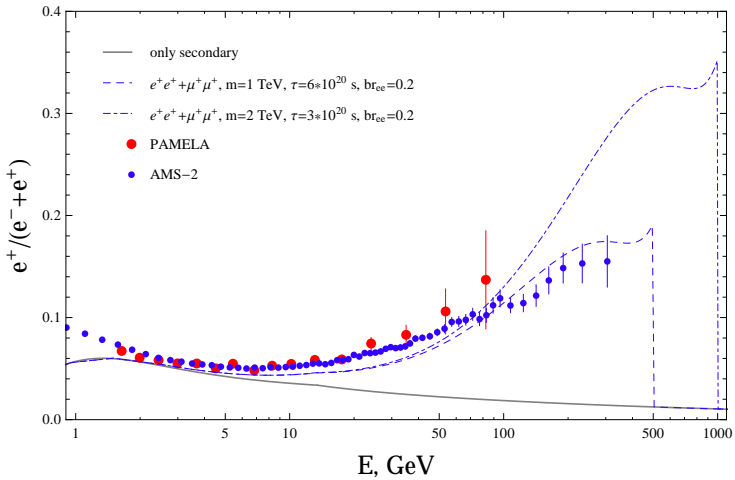
Рис. 1.9. Доли позитронов для случаев, когда распад  $UU$  имеет чистую моду ( $e^+e^+$ ,  $\mu^+\mu^+$ ,  $\tau^+\tau^+$ ). Значения масс  $UU$  взяты 1 ТэВ (а) и 2 ТэВ (а)

Пусть  $dN/dE_0$  — начальный спектр позитронов, то есть среднее число позитронов, образовавшихся в одном распаде с энергией  $E_0 \div E_0 + dE_0$ . Данные спектры, так же как спектры прямых фотонов,

получены с помощью программы Pythia 6.4 (см. рис. 1.8).



(a)  $Br_i = 33\%$ ,  $m = 1, 2$  ТэВ



(б)  $Br_{ee} = 20\%$ ,  $Br_{\mu\mu} = 80\%$ ,  $m = 1, 2$  ТэВ

Рис. 1.10. Доли позитронов для случаев, когда распад  $UU$  имеет равновероятные моды  $e^+e^+$ ,  $\mu^+\mu^+$ ,  $\tau^+\tau^+$  (а) и когда распад происходит только по каналам  $e^+e^+$  и  $\mu^+\mu^+$  с разной вероятностью (б). Графики получены для двух значений масс  $UU$ : 1 и 2 ТэВ

Зная  $dN/dE_0$ , поток позитронов на Земле может быть рассчитан

по формуле

$$F(E) = \frac{c}{4\pi} \frac{n_{\text{loc}}}{\tau} \frac{1}{\beta E^2} \int_E^{m/2} \frac{dN}{dE_0} Q(\lambda(E_0, E)) dE_0, \quad (1.48)$$

где  $n_{\text{loc}} = \xi \frac{0.3 \text{ ГэВ/см}^3}{m_{UU\zeta}}$  — локальная концентрация частиц  $UU$ . Напомним, что  $\xi$  — доля скрытой массы в виде WIMPов  $UU\zeta$ . Их массу для расчетов будем полагать  $m_{UU\zeta} \sim m$ .

Эффект солнечных модуляций становится важным при энергиях, где относительный вклад от распада становится совсем малым. Тем не менее он учитывался, для этого использовалась модель силового поля [159]

$$F_{\text{Earth}}(E) = \left( \frac{E}{E + \phi} \right)^2 F_{\text{interstellar}}(E + \phi). \quad (1.49)$$

Чтобы учесть зависимость эффекта от знака заряда использовались два разных параметра  $\phi_-$  и  $\phi_+$  для электронов и позитронов. Их значения выбирались так, чтобы расчетный поток соответствовал экспериментальным точкам при низких энергиях.

Фоновые потоки позитронов (вторичные) и электронов (первичные и вторичные) брались в параметризованном виде из [160]:

$$F_-(E) = \frac{0.16E^{-1.1}}{1 + 11E^{0.9} + 3.2E^{2.15}} + \frac{0.70E^{0.7}}{1 + 110E^{1.5} + 600E^{2.9} + 580E^{4.2}}, \quad (1.50)$$

$$F_+(E) = \frac{4.5E^{0.7}}{1 + 650E^{2.3} + 1500E^{4.2}}. \quad (1.51)$$

Данные выражения приведены в единицах  $\text{ГэВ}^{-1}\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{sr}^{-1}$ .

**Результаты расчета.** На рис. 1.9–1.10 представлены ожидаемые потоки в случае фиксированных моделей распада, когда параметры  $Br_i$  задаются руками. Как видно, «чистые» моды не могут хорошо описать позитроны. Ошибки данных AMS-2 при средних и низких

энергиях малы. Это задает жестко форму кривой доли позитронов при данных энергиях. Ее не удастся описать с помощью чистых мод ( $ee$ ,  $\mu\mu$ ,  $\tau\tau$ ) и даже смешанной  $ee + \mu\mu$ .

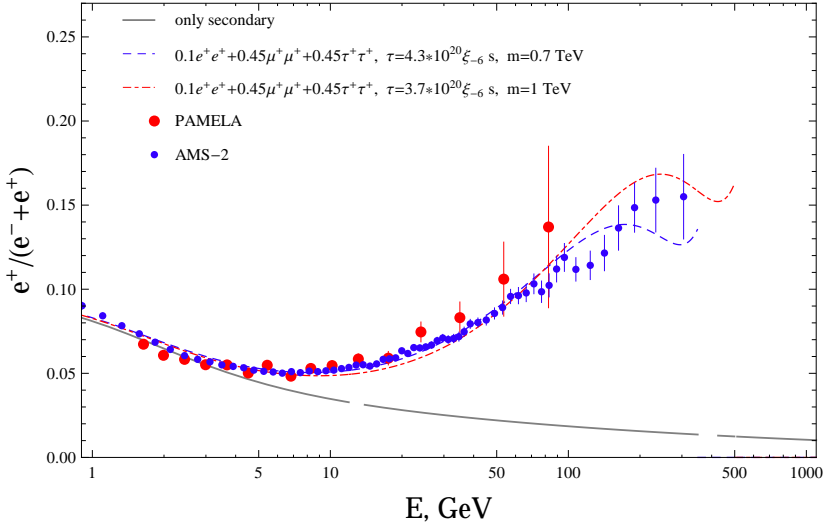


Рис. 1.11. Доля позитронов от распада  $UU \rightarrow e^+e^+, \mu^+\mu^+, \tau^+\tau^+$  в сравнении с данными PAMELA и AMS-2

На рис. 1.11 представлены доли позитронов от распада  $UU$  с выбранными вероятностями  $Br_i$  и  $m = 0.7, 1$  ТэВ, которые позволяют наиболее успешно описать экспериментальные данные. На рисунках приведены значения  $Br_i$  и времени жизни  $\tau$ . Они согласуются с ограничениями из работ [134; 151–157]. При этом стоит учитывать, что в нашем случае рождается два одноименно заряженных лептона в конечном состоянии.

### 1.2.3. Расчет потока гамма-излучения от распада техницветовой скрытой массы

Гамма-излучение, вызванное распадами  $UU$ , имеет два вклада. Первый вклад — это вклад прямых фотонов (непосредственные продукты распада), спектры которых изображены на рис. 1.8. Второй вклад от взаимодействия испущенных позитронов с фоновыми фото-

нами (свет звезд, инфракрасное галактическое излучение и реликтовое излучение), в результате которого позитроны теряют свою энергию (ур. (1.45)).

Поток прямых фотонов на Земле от распадов в нашей Галактике можно оценить по формуле

$$F_{\text{FSR}} = \frac{n_{\text{loc}}}{\tau} \frac{1}{4\pi\Delta\Omega_{\text{obs}}} \int_{\Delta\Omega_{\text{obs}}} \frac{n(r)}{n_{\text{loc}}} dl d\Omega \cdot \frac{dN_{\gamma}}{dE}. \quad (1.52)$$

Здесь используется изотермический профиль плотности скрытой массы

$$\frac{n(r)}{n_{\text{loc}}} = \frac{(5 \text{ кпк})^2 + (8.5 \text{ кпк})^2}{(5 \text{ кпк})^2 + r^2}, \quad (1.53)$$

где  $r$  и  $l$  — расстояния до центра Галактики и Земли соответственно. Поток гамма-излучения считается как усредненный по телесному углу  $\Delta\Omega_{\text{obs}}$ , соответствующему  $|b| > 10^\circ$ ,  $0 < l < 360^\circ$ . Полученный поток будет сравниваться с диффузным излучением, полученным Fermi-LAT.

Для расчета второго вклада используется методика, изложенная в работе [147]. Приведем основные формулы.

Процесс обратного комптоновского рассеяния описывается формулой Клейна-Нишина

$$\frac{d\sigma}{d\omega'_1 d\Omega'_1} = \frac{3}{16\pi} \sigma_T \left( \frac{\omega'_1}{\omega'} \right)^2 \left( \frac{\omega'}{\omega'_1} + \frac{\omega'_1}{\omega'} - \sin^2 \theta'_1 \right) \times \\ \times \delta \left( \omega'_1 - \frac{\omega'}{1 + \frac{\omega'}{m_e} (1 - \cos \theta'_1)} \right). \quad (1.54)$$

Для описания процесса использованы следующие обозначения:  $E$ ,  $\omega$  — начальные энергии позитрона и фотона, индекс «1» относится к конечному фотону, штрих — к системе покоя начального позитрона,  $\sigma_T$  — сечение Томсона.

Энергия фотона в «штрих»-системе выражается как

$$\omega' = \gamma\omega(1 - v \cos \theta),$$

где  $\gamma$  и  $v$  — гамма-фактор и скорость позитрона. Отметим, что в случае  $\omega' \ll m_e$ , который выполняется при  $E \ll m_e^2/\omega$ , работало бы

существенно более простое приближение Томсона. Но учитывая, что фоновые фотоны достигают энергии видимого света,  $\omega \lesssim 1$  эВ, для интересных энергий позитронов  $E \sim 10 \div 100$  ГэВ им пользоваться нельзя.

Поток фотонов на Земле можно посчитать по формулам:

$$F_{\text{IC}} \equiv \frac{dN_\gamma}{dS dt d\Omega d\omega_1} = \frac{1}{\omega_1} \frac{1}{\Delta\Omega} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{\text{луч зрения}} ds \frac{j(\omega_1)r(s)}{4\pi}. \quad (1.55)$$

Величина  $j$  имеет смысл скорости образования фотонов в единице объема с заданной энергией (соответственно в интервале  $\omega_1 \div \omega_1 + d\omega_1$ ) и ее можно выразить формулой

$$j(\omega_1, r) = 2 \int_{m_e}^{m/2} dE P(\omega_1, E, r) n_e(r, E). \quad (1.56)$$

Здесь

$$P(\omega_1, E, r) = \frac{3\sigma_T}{4\gamma^2} \omega_1 \int_{1/4\gamma^2}^1 dq \left( 1 - \frac{1}{4q\gamma^2(1 - \tilde{\omega}_1)} \right) \times \\ \times \frac{n(\omega(q), r)}{q} \left[ 2q \ln q + q + 1 - 2q^2 + \frac{1}{2} \frac{\tilde{\omega}_1^2}{1 - \tilde{\omega}_1} (1 - q) \right],$$

и

$$n_e(r, E) = \frac{1}{\dot{\epsilon}(E, r)} \int_E^{m/2} d\tilde{E} Q_e(\tilde{E}, r) \quad (1.57)$$

есть установившаяся концентрация позитронов с заданной энергией (с учетом энергетических потерь).

Важно отметить, что пробегом позитронов можно пренебречь, то есть считается, что позитрон теряет свою основную энергию в точке рождения. Это приемлемое допущение, поскольку пробег составляет несколько килопарсек, что мало по сравнению с масштабами Галактики, тем более, если учитывать еще эффект усреднения по расстояниям в пределах луча зрения и телесного угла.

В формуле (1.57)

$$\dot{\epsilon}(E, r) = 3\sigma_T \int_0^\infty d\omega \omega \int_{1/4\gamma^2}^1 dq n(\omega, r) \frac{(4\gamma^2 - \Gamma_\omega)q - 1}{(1 + \Gamma_\omega)^3} \times \\ \times \left[ 2q \ln q + q + 1 - 2q^2 + \frac{1}{2} \frac{(\Gamma_\omega q)^2}{1 + \Gamma_\omega q} (1 - q) \right]; \quad (1.58)$$

величина  $Q_e$  есть скорость рождения позитронов заданной энергии за счет распада  $UU$  в единице объема, определяется временем жизни и концентрацией  $UU$ . В формулах (1.57)(1.58) использовались обозначения  $\Gamma_\omega = \frac{4\omega\gamma}{m_e}$  и  $\tilde{\omega}_1 = \frac{\omega_1}{\gamma m_e}$ .

Величина  $n(\omega, r)$  характеризует спектр фоновых фотонов. Для его описания здесь использовано приближение [147]. Спектр разделен на три вклада: свет звезд, инфракрасный галактический фон, реликтовое излучение. Для каждого принимается форма Планка:

$$n_i(\omega) = N_i \frac{\omega^2}{\pi^2} \frac{1}{\exp(\omega/T_i) - 1}. \quad (1.59)$$

Значения температур  $T_i$  и нормировочные константы  $N_i$  брались из [147] для случая самого широкого диапазона широт и долгот (случай «10–20» из таблицы 1 в указанной работе).

Распады  $UU$  за пределами нашей Галактики (во всей Вселенной) будут также давать вклад в ожидаемый поток гамма-излучения. Для прямых фотонов его можно оценить следующим образом:

$$F_{\text{FSR}}^{(U)}(E) = \frac{c}{4\pi} \frac{\langle n_{\text{mod}} \rangle}{\tau} \int \frac{dN}{dE} dt = \frac{c \langle n_{\text{mod}} \rangle}{4\pi\tau} \times \\ \times \int_0^{\min(z_{\text{rec}}, \frac{m}{2E} - 1)} \frac{dN}{dE_0} (E_0 = E(z+1)) \frac{H_{\text{mod}}^{-1} dz}{\sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(z+1)^3}}, \quad (1.60)$$

где  $z_{\text{rec}} = 1100$  соответствует эпохе рекомбинации, вплоть до которой происходит интегрирование (если  $\frac{m}{2E} > z_{\text{rec}} + 1$ ),  $\langle n_{\text{mod}} \rangle$  — современная космологическая концентрация  $UU$ ,  $H_{\text{mod}}$  — постоянная Хаббла:

$$H_{\text{mod}}^{-1} = \frac{3}{2} t_{\text{mod}} \sqrt{\Omega_\Lambda} \ln \left( \frac{1 + \sqrt{\Omega_\Lambda}}{\sqrt{\Omega_m}} \right),$$

$t_{\text{mod}}$  — современный возраст Вселенной.  $\Omega_\Lambda$  и  $\Omega_m = 1 - \Omega_\Lambda$  — соответственно современные относительные плотности вакуумной энергии и нерелятивистской материи. Отметим, что в формуле (1.60) использовано преобразование фотонного спектра на разных красных смещениях  $z$ :  $\frac{dN}{dE} \rightarrow \frac{dN}{dE_0}(z+1)$ . Этот внегалактический вклад прямых фотонов заметно увеличивает полный гамма-поток, как видно ниже на рис. 1.12, на котором суммарный поток изображен штрихпунктирной линией.

Не следует ожидать заметного внегалактического вклада от гамма-квантов, образованных за счет процесса обратного Комптона. Действительно, в основном только фотоны реликтового излучения присутствуют за пределами Галактики. Их энергии малы,  $\omega_{\text{СМВ}} \lesssim 10^{-3}(z+1)$ . В результате рассеяния электрона с энергией  $E_0 \lesssim 500$  ГэВ на таком фотоне последний приобретет энергию при заданном красном смещении  $\omega \sim (E_0/m_e)^2 \omega_{\text{СМВ}} \lesssim (z+1)$  ГэВ. В современную эпоху энергия окажется ниже 1 ГэВ, что не актуально при рассмотрении данных Fermi/LAT.

Результаты по потоку гамма представлены на рис. 1.12, на котором представлены все перечисленные вклады и полученные при тех же параметрах, что и на рис. 1.11.

Отметим также, что рассматривались и другие модели и данные по КЛ. Рассматривались модели с модами  $l^+W^+$  и «смешанные»  $e^+\mu^+ + e^+\tau^+ + \mu^+\tau^+$  с подавлением по спиральности. В последнем случае вероятность моды  $Br(UU \rightarrow a+b) \propto m_a m_b$ . Также рассчитывались потоки  $e^+ + e^-$  на высоких энергиях, которые сравнивались с соответствующими данными Fermi. Но к качественно лучшему согласию это не привело. Моды с  $W$  дают большой выход в гамма, хотя не настолько, сколько дает чистая мода  $\tau\tau$ .

Из рис. 1.12, что рассмотренные сценарии распада  $UU$  удовлетворяют ограничениям Fermi/LAT, хотя находятся на грани противоречия с ними. Установлено также, что небольшие вариации значений  $Br_i$  также возможны. При увеличении массы  $m_{UU} > 1$  ТэВ удовлетворение ограничениям по гамма достигается ценой ухудшения согласия с данными по позитронам.

**Выводы.** Скрытая масса может быть в форме нейтральных «темных» атомов  $O\text{He}$  — связанных состояний стабильных дважды заря-

женных частиц и первичного гелия. Этот сценарий, хоть и получает в последнее время ограничения как пример модели SIMP, дает новую идею возможной природы скрытой массы и возможного нетривиального решения существующего разногласия в результатах экспериментов по прямому поиску частиц скрытой массы. Такая модель может быть реализована в рамках теории гуляющего техницвета, в которой можно естественно связать плотность темной материи с избытками барионов и лептонов во Вселенной. В контексте данного сценария также появляется малая компонента WIMP в виде темных атомов заряженных техничастиц. Прямой поиск WIMP накладывает сильное ограничение на плотность этой компоненты. С учетом этого в настоящей работе показано, что предложенная модель удовлетворяет ограничению и имеет метастабильные дважды заряженные частицы, которые обуславливают позитронную аномалию в космических лучах.

Получены соответствующие параметры модели (масса техничастицы, ее время жизни, относительные вероятности распада), при которых объясняется наблюдаемый избыток позитронов и при этом модель не противоречит данным по гамма-фону. Полученное значение массы  $\sim 1$  ТэВ дает надежду на проверку модели в предстоящих сеансах работы LHC.

Стоит также отметить, что в последней нашей работе [105] об эффектах техницветовой скрытой массы в КЛ использованы обновленные данные Fermi по диффузному гамма-фону и некоторые модели оказывались на пределе ограничения, накладываемым наблюдаемым данным фоном. Учитывая, что в рассматриваемом варианте скрытой массы, выход прямых фотонов (на один позитрон) примерно в 2 раза меньше, чем в «традиционных» случаях (с модами  $l^+l^-$ ), последние требуют более критичного анализа. Это предмет отдельного нашего рассмотрения, чему посвящена следующая глава 2.

### 1.3. Выводы и обсуждение

Подытоживая данную часть, можно сказать, что на примере модели Техницвета было показано, как по данным наблюдений о космических нейтрино и позитронах была предложена модификация этой модели для объяснения скрытой массы на их основе.

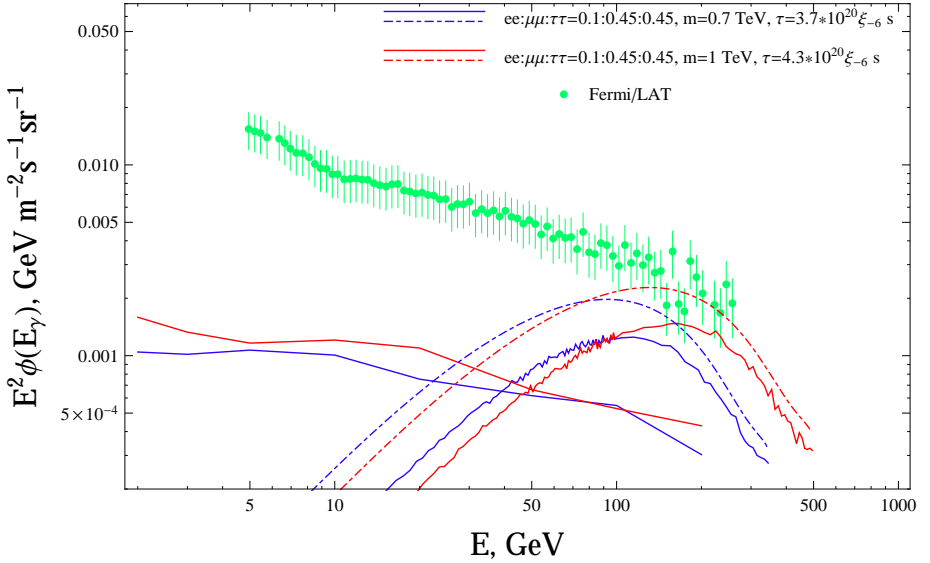


Рис. 1.12. Ожидаемый поток гамма-излучения от распада  $UU$  для галактических широт  $|b| \geq 10^\circ$  в сравнении с данными Fermi/LAT по диффузному фону [74]. Изображены два вклада: фотоны, образовавшиеся за счет «обратного Комптона» (линии идут левее) и прямые (линии справа). Сплошные и штрих-пунктирные линии справа относятся к потоку от нашей Галактики и суммарному, включающему фотоны как галактического так и внегалактического происхождения

В результате работы по техницветовой скрытой массе были развиты варианты модели с разными кандидатами и определены их параметры. Это майорановские частицы в виде

- связанного состояния техникварка и техни-глюона, DG;
- либо в виде технинейтрино,

у которых определены разрешенные диапазоны значений массы исходя из ограничений по потокам нейтрино из центров Земли и Солнца. Также кандидаты в виде дважды заряженных частиц в виде

- связанного состояния двух техникварков, UU;
- либо технилептона

с помощью которых частично объясняется позитронная аномалия в космических лучах, смягчая противоречие с данными по космическому гамма-фону. Для данных кандидатов были определены массы, моды и вероятности распада.

## Глава 2. Скрытая масса с дисковой галактической компонентой<sup>1</sup>

Данная глава посвящена разработке модели скрытой массы с малой компонентой в галактическом диске [94–96; 106–110]. Рассматриваются разные аспекты и привлекаются дополнительные или новые экспериментальные данные. Показывается, как меняются выводы о свойствах скрытой массы при анализе/описании различных данных и их сочетаний (данные по  $e^+e^-$ , об изотропном гамма-излучении, излучения из галактического центра, антипротонам), включении различных мод. Также предсказывается гамма-излучение от Туманности Андромеды в контексте модели темного диска. Изучается влияние методики статистической проверки гипотез и др.

Избыток позитронов высоких энергий, обнаруженный в эксперименте PAMELA [80] и подтвержденный AMS-02 [81], может быть негравитационным проявлением скрытой массы. Обычные механизмы происхождения космических лучей и ускорения не могут обеспечить увеличение доли позитронов при высоких энергиях (по сравнению с электронами), и, таким образом, необходим дополнительный источник энергетических позитронов. В то время, как некоторые исследователи рассматривают астрофизические объекты, такие как пульсары или остатки сверхновых (например, см. [161; 162]), в качестве возможных источников таких позитронов, другие привлекают для этой же цели скрытую массу (например, см. [89; 163]). Оба типа объяснения имеют свои плюсы и минусы и могут быть ограничены текущими и будущими экспериментами. Что касается скрытой массы, эти ограничения в основном следуют из экспериментов по прямому обнаружению, данных по реликтовому излучению (CMB — cosmic microwave background), измерений потока космических антипротонов и, что не менее важно, исследований космических гамма-лучей, в том числе излучения карликовых галактик и изотропного диффузного гамма-излучения (IGRB — isotropic diffuse gamma-ray background) (см. [164] и ссылки в ней).

Последние результаты телескопа Fermi LAT указывают на незначительный сигнал в гамма-излучении от спутниковых галактик Млечного Пути, которые считаются астрофизическими объектами

---

<sup>1</sup>Данная глава основывается на работе, сделанной совместно с М.Лалетиным, Р.Будаевым и др., которым авторы выражают благодарность.

с большой долей скрытой массы [151]. Выделенный (остаточный) фон IGRB также низок, если его сравнивать с известными вкладами в гамма-фон. Результат усугубляется, если принимать во внимание недавнее заключение о том, что до 86% внегалактического гамма-фона выше 50 ГэВ может быть обусловлено неразрешенными источниками [165]).

Теперь стоит особенно сказать об ограничениях на скрытую массу, которые следуют из данным о гамма-излучении. Дело в том, что можно построить модель скрытой массы, которая объясняет позитронную аномалию и удовлетворяет требованиям подземных экспериментов (например, см. [166; 167]) и ограничениям, следуемым из наблюдений реликтового излучения (СМВ)<sup>1</sup>, космических антипротонов. Но практически невозможно иметь самосогласованную модель скрытой массы, которая будет давать достаточное количество позитронов для объяснения аномалии и не будет давать переизбыток гамма-лучей. Последние сопровождают распад частиц скрытой массы или их аннигиляцию в пару заряженных лептонов или возникают по мере распространения этих заряженных лептонов в межзвездной среде. Эта проблема в некоторой степени отмечается в ряде работ (например, см. [168–170]).

Выделим два основных механизма образования гамма-излучения в результате распада или аннигиляции частиц скрытой массы с рождением  $e^\pm$ , как это делалось в предыдущей главе. Это прямое рождение фотонов, то есть испускание фотонов конечными  $e^\pm$  (FSR) и их рождение при распаде промежуточных  $\pi^0$  и других частиц, и появление высокоэнергетических фотонов в результате взаимодействия образовавшихся  $e^\pm$  с межзвездной средой — в основном, с фотонами света звезд. Последний вклад является неустранимым и, как видно, например, из предыдущей главы, не является столь критичным как прямые фотоны с точки зрения согласия с данными по высокоэнергетическому гамма-фону.

Выход прямых фотонов можно пытаться регулировать посредством вариации физической модели скрытой массы. Это можно де-

---

<sup>1</sup>Можно обойти ограничения СМВ, если вероятность взаимодействия частиц скрытой массы меньше в ранней Вселенной, например, за счет уменьшения соответствующего сечения на низких энергиях или включения каскадных процессов с долгоживущими состояниями [164].

лать, меняя (1) моды распада/аннигиляции частиц DM, содержащие среди продуктов  $\pi^0$ , а также (2) «вершину» взаимодействия с целью уменьшения FSR. В рамках первой возможности вероятности различных мод проще положить свободными параметрами, которые определяются из наблюдательных данных. Вершина взаимодействия при этом полагается стандартного вида, как, например, в случае рождения пары фермион-антифермион через фотон,  $\gamma e^+e^-$  из гамма-кванта. При выборе вероятностей мод свободными параметрами моды, производящие много  $\pi^0$ , то есть соответственно моды с кварками, будут при необходимости подавлены. В частности, в литературе стали распространенными «лептофильные» модели скрытой массы, где частицы DM распадаются/аннигилируют только на лептоны. В нашем рассмотрении «лептофильный» случай был в качестве исходного варианта. Впоследствии были рассмотрены и кварковые, и многочастичные моды. В целом добавление этих мод принципиально не изменило главного результата. Несравненно более сложной задачей является вторая из указанных возможностей, то есть подавление FSR. Нами были предприняты такие попытки в отдельной серии работ [96; 97; 101; 102], рассматривая ряд различных вершин (лагранжианов) взаимодействия, но они не привели к желаемому эффекту.

Совсем другая возможность построения модели DM, объясняющей позитронную аномалию и не противоречащей данным по космическому гамма-фону, может быть связана с предположением о пространственном распределении скрытой массы.

Если проанализировать проблему, можно отметить следующее. Известно, что позитроны могут рождаться по всему гало скрытой массы, но давать заметный вклад в наблюдаемый на Земле высокоэнергетический спектр могут только те из них, что образуются в области  $\sim 3$  кпк (подробнее это разъяснялось в части 1.2.2. предыдущей главы). Это связано с большими энергетическими потерями позитронов при их «запутанном» в магнитном гало движении. Но это не относится к гамма-излучению, и оно приходит к нам со всего гало. В этом факте может крыться причина вышеупомянутой проблемы. Если бы источники космических частиц были сосредоточены только в ближайшей окрестности, скажем,  $\sim 3$  кпк, то вклад от них в наблюдаемые на Земле позитроны почти бы не изменился, в то время как вклад в гамма уменьшился бы значительно, в той мере, в какой

уменьшился размер области, где находятся источники.

Исходя из этого можно предположить, что скрытая масса имеет (по меньшей мере) две компоненты: основную «пассивную», составляющую гало и не вносящую значительного вклада в наблюдаемое космическое излучение, и малую «активную», которая ответственна за позитронную аномалию и по каким-то причинам сконцентрирована в ближайшей окрестности. На самом деле, эта идея еще не подразумевает, что «активная» и «пассивная» компоненты скрытой массы должны иметь различное физическое происхождение.

Естественный способ ввести такое локальное распределение источников — это поместить «активную» скрытую массу в галактический диск. То есть предположить, что этот тип скрытой массы образует дискообразную структуру. Интересно отметить, та же самая концепция диска скрытой массы была ранее предложена для объяснения различных явлений, таких, как распределение светящегося водорода HI в Галактике [54] или плоское распределение в пространстве карликовых галактик-спутников вокруг Андромеды [55]. Кроме того, как показывают расчеты [171–173], формирование диска скрытой массы (с малой плотностью) может быть результатом слияния малых гало-спутников внутри звездного диска Млечного Пути. Наблюдательные данные [174–178] пока не позволяют однозначно сказать о существовании «темного» диска. По оценкам вклад возможной дисковой компоненты скрытой массы в локальную плотность DM по порядку величины не выше локальной плотности компоненты гало,  $\lesssim 0.4 \text{ ГэВ/см}^3$ .

Несмотря на то, что в прошлом были изучены эффекты диска скрытой массы в космических лучах [179; 180], мы предлагаем новый аргумент в пользу его существования: это существенно важный элемент, необходимый для того, чтобы избежать ограничений на скрытую массу по гамма-излучению при попытке объяснения позитронной аномалии. Отметим, что диск не является единственной возможной формой структуры скрытой массы, обеспечивающей необходимый эффект. Можно предполагать, что Земля находится внутри сгустка скрытой массы или пузыря [181], хотя здесь есть проблемы естественного обоснования такой возможности при ее изначально очень малой вероятности.

В работе проводится совместный анализ данных AMS-02 по кос-

мическим позитронам и данных Fermi-LAT по IGRB, полагая, что скрытая масса распадается или аннигилирует в  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  и  $\tau^+\tau^-$ . Явно показывается, как введение диска «активной» скрытой массы уменьшает отношение гамма к позитронам при высоких энергиях и значительно улучшает согласие с наблюдательными данными. В заключении после краткого подытоживания свойств «темного диска», обсуждаются некоторые частные модели скрытой массы, которые могут обеспечивать его формирование.

## 2.1. Случай темного гало

Сначала будем считать, что активные (дающие сигнал в КЛ) частицы скрытой массы распределены по всему гало (далее в тексте будем называть это «случай гало»), для которых используем профиль плотности Наварро-Френйка-Уайта (NFW) [182]. Следует отметить, что выбор распределения скрытой массы не оказывает существенного влияния на результат, так как большинство приемлемых профилей весьма похожи в окрестности Солнца на расстоянии  $\sim 3$  кпк (см., например, Fig. 1 в [183]), откуда приходит основной поток высокоэнергетических позитронов, и в галактических широтах ( $|b| > 20^\circ$ ), где Fermi-LAT измеряет изотропный гамма-фон IGRB.

Предполагается, что есть только  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  и  $\tau^+\tau^-$  каналы распада/аннигиляции, у которых относительные вероятности («бренчинги») считаются свободными параметрами. Начальные спектры (спектры инжекции)  $e^\pm$  и прямого гамма-излучения от распада/аннигиляции скрытой массы моделируются в Pythia 8 [184], и эффекты от распространения позитронов в Галактике рассчитываются с помощью кода GALPROP [185].

Параметры модели распространения космических лучей взяты из работы [186], где они подобраны таким образом, чтобы обеспечить наилучшее согласие с данными AMS-02 о космических протонах и  $B/C$ -отношению. Потоки позитронов (и электронов) от различных каналов распада / аннигиляции рассчитываются независимо друг от друга, а затем суммируются со своими бренчингами.

Фоновые потоки космических позитронов и электронов взяты из работы [187]. Влияние солнечных модуляций учитывается с использованием модели силового поля с учетом зависимости от знака элек-

трического заряда [188] (однако, эти эффекты пренебрежимо малы в интересующем диапазоне энергий).

Диапазон энергий выбран  $> 30$  ГэВ. Экспериментальные точки для более низких энергий в процедуру фитирования не включаются. При более низких энергиях сильнее сказываются неопределенности с фоном (вторичными позитронами) и солнечными модуляциями.

Гамма-лучи, вызванные распадом или аннигиляцией скрытой массы, можно разделить, как отмечалось выше, на два вклада: прямое гамма-излучение, которое рождается непосредственно при распаде или аннигиляции, и гамма-излучение, появившееся в результате распространения  $e^\pm$  в Галактике. Второй вклад связан с обратным комптоновским рассеянием и тормозным излучением, рассчитывается с помощью программы GALPROP.

Поток прямого гамма-излучения вычисляется по формуле

$$\Phi_{\text{prompt}}(E) = \frac{1}{4\pi\Delta\Omega} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_0^S d\vec{s} j(\vec{s}) \sum_i \text{Br}_i f_\gamma^i(E). \quad (2.1)$$

Здесь  $f_\gamma^i(E) \equiv \frac{dN_\gamma^i}{dE}$  обозначает дифференциальный энергетический спектр прямых фотонов (множественность фотонов  $dN_\gamma^i$  в заданном интервале энергии), испущенных в  $i$ -м канале с брэнчингом  $\text{Br}_i$ ,  $S$  — расстояние до границы гало скрытой массы,  $\Delta\Omega$  наблюдаемый телесный угол ( $20^\circ \leq |b| \leq 90^\circ$  и  $0^\circ < l \leq 360^\circ$ ), который попадает в поле зрения Fermi-LAT, когда он измеряет IGRB. Величина  $j(\vec{s})$  имеет смысл скорости распада или аннигиляции в единице объема, определена следующим образом:

$$j(\vec{s}) = \begin{cases} \frac{\langle\sigma v\rangle}{\xi M^2} \rho^2(\vec{s}) & (\text{аннигиляция}), \\ \frac{1}{M\tau} \rho(\vec{s}) & (\text{распад}), \end{cases} \quad (2.2)$$

где  $\langle\sigma v\rangle$  означает усредненное по скорости сечение аннигиляции,  $\xi = 2$  для майорановских частиц скрытой массы и  $\xi = 4$  — для дираковских,  $M$  и  $\tau$  — соответственно их масса и время жизни в случае распада,  $\rho(\vec{s})$  — плотность этих частиц (вместе с античастицами) в точке с координатой  $\vec{s}$ .

В наших расчетах локальная скорость распада/аннигиляции,  $j_{\text{loc}} = j(0)$ , рассматривается как свободный параметр, который в равной степени определяет скорость рождения как  $e^\pm$ , так и гамма-квантов. Прямое гамма-излучение может также приходиться от внегалактических источников. Здесь оно не учитывается, поскольку его оценка в значительной степени зависит от распределения скорости и плотности активной компоненты скрытой массы в остальной части Вселенной, что делает ее модельно зависимой. Наши результаты расчета потока гамма будут давать оценкой снизу. В случае распада частиц скрытой массы по всему гало это будет примерно в 2 раза ниже, так как галактический и внегалактический вклады примерно сопоставимы. Но даже в этом случае будет получена проблема избытка гамма-лучей от гало.

Чтобы найти значения параметров, которые обеспечивают наилучшее согласие с данными о космических позитронах и одновременно учитывают ограничения от IGRB, используется следующий подход. Вводится величина  $\chi^2$ , характеризующая уровень согласия, которая зависит от параметров модели (то есть массы частиц  $M$ , брэнчинга  $\text{Br}_i$ , локальной излучательной способности  $j_{\text{loc}}$ ) и от экспериментальных данных о космических позитронах (AMS-02 [189]) и о IGRB (Fermi-LAT [73]) следующим образом:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \left( \frac{F(E_i, \vec{p}) - F_i^{(\text{exp})}}{\sigma_i} \right)^2 + \sum_{j=1}^m \theta \left( \Phi(E_j, \vec{p}) - \Phi_j^{(\text{exp})} \right) \left( \frac{\Phi(E_j, \vec{p}) - \Phi_j^{(\text{exp})}}{\sigma_j} \right)^2. \quad (2.3)$$

Здесь индексы  $i$  и  $j$  нумеруют экспериментальные точки AMS-02 и Fermi-LAT соответственно, в то время как  $k$  и  $m$  обозначают количества этих точек, включенные в анализ,  $\vec{p}$  обозначает набор параметров модели, перечисленных выше,  $F(E_i, \vec{p})$  и  $\Phi(E_j, \vec{p})$  — предсказываемые доля космических позитронов и поток гамма-излучения,  $F_i^{(\text{exp})}$  и  $\Phi_j^{(\text{exp})}$  — соответствующие экспериментальные значения с их ошибками  $\sigma_i$  и  $\sigma_j$ ,  $\theta$  — ступенчатая функция Хевисайда.

Так как данные IGRB дают только верхний предел на поток гамма-излучения от аннигиляции или распада скрытой массы, теоре-

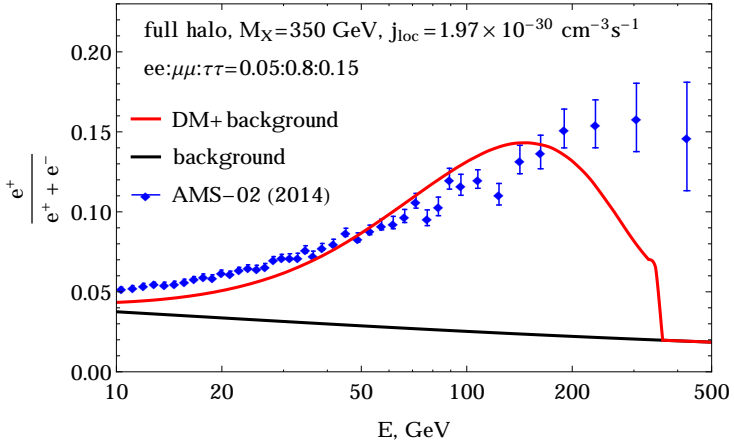
тически предсказанная кривая может не проходить через экспериментальные точки, а лежать под ними. Степень согласия должна ухудшаться только тогда, когда теоретическая кривая проходит выше точек. Это обеспечивает введенная ступенчатая функция: второе слагаемое в уравнении (2.3) вносит вклад в критерий согласия только тогда, когда предсказываемый поток гамма-лучей превышает данные хотя бы в одной точке. Это означает, что даже если какой-то набор параметров обеспечивает идеальное объяснение данных космических позитронов, тем не менее, рассматриваемый метод может исключить его из-за предсказываемого избытка гамма-лучей. С другой стороны, попытка уменьшить количество гамма-лучей, скорее всего, испортит «фит» позитронной части данных. Должен быть оптимальный случай, который можно найти путем минимизации всей суммы в выражении для  $\chi^2$ .

Отметим также, что использование в сумме (2.3) при минимизации одновременно вкладов от позитронов и от гамма обеспечивает более гибкий критерий, чем если бы это делалось порознь. То есть можно сначала взять слагаемое только для позитронов и минимизировать его значение подбором параметров. Затем с подобранными (фиксированными) параметрами оценить второе слагаемое для гамма (не минимизируя его). В этом случае по значению  $\chi^2$  могли быть отброшены модели, которые могли бы «пройти» при минимизации одновременно двух слагаемых [108].

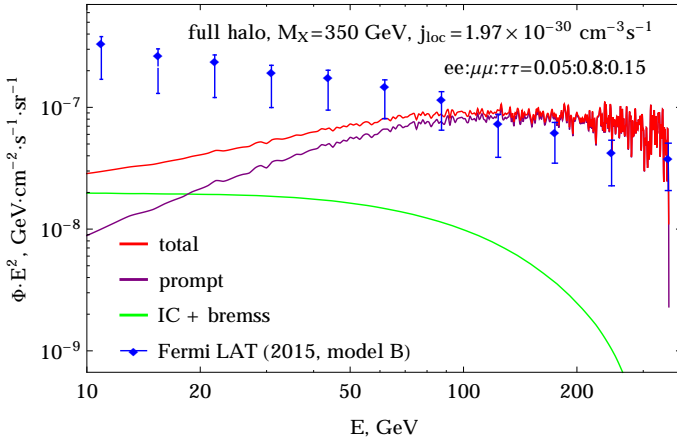
Используемый критерий сам по себе предоставляет достаточную информацию о качестве согласия с данными. Будем считать его удовлетворительным, если  $\chi^2/n < 2$ , где  $n = k + m - \dim(\vec{p})$  обозначает число степеней свободы. В настоящем анализе общее число экспериментальных точек за вычетом 3 параметров (при каждом фиксированном значении массы свободными являются  $j(0)$  и два брэнчинга) дает  $n = 59$ .

Перебрав значения  $M$  в широком диапазоне и выбирая оптимальные параметры  $j(0)$  и  $Br_i$  с помощью метода, описанного выше, мы нашли такие их наборы, при которых достигается наименьшее значение  $\chi^2$  в случае гало. В случае аннигиляции это  $\chi_{\min}^2/n \approx 5$ , в случае распада —  $\chi_{\min}^2/n \approx 8$ . Это означает, что случай гало практически исключен. Как выглядят предсказания по сравнению с наблюдательными данными для найденного «лучшего» случая (аннигилирующей

скрытой массы) показано на рис. 2.1. На этом же рисунке приведены значения самих параметров.



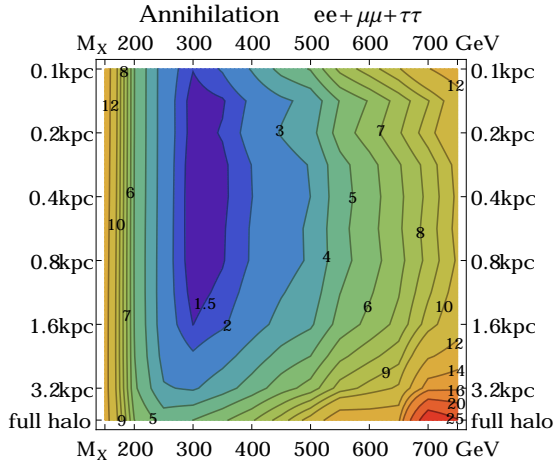
(a)



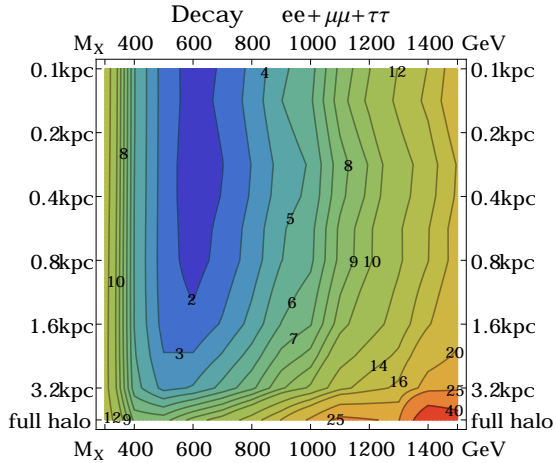
(б)

Рис. 2.1. Наилучший «фит» позитронной доли, измеренной AMS-02 [189] (a), и изотропного потока гамма-излучения, измеренного Fermi-LAT (IGRB, model B) [73] (б), для случая темного гало. Поток гамма-излучения домножены на  $E^2$ .

Значения параметров модели приведены на каждом графике. Представлен случай аннигиляции темной материи [109]



(a)



(б)

Рис. 2.2. Зависимость  $\chi^2/n$  от массы частицы темной материи  $M$  и полувывсоты темного диска  $h$  для аннигиляции (а) и распада (б) по каналам  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $\tau^+\tau^-$  [109]. Изменение цвета от красного к синему соответствует уменьшению  $\chi^2/n$ . Цифры на контурах графика обозначают соответствующие значения  $\chi^2/n$ . Область  $h \geq 3.2$  кпк соответствует случаю гало

Из рис. 2.1 видно, что полученная позитронная доля не совпадает с данными наблюдений AMS-02. Этому есть простое статистическое объяснение: используемый метод, чтобы удовлетворить жестко-

му ограничению по гамма-излучению, понижает высоко-энергетичную часть теоретически предсказываемой позитронной доли. Такой результат соответствует меньшим значениям  $\chi^2/n$  из-за больших ошибок в экспериментальных данных AMS-02 при больших энергиях.

Следует подчеркнуть, что несмотря на то, что используемая при анализе модель тривиальна, она показательна. Фит с чистыми  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $\tau^+\tau^-$ -модами приводит к худшему значению  $\chi^2/n$ <sup>1</sup>. Другие моды, такие как  $W^+W^-$ ,  $b\bar{b}$  от  $\gamma\gamma$ , не рассматриваются, так как они приводят к большому избытку гамма и антипротонов.

Стоит отметить, что в работах [190; 191] рассмотрен так называемый «минимальный» случай, где спектр инжекции позитронов выбирается сразу из требования лучшего согласия с данными AMS-02 безотносительно его физического происхождения. При этом прямое гамма-излучение оценивается только как испускание фотонов конечными позитронами (FSR). Спектр фотонов получался «свертыванием» по энергии позитрона спектра FSR от рождения  $e^+e^-$ -пары. В результате получено, что даже в этом случае наблюдается противоречие с данными Fermi-LAT по IGRB.

Отдельно исследовался вопрос возможности уменьшения FSR за счет изменения вершины лагранжиана взаимодействия скрытой массы, ответственной за образование позитронов, сопровождающееся испусканием FSR-фотонов [96; 97; 101; 102]. Желаемого результата достичь не удалось.

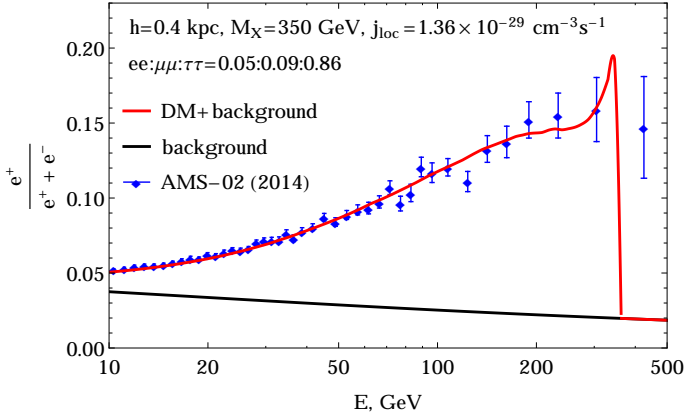
## 2.2. Случай темного диска

Рассмотрим теперь случай, когда активная компонента скрытой массы концентрируется только в диске (который будем назвать «случай диска»). Он может быть смоделирован просто обрезанием NFW-профиля при  $z = \pm h$ , где  $z$  обозначает продольную ось в цилиндрической системе координат и  $2h$  — предполагаемое значение толщины диска. Таким образом, вводится дополнительный параметр  $h$ . Несмотря на то, что так полученное распределение кажется нефизич-

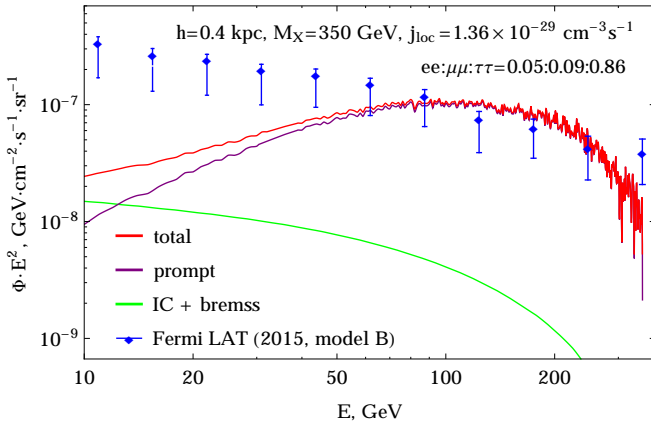
---

<sup>1</sup>Отметим, что в [170] использовался другой подход, который не учитывает качество описания данных для позитронов, и как следствие разрешен случай  $\mu^+\mu^-$ -моды.

ным, оно позволяет при анализе напрямую сравнивать случаи диска и гало и иллюстрирует чистый (однопараметрический) эффект. Однако, при рассмотрении центра Галактики сингулярный профиль NFW будет заменен на другой.



(a)

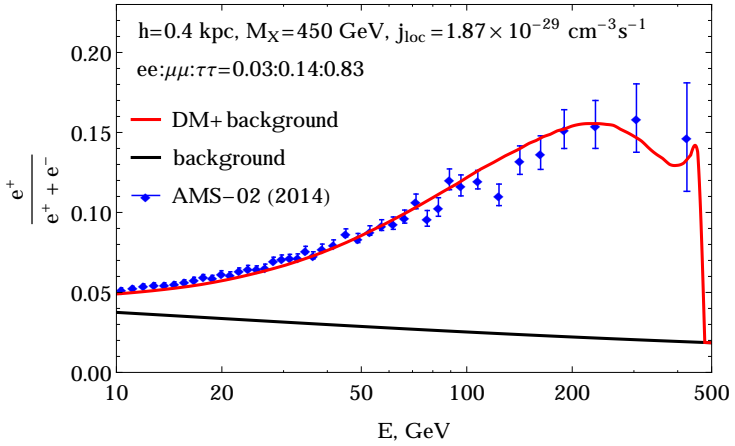


(б)

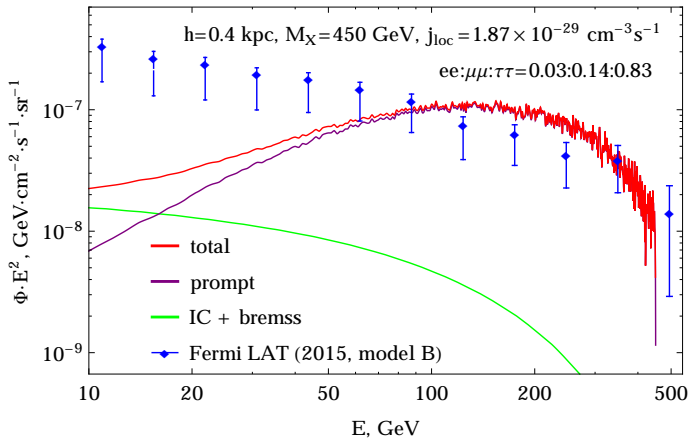
Рис. 2.3. Наилучший «фит» позитронной доли, измеренной AMS-02 [189] (a), и изотропного потока гамма-излучения, измеренного Fermi-LAT (IGRB, model B) [73] (б), для случая темного диска. Поток гамма-излучения домножен на  $E^2$ .

Значения параметров модели приведены на каждом графике. Представлен случай аннигиляции темной материи [109]

В остальном методика расчета аналогична случаю гало. В ручную перебираются два параметра:  $M$  и  $h$ , остальные  $j(0)$  и  $Br_i$  устанавливаются путем минимизации (2.3).



(a)



(б)

Рис. 2.4. Доля позитронов (а) и потоки гамма-излучения (б) в зависимости от энергии для случая темного диска с аннигиляцией

Для определения оптимальных значений  $M$  и  $h$  построены в данных координатах контурные графики, которые представлены на рис.

2.2. Они показывают зависимость  $\chi^2/n$  от  $M$  и  $h$  для аннигиляции и распада в  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $\tau^+\tau^-$  с оптимальными брэнчингами. Для сравнения, на нижних гранях графиков приводятся значения  $\chi^2/n$  для случая гало. Как ясно видно, случай диска приводит к значительно меньшим значениям  $\chi^2/n$ . Лучшему согласию с данными соответствуют диапазоны значений параметров  $M \approx 300$  ГэВ и  $h \approx 0.1 - 2$  кпк для аннигиляции и  $M \approx 600$  ГэВ и  $h \approx 0.1 - 1$  кпк для распада. Энергетические зависимости позитронной доли и гамма-излучения, соответствующие наименьшему значению  $\chi^2/n$ , показаны на рис. 2.3.

Как упоминалось ранее, в случае с минимальным  $\chi^2/n$  невозможно описать данные AMS-02 при энергии  $> 400$  ГэВ. Однако можно улучшить согласие с данными по позитронам, охватив высокие энергии, ценой увеличения  $\chi^2/n$ , то есть ухудшения согласия с гамма. Он представлен на рис. 2.4. В отличие от рис. 2.3, взято значение  $M_X = 450$  ГэВ, позволяющее лучше описать позитроны ценой небольшого ухудшения согласия с IGRB [109]

Качественно зависимость от  $h$  можно объяснить следующим образом. Тонкий «темный диск», с толщиной меньше диффузионной длины пробега позитронов, уменьшает количество испускаемых высокоэнергетичных позитронов, тогда как больший размер диска ведет к постепенному увеличению диффузного потока гамма-излучения.

Другие свойства «активной» компоненты скрытой массы, составляющей «темный диск», зависят от дополнительных предположений. Например, полагая, что локальная плотность «темного диска» близка к верхнему наблюдаемому пределу, то есть порядка  $0.3 \div 0.4$  ГэВ/см<sup>3</sup> [176; 177] (сопоставимо с вкладом гало), можно получить  $\langle\sigma v\rangle \sim (2 \div 3) \cdot 10^{-23}$  см<sup>3</sup>/с (для Майорановской скрытой массы) в случае наилучшего согласия. Таким образом, сечение взаимодействия аннигиляции в  $500 \div 1000$  раз выше значения, обычно полагаемого для WIMP-ов с термически закаленной плотностью. Тогда в случае, если плотность активной компоненты также определяется закалкой в ранней Вселенной, ее современная доля от плотности всей скрытой массы составит  $(1 \div 2) \cdot 10^{-3}$ . Это при условии, что активная компонента имеет такую же температурную эволюцию, как и у WIMP-ов, а так же в отсутствие усиления аннигиляции в Галактике. Примечательно, что данный результат в пределах одного порядка

согласуется с оценкой относительного вклада темного диска в массу Галактики, полагая экспоненциальным профиль плотности темного диска (см. [171]).

Более того, рассматриваемая реализация модели активной скрытой массы успешно обходит ограничения на скорость аннигиляции, полученными по данным эксперимента *Planck* об анизотропии реликтового излучения [192].

Можно заметить, что согласно рис. 2.3,б и 2.4,б, вклад гамма-излучения от обратного комптоновского рассеяния (ICS — Inverse Compton Scattering) лежит намного ниже уровня IGRB, полученного *Fermi-LAT*. Однако, авторами [179] был получен другой результат для случая темного диска. Используя параметры модели из указанной статьи мы попытались повторить проделанные вычисления. Наш результат для ICS-потока гамма-излучения оказался меньше на два порядка, тогда как сигнал для позитронной доли совпадал. Была выполнена проверка нами используемой методики расчета успешным воспроизведением результата [193], где ICS-поток гамма-излучения вычислялся с помощью аналитического приближения. Также получено численное согласие с оценкой вклада ICS по методике, применявшейся в части 1.2.3..

### 2.3. Гамма-излучение из центра Галактики

Данные по космическому гамма-излучению не всегда, к сожалению, известны в виде энергетического спектра (дифференциального по энергии потока). К последним относятся данные по гамма-фону IGRB, а также данные по гамма-излучению из галактического центра (ГЦ), также полученные *Fermi* [194].

Для рассмотрения гамма-излучения из ГЦ в рамках модели темного диска требуется выбор более физического профиля плотности. В работе [171] для темного диска использовался экспоненциальный профиль

$$\rho(R, z) = \rho_0 \exp\left(-\frac{R}{R_c}\right) \exp\left(-\frac{|z|}{z_c}\right), \quad (2.4)$$

где  $R$  и  $z$  — цилиндрические галактические координаты,  $R_c = 7$  кпк,  $z_c = 0.4$  кпк, а  $\rho_0$  — константа, получаемая из условия  $\rho_{\text{loc}} \equiv \rho(r_{\odot} = 8.5 \text{ кпк}) = 0.39 \text{ ГэВ/см}^3$ .

Включение данных по гамма из ГЦ в оценку качества описания всех наблюдательных данных можно провести двумя способами. Можно при фиксированных параметрах модели, полученных при фитировании данных AMS-2 и IGRB, посчитать вклад от данных по ГК в общее значение  $\chi^2$ . Либо можно данные по ГК включить в общую процедуру фитирования, включив их в качестве 3-го слагаемого в сумму для  $\chi^2$  (2.3) для минимизации всего выражения.

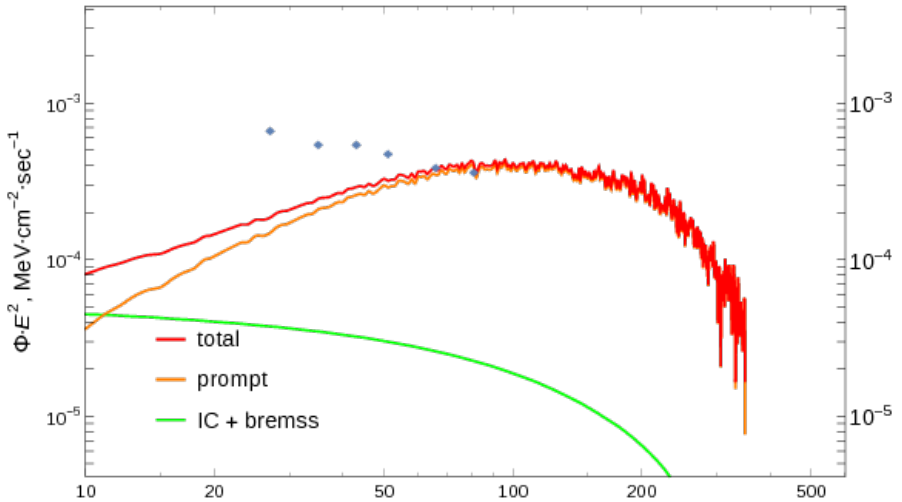


Рис. 2.5. Ожидаемый поток гамма-излучения из ГЦ, рассчитанный по формуле (2.1) для прямых фотонов (prompt) и фотонов от обратного комптоновского рассеяния и тормозного излучения (IC+brems) для одного из оптимальных (минимизирующих  $\chi^2$ ) модельных случаев (аннигиляция с  $M = 350$  ГэВ и  $h = 0.4$  кпк [95]). Экспериментальные ошибки составляют примерно 10-20%

Мы проверили оба варианта и в обоих величина  $\chi^2$  почти не изменилась по сравнению, когда учитывались только данные по позитронам и IGRB. На рис. 2.5 представлен ожидаемый поток гамма-излучения из ГЦ, рассчитанный по формуле (2.1) (с использованием профиля (2.4)) для прямых фотонов и с помощью программы GALPROP для фотонов от обратного комптоновского рассеяния для одного из оптимальных (минимизирующих  $\chi^2$ ) модельных случаев (аннигиляция с  $M = 350$  ГэВ и  $h = 0.4$  кпк). Экспериментальные ошибки составляют 10-20%. Как видно, ожидаемые потоки не про-

тиворечат данным по гамма из ГЦ.

Стоит отметить, что здесь использованы данные о полном гамма-излучении из ГЦ. Они могут содержать вклады, например, вторичного гамма-излучения, вызванного распространением космических протонов и электронов в межзвездной среде. Существующие оценки этих вкладов коллаборации Fermi [194] имеют большую неопределенность особенно для высокоэнергетических точек. Если считать, что наблюдаемый поток на 60% имеет обычное вторичное происхождение, то значение  $\chi^2$ , оцененное по формуле (2.3), ухудшается.

Отметим, что имеющиеся данные о гамма-излучении в галактической плоскости (на малых широтах) для других долгот не дают никаких ограничений.

Были проведены оценки ожидаемого гамма-излучения для всего неба в зависимости от галактических координат (без усреднения по телесному углу, как это сделано для IGRB). Это сделано как для нашей Галактики, так и в предположении аналогичной дисковой модели скрытой массы для Туманности Андромеды. Имеющиеся экспериментальные данные для нашей Галактики [195] относятся к интегральному потоку ( $E > 3$  ГэВ). При таких энергиях вклад от скрытой массы, как видно из рис. 2.5, не заметен.

Надежды на проверку построенной модели скрытой массы с активной дисковой компонентой связываются с будущим экспериментом Гамма-400 [196]. Одной из выполнимых задач такого эксперимента будет являться если не полная проверка предложенной гипотезы, то значительное сужение области допустимых значений параметров модели.

## 2.4. Учет кварковой моды и данных об антипротонах

В завершении исследования возможности описания позитронной аномалии с помощью предложенной модели «темного диска» рассмотрим кварковые моды, моды с 4 фермионами в конце и учтем данные по космическим антипротонам [95]. В данном случае следовали почти тому же подходу, что в предыдущих частях за редкими изменениями и дополнениями. Здесь будет рассматриваться только случай аннигиляции DM.

Кратко приведем применяемую в данном расчете методику.

Спектр инъекции от аннигиляции DM моделируется с помощью кода Pythia [184], эффекты распространения рассчитываются с помощью пакета GALPROP [185].

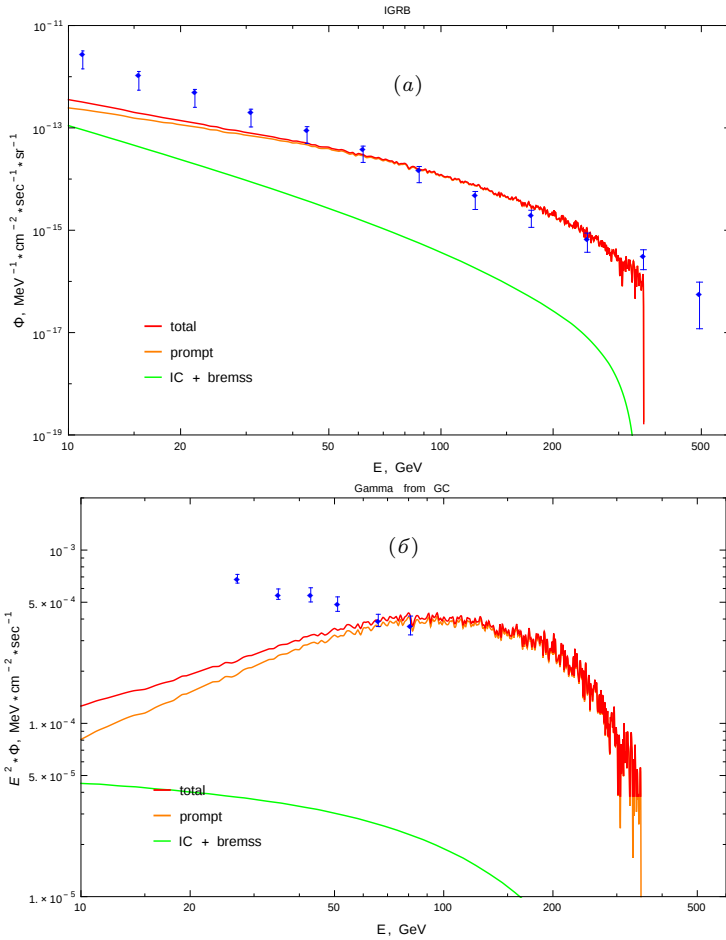


Рис. 2.6. Случай наилучшего согласия («фита») модели с наблюдательными данными для двухчастичной аннигиляции частиц DM с массой  $m = 350$  ГэВ: IGRB (а) и гамма из ГЦ (б) [95]. Бренчинги те же, что и для рис. 2.8

Параметры распространения КЛ взяты из работы [186]. Фоновые потоки  $e^\pm$  — из работы [187]. Оценки фона гамма-излучения из ГЦ являются модельно-зависимыми и в данной работе мы их не учиты-

вали. Хотя нужно отметить, что учет этого фона ухудшает  $\chi^2$ . Для анализа использовались последние 6 точек (по энергиям) полного потока гамма-излучения [194].

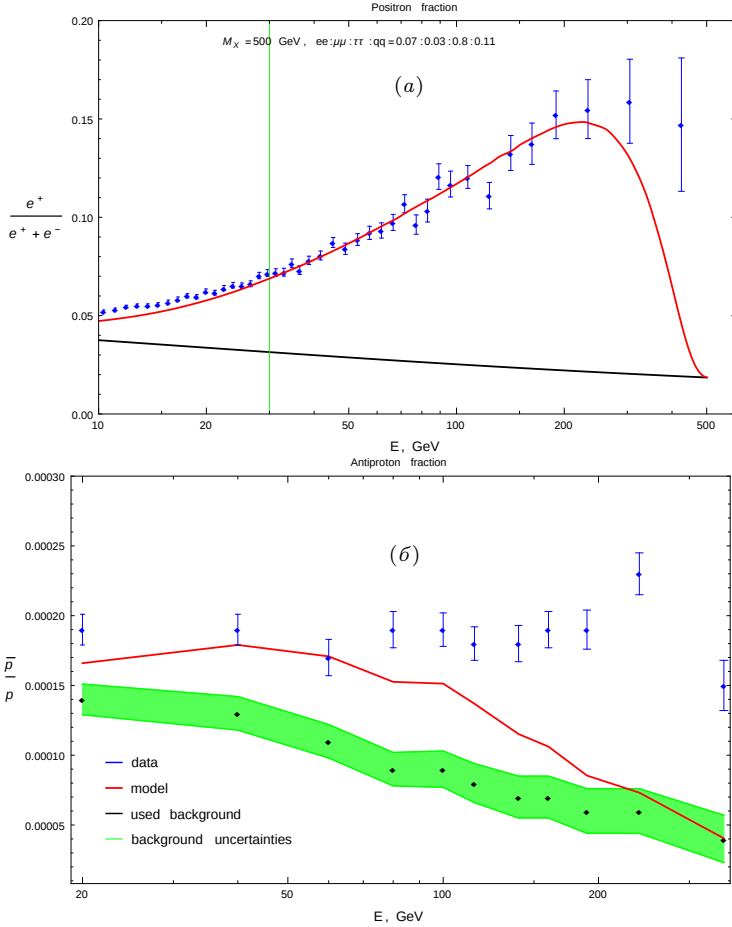


Рис. 2.7. Аналогично рис. 2.8, но для четырехчастичного сценария ( $m = 500$  ГэВ) [95]

Также в анализ включены антипротоны. Наблюдательные данные и фоны взяты из [197]. Использовалось 11 точек между 20 и 300 ГэВ. Это достаточно консервативная оценка фона в том смысле, что она минимальна и допускает большой вклад от скрытой массы. В таком случае можно видеть потенциальный вклад в антипротоны,

ограниченный по гамма, если мы открываем адронный канал.

Профиль плотности дисковой компоненты DM был взят как и выше в виде  $\rho \propto \exp(-r/r_c) \exp(-|z|/z_c)$ , то есть следуя [94; 171], где было взято значение  $z_c = 0.4$  кпк из предыдущего анализа.

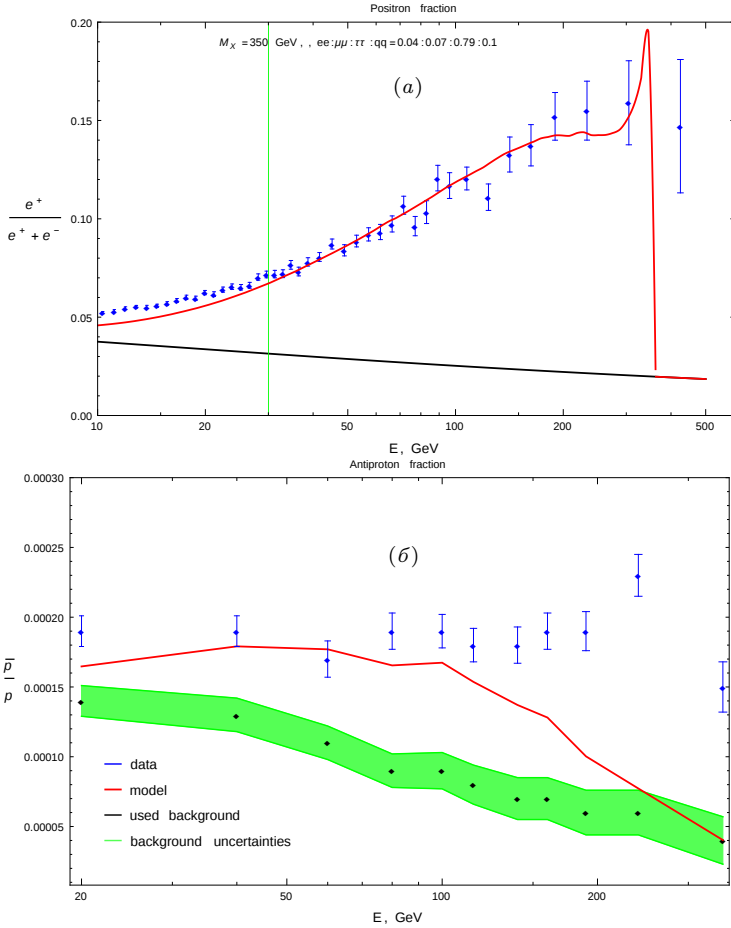


Рис. 2.8. Случай наилучшего согласия («фита») модели с наблюдательными данными для двухчастичной аннигиляции частиц DM с массой  $m = 350$  ГэВ: доля позитронов (а) и антипротонов (б). Бренчинги указаны на первом графике

Процедура фитирования проводилась исходя из минимизации  $\chi^2$ ,

куда добавлен вклад от антипротонов:

$$\chi^2 = \chi_{\text{pos}}^2 + \chi_{\text{IGRB}}^2 + \chi_{\text{GC}}^2 + \chi_{\text{antip}}^2, \quad (2.5)$$

где каждое слагаемое относится к соответствующим данным (доля позитронов, IGRB, гамма-излучение из ГЦ и антипротоны). Для позитронов как и ранее имеем

$$\chi_{\text{pos}}^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{pos}}} \left( \frac{F(E_i) - F_i^{\text{exp}}}{\sigma_i} \right)^2, \quad (2.6)$$

тогда как для остальных членов

$$\chi_{\text{species}}^2 = \sum_{j=1}^{N_{\text{species}}} \eta \left( \Phi(E_j) - \Phi_j^{\text{exp}} \right) \left( \frac{\Phi(E_j) - \Phi_j^{\text{exp}}}{\sigma_j} \right)^2. \quad (2.7)$$

Здесь  $F$  и  $\Phi$  обозначают потоки,  $\sigma_i$  — погрешность,  $\eta$  — единичная ступенчатая функция, суммирование ведется по экспериментальным точкам,  $N_{\text{pos}}$  и  $N_{\text{species}} = N_{\text{IGRB, GC, antip}}$  обозначают количество соответствующих точек, используемых в анализе. Формула (2.7) означает, что мы рассматриваем данные по гамма из ГЦ и антипротоны с точки зрения их непревышения (что определяет ступенчатая функция в (2.7)), как это делалось ранее для гамма. Для позитронов (2.6) требованием по-прежнему является описание соответствующих экспериментальных данных. Для антипротонов такого требования здесь не накладываем. Их фитирование имеет мало смысла, учитывая большие неопределенности в предсказаниях потоков фоновых (вторичных) антипротонов (которые могут описать наблюдения без привлечения первичных источников [198]). Здесь данные по позитронам в процедуре фитирования берутся, начиная с 30 ГэВ. При энергиях ниже этого значения, а также в случае зануления ступенчатой функции для гамма-излучения и антипротонов в (2.7), предсказываемые потоки намного ниже наблюдаемых. Это говорит о необходимости отдельного (возможно, астрофизического) анализа фона для описания всех данных (при всех энергиях) с использованием нашей модели, предназначенной только для описания позитронной аномалии.

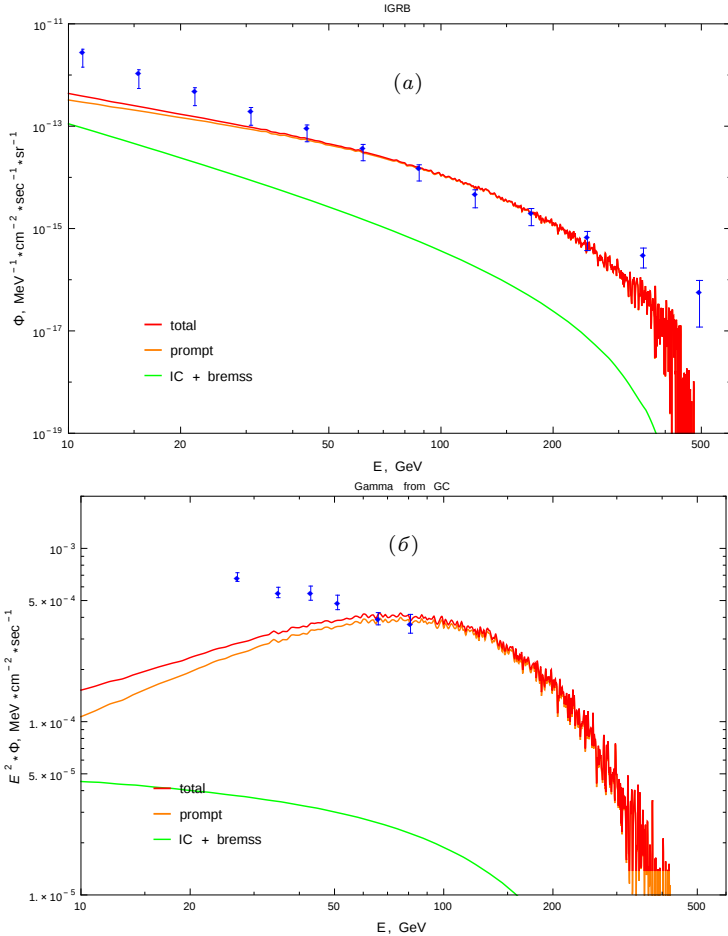


Рис. 2.9. Аналогично рис. 2.6, но для четырехчастичного сценария ( $m = 500$  ГэВ) [95]

Относительные вероятности («бренчинги») ( $Br_e, Br_\mu, Br_\tau, Br_q = 1 - Br_e - Br_\mu - Br_\tau$ ) и локальный темп аннигиляции  $j = \frac{1}{4}n_{\text{loc}}^2 \langle \sigma v \rangle$  являются переменными параметрами. Масса частицы ДМ в двухчастичном сценарии взята равной  $m = 350$  ГэВ, при котором было достигнуто в предыдущем анализе лучшее согласие. В четырехчастичном сценарии брались значения  $m = 350, 500, 750, 1000$  и  $1500$  ГэВ. Четырехчастичный процесс был смоделирован в Пифии с помо-

пью процесса  $H \rightarrow ZZ \rightarrow f\bar{f}f\bar{f}$ , для которого было задано  $m_H = 2m$  и  $m_Z \gg m_H$ . Кварковая мода взята в виде смеси  $2q = (u\bar{u} + d\bar{d})/2$  и  $4q = (u\bar{u}u\bar{u} + d\bar{d}d\bar{d})/2$  для двух- и четырехчастичных процессов соответственно.

Было получено, что масса 500 ГэВ является наилучшей в рамках четырехчастичного сценария, и для обоих сценариев получается лучшее качество «фита» при включении соответствующих кварковых мод. Рис. 2.8–2.9 демонстрируют ожидаемые спектры КЛ для доли позитронов, IGRB, гамма из ГЦ и антипротонов для случаев лучшего согласия (с включенной кварковой модой) в сравнении с соответствующими наблюдениями. Гамма-излучение от DM имеет два вклада: прямой продукт процесса аннигиляции (prompt) и продукт взаимодействия  $e^\pm$  с межзвездной средой (обратное комптоновское рассеяние, тормозное излучение и так далее), рассчитанное с помощью GALPROP.

В табл. 2.1 показаны значения  $\chi^2$  для случаев с и без использования кварковых мод для указанных выше масс. Для значений в скобках  $N_{dof}$  не включает в себя число экспериментальных точек по антипротонам. Число степеней свободы  $N_{dof}$ , на которое делится  $\chi^2$ , включает  $N_{tot} = N_{pos} + N_{IGRB} + N_{GC}$  в отсутствие кварковой моды, в то время как с ее учетом  $N_{dof}$  включает как  $N_{tot} + N_{antip}$ , так и только  $N_{tot}$  для значений в скобках, указанных для наглядной демонстрации изменения качества «фитирования» данных (доля позитронов, IGRB и гамма из ГЦ) при включении кварковой моды. Отметим, что чистые моды (один вид конечных частиц) дают более плохие значения  $\chi^2$ .

Таблица 2.1.

	$2(e + \mu + \tau)$	$2(e + \mu + \tau + q)$	$4(e + \mu + \tau)$	$(e + \mu + \tau + q)$
$\chi^2/N_{dof}$	1.75	1.28 (1.67)	1.14	0.789 (1.03)

Недавно появились работы [165; 199; 200], в которых показано, что неразрешенные точечные внегалактические источники (в основном блазары) могут объяснить существенную часть IGRB [73]. Ранее это обсуждалось нами в [109]. Сейчас можно добавить, что эти результаты относятся к интегральному потоку для энергий  $E > 50$  ГэВ ( $> 10$  ГэВ в последней вышеупомянутой работе Fermi), тогда как ос-

повной вклад в IGRB от DM находится при энергиях порядка  $E_{DM} \sim 100 - 200$  ГэВ. С учетом того, что поток гамма-излучения падает по степенному закону  $\propto E^{-2.5}$ , отношение полного потока на интервале  $E > E_{DM}$  ГэВ к потоку на интервале  $E > 50$  GeV будет  $0.35 \cdot (100 \text{ GeV}/E_{DM})^{1.5} \sim 0.12 - 0.35$ . Это согласуется с оценкой Fermi доли остаточного потока, необъяснимого неразрешенными источниками, которая составляет  $< 0.28$  на уровне  $1\sigma$ . Таким образом, поток при энергиях от 50 ГэВ до  $E_{DM}$  может по большей части быть объяснен неразрешенными источниками, в то время как учет вклада DM может улучшить описание IGRB в целом.

## 2.5. Возможность описания данных DAMPE

Результаты китайского эксперимента DAMPE [201] по измерению потоков  $e^+e^-$  часто интерпретируются как указание на наличие аномалии (превышения над ожидаемым фоном) при немного более высоких энергиях, чем в эксперименте AMS-2. При этом в работах рассматриваются два вида превышения — в широком энергетическом диапазоне (10 ГэВ – 2 ТэВ) [202–207] и в узкой области (в районе точки 1.4 ТэВ) [208–213]. Последнее, однако, представляет из себя одну «выпавшую» точку данных с отклонением менее  $3\sigma$  от остальных [101].

### 2.5.1. Сравнение данных DAMPE с моделью темного гало

Разработанные методика расчета и «модель диска», описанные выше, можно также применить к описанию широкого возможного избытка  $e^+e^-$  в данных DAMPE. Перед рассмотрением случая диска, однако, необходимо рассмотреть случай гало и исследовать ожидаемое противоречие с данными по гамма-излучению при этом энергетическом диапазоне. Анализ проводился аналогично описанному в разделе 2.1. Нами была рассмотрена лептофильная модель DM, способной аннигилировать с образованием лептонов в конечном состоянии по всем трем или двум (за исключением тау-моды как дающей наибольший вклад в прямое гамма-излучение) каналам реакции. В

качестве профиля плотности DM был использован профиль NFW:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\frac{r}{R_s} \left(1 + \frac{r}{R_s}\right)^2} \quad (2.8)$$

где  $\rho_0 = 0.25 \text{ ГэВ см}^{-3}$ , отвечающее локальной плотности DM  $0.4 \text{ ГэВ см}^{-3}$ , а  $R_s = 24 \text{ кпк}$ .

Для расчета спектров позитронов и гамма-квантов от одной реакции использовалась Pythia. Для получения спектров позитронов вблизи Земли и вторичного гамма-излучения — пакет GALPROP. Поток первичного гамма-излучения рассчитывались по формуле (2.1).

Фон электронов и позитронов, используемый нами для работы с данными AMS, при работе с DAMPE оставлял очень большой избыток для объяснения с помощью DM. В связи с этим, был взят более близкий к данным фон из статьи [207], являющийся бест-фитной моделью фона на основе различных данных о КЛ.

В недавнее время коллаборация Ферми опубликовала исследование [165], согласно которому большую часть IGRB можно объяснить с помощью неразрешенных источников, в основном ядрам активных галактик (AGN) и блазарам. В связи с этим в анализ были добавлены данные по вкладу этих источников в качестве фоновых.

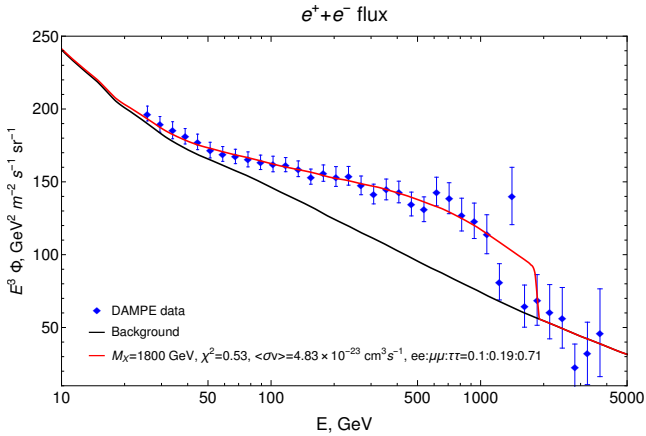
Для анализа используются данные DAMPE в диапазоне энергий от 20 до 1600 ГэВ.

Для объяснения избытка в данных DAMPE необходимо использовать частицы DM с массой  $M_\chi \sim 1 \text{ ТэВ}$ . При таких массах сигнал DM от ГЦ смещается в сторону высоких энергий, где нет экспериментальных данных, практически переставая давать вклад в значение хи-квадрата. В связи с этим, а также наличием пика профиля NFW в ГЦ, было решено исключить из анализа эти данные. Таким образом, выражение для  $\chi^2$  аналогично представленному в уравнении (2.3), модифицированному для учета описанных выше особенностей.

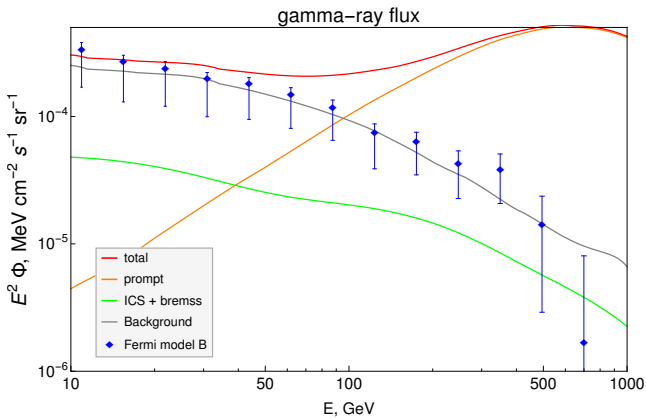
Добавлен механизм динамического подсчета степеней свободы. В данном анализе в него вносят вклад только те точки данных IGRB, над которыми есть превышения сигнала.

В рамках работы с результатами эксперимента DAMPE анализ проводился по двум алгоритмам: фитирование только данных по потокам электронов и позитронов и одновременное фитирование этих

данных с данными IGRB. В первом случае, называемом нами « $e$ -фит», минимизируется  $\chi_e^2$  — вклад электронов и позитронов в хи-квадрат, а затем, при найденных параметрах, вычисляется общий  $\chi^2$  с учетом вклада от гамма-излучения. Во втором случае минимизируется сразу общий  $\chi^2$ .



(a)



(б)

Рис. 2.10.  $e$ -фит для трех мод. (a): поток  $e^+e^-$  для прямой аннигиляции в сравнении с данными DAMPE [101]. (б): соответствующий суммарный поток диффузного гамма-излучения (красная кривая) в сравнении с данными Fermi-LAT по IGRB

Следует отметить, что здесь и далее в работе под «хи-квадратом»

подразумеваются приведенные с соответствующими степенями свободы значения, то есть под  $\chi_e^2$  подразумевается  $\chi_e^2/N_{\text{deg}}^e$ , а под  $\chi^2$  подразумевается  $\chi_{\text{full}}^2/N_{\text{deg}}^{\text{full}}$ .

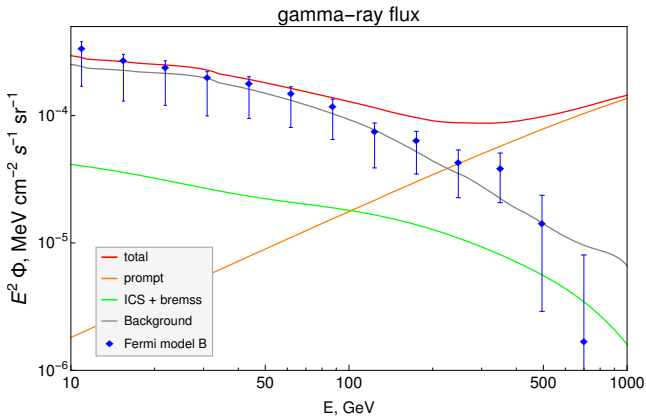
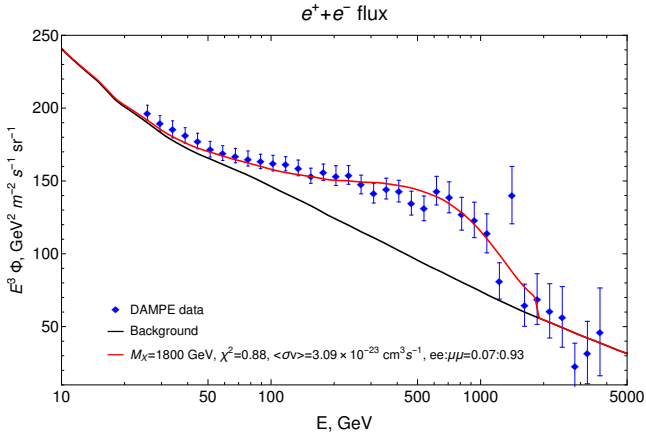
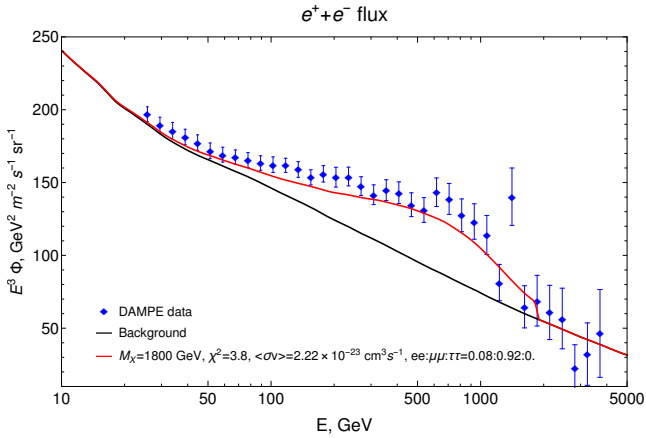


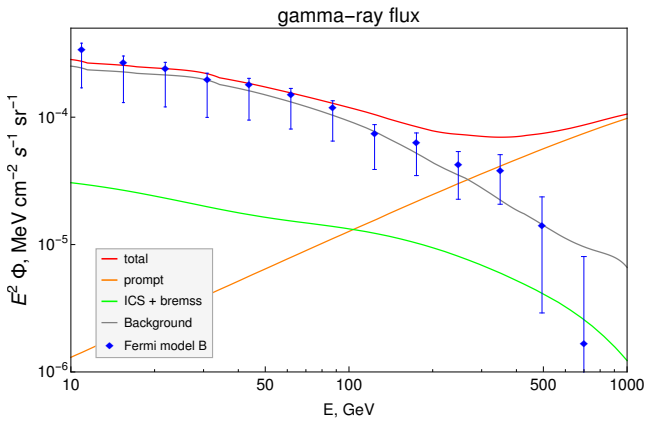
Рис. 2.11.  $e$ -фит для двух мод. (а): поток  $e^+e^-$  для прямой аннигиляции в сравнении с данными DAMPE [101]. (б): соответствующий суммарный поток диффузного гамма-излучения (красная кривая) в сравнении с данными Fermi-LAT по IGRB

На рис. 2.10–2.12 представлены полученные для процесса прямой аннигиляции графики. Верхние представляют собой зависимость

умноженного на куб энергии потока электронов и позитронов от энергии, нижние — умноженного на квадрат энергии потока гамма-излучения от энергии.



(a)



(б)

Рис. 2.12. Комбинированный фит, совпадающий для обоих случаев 2.10, 2.11. (a): поток  $e^+e^-$  для прямой аннигиляции в сравнении с данными DAMPE [101]. (б): соответствующий суммарный поток диффузного гамма-излучения (красная кривая) в сравнении с данными Fermi-LAT по IGRB

На спектрах позитронов и электронов: черным цветом обозначен фон, красным — предсказание модели (сигнал плюс фон). На спектрах гамма-излучения: серым цветом обозначен фон — вклад от

неразрешенных источников, оранжевым — первичное гамма-излучение от процесса аннигиляции, зеленым — вторичное гамма-излучение, красным — сумма всех компонент.

Выбранный нами фон для потоков электронов и позитронов совпадает с измерениями на порядка 2 ТэВ и выше. Вследствие этого для анализа используются данные в области энергий от 20 ГэВ до 1.6 ТэВ.

В качестве фона гамма-излучения был выбран выделенный Ферми-профиль, проходящий практически по экспериментальным точкам. Изначально планировалось взять минимальный вклад, однако проведенные оценки показали, что он практически не изменяет значение приведенного хи-квадрата. Переход же к текущему варианту увеличивает его значение менее чем на единицу.

Массой начальной частицы было выбрано значение  $M_X = 1800$  ГэВ. Другие значения масс не рассматривались, однако мы предполагаем, что выбранный нами случай несильно отличается от бестфитного.

Как видно из рисунков, описание позитронов сопровождается сильным превышением гамма-излучения над наблюдениями (рис. 2.10) за счет первичного излучения на высоких энергиях. Даже исключение из рассмотрения тау-моды, являющейся мощным источником первичного излучения, не помогает решить проблему (рис. 2.11). При использовании комбинированного фита (рис. 2.12) тау-мода полностью подавляется в результате минимизации хи-квадрата, что приводит к одинаковым результатам для обоих рассматриваемых случаев. При этом противоречия с данными по IGRB остаются.

Таблица 2.2.

Алгоритм \ Моды	$\{e, \mu\}$	$\{e, \mu, \tau\}$
«e-фит»	4.6 (0.88)	203 (0.53)
Комбинированный фит	3.7 (2.0)	3.8 (2.1)

В табл. 2.2 представлены наименьшие значения  $\chi^2$  для различных моделей аннигиляции и алгоритмов анализа. В скобках даны

соответствующие значения  $\chi_e^2$ . Как видно, модель со всеми тремя лептонными модами за счет тау-моды позволяет добиться лучшего описания потоков электронов и позитронов, однако создает огромный избыток гамма-излучения. Модель без тау, в свою очередь, чуть хуже описывает данные DAMPE, но и имеет меньшее противоречие с IGRB. Использование комбинированного фита позволяет немного улучшить качество фита, однако недостаточно для преодоления противоречия. Стоит отметить, что разница в 0.1 для моделей при комбинированном фите вызвана различием в степенях свободы из-за разного количества параметров.

Как следует из представленных результатов, описание широкого избытка в данных DAMPE с помощью аннигилирующей DM, распределенной в гало, приводит к противоречию с данными по космическому гамма-фону, аналогично случаю ПА и данных AMS-02. Следует отметить, что непредставленная в данной работе попытка избежать этого противоречия с помощью использования каскадных процессов аннигиляции ( $X\bar{X} \rightarrow a\bar{a} \rightarrow 2(e^+e^-)$  и [3])  $X\bar{X} \rightarrow b\bar{b} \rightarrow 2(a\bar{a}) \rightarrow 4(e^+e^-)$ ), не приводят к положительным результатам [101; 214]. Таким образом, даже для более высокого энергетического диапазона данных эксперимента DAMPE сохраняется физическая мотивация рассмотрения модели «темного диска».

### 2.5.2. Сравнение данных DAMPE с моделью темного диска

В данном случае было рассмотрено два профиля плотности DM:

1. Профиль Рида [171]:

$$\rho(r, z) = \rho_{0R} e^{-\frac{r}{R_c}} e^{-\frac{z}{z_c}}, \quad (2.9)$$

где  $r$  и  $z$  — цилиндрические галактические координаты;

$z_c$  — полутолщина диска;

$R_c = 6.96$  кпк;

$\rho_{0R} = 1.32$  ГэВ/см<sup>3</sup> — константа, получаемая из условия  $\rho_{loc} \equiv \rho(r_\odot = 8.5 \text{ кпк}) = 0.4$  ГэВ/см<sup>3</sup>.

2. Профиль Наварро-Фрэнк-Уайта (NFW)[182] с обрезанием по

оси  $z$ :

$$\rho(r, z) = \begin{cases} \frac{\rho_{0N}}{\frac{r}{R_s} \left(1 + \frac{r}{R_s}\right)^2}, & z \leq z_c, \\ 0, & z > z_c \end{cases}, \quad (2.10)$$

где  $\rho_{0N} = 0.25 \text{ ГэВ}/\text{см}^3$ ;  
 $R_s = 24 \text{ кпк}$ .

На рис. 2.13 представлены контурные графики зависимостей  $\chi^2$  от полутолщины диска и массы начальной частицы для профиля NFW. Слева случай «е-фита», справа — комбинированного фита. По оси ординат отложены значения полутолщины диска в пределах от 100 до 2500 пк, а по оси абсцисс — значения массы начальной частицы в пределах от 1200 до 2400 ГэВ.

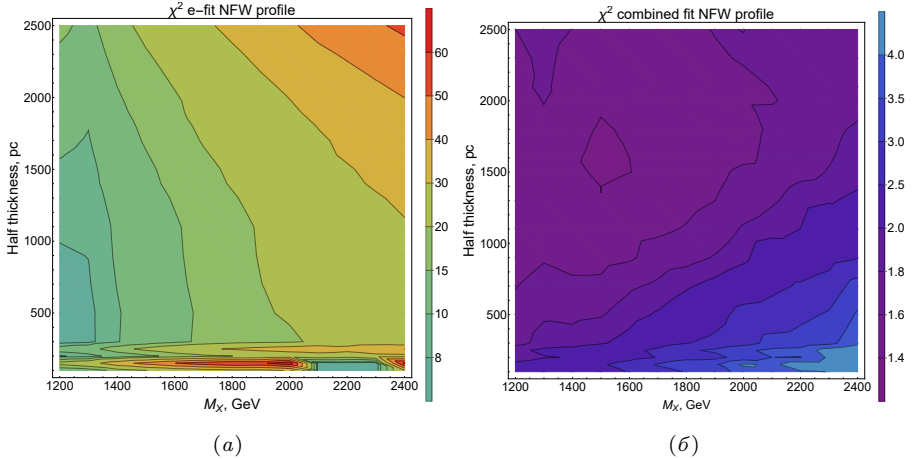


Рис. 2.13. Контурные графики зависимостей  $\chi^2$  от полутолщины диска и массы начальной частицы в случае «е-фита» (а) и в случае комбинированного фита (б) для профиля плотности NFW

Как видно из графиков, наименьшее значение  $\chi^2 = 1.4$  в случае комбинированного фита достигается при массе начальной частицы 1500 ГэВ и в области полутолщин 1400 ÷ 1900 пк.

В случае «е-фита» минимальный  $\chi^2 = 6.9$  достигается при массе начальной частицы 1200 ГэВ и в области полутолщин 300 ÷ 1000 пк. Также стоит обратить внимание на «провал» при массе 2200 ГэВ и

полутолщине 100 пк. Это довольно специфичная область, которая изначально может показаться оптимальной за счет маленького значения хи-квадрат. Однако здесь хи-квадрат практически полностью обусловлен плохим описанием данных по электронам и позитронам. Из-за отсутствия тау-моды вклад гамма в хи-квадрат пренебрежимо мал. Пока природа данной области не установлена и будет в дальнейшем изучаться.

Аналогичные графики для профиля плотности Рида представлены на рис. 2.14.

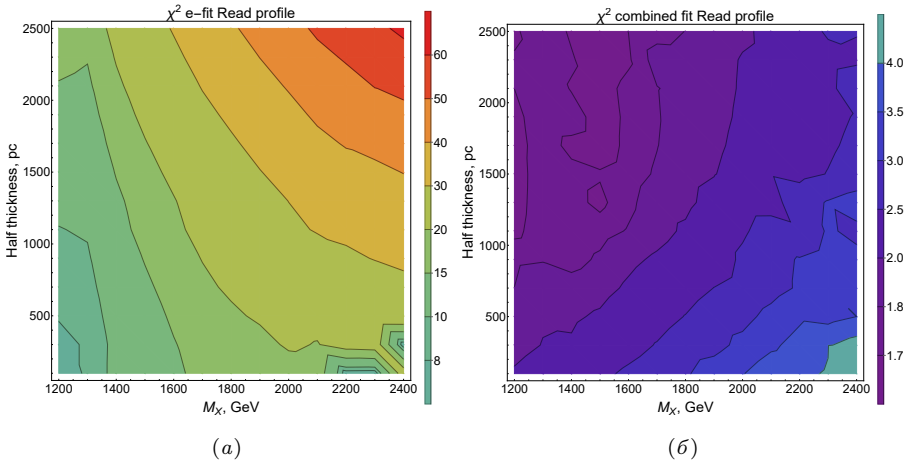


Рис. 2.14. Контурные графики зависимостей  $\chi^2$  от полутолщины диска и массы начальной частицы в случае «e-фита» (a) и в случае комбинированного фита (б) для профиля плотности Рида

В случае комбинированного фита наименьшее значение  $\chi^2 = 1.6$  достигается так же, как и в случае профиля плотности NFW, при массе начальной частицы 1500 ГэВ, однако в более широком диапазоне полутолщин 1200 ÷ 1400 и 1500 ÷ 2500 пк. В случае «e-фита» минимальный  $\chi^2 = 7.2$  достигается в области тонких дисков 100 ÷ 500 пк при массе начальной частицы  $M_\chi = 1200$  ГэВ.

Как можно заметить, профиль NFW позволяет добиться лучших результатов, чем профиль Рида. Это объясняется тем, что профиль плотности NFW производит больше электронов и позитронов низких энергий, что позволяет лучше описывать многочисленные дан-

ные DAMPE на низких энергиях, имеющие малые погрешности, которые довольно сильно влияют на  $\chi^2$ .

Таблица 2.3.

Фит   Модель	Гало	Диск (NFW)	Диск (Рид)
«с-фит»	203 (0.5)	6.9 (0.8)	7.2 (0.9)
комбинированный фит	3.8 (2.1)	1.4 (1.1)	1.6 (1.3)

В табл. 2.3 представлены наименьшие значения  $\chi^2$  и  $\chi_e^2$  (вклад электронов и позитронов в хи-квадрат) для различных моделей DM и алгоритмов анализа. В скобках даны соответствующие значения  $\chi_e^2$ . Заметно, что модель «тёмного диска» с использованием обоих профилей плотности позволяет добиться сравнимой или даже лучшей точности описания электронов и позитронов, чем модель гало, давая при этом меньшее противоречие с наблюдаемыми данными по IGRB.

Помимо представленных выше результатов, также была рассмотрена модель с добавлением моды аннигиляции/распада частицы DM на кварк-антикварковую пару. Для анализа были выбраны два варианта конечных кварков: лёгкие ( $u\bar{u}$ ) и тяжёлые ( $t\bar{t}$ ). Ни один из модельных случаев не позволил уменьшить противоречие с данными по космическому гамма-фону, сохраняя при этом хорошее качество описания данных по позитронам.

## 2.6. Выводы и обсуждение

В настоящей части работы показано, что существование «темного диска», состоящего из «активной» компоненты скрытой массой, позволяет объяснить позитронную аномалию в космических лучах, не вступая в противоречие с наблюдательными данными по гамма-излучению, которым страдают практически любые «обычные» модели скрытой массы.

Единственными свойствами «темного диска», которые могут быть получены модельно независимым путем из данного анализа, являются его толщина и локальная скорость аннигиляции/распада в единице объема ( $j(0)$ ). Такие характеристики, как локальная плотность

темной материи или светимость всего диска, требуют дополнительных данных о природе ее активной компоненты и ее распределении на галактических масштабах. Это же относится и к светимости в гамма-излучении других галактик, включая карликовые спутники, и также к светимости всей Вселенной. Однако простая оценка показывает, что так как массовая доля активной компоненты скрытой массы во Вселенной примерно пропорциональна толщине темного диска, то внегалактический вклад в IGRB может быть мал по сравнению с галактическим. Что касается аннигиляции скрытой массы в дискообразных галактиках, учитывая их распределение [215] и используя экспоненциальный профиль для «темного диска» (ур. 3 из [171]), можно получить, что их вклад в IGRB пренебрежимо мал.

Кроме того, как было проверено, при том же профиле плотности «темного диска» модель не подпадает под ограничение по гамма-излучению, наблюдаемому в плоскости Галактики и из галактического центра.

Также снимается ограничение по гамма-излучению от карликовых галактик-спутников (например, одна из последних работ [216]). Они не испускают много гамма, поскольку, во-первых, активная компонента сама по себе предполагается малой, и при этом, во-вторых, в них скорее всего она не сформировала диск (так как не наблюдаются диски из обычного вещества).

Тем не менее, не все эти выводы универсальны. Некоторые зависят от дополнительных модельных предположений, особенностей образования «темного диска». Ниже обсуждаются некоторые возможные механизмы.

Один механизм основан на чисто гравитационных эффектах галактических столкновений и слияний гало, результатом чего и является формирование диска скрытой массы, вращающегося вместе с барионным [171]. Этот механизм не требует многокомпонентной темной материи. Однако, как упоминалось ранее, конечный диск не может быть достаточно плотным. В таком однокомпонентном случае (когда и в диске, и гало одинаковая по природе скрытая масса) исключается распадающаяся скрытая масса. В случае аннигилирующей скрытой массы можно предполагать наличие у нее собственного взаимодействия. Оно может приводить к дополнительному усилению аннигиляции в диске по сравнению с аннигиляцией в гало. Это обу-

словлено тем, что в диске другое распределение по относительным скоростям частиц.

Другой механизм связан с предположением о многокомпонентности скрытой массы. В этом случае она имеет как минимум две компоненты — основную, пассивную, распределенную изотропно в гало, и малую активную, образующую диск, в основном благодаря своей нетривиальной динамики. В качестве такой модели может служить взаимодействующая скрытая масса, которая образует темные атомы [217; 218]. В процессе рассеяния такие частицы теряют энергию, что может привести к появлению диска.

Примером реализации второго механизма будет случай с несколькими сортами частиц с собственным взаимодействием:  $a^+$ ,  $b^-$ ,  $\bar{a}^-$  и  $\bar{b}^+$ , где «+» и «-» означают их «темные заряды». В случае избытка  $a^+$  над  $\bar{a}^-$ , и соответственно  $b^-$  над  $\bar{b}^+$ , большая часть такой материи может быть в виде нейтральных «темных» атомов  $\{a^+b^-\}$ , образуя основную бесстолкновительную скрытую массу. Но будет малая взаимодействующая (диссипативная) компонента в виде свободных  $a^\pm$  и  $b^\pm$ , которая может формировать диск, аннигилируя в нем.

Подытоживая еще раз отметим, что идея «темного» диска активной компоненты скрытой массы может быть интересной альтернативой в попытках избежать ограничение по гамма в объяснении позитронной аномалии с помощью скрытой массы. В рамках более «традиционных» моделей скрытой массы без диска приходится прибегать к тонким «подгонкам» в описании распада и/или аннигиляции как это с трех-частичными модами [126] или промежуточными резонансными состояниями [219].

## Глава 3. Возможность подавления гамма за счет лагранжиана взаимодействия<sup>1</sup>

Из предыдущего исследования видно, что основной проблемой в попытках объяснения позитронной аномалии в космических лучах (КЛ) с помощью распада или аннигиляции частиц скрытой массы является излучение конечного состояния (FSR) [101]. Вне зависимости от моды распада/аннигиляции позитроны (и в паре с ними электроны) конечного состояния, как кажется, неизбежно излучают гамма-кванты, вклад только лишь которых уже приводит к противоречию с данными наблюдений космического гамма-фона (IGRB). Такой вклад считается обычно стандартным и неустраняемым, имеющий известный спектр с инфракрасной расходимостью  $\propto 1/\omega$ , где  $\omega$  — энергия фотона. Это относится к чистой  $e^+e^-$  моде; каскадные моды могут приводить к дополнительному рождению гамма, если они содержат частицы, распадающиеся на фотоны. Для определенности и простоты ниже будем говорить о модах именно распада (не аннигиляции) частиц скрытой массы с образованием (прямым и каскадным) позитронов. Целью исследования, представленного в настоящей главе, является поиск возможности подавления гамма FSR за счет физики (лагранжиана) взаимодействия частиц скрытой массы при образовании ими позитронов. Рассматриваются различные типы мод распада и возможности подавления гамма.

### 3.1. Прямые моды распада

Рассмотрим распады  $X \rightarrow e^+ e^-$  и  $e^+e^+$  с учетом излучения в конечном состоянии [96]. Оригинальная двухпозитронная мода распада оказывается возможной в рамках соответствующих моделей скрытой массы. Такая модель рассматривалась выше для техницетовой скрытой массы. Она подразумевает, что частица  $X$  является электрически (дважды) заряженной. Это не исключает данный вариант в качестве кандидата в скрытую массу, так как данная частица может образовывать электронейтральные состояния (см. главу 1). Распад  $X \rightarrow e^+e^+$  имеет преимущество, как указывалось, из-за вдвое большего выхода позитронов в пересчете на один конечный фотон,

---

<sup>1</sup>Данная глава во многом основывается на результатах работы А.Х. Камалетдинова, а также Р. Барака, которым авторы выражают свою благодарность.

и потенциально дополнительное преимущество из-за наличия двух одинаковых заряженных частиц. В классическом случае система из таких частиц не имеет (дипольного) излучения. Это требует изучения с точки зрения квантового описания.

Типичные диаграммы указанных процессов распада изображены на рис. 3.1, 3.2.

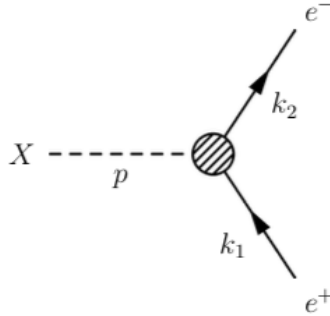


Рис. 3.1. Диаграммы Фейнмана для двухчастичного распада частицы DM

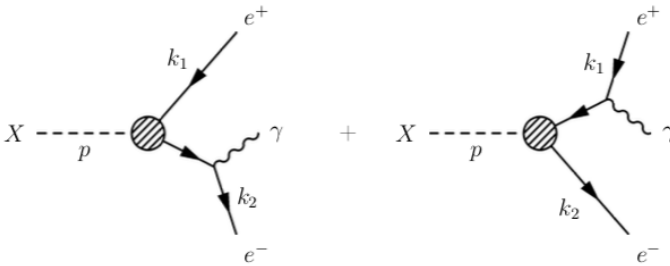


Рис. 3.2. Диаграммы Фейнмана для трехчастичного распада частицы DM

Частица скрытой массы  $X$  может быть различного типа: скалярного, псевдоскалярного, векторного и псевдовекторного. Соответствующие лагранжианы взаимодействия:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_s &= X\bar{\psi}\psi, & \mathcal{L}_{ps} &= X\bar{\psi}\gamma^5\psi, \\
 \mathcal{L}_v &= \bar{\psi}\gamma^\mu\psi X_\mu, & \mathcal{L}_{av} &= \bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi X_\mu.
 \end{aligned}
 \tag{3.1}$$

### 3.1.1. Случай $e^+e^-$ моды

Идея в том, чтобы скомбинировать скалярную и псевдоскалярную связи (с некоторыми коэффициентами  $a$  и  $b$ ) в надежде на деструктивную интерференцию между ними. Аналогично, для случая векторной и псевдовекторной связи. Задача сводится к тому, чтобы понять, какие константы  $a$  и  $b$  нужно выбрать для подавления фотона, если это возможно.

$$\mathcal{L}_{\text{scalar}} = X\bar{\psi}(a + b\gamma^5)\psi \quad (3.2)$$

$$\mathcal{L}_{\text{vector}} = \bar{\psi}\gamma^\mu(a + b\gamma^5)X_\mu\psi \quad (3.3)$$

Подавление выхода фотонов подразумевает минимизацию соотношения ширин двух мод распада

$$Br = \frac{\Gamma(X \rightarrow e^+e^-\gamma)}{\Gamma(X \rightarrow e^+e^-)} \rightarrow \min. \quad (3.4)$$

Расчет соответствующих этим процессам квадратов матричных элементов дает:

$$|M|^2 = 4(a^2 + b^2)(k_1k_2); \quad |M|^2 = (a^2 + b^2)\{\dots\}, \quad (3.5)$$

где  $\{\dots\}$  не зависит от  $a$  и  $b$ . Таким образом, в отношении  $R$  зависимость от коэффициентов сокращается, из этого следует, что подавления излучения в этом случае нет. Расчет проводился как вручную, так и с помощью MC-генератора CalcHEP [220], тем самым обеспечивая проверку [99].

Такая же ситуация сложилась и для векторных частиц скрытой массы. Это также видно из квадратов матричных элементов.

$$|M|^2 = 4(a^2 + b^2)\{\dots\}; \quad |M|^2 = 14(a^2 + b^2)\{\dots\}. \quad (3.6)$$

Таким образом, параметризация вершин взаимодействия (3.2), (3.3) не дает подавления излучения в конечном состоянии. Несмотря на сокращение введенных параметров в оценке  $Br$  для каждого вида лагранжиана (спина  $X$ ) сравнение двух случаев друг с другом также важно (то есть сравнение  $\{\dots\}$  из (3.5) и (3.6)). Оно будет показывать влияние самого спина, о чем будет сказано отдельно ниже.

### 3.1.2. Случай $e^+e^+$ моды

Следующим шагом является изучение мод с тождественными фермионами в конечном состоянии, таких как  $X \rightarrow e^+e^+$  или  $e^-e^-$ . Диаграммы рассматриваемых процессов представлены на рис. 3.3 и 3.4.

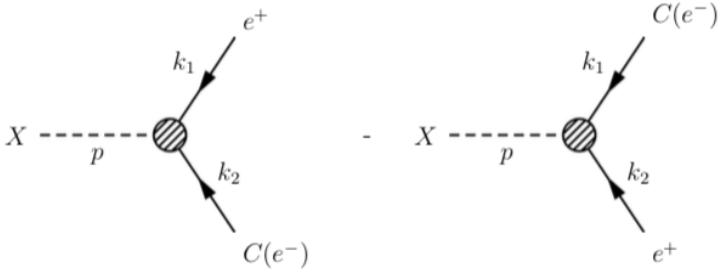


Рис. 3.3. Диаграммы Фейнмана для двухчастичного распада дважды заряженной частицы DM

Необходимо сделать несколько специальных замечаний по поводу этой модели. Первое — частица  $X$  обладает двойным зарядом. Несмотря на экзотичность этой модели, ранее похожие модели были предложены в [221–224] и рассмотрены в [225; 226] для возможного объяснения позитронной аномалии. Однако, можно рассмотреть более сложный, каскадный процесс, в котором незаряженная частица  $X$  распадается на некоторые промежуточные частицы  $Y^{++}, Y^{--}$ , распадающиеся на пары тождественных лептонов.

Как отмечалось, в пользу моды  $X^{++} \rightarrow e^+e^+$  с точки зрения подавления фотонов говорит то, что на один испускаемый фотон приходится два позитрона вместо одного как в предыдущем случае  $X \rightarrow e^+e^-$ .

Но здесь может играть роль еще один аргумент касательно тождественных фермионов. Классическое (дипольное) излучение двух одинаковых заряженных частиц (точнее с одинаковыми соотношениями заряда к массе) равно нулю. Квантовый случай частично должен соответствовать классическому благодаря так называемой «Однофотонная теореме» (или же теореме о радиационных нулях) [227].

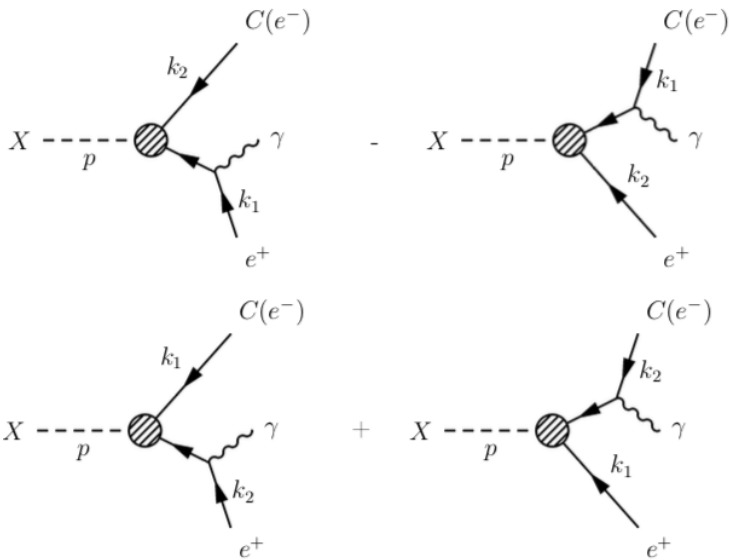


Рис. 3.4. Диаграммы Фейнмана для трехчастичного распада дважды заряженной частицы DM

Лагранжиан такой модели выглядит как:

$$\mathcal{L}_C = X\bar{\psi}^C(a + b\gamma^5)\psi + X^*\bar{\psi}(a + b\gamma^5)\psi^C, \quad (3.7)$$

где верхний индекс  $C$  означает зарядовое сопряжение. Эта теория подразумевает существование частицы и античастицы ( $X^{++}$ ,  $X^{--}$ ), соответствующих  $X$  и  $X^*$  в лагранжиане. Если предположить, что начальное состояние фиксировано, то есть в начальном состоянии находится только частица  $X$ , то можно рассматривать только один член лагранжиана взаимодействия:

$$\mathcal{L}_C = X\bar{\psi}^C(a + b\gamma^5)\psi. \quad (3.8)$$

Квадраты матричных элементов двухчастичного и трехчастичного процессов распада соответственно в случае скалярной  $X$ -частицы получаются следующей структуры:

$$|M|^2 = 4m_x^2(a^2 + b^2); \quad |M|^2 = 16(a^2 + b^2)\{\dots\}. \quad (3.9)$$

А в случае векторной частицы  $X$  соответствующие квадраты матричных элементов равны:

$$|M|^2 = 8m_x^2 b^2; \quad |M|^2 = \frac{16b^2}{m_x^2} \{ \dots \}. \quad (3.10)$$

Таким образом, как и в ранее рассмотренных модельных случаях, мы не получаем подавления фотона за счет параметризации через коэффициенты  $a$  и  $b$  как в скалярных, так и в векторных частицах ДМ. Поэтому возникает необходимость усложнения моделей.

Однако здесь не сравнивались моды  $X \rightarrow e^+e^-$  и  $X \rightarrow e^+e^+$  между собой. При этом в последней относительно первой ожидается упомянутый эффект из-за тождественности конечных частиц, что будет рассмотрено отдельно ниже.

### 3.2. Каскадные моды распада частицы скрытой массы

Рассмотрим модель скрытой массы, состоящей из скалярных или векторных незаряженных самосопряженных частиц  $X$ , распадающихся через массивную частицу-медиатор  $Y$ , которая, в свою очередь, распадается на два заряженных лептона. Диаграмма Фейнмана для этого процесса показана на рис. 3.5.

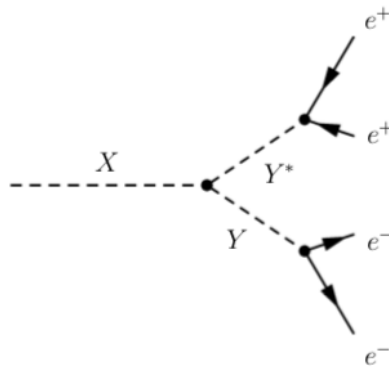


Рис. 3.5. Диаграмма Фейнмана для распада частицы ДМ через тяжелую промежуточную частицу  $Y$

Можно рассмотреть несколько вариантов такой модели.

- $X$  — скалярное действительное поле,  $Y$  — комплексное скалярное дважды заряженное поле:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & XY^*Y + Y\bar{\Psi}^C(a + b\gamma^5)\Psi + Y^*\bar{\Psi}(a - b\gamma^5)\Psi^C - \\ & - \bar{\Psi}\gamma^\mu A_\mu\Psi + A_\mu Y\partial^\mu Y^* + A_\mu Y^*\partial^\mu Y. \end{aligned} \quad (3.11)$$

- $X$  — действительное векторное поле,  $Y$  — комплексное скалярное дважды заряженное поле:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & Y\partial^\mu X_\mu Y^* + X_\mu\partial^\mu Y Y^* + X_\mu\partial^\mu Y^* Y + + \\ & + X_\mu A^\mu Y^* Y + Y\bar{\Psi}^C(a + b\gamma^5)\Psi + Y^*\bar{\Psi}(a - b\gamma^5)\Psi^C - \\ & - \bar{\Psi}\gamma^\mu A_\mu\Psi + A_\mu Y\partial^\mu Y^* + A_\mu Y^*\partial^\mu Y. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Мы смоделировали и проанализировали каждую такую вариацию с помощью CalcHEP. Отношение ширин распада

$$\Gamma(X \rightarrow e^+, e^+, e^-, e^-, \gamma) / \Gamma(X \rightarrow e^+, e^+, e^-, e^-)$$

в этих моделях оказалось независимым от параметризации в лагранжиане взаимодействия.

Таким образом, ни одна из этих моделей не дала положительного результата за счет параметризации лагранжиана взаимодействия как в случае нетождественных фермионов в конечном состоянии, так и в случае их тождественности.

### 3.3. Сравнение мод $e^+e^-$ и $e^+e^+$

Как указывалось, мода  $e^+e^+$  отличается от  $e^+e^-$  наличием тождественных фермионов соответственно с нулевым (классическим) электрическим дипольным моментом. В каждой моде по отдельности параметризация коэффициентами  $a$  и  $b$  не дает уменьшение отношения

$$\frac{dBr}{d\omega}(X \rightarrow ee\gamma) \equiv \frac{d\Gamma(X \rightarrow ee\gamma)/d\omega}{\Gamma(X \rightarrow ee)}. \quad (3.13)$$

Сокращение параметров происходило на уровне квадратов матричных элементов  $M^2$ , что делает независимым от них весь спектр фотонов (3.13). Однако отношение спектров от двух мод

$$R = \frac{dBr(X \rightarrow e^+e^+\gamma)/d\omega}{dBr(X \rightarrow e^+e^-\gamma)/d\omega} \quad (3.14)$$

может отражать упомянутый эффект. Эффект может проявляться в распределении и по другим кинематическим переменным, но распределение по энергии фотонов  $\omega$  для нашей задачи наиболее важное.

Рассмотрим  $R(\omega)$  на примере мод  $X \rightarrow e^+e^+(\gamma)$  и  $X \rightarrow e^+e^-(\gamma)$  с лагранжианами (3.2) и (3.7) с коэффициентами  $a = b = 1$ . Важно отметить, что данные лагранжианы относятся к скалярной частице  $X$ . Масса частицы  $X$  взята для численных результатов равной  $m_X = 1$  ТэВ.

Расчет проводился с помощью программы CompHEP [228]. Результат представлен на рис. 3.6.

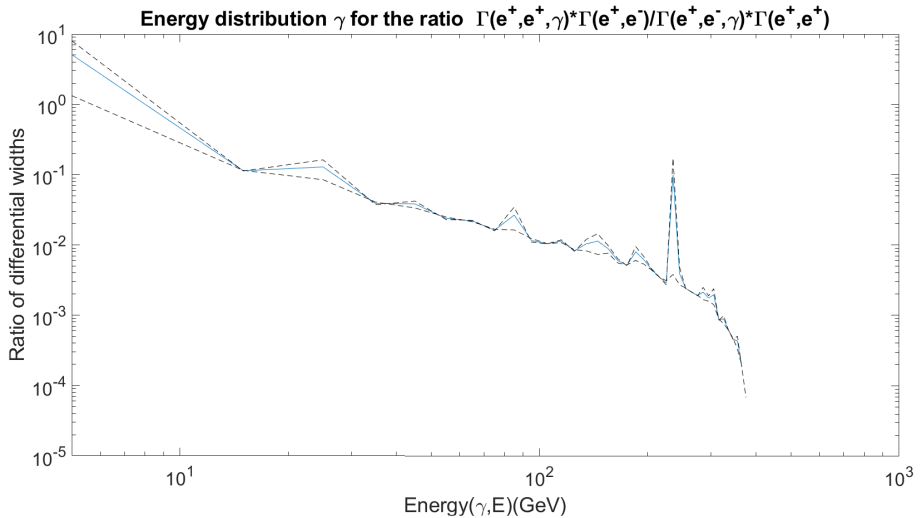


Рис. 3.6. Отношение  $R(\omega)$  (3.14). Пунктирные линии ниже и выше сплошной показывают ошибки, следствием которых, в частности, являются пики

Как видно из рисунка (пики лежат в пределах погрешности соответствующих точек), выход фотонов от моды  $e^+e^+$  спадает с энергией сильнее, чем от моды  $e^+e^-$ . Относительное подавление фотонов при  $\omega > 100$  ГэВ более 100 раз, что должно еще удвоиться в пересчете на один позитрон. Это дает большое преимущество двухпозитронной моде при описании КЛ, так как противоречие с гамма-фоном нарастает ближе именно к концу энергетического спектра в случае рассмотренных  $l^+l^-$ -мод (см. рис. 1.12, 2.1,б, 2.3,б, 2.4,б), 2.5, 2.6, 2.9, 2.10 – 2.12,б).

Полученный эффект подавления фотонов FSR на конце их спектра от  $e^+e^+$  по отношению к  $e^+e^-$  имеет качественное объяснение. Максимальной энергии фотона  $\omega \rightarrow m_X/2$  соответствует случай, когда два позитрона летят в противоположную (от фотона) сторону с одинаковыми импульсами. С другой стороны, поскольку спин частицы  $X$  ноль, у фотона единица, спины позитронов по закону сохранения момента импульса должны быть также со-направлены. То есть два позитрона должны быть в одинаковом состоянии, что запрещено принципом запрета Паули.

Как показал анализ, представленный в главе 2, двухчастичная  $e^+e^-$  мода плохо описывает позитронную аномалию (данные АМС-2) и для более качественного описания следует переходить к многочастичным модам. Примером могут быть каскадные моды, рассмотренные в предыдущем разделе 3.2.. Также могут быть прямые многочастичные моды вида  $X \rightarrow e^+e^+x$ , где  $x$  – одна или несколько неизвестных частиц (например, нейтрино, темные фотоны и др.). Однако в таких модах эффект подавления фотонов FSR может быть слабее или вовсе исчезнуть. Требуется дальнейший анализ. Но тем не менее, текущий пример показывает, в каком направлении может дальше развиваться физика взаимодействия скрытой массы для объяснения данных о КЛ.

Перейдем к анализу других возможных лагранжианов.

### 3.4. Подавление фотона за счет спина и импульса частицы DM

#### 3.4.1. Подавление фотона за счет спина

Покажем влияние спина распадающейся частицы DM на выход высокоэнергетичных фотонов в конечном состоянии. Для этого аналитически были получены выражения дифференциальных ширин распада частиц DM от энергии фотонов в конечном состоянии  $\omega$  [97]. Здесь приводится результат сравнения таких аналитических выражений для скалярных частиц DM (3.15) и векторных (3.16), а также сравнение их с соответствующими распределениями, полученными в CalcHEP (рис. 3.7).

Для случая скалярной частицы  $\mathcal{L} = X\bar{\psi}\psi$ ,  $\mathcal{L} = X\bar{\psi}\gamma^5\psi$ , получе-

НО:

$$\frac{\partial Br(e^- e^+ \gamma)}{\partial \omega} = -\frac{e^2}{4\pi^2 m^2 \omega} \times \left. (m^2 - 2m\omega + 2\omega^2) \ln \left( \left| \frac{m - 2E_e}{m - 2(E_e + \omega)} \right| \right) \right|_{E_e^-}^{E_e^+}. \quad (3.15)$$

Для векторной частицы  $\mathcal{L} = X_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$ ,  $\mathcal{L} = X_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \psi$ :

$$\frac{\partial Br(e^- e^+ \gamma)}{\partial \omega} = -\frac{e^2}{4\pi^2 m^2 \omega} \times \left. \left[ (m^2 - 2m\omega + 2\omega^2) \ln \left( \left| \frac{m - 2E_e}{m - 2(E_e + \omega)} \right| \right) - 4E_e \omega \right] \right|_{E_e^-}^{E_e^+}, \quad (3.16)$$

где  $E_e^+$  и  $E_e^-$  верхний и нижний кинематический предел электрона в распаде  $X \rightarrow e^+ e^- \gamma$  и  $m$  — масса частицы  $X$ . Соответствующие распределения показаны на рис. 3.7.

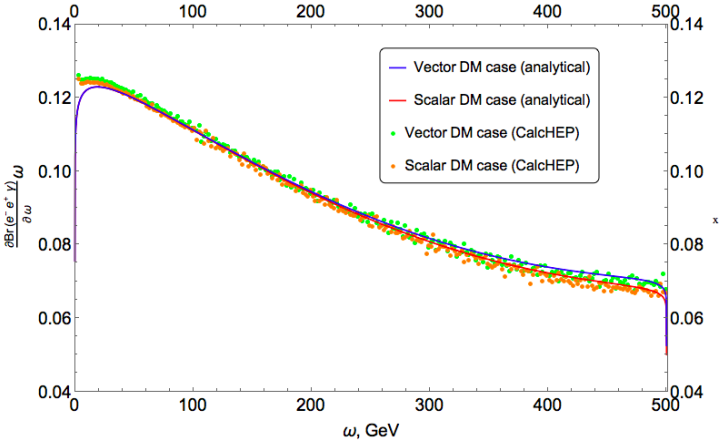


Рис. 3.7. Распределение по энергии фотона  $\frac{\partial Br(e^- e^+ \gamma)}{\partial \omega} \cdot \omega$  для распада скалярной частицы DM (красный) и векторной частицы DM (синий) с соответствующими распределениями, полученными в CalcHEP для  $m_X = 1000$  ГэВ [229]

Как уже ранее было указано, данные распределения оказываются не зависящими от параметризации. Однако можно заметить, что имеет место небольшое подавление выхода фотонов в распадах скалярных частиц скрытой массы по сравнению с векторными при высоких энергиях. Тем не менее, такого подавления недостаточно для разрешения противоречия между данными наблюдений гамма-фона и соответствующими теоретическими предсказаниями.

### 3.4.2. Подавление фотона за счет импульса

В попытке добиться различия зависимостей от параметров  $a$  и  $b$  между трехчастичными и двухчастичными распадами, был построен класс вершин взаимодействия, имеющих зависимость от импульса распадающейся частицы:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} &= \bar{\psi}\gamma^\mu \left( a + \frac{ib(\gamma^\nu \partial_\nu)}{m} \right) X_\mu \psi, \\
 \mathcal{L} &= \bar{\psi}\gamma^\mu \left( a + \frac{ib(\gamma^\nu \partial_\nu)(\gamma^\rho \partial_\rho) \dots}{m^n} \right) X_\mu \psi, \\
 \mathcal{L} &= \bar{\psi}\gamma^\mu \left( a\gamma^5 + \frac{ib(\gamma^\nu \partial_\nu)}{m^n} \right) X_\mu \psi \quad \dots
 \end{aligned} \tag{3.17}$$

Подобная зависимость позволяет добиться различия в зависимости от параметров  $a$  и  $b$  между распадами ( $X \rightarrow e^+e^-$ ) и ( $X \rightarrow e^+e^-\gamma$ ). Аналитическое распределение дифференциальной ширины распада частиц DM для этой модели как функция энергии фотона FSR приведена ниже.

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial Br(e^-e^+\gamma)}{\partial \omega} &= \frac{e^2}{-4\pi^2 m^3 \omega (2a^2 + b^2)} \times \\
 &\times \left[ m(2a^2 + b^2)(m^2 - 2m\omega + 2\omega^2) \ln \left( \left| \frac{m - 2E_e}{m - 2(E_e + \omega)} \right| \right) - \right. \\
 &\quad \left. - 8E_e \omega (a^2 m + 2b^2 \omega) \right] \Bigg|_{E_e^-}^{E_e^+}. \tag{3.18}
 \end{aligned}$$

Данный метод приводит к возможности «манипулирования» выходом фотонов при помощи варьирования параметров  $a$  и  $b$ , однако

это не приводит к существенному положительному результату в задаче подавления выхода фотона. Кроме того класс таких вершин ограничен.

### 3.5. Петлевые модели распада

Как было показано, наличие зависимости вершины взаимодействия от импульсов начальной и конечных частиц приводит к решению проблемы сокращения параметризации в случае рассмотрения отношения  $\Gamma(X \rightarrow e^+e^-\gamma)/\Gamma(X \rightarrow e^+e^-)$ . Простейшая линейная зависимость такой вершины от импульса распадающейся частицы не привела к существенному подавлению выхода фотонов, что приводит к рассмотрению более сложных зависимостей вершины от импульсов. Наиболее естественным способом получения таких вершин является рассмотрение петлевых диаграмм распадов частиц скрытой массы на  $e^+, e^-$  [98].

В этом случае параметры модели  $a$  и  $b$  становятся функциями энергии распада:

$$a \rightarrow F_1(\sqrt{s}), \quad b \rightarrow F_2(\sqrt{s}). \quad (3.19)$$

Были рассмотрены следующие петлевые процессы (рис. 3.8).

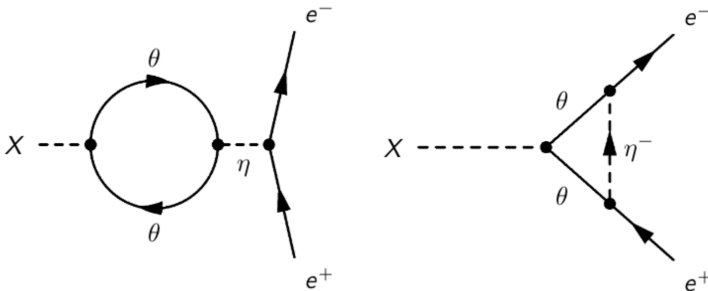


Рис. 3.8. Процессы распадов частиц ДМ через петли

Соответствующие лагранжианы взаимодействия этих моделей

имеют вид:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_\circ &= X\bar{\theta}(a + ib\gamma^5)\theta + \eta\bar{\theta}(c + id\gamma^5)\theta + \eta\bar{\Psi}\Psi \\
 \mathcal{L}_\Delta &= X\bar{\theta}(a + ib\gamma^5)\theta + \eta\bar{\theta}(c + id\gamma^5)\Psi + \\
 &\quad + \eta^*\bar{\Psi}(c + id\gamma^5)\theta,
 \end{aligned}
 \tag{3.20}$$

где  $X, \eta$  — скалярные частицы DM,  $\theta$  — фермион.

### 3.5.1. Распад через «пузырьковую» петлю

Поскольку данный процесс (рис. 3.9) является лишь поправкой к массе частицы  $X$ , можно убедиться, что диаграммы подобного вида не приводят к возможному подавлению выхода фотонов в конечном состоянии варьированием параметров модели.

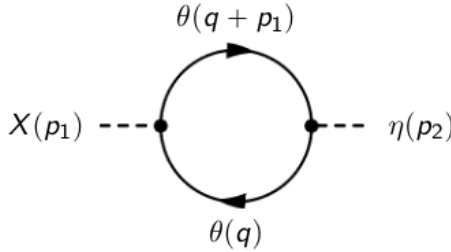


Рис. 3.9. «Пузырьковая» петля

Петлевая поправка в данном случае имеет вид:

$$\begin{aligned}
 \hat{O} &= 4m^2(ac - bd)B_0(p_1, m, m) + \\
 &\quad + 4(ac - bd)\left(A_0(m) + m^2B_0(p_1, m, m) - \frac{p_1^2}{2}B_0(p_1, m, m)\right).
 \end{aligned}
 \tag{3.21}$$

Каждая из функций  $A_0, B_0$  зависит от своих аргументов квадратично. Таким образом вклад данной петлевой вершины в случае трех- и двухчастичного распадов оказывается одинаковым и сокращается при рассмотрении отношения соответствующих ширин распадов, что приводит к ситуации, аналогичной рассмотрению простейших вершин.

### 3.5.2. Треугольные диаграммы

Рассматривается петлевая диаграмма распада в  $e^+e^-$ . Лагранжиан взаимодействия такого процесса:

$$\mathcal{L}_\Delta = X\bar{\theta}(a + ib\gamma^5)\theta + \eta\bar{\theta}(c + id\gamma^5)\Psi + \eta^*\bar{\Psi}(c + id\gamma^5)\theta. \quad (3.22)$$

Для упрощения расчетов масса частицы  $\eta$  предполагается очень большой, так что испусканием фотона  $\eta$ -пропагатором можно пренебречь. Ведущий порядок процесса  $X \rightarrow e^+e^-$  в этом случае описывается треугольной петлевой диаграммой, показанной на рис. 3.10

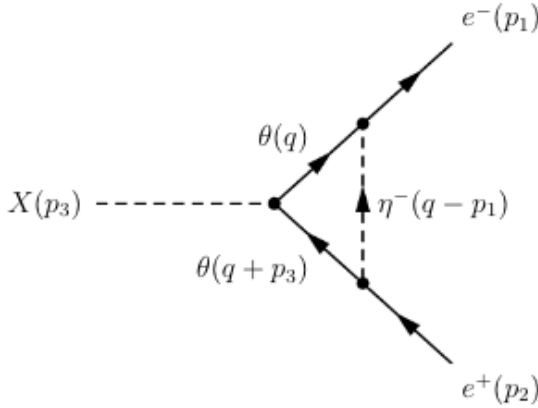


Рис. 3.10. Двухчастичный распад частицы DM через треугольную петлю

Мы вычисляем здесь соответствующий матричный элемент (3.23) через форм-факторы  $F_1$  и  $F_2$ , используя процедуру редукции Пассарино-Вельтмана, описанную в [230; 231]. Матричный элемент:

$$i\mathcal{M} = i\bar{u}p_1(F_1(\sqrt{s}) - iF_2(\sqrt{s})\gamma^5)v(p_2), \quad (3.23)$$

$$\begin{aligned}
F_1(\sqrt{s}) &= a(c^2 - d^2) \left( B(\sqrt{s}) + (m_2^2 + m_1 m_3) C_0(p_1, p_2) \right) + \\
&\quad + 2bcd \left( B(\sqrt{s}) + (m_2^2 - m_1 m_3) C_0(p_1, p_2) \right), \\
F_2(\sqrt{s}) &= b(c^2 - d^2) \left( B(\sqrt{s}) + (m_2^2 - m_1 m_3) C_0(p_1, p_2) \right) - \\
&\quad - 2acd \left( B(\sqrt{s}) + (m_2^2 + m_1 m_3) C_0(p_1, p_2) \right).
\end{aligned} \tag{3.24}$$

$B(\sqrt{s}) \equiv B_0(\sqrt{s}, m_1, m_3)$  и  $C_i(p_1, p_2) \equiv C_i(p_1, p_2; m_1, m_2, m_3)$ . В этом случае квадрат амплитуды двухчастичного распада, усредненный по поляризациям конечного состояния, принимает вид:

$$\frac{1}{4} \sum_{\lambda} \mathcal{M} \mathcal{M}^* = \frac{m_x^2}{2} \left( F_1(\sqrt{s})^2 + F_2(\sqrt{s})^2 \right). \tag{3.25}$$

После таких же расчетов, проведенных для трехчастичного процесса распада  $X \rightarrow e^+ e^- \gamma$  (рис. 3.11), по их соотношению можно получить выражение для распределения энергии выхода фотонов в конечном состоянии.

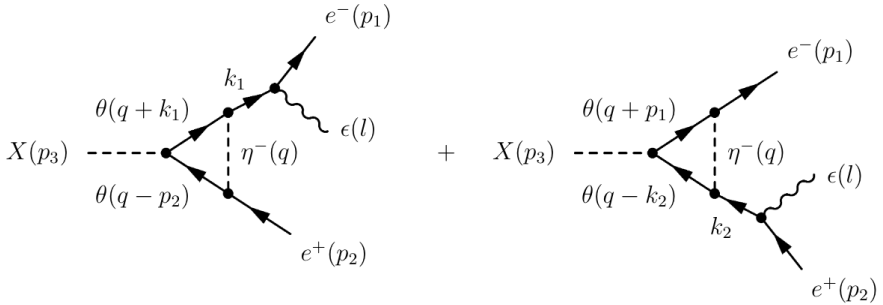


Рис. 3.11. Трехчастичный распад частицы DM через треугольную петлю

Квадрат амплитуды трехчастичного распада:

$$\frac{1}{4} \sum_{\lambda} \mathcal{M} \mathcal{M}^* = \frac{(c^2 + d^2)^2}{4} (A_{11} - A_{12} - A_{21} + A_{22}), \tag{3.26}$$

$$A_{ii} = a^2 \frac{|X_i^+|^2 + 2m_1^2(l \cdot p_i)^2(p_1 \cdot p_2)|Y_i|^2}{(p_i + l)^4} + b^2 \frac{|X_i^-|^2 + 2m_1^2(l \cdot p_i)^2(p_1 \cdot p_2)|K_i|^2}{(p_i + l)^4}, \quad (3.27)$$

$$A_{ij} = 2m_1^2(p_1 \cdot p_2)(l \cdot p_1)(l \cdot p_2) \frac{a^2 Y_i Y_j^* - 4a^2 C_i C_j^* + b^2 K_i K_j^*}{(p_i + l)^2 (p_j + l)^2} - (p_1 \cdot (p_2 + l)) (p_2 \cdot (p_1 + l)) \frac{a^2 X_i^+ X_j^{+*} + b^2 X_i^- X_j^{-*}}{(p_i + l)^2 (p_j + l)^2}, \quad (3.28)$$

где  $K_1 = C_0(k_1, p_2)$ ,  $K_2 = C_0(p_1, k_2)$ ,  $C_1 = C_1(k_1, p_2)$ ,  $C_2 = C_1(p_1, k_2)$ ,

$$\begin{aligned} X_1^\pm &= 2(l \cdot p_1)C_1 + B(\sqrt{s}) + K_1(m_2^2 \pm m_1^2), \\ X_2^\pm &= 2(l \cdot p_2)C_2 + B(\sqrt{s}) + K_2(m_2^2 \pm m_1^2), \\ Y_1 &= 2C_1 + K_1, \quad Y_2 = 2C_2 + K_2. \end{aligned} \quad (3.29)$$

С использованием найденных выражений квадратов матричного элемента трехчастичного и двухчастичного распадов, было построено распределение  $\frac{\partial Br(e^+e^- \gamma)}{\partial \omega}$ , представленное на рис. 3.12.

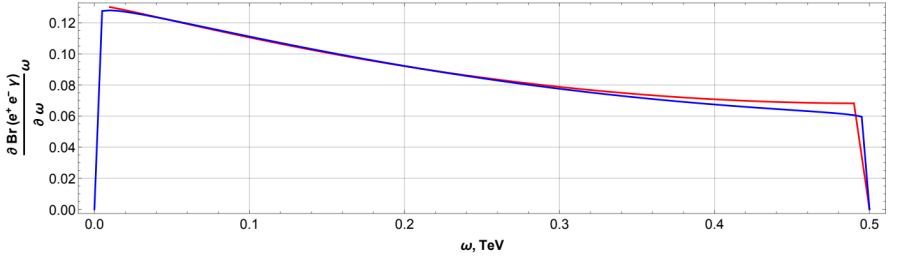


Рис. 3.12. Сравнение выхода фотонов для треугольной вершины (красный) и скалярной вершины (синий) [102]

Изучение влияния изменения параметров модели на испускание фотонов показало, что подавление оказывается незначительным для удовлетворительного объяснения высокоэнергетического спектра космических позитронов, не противоречащего гамма-фону.

### 3.6. Выводы и обсуждение

Подведем итог данной главы. Она посвящена альтернативному поиску решения противоречия с данными по космическому гамма-фону при описании позитронной аномалии, а именно поиску вида лагранжиана взаимодействия скрытой массы, при котором уменьшается выход фотонов FSR. Рассмотрены вершины взаимодействия частиц DM с различными спинами, разными поведением относительно пространственного и зарядового сопряжений, включающие промежуточные частицы, включая петли. Слабое изменение выхода фотонов обнаружено при изменении спина распадающейся частицы DM, а также при включении в вершину взаимодействия импульса (производной), который появляется также в петлевой диаграмме. Но наибольший и потенциально значимый для решения проблемы согласия с данными по космическому гамма-излучению эффект подавления FSR фотонов обнаружен для вершины с зарядовым сопряжением, дающей распад  $X \rightarrow e^+e^+$  в рассмотренном случае начальной скалярной частицы DM. Несмотря на трудность описания спектра космических позитронов в таком простейшем случае это дает указание на возможное развитие физической модели скрытой массы для описания позитронной аномалии в КЛ.

## Заключение

Помимо проблемы скрытой массы в космологии и астрофизике есть и другие серьезные неразрешенные загадки, связанные с разными наблюдениями. Неизвестная физика скрытой массы здесь может служить неким полигоном для гипотез, предлагающих решение каких-либо загадок, связывая их между собой. Наблюдения различных явлений способствуют их пониманию и созданию новых моделей, с одной стороны, и накладывает ограничения — с другой.

В настоящей работе исследовались возможные допущения о природе скрытой массы Вселенной, способствующие решению других проблем космологии, астрофизики или физики частиц. В первую очередь рассматривались данные по космическим лучам (высокоэнергетическим электронам, позитронам, гамма-излучению, антипротонам, нейтрино), на основе которых были найдены согласующиеся с ними параметры моделей скрытой массы.

В ходе настоящей работы показано возможное развитие различных моделей скрытой массы на основе данных по КЛ.

В главе 1 представлено развитие модели техницветовой скрытой массы в виде майорановских частиц (либо в виде связанного состояния техникварка и техниглюона,  $DG$ , либо в виде технинейтрино), удовлетворяющие ограничениям по потокам нейтрино из центров Земли и Солнца, либо в виде дважды заряженных частиц (в виде либо связанного состояния двух техникварков  $UU$ , либо технилептона), при которых частично объясняется позитронная аномалия в космических лучах, смягчая противоречие с данными по космическому гамма-фону.

Вторая глава посвящена проблеме описания позитронной аномалии, в которой выявлена проблема противоречия с данными по космическому гамма-излучению. Поиск решения данного противоречия проводился в рамках двух альтернативных подходов, основанных на предположениях о пространственном распределении скрытой массы (глава 1.2.) и о физике ее взаимодействия (глава 3).

В главе 1.2. предложена модель скрытой массы с малой активной компонентой, образующей в Галактике диск, в рамках которой объясняется позитронная аномалия в космических лучах, обходя/уменьшая противоречие с данными по космическому гамма-фону. Такая модель подразумевает диссипативную природу соответствующей

компоненты скрытой массы, связанную с наличием у нее собственного взаимодействия.

В главе 3 рассмотрены различные виды лагранжиана взаимодействия частиц скрытой массы с электронами и позитронами. Охвачен широкий ряд их типов, включающий разные спины начальных частиц, свойства относительно пространственного и зарядового сопряжения, допускающие распады на тождественные фермионы, через каскады и петли, зависимость от импульса. В итоге получено, что наиболее перспективным среди рассмотренных является случай распада скалярной частицы  $X^{++} \rightarrow e^+e^+$ . Несмотря на трудность описания спектра космических позитронов в таком случае это дает указание на возможное развитие физической модели скрытой массы для описания позитронной аномалии в КЛ.

В целом работа объединяет в одно исследовательское направление различные фундаментальные проблемы космологии, астрофизики и физики частиц.

## Список использованной литературы

1. *Zwicky F.* Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln // *Helvetica Physica Acta*. — 1933. — Vol. 6. — P. 110–127.
2. *Lee T. D., Yang C. N.* Question of Parity Conservation in Weak Interactions // *Phys. Rev.* — 1956. — Vol. 104, issue 1. — P. 254–258.
3. *Kobzarev I. Y.* [et al.]. On the possibility of experimental observation of mirror particles // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1966. — Vol. 3, no. 6. — P. 837–841. — [*Yad. Fiz.* 3 (1966) 1154].
4. *Pavsic M.* External inversion, internal inversion, and reflection invariance // *Int. J. Theor. Phys.* — 1974. — Vol. 9. — P. 229–244. — arXiv: arXiv:hep-ph/0105344 [hep-ph].
5. *Blinnikov S. I., Khlopov M. Y.* Possible Astronomical Effects of Mirror Particles // *Astron. Rep.* — 1983. — Vol. 27. — P. 371–375.
6. *Foot R.* Mirror matter-type dark matter // *Int. J. Mod. Phys.* — 2004. — Vol. D13. — P. 2161–2192. — arXiv: arXiv:astro-ph/0407623 [astro-ph].
7. *Clarke J. D., Foot R.* Mirror dark matter will be confirmed or excluded by XENON1T // *Phys. Lett.* — 2017. — Vol. B766. — P. 29–34. — arXiv: arXiv:1606.09063 [hep-ph].
8. *Gunn J. E.* [et al.]. Some astrophysical consequences of the existence of a heavy stable neutral lepton // *Astrophys. J.* — 1978. — Vol. 223. — P. 1015–1031.
9. *Stecker F. W.* The cosmic gamma-ray background from the annihilation of primordial stable neutral heavy leptons // *Astrophys. J.* — 1978. — Vol. 223. — P. 1032–1036.
10. *Zeldovich Y. B.* Astrophysical constraints on the mass of heavy stable neutral leptons // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1980. — Vol. 31. — P. 664–669.
11. *Silk J., Srednicki M.* Cosmic-ray antiprotons as a probe of a photino-dominated universe // *Phys. Rev. Lett.* — 1984. — Vol. 53. — P. 624–627.
12. *Doroshkevich A. G., Khlopov M. Y.* On the physical nature of dark matter of the Universe // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1984. — Vol. 39. — P. 551–553.
13. *Konoplich R. V., Khlopov M. Y.* Astrophysical constraints on mass of very heavy stable neutrino // *Phys. Atom. Nucl.* — 1994. — Vol. 57. — P. 425–431.

14. *Wandelt B. D.* [et al.]. Selfinteracting dark matter // Sources and detection of dark matter and dark energy in the universe. Proceedings, 4th International Symposium, DM 2000, Marina del Rey, USA, February 23-25, 2000. — 2000. — P. 263–274. — arXiv: [arXiv:astro-ph/0006344](#) [astro-ph].
15. *Chung D., Farrar G. R., Kolb E. W.* Are ultrahigh-energy cosmic rays signals of supersymmetry? // Phys. Rev. — 1998. — Vol. D57. — P. 4606–4613. — arXiv: [arXiv:astro-ph/9707036](#) [astro-ph].
16. *Albuquerque I. F. M.* [et al.]. Exotic massive hadrons and ultra-high energy cosmic rays // Phys. Rev. — 1999. — Vol. D59. — P. 015021. — arXiv: [arXiv:hep-ph/9805288](#) [hep-ph].
17. *Qin B., Wu X. P.* Constraints on the Interaction between Dark Matter and Baryons from Cooling Flow Clusters // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 87. — P. 061301. — arXiv: [arXiv:astro-ph/0106458](#) [astro-ph].
18. *Chuzhoy L., Nusser A.* A Limit on the dark matter and baryons interaction cross-section in galaxy clusters // Astrophys. J. — 2006. — Vol. 645. — P. 950–954. — arXiv: [arXiv:astro-ph/0408184](#) [astro-ph].
19. *Davis J. H.* Probing sub-GeV mass SIMP dark matter with a low-threshold surface experiment // KCL-PH-TH-2017-38. — 2017. — arXiv: [arXiv:1708.01484](#) [hep-ph].
20. *Moore B.* Evidence against dissipationless dark matter from observations of galaxy haloes // Nature. — 1994. — Vol. 370. — P. 629.
21. *X.-J. B.* [et al.]. Asymmetric Dark Matter Bound State // Phys. Rev. — 2017. — Vol. D95. — P. 043540. — arXiv: [arXiv:1602.08816](#) [hep-ph].
22. *Bringmann T.* [et al.]. Strong constraints on self-interacting dark matter with light mediators // Phys. Rev. Lett. — 2017. — Vol. 118. — P. 141802. — arXiv: [arXiv:1612.00845](#) [hep-ph].
23. *Bell N. F.* [et al.]. Dark Forces in the Sky: Signals from  $Z'$  and the Dark Higgs // JCAP. — 2016. — Vol. 1608, no. 08. — P. 001. — arXiv: [arXiv:1605.09382](#) [hep-ph].
24. *Belotsky K. M., Esipova E. A., Kirillov A. A.* On the classical description of the recombination of dark matter particles with a Coulomb-like interaction // Phys. Lett. — 2016. — Vol. B761. — P. 81–86. — arXiv: [1506.03094](#) [astro-ph.CO].
25. *Belotsky K.* [et al.]. On Recombination of Dark Matter Particles with Dark U(1) Interaction // Phys. Proc. — 2015. — Vol. 74. — P. 24–27.

26. *Belotsky K.* [et al.]. On the temperature evolution of multicomponent dark matter with Coulomb-like interaction // Journal of Physics: Conference Series. — 2016. — Vol. 675. — P. 012017.
27. *Belotsky K. M.* [et al.]. Effects of new long-range interaction: Recombination of relic heavy neutrinos and antineutrinos // Grav. Cosmol. — 2005. — Vol. 11. — P. 27–33. — arXiv: astro-ph/0504621 [astro-ph].
28. *Belotsky K. M.* [et al.]. Dark Coulomb binding of heavy neutrinos of fourth family // International Journal of Modern Physics D. — 2015. — Vol. 24, no. 13. — P. 1545008.
29. *Spergel D. N., Steinhardt P. J.* Observational evidence for self-interacting cold dark matter // Phys. Rev. Lett. — 2000. — Vol. 84. — P. 3760–3763. — arXiv: arXiv:astro-ph/9909386 [astro-ph].
30. *Cirelli M.* [et al.]. Dark Matter’s secret liaisons: phenomenology of a dark U(1) sector with bound states // JCAP. — 2017. — Vol. 1705. — P. 036. — arXiv: arXiv:1612.07295 [hep-ph].
31. *Petraki K.* [et al.]. Radiative bound-state-formation cross-sections for dark matter interacting via a Yukawa potential // JHEP. — 2017. — Vol. 04. — P. 077. — arXiv: arXiv:1611.01394 [hep-ph].
32. *P. A.* [et al.]. Make Dark Matter Charged Again // JCAP. — 2017. — Vol. 1705. — P. 022. — arXiv: arXiv:1610.04611 [hep-ph].
33. *Baldes I., Petraki K.* Asymmetric thermal-relic dark matter: Sommerfeld-enhanced freeze-out, annihilation signals and unitarity bounds // DESY-17-034, NIKHEF-2017-009. — 2017. — arXiv: arXiv:1703.00478 [hep-ph].
34. *P. F.* The light  $\vec{U}$  boson as the mediator of a new force, coupled to a combination of  $Q$ ,  $\vec{B}$ ,  $L$  and dark matter // Eur. Phys. J. — 2017. — Vol. C77, no. 1. — P. 53. — arXiv: arXiv:1611.05357 [hep-ph].
35. *An H.* [et al.]. Effects of Bound States on Dark Matter Annihilation // Phys. Rev. — 2016. — Vol. D93. — P. 115020. — arXiv: arXiv:1604.01776 [hep-ph].
36. *Gershtein S., Zeldovich Y.* Rest Mass of Muonic neutrino and Cosmology // JETP Lett. — 1966. — Vol. 4. — P. 120–122.
37. *Lee W., Weinberg S.* Cosmological Lower Bound on Heavy-Neutrino Masses // Phys. Rev. Lett. — 1977. — Vol. 39. — P. 165–168.
38. *Fargion D.* [et al.]. Signature of relic heavy stable neutrinos in underground experiments // JETP Lett. — 1998. — Vol. 68. — P. 685–690. — arXiv: arXiv:astro-ph/9810048 [astro-ph].

39. *Fargion D.* [et al.]. On the heavy relic neutrino: Galactic gamma halo connection // INFN-1243. — 1998. — arXiv: [arXiv:astro-ph/9902327](#) [astro-ph].
40. *Fargion D.* [et al.]. Possible Effects of the Existence of the 4th Generation Neutrino // JETP Lett. — 1999. — Vol. 69. — P. 434–440. — arXiv: [arXiv:astro-ph/9903086](#) [astro-ph].
41. *Belotsky K. M.* [et al.]. May Heavy neutrinos solve underground and cosmic ray puzzles? // Phys. Atom. Nucl. — 2008. — Vol. 71. — P. 147–161. — arXiv: [arXiv:hep-ph/0411093](#) [hep-ph].
42. *Frenk C. S.* [et al.]. Cold dark matter, the structure of galactic haloes and the origin of the Hubble sequence // Nature. — 1985. — Vol. 317. — P. 595–597.
43. *Quinn P. J.* [et al.]. Primordial density fluctuations and the structure of galactic haloes // Nature. — 1986. — Vol. 322. — P. 329–335.
44. *Gurevich A., Zybin K. P.* Nondissipative gravitational turbulence // Sov. Phys. JETP. — 1988. — Vol. 67, no. 10. — P. 1.
45. *Berezinsky V. S.* [et al.]. Distribution of dark matter in the galaxy and the lower limits for the masses of supersymmetric particles // Phys.Lett. — 1992. — Vol. B284. — P. 221–228.
46. *Berezinsky V. S., Dokuchaev V. I., Eroshenko Y. N.* Small-scale clumps of dark matter // Physics-Uspekhi. — 2014. — Vol. 57, no. 1. — P. 1–36.
47. *Blennow M.* [et al.]. Self-interacting inelastic dark matter: A viable solution to the small scale structure problems // JCAP. — 2017. — Vol. 284, no. 03. — P. 048. — arXiv: [arXiv:1612.06681](#) [hep-ph].
48. *Foot R.* Resolution of the small scale structure issues with dissipative dark matter from multiple standard model sectors // Physical Review D. — 2018. — Vol. 98, no. 12. — ISSN 2470-0029.
49. *Tulin S., Yu H.-B.* Dark Matter Self-interactions and Small Scale Structure. — 2017. — arXiv: [arXiv:1705.02358](#) [hep-ph].
50. *Gondolo P., Silk J.* Dark matter annihilation at the galactic center // Phys. Rev. Lett. — 1999. — Vol. 83. — P. 1719–1722. — arXiv: [arXiv:astro-ph/9906391](#) [astro-ph].
51. *Foot R.* Dissipative dark matter explains rotation curves // Phys. Rev. D. — 2015. — Vol. 91, no. 12. — P. 123543. — arXiv: [1502.07817](#) [astro-ph.GA].

52. *Kamada A.* [et al.]. Self-Interacting Dark Matter Can Explain Diverse Galactic Rotation Curves // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — Vol. 119, no. 11. — P. 111102. — arXiv: 1611.02716 [astro-ph.GA].
53. *Pollack J.* [et al.]. Supermassive Black Holes from Ultra-Strongly Self-Interacting Dark Matter // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 804, no. 2. — P. 131. — arXiv: arXiv:1501.00017 [astro-ph.CO].
54. *Kalberla P. M. W.* [et al.]. Dark matter in the Milky Way, II. the HI gas distribution as a tracer of the gravitational potential // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 469. — P. 511–527. — arXiv: arXiv: 0704.3925 [astro-ph].
55. *Randall L., Scholtz J.* Dissipative Dark Matter and the Andromeda Plane of Satellites // *JCAP.* — 2015. — Vol. 1509, no. 09. — P. 057. — arXiv: arXiv:1412.1839 [astro-ph.GA].
56. *Foot R.* Dissipative dark matter explains rotation curves // *Phys. Rev.* — 2015. — Vol. D91. — P. 123543. — arXiv: arXiv:1502.07817 [astro-ph.GA].
57. *Massey R.* [et al.]. The behaviour of dark matter associated with four bright cluster galaxies in the 10 kpc core of Abell 3827 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 449. — P. 3393–3406. — arXiv: arXiv:1504.03388 [astro-ph.CO].
58. *Taylor P.* [et al.]. A test for skewed distributions of dark matter, and a possible detection in galaxy cluster Abell 3827 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2017. — Vol. 468, no. 4. — P. 5004–5013. — arXiv: 1701.04412 [astro-ph.CO].
59. *Massey R.* [et al.]. Dark matter dynamics in Abell 3827: new data consistent with standard cold dark matter // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2018. — Vol. 477, no. 1. — P. 669–677. — arXiv: 1708.04245 [astro-ph.CO].
60. *Bernal N.* [et al.]. The dawn of FIMP Dark Matter: A review of models and constraints // *International Journal of Modern Physics A.* — 2017. — Vol. 32, no. 27. — P. 1730023–274. — arXiv: 1706.07442 [hep-ph].
61. *Belotsky K. M., Solovoyov M. L., Rakhimova M. A.* Mechanisms of Cosmic Ray Generation // *Phys. At. Nucl.* — 2022. — Vol. 85, no. 1. — P. 92–96.
62. *Chang J., (ATIC collaboration) others.* An excess of cosmic ray electrons at energies of 300–800 GeV // *Nature.* — 2008. — Vol. 456. — P. 362–365.

63. *Goodenough L., Hooper D.* Possible Evidence For Dark Matter Annihilation In The Inner Milky Way From The Fermi Gamma Ray Space Telescope // FERMILAB-PUB-09-494-A. — 2009. — arXiv: arXiv:0910.2998 [hep-ph].
64. *Vitale V., Morselli A.* Indirect Search for Dark Matter from the center of the Milky Way with the Fermi-Large Area Telescope // eConf Proceedings C091122. — 2009. — arXiv: arXiv:0912.3828 [astro-ph.HE].
65. *Hooper D., Goodenough L.* Dark Matter Annihilation in The Galactic Center As Seen by the Fermi Gamma Ray Space Telescope // Phys. Lett. — 2011. — Vol. B697. — P. 412–428. — arXiv: arXiv:1010.2752 [hep-ph].
66. *Hooper D., Linden T.* On The Origin Of The Gamma Rays From The Galactic Center // Phys. Rev. — 2011. — Vol. D84. — P. 123005. — arXiv: arXiv:1110.0006 [astro-ph.HE].
67. *Abazajian K. N., Kaplinghat M.* Detection of a Gamma-Ray Source in the Galactic Center Consistent with Extended Emission from Dark Matter Annihilation and Concentrated Astrophysical Emission // Phys. Rev. — 2012. — Vol. D86. — P. 083511. — arXiv: arXiv:1207.6047 [astro-ph.HE].
68. *Gordon C., Macias O.* Dark Matter and Pulsar Model Constraints from Galactic Center Fermi-LAT Gamma Ray Observations // Phys. Rev. — 2013. — Vol. D88. — P. 083521. — arXiv: arXiv:1306.5725 [astro-ph.HE].
69. *Horiuchi S.* [et al.]. The Fermi-LAT gamma-ray excess at the Galactic Center in the singlet-doublet fermion dark matter model // JCAP. — 2016. — Vol. 03. — P. 048. — arXiv: arXiv:1602.04788v2 [hep-ph].
70. *Daylan T.* [et al.]. GeV excess electrons upscattering the CMB: a possible resolution to the “Photon Underproduction Crisis” // American Astronomical Society Meeting Abstracts. Vol. 225. — 2015. — P. 255.19. — (American Astronomical Society Meeting Abstracts).
71. *Zhou B.* [et al.]. GeV excess in the Milky Way: The role of diffuse galactic gamma-ray emission templates // Phys. Rev. — 2015. — Vol. D91. — P. 123010. — arXiv: arXiv:1406.6948 [astro-ph.HE].
72. *Aguilar M., (AMS Collaboration) others.* Antiproton Flux, Antiproton-to-Proton Flux Ratio, and Properties of Elementary Particle Fluxes in Primary Cosmic Rays Measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Vol. 117. — P. 091103.

73. *Ackermann M.* [et al.]. The spectrum of isotropic diffuse gamma-ray emission between 100 MeV and 820 GeV // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 799. — P. 86. — arXiv: 1410.3696 [astro-ph.HE].
74. *Ackermann M.* [et al.]. Fermi LAT Search for Dark Matter in Gamma-ray Lines and the Inclusive Photon Spectrum // *Phys. Rev.* — 2012. — Vol. D86. — P. 022002. — arXiv: arXiv:1205.2739v1 [astro-ph.HE].
75. *Strong A. W.* [et al.]. A New estimate of the extragalactic gamma-ray background from EGRET data // *Proceedings, 28th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2003): Tsukuba, Japan, July 31-August 7, 2003.* — 2003. — P. 2687. — arXiv: arXiv:astro-ph/0306345 [astro-ph] ; — [5,2687(2003)].
76. *Abdo A. A.* [et al.]. Fermi Large Area Telescope Measurements of the Diffuse Gamma-Ray Emission at Intermediate Galactic Latitudes // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103. — P. 251101. — arXiv: arXiv:0912.0973 [astro-ph.HE].
77. *Aharonian F.* [et al.]. Probing the ATIC peak in the cosmic-ray electron spectrum with H.E.S.S // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 508. — P. 561. — arXiv: arXiv:0905.0105 [astro-ph.HE].
78. *Yang F., Su M., Zhao Y.* Dark Matter Annihilation from Nearby Ultra-compact Micro Halos to Explain the Tentative Excess at 1.4 TeV in DAMPE data. — 2017. — arXiv: 1712.01724 [astro-ph.HE].
79. *Carr B., Kuhnel F.* Primordial Black Holes as Dark Matter Candidates // *Les Houches summer school on Dark Matter.* — 2021. — arXiv: 2110.02821 [astro-ph.CO].
80. *Adriani O.* [et al.]. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100GeV // *Nature.* — 2009. — Vol. 458, no. 7238. — P. 607–609. — arXiv: 0810.4995 [astro-ph].
81. *Aguilar M.* [et al.]. First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 110. — P. 141102.
82. *Ackermann M.* [et al.]. Measurement of separate cosmic-ray electron and positron spectra with the Fermi Large Area Telescope // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108. — P. 011103. — arXiv: arXiv:1109.0521 [astro-ph.HE].
83. *Belotsky K. M., other.* Sakharov's enhancement in the effect of 4th generation neutrino // *Grav. Cosmol. Suppl.* — 2000. — Vol. 6. — P. 140–143.

84. *Arkani-Hamed N.* [et al.]. A Theory of Dark Matter // *Phys. Rev.* — 2009. — Vol. D79. — P. 015014. — arXiv: 0810.0713 [hep-ph].
85. *Sommerfeld A.* Über die Beugung und Bremsung der Elektronen // *Annalen der Physik.* — 1931. — Vol. 403. — P. 257–330.
86. *Gamow G.* Zur Quantentheorie des Atomkernes // *Z. Phys.* — 1928. — Vol. 51. — P. 204–212.
87. *Sakharov A. D.* Interaction of an Electron and Positron in Pair Production // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* — 1948. — Vol. 18. — P. 631–635. — [Sov. Phys. Usp.34,375(1991)].
88. *Ade P. A. R.* [et al.]. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters // *Astron. & Astrophys.* — 2016. — Vol. 594. — A13. — arXiv: 1502.01589 [astro-ph.CO].
89. *Chen C.-H., Chiang C.-W., Nomura T.* Dark matter for excess of AMS-02 positrons and antiprotons // *Phys. Lett. B.* — 2015. — Vol. 747. — P. 495–499. — arXiv: 1504.07848 [hep-ph].
90. *Huang X.-J.* [et al.]. Antiprotons from dark matter annihilation through light mediators and a possible excess in AMS-02  $\bar{p}/p$  data // *Phys. Rev.* — 2017. — Vol. D95, no. 6. — P. 063021. — arXiv: arXiv: 1611.01983 [hep-ph].
91. *Khlopov M. Y.* Dark matter reflection of particle symmetry // *Mod. Phys. Lett.* — 2017. — Vol. A32. — P. 1740001. — arXiv: arXiv: 1704.06506 [hep-ph].
92. *Khlopov M. Y.* 10 years of dark atoms of composite dark matter // *Proceedings, 18th Workshop on What Comes Beyond the Standard Models?: Bled, Slovenia, July 11-19, 2015.* — 2015. — P. 71–77. — arXiv: arXiv:1512.01081 [hep-ph].
93. *Belotsky K., Khlopov M., Kouvaris C.* Muon flux limits for Majorana dark matter from strong coupling theories // *Phys. Rev.* — 2009. — Vol. D79. — P. 083520. — arXiv: 0810.2022 [astro-ph].
94. *Belotsky K. M.* [et al.]. Gamma-rays from possible disk component of dark matter // *Journal of Physics: Conference Series.* — 2017. — Vol. 798. — P. 012084.
95. *Belotsky K. M., Kirillov A. A., Soloviyov M. L.* Development of dark disk model of positron anomaly origin // *Int. J. Mod. Phys. D.* — 2018. — Vol. 27, no. 06. — P. 1841010. — arXiv: 1802.04678 [astro-ph.HE].
96. *Belotsky K. M.* [et al.]. Indirect effects of dark matter // *International Journal of Modern Physics D.* — 2019. — Vol. 28, no. 13. — P. 1941011–272. — arXiv: 1909.04735 [hep-ph].

97. *Belotsky K. M.* [et al.]. Cosmic Gamma Ray Constraints on the Indirect Effects of Dark Matter // Particles. — 2020. — Vol. 3, no. 2. — P. 336–344. — arXiv: 2004.05165 [hep-ph].
98. *Belotsky K., Kamaletdinov A. K.* Consideration of a loop decay of dark matter particle into electron-positron from point of view of possible FSR suppression // arXiv preprint arXiv:2011.12283. — 2020.
99. *Belotsky K., Kamaletdinov A., Shlepkina E.* Analysis of programming tools in framework of dark matter physics and concept of new MC-generator // arXiv preprint arXiv:1911.12805. — 2019.
100. *Solovyov M.* [et al.]. Studying the possibility of FSR suppression in DM decay in dependence of the mass of intermediate particle and vertex // Journal of Physics: Conference Series. Vol. 1390. — IOP Publishing. 2019. — P. 012096.
101. *Belotsky K.* [et al.]. The DAMPE excess and gamma-ray constraints // Phys. Dark Universe. — 2019. — Vol. 26. — P. 100333. — arXiv: 1904.02456 [astro-ph.HE].
102. *Belotsky K. M., Kamaletdinov A. K.* Consideration of a loop decay of dark matter particle into electron-positron from point of view of possible FSR suppression // arXiv e-prints. — 2020. — arXiv:2011.12283. — arXiv: 2011.12283 [hep-ph].
103. *Belotsky K.* [et al.]. Decaying Dark Atom constituents and cosmic positron excess // Adv. High Energy Phys. — 2014. — Vol. 2014. — P. 214258. — arXiv: 1403.1212 [astro-ph.CO].
104. *Belotsky K., Khlopov M., Laletin M.* Dark Atoms and their decaying constituents // Bled Workshops Phys. — 2014. — Vol. 15, no. 2. — P. 1–9. — arXiv: 1411.3657 [hep-ph].
105. *Belotsky K. M.* [et al.]. High Energy Positrons and Gamma Radiation from Decaying Constituents of a two-component Dark Atom Model // Int. J. Mod. Phys. — 2015. — Vol. D24, no. 13. — P. 1545004. — arXiv: 1508.02881 [astro-ph.HE].
106. *Alekseev V. V.* [et al.]. High-energy cosmic antiparticle excess vs. isotropic gamma-ray background problem in decaying dark matter Universe // J. Phys. Conf. Ser. — 2016. — Vol. 675, no. 1. — P. 012023.
107. *Alekseev V. V.* [et al.]. On a possible solution to gamma-ray overabundance arising in dark matter explanation of cosmic antiparticle excess // J. Phys. Conf. Ser. — 2016. — Vol. 675, no. 1. — P. 012026.

108. *Alekseev V. V.* [et al.]. Analysis of a possible explanation of the positron anomaly in terms of dark matter // *Phys. of Atom. Nucl.* — 2017. — Vol. 80, no. 4. — P. 402–406. — eprint: [Phys.Atom.Nucl.80\(2017\)no.4,713-717](#).
109. *Belotsky K.* [et al.]. Fermi-LAT kills dark matter interpretations of AMS-02 data. Or not? // *JCAP.* — 2017. — Vol. 1701, no. 01. — P. 021. — arXiv: [1606.01271 \[astro-ph.HE\]](#).
110. *Alekseev V. V.* [et al.]. Relieving the Tension between Dark Matter Production of High-energy Cosmic Antiparticles and FERMI/LAT Constraint on Isotropic Diffuse Gamma-ray Background // *Phys. Procedia.* — 2015. — Vol. 74. — P. 48–50.
111. *Weinberg S.* Implications of Dynamical Symmetry Breaking // *Phys. Rev.* — 1976. — Vol. D13. — P. 974–996. — [Addendum: *Phys. Rev.*D19,1277(1979)].
112. *Susskind L.* Dynamics of Spontaneous Symmetry Breaking in the Weinberg-Salam Theory // *Phys. Rev.* — 1979. — Vol. D20. — P. 2619–2625.
113. *Sannino F., Tuominen K.* Orientifold theory dynamics and symmetry breaking // *Phys. Rev.* — 2005. — Vol. D71. — P. 051901. — arXiv: [arXiv:hep-ph/0405209 \[hep-ph\]](#).
114. *Hong D. K.* [et al.]. Composite Higgs from higher representations // *Phys. Lett.* — 2004. — Vol. B597. — P. 89–93. — arXiv: [arXiv:hep-ph/0406200 \[hep-ph\]](#).
115. *Dietrich D. D.* [et al.]. Light composite Higgs from higher representations versus electroweak precision measurements: Predictions for CERN LHC // *Phys. Rev.* — 2005. — Vol. D72. — P. 055001. — arXiv: [arXiv:hep-ph/0505059 \[hep-ph\]](#).
116. *Dietrich D. D., Sannino F.* Conformal window of  $SU(N)$  gauge theories with fermions in higher dimensional representations // *Phys. Rev.* — 2007. — Vol. D75, issue 8. — P. 085018.
117. *Sannino F.* Conformal Dynamics for TeV Physics and Cosmology // *Acta Phys. Polon.* — 2009. — Vol. B40. — P. 3533–3743. — arXiv: [arXiv:0911.0931 \[hep-ph\]](#).
118. *Arbey A.* [et al.]. Fundamental Composite Electroweak Dynamics: Status at the LHC // *Phys. Rev.* — 2017. — Vol. D95, no. 1. — P. 015028. — arXiv: [arXiv:1502.04718 \[hep-ph\]](#).

119. *Gudnason S. B.* [et al.]. Towards working technicolor: Effective theories and dark matter // *Phys. Rev.* — 2006. — Vol. D73. — P. 115003. — arXiv: [arXiv:hep-ph/0603014](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0603014) [hep-ph].
120. *Gudnason S. B.* [et al.]. Dark Matter from new Technicolor Theories // *Phys. Rev.* — 2006. — Vol. D74. — P. 095008. — arXiv: [arXiv:hep-ph/0608055](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0608055) [hep-ph].
121. *Khlopov M. Y., Kouvaris C.* Strong Interactive Massive Particles from a Strong Coupled Theory // *Phys. Rev.* — 2008. — Vol. D77. — P. 065002. — arXiv: [arXiv:astro-ph/0710.2189](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0710.2189) [astro-ph].
122. *Khlopov M. Y., Kouvaris C.* Composite dark matter from a model with composite Higgs boson // *Phys. Rev.* — 2008. — Vol. D78. — P. 065040. — arXiv: [arXiv:astro-ph/0806.1191](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0806.1191) [astro-ph].
123. *Khlopov M. Y.* Composite dark matter from stable charged constituents. — 2008. — arXiv: [arXiv:astro-ph/0806.3581](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0806.3581) [astro-ph].
124. *Kainulainen K.* [et al.]. The WIMP of a Minimal Technicolor Theory // *Phys. Rev.* — 2007. — Vol. D75. — P. 085003. — arXiv: [arXiv:hep-ph/0612247](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0612247) [hep-ph].
125. *Kouvaris C.* Dark Majorana Particles from the Minimal Walking Technicolor // *Phys. Rev.* — 2007. — Vol. D76. — P. 015011. — arXiv: [arXiv:hep-ph/0703266](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0703266) [HEP-PH].
126. *Cheng H.-C.* [et al.]. AMS-02 Positron Excess and Indirect Detection of Three-body Decaying Dark Matter // *JCAP.* — 2017. — Vol. 1703, no. 03. — P. 041. — arXiv: [arXiv:1608.06382](https://arxiv.org/abs/1608.06382) [hep-ph].
127. *Joyce M.* Electroweak Baryogenesis and the Expansion Rate of the Universe // *Phys. Rev.* — 1997. — Vol. D55. — P. 1875–1878. — arXiv: [arXiv:hep-ph/9606223](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9606223) [hep-ph].
128. *Kolb E. W., Olive K. A.* Lee-Weinberg bound reexamined // *Phys. Rev.* — 1986. — Vol. D33, issue 4. — P. 1202–1203.
129. *Gaisser T. K.* [et al.]. Limits on cold-dark-matter candidates from deep underground detectors // *Phys. Rev.* — 1986. — Vol. D34, issue 8. — P. 2206–2222.
130. *Belotsky K. M.* [et al.]. Monochromatic neutrinos from the annihilation of fourth-generation massive stable neutrinos in the sun and in the earth // *Phys. Atom. Nucl.* — 2002. — Vol. 65. — P. 382–391. — [*Yad. Fiz.* 65 (2002) 407].
131. *Lewin J. D., Smith P. F.* Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil // *Astropart. Phys.* — 1996. — Vol. 6. — P. 87–112.

132. *Ellis J. R.* [et al.]. Reevaluation of the elastic scattering of supersymmetric dark matter // Phys. Lett. — 2000. — Vol. B481. — P. 304–314. — arXiv: arXiv:hep-ph/0001005 [hep-ph].
133. *Belotsky K. M., Khlopov M. Y.* On the distribution of collisionless particles in local potential well // Grav. Cosmol. — 2005. — Vol. 11. — P. 220–222. — arXiv: arXiv:astro-ph/0504216 [astro-ph].
134. *Hooper D., Silk J.* Searching for dark matter with neutrino telescopes // New J. Phys. — 2004. — Vol. 6. — P. 23. — arXiv: arXiv:hep-ph/0311367 [hep-ph].
135. *Gould A.* Cosmological density of WIMPs from solar and terrestrial annihilations // Astrophys. J. — 1992. — Vol. 388. — P. 338–344.
136. *Jungman G.* [et al.]. Supersymmetric dark matter // Phys. Rept. — 1996. — Vol. 267. — P. 195–373. — arXiv: arXiv:hep-ph/9506380 [hep-ph].
137. *Damour T., Krauss L. M.* A New WIMP population in the solar system and new signals for dark matter detectors // Phys. Rev. — 1999. — Vol. D59. — P. 063509. — arXiv: arXiv:astro-ph/9807099 [astro-ph].
138. *Yao W.-M.* [et al.]. Review of Particle Physics // Journal of Physics G. — 2006. — Vol. 33. — P. 1+.
139. *Ritz S., Seckel D.* Detailed Neutrino Spectra From Cold Dark Matter Annihilations in the Sun // Nucl. Phys. — 1988. — Vol. B304. — P. 877–908.
140. *Gandhi R.* [et al.]. Neutrino interactions at ultrahigh-energies // Phys. Rev. — 1998. — Vol. D58. — P. 093009. — arXiv: arXiv:hep-ph/9807264 [hep-ph].
141. *Hooper D., Servant G.* Indirect detection of Dirac right-handed neutrino dark matter // Astropart. Phys. — 2005. — Vol. 24. — P. 231–246. — arXiv: arXiv:hep-ph/0502247 [hep-ph].
142. *Crotty P.* High-energy neutrino fluxes from supermassive dark matter // Phys. Rev. — 2002. — Vol. D66. — P. 063504. — arXiv: arXiv:hep-ph/0205116 [hep-ph].
143. *Blennow M.* [et al.]. Neutrinos from WIMP annihilations using a full three-flavor Monte Carlo // JCAP. — 2008. — Vol. 0801. — P. 021. — arXiv: arXiv:0709.3898 [hep-ph].
144. *Desai S.* [et al.]. Search for dark matter WIMPs using upward through-going muons in Super-Kamiokande // Phys. Rev. — 2004. — Vol. D70. — P. 083523. — arXiv: arXiv:hep-ex/0404025 [hep-ex] ; — [Erratum: Phys. Rev.D70,109901(2004)].

145. *Kouvaris C.* The Dark Side of Strongly Coupled Theories // Phys. Rev. D. — 2008. — Vol. 78. — P. 075024. — arXiv: 0807.3124 [hep-ph].
146. *Wolfenstein L.* Neutrino oscillations in matter // Phys. Rev. — 1978. — Vol. D17, issue 9. — P. 2369–2374.
147. *Cirelli M.* [et al.]. Spectra of neutrinos from dark matter annihilations // Nucl. Phys. — 2005. — Vol. B727. — P. 99–138. — arXiv: arXiv: hep-ph/0506298 [hep-ph] ; — [Erratum: Nucl. Phys.B790,338(2008)].
148. *Naumov V. A.* High-energy neutrino oscillations in absorbing matter // Phys. Lett. — 2002. — Vol. B529. — P. 199–211. — arXiv: arXiv: hep-ph/0112249 [hep-ph].
149. *Akerib D. S.* [et al.]. First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Vol. 112. — P. 091303. — arXiv: arXiv:1310.8214 [astro-ph.CO].
150. *Aguilar M.* [et al.]. First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-350 GeV // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 110, issue 14. — P. 141102.
151. *Ackermann M.* [et al.]. Dark matter constraints from observations of 25 Milky Way satellite galaxies with the Fermi Large Area Telescope // Phys. Rev. — 2014. — Vol. D89. — P. 042001. — arXiv: arXiv: 1310.0828 [astro-ph.HE].
152. *Ackermann M.* [et al.]. Constraints on the Galactic Halo Dark Matter from Fermi-LAT Diffuse Measurements // Astrophys. J. — 2012. — Vol. 761. — P. 91. — arXiv: arXiv:1205.6474 [astro-ph.CO].
153. *Buckley J.* [et al.]. Working Group Report: WIMP Dark Matter Indirect Detection // Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics: Snowmass on the Mississippi (CSS2013): Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013. — 2013. — arXiv: arXiv:1310.7040 [astro-ph.HE].
154. *Ibarra A., Tran D., Weniger C.* Indirect Searches for Decaying Dark Matter // Int. J. Mod. Phys. — 2013. — Vol. A28. — P. 1330040. — arXiv: 1307.6434 [hep-ph].
155. *Tavakoli M.* [et al.]. Constraints on dark matter annihilations from diffuse gamma-ray emission in the Galaxy // JCAP. — 2014. — Vol. 1401. — P. 017. — arXiv: arXiv:1308.4135 [astro-ph.HE].

156. *Conrad J.* Indirect detection of Dark matter with gamma-rays - status and perspectives // PoS. — 2011. — Vol. IDM2010. — P. 048. — arXiv: arXiv:1103.5638 [astro-ph.CO].
157. *Dugger L.* [et al.]. Constraints on Decaying Dark Matter from Fermi Observations of Nearby Galaxies and Clusters // JCAP. — 2010. — Vol. 1012. — P. 015. — arXiv: arXiv:1009.5988 [astro-ph.HE].
158. *Strong A. W., Moskalenko I. V.* Propagation of cosmic-ray nucleons in the galaxy // Astrophys. J. — 1998. — Vol. 509. — P. 212–228. — arXiv: arXiv:astro-ph/9807150 [astro-ph].
159. *Gleeson L. J., Axford W. I.* Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays // Astrophys. J. — 1968. — Vol. 154. — P. 1011.
160. *Baltz E. A., Edsjo J.* Positron propagation and fluxes from neutralino annihilation in the halo // Phys. Rev. — 1998. — Vol. D59. — P. 023511. — arXiv: arXiv:astro-ph/9808243 [astro-ph].
161. *Hooper D., Blasi P., Serpico P. D.* Pulsars as the Sources of High Energy Cosmic Ray Positrons // JCAP. — 2009. — Vol. 0901. — P. 025. — arXiv: 0810.1527 [astro-ph].
162. *Di Mauro M.* [et al.]. Interpretation of AMS-02 electrons and positrons data // JCAP. — 2014. — Vol. 1404. — P. 006. — arXiv: arXiv:1402.0321 [astro-ph.HE].
163. *Bai Y.* [et al.]. The PAMELA excess from neutralino annihilation in the NMSSM // Phys. Rev. — 2009. — Vol. D80. — P. 055004. — arXiv: arXiv:0905.2964 [hep-ph].
164. *Cirelli M.* Status of Indirect (and Direct) Dark Matter searches. — 2015. — arXiv: arXiv:1511.02031 [astro-ph.HE].
165. *Di Mauro M.* The origin of the Fermi-LAT  $\gamma$ -ray background // Proceedings, 14th Marcel Grossmann Meeting on Recent Developments in Theoretical and Experimental General Relativity, Astrophysics, and Relativistic Field Theories (MG14) (In 4 Volumes): Rome, Italy, July 12–18, 2015. Vol. 3. — 2017. — P. 3098–3104. — arXiv: 1601.04323 [astro-ph.HE].
166. *Fox P. J., Poppitz E.* Leptophilic Dark Matter // Phys. Rev. — 2009. — Vol. D79. — P. 083528. — arXiv: arXiv:0811.0399 [hep-ph].
167. *Dev P. S. B.* [et al.]. Neutrino Mass and Dark Matter in light of recent AMS-02 results // Phys. Rev. — 2014. — Vol. D89. — P. 095001. — arXiv: arXiv:1307.6204 [hep-ph].

168. *Cirelli M.* [et al.]. Gamma ray constraints on Decaying Dark Matter // Phys. Rev. — 2012. — Vol. D86. — P. 083506. — arXiv: 1205.5283 [astro-ph.CO].
169. *Ando S., Ishiwata K.* Constraints on decaying dark matter from the extragalactic gamma-ray background // JCAP. — 2015. — Vol. 1505, no. 05. — P. 024. — arXiv: arXiv:1502.02007 [astro-ph.CO].
170. *Liu W.* [et al.]. Constraints on dark matter annihilation and decay from the isotropic gamma-ray background // Chin. Phys. — 2017. — Vol. C41, no. 4. — P. 045104. — arXiv: 1602.01012 [astro-ph.CO].
171. *Read J. I.* [et al.]. Thin, thick and dark discs in LCDM // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. — 2008. — Vol. 389. — P. 1041–1057. — arXiv: arXiv:0803.2714 [astro-ph].
172. *Purcell C. W.* [et al.]. The Dark Disk of the Milky Way // Astrophys. J. — 2009. — Vol. 703. — P. 2275–2284. — arXiv: arXiv:0906.5348 [astro-ph.GA].
173. *Kuhlen M.* [et al.]. The Distribution of Dark Matter in the Milky Way's Disk // Astrophys. J. — 2014. — Vol. 784. — P. 161. — arXiv: arXiv:1308.1703 [astro-ph.GA].
174. *Bidin C. M.* [et al.]. No evidence for a dark matter disk within 4 kpc from the Galactic plane // Astrophys. J. — 2010. — Vol. 724. — P. L122–L126. — arXiv: arXiv:1011.1289 [astro-ph.GA].
175. *Ruchti G. R.* [et al.]. The Gaia-ESO Survey: a quiescent Milky Way with no significant dark/stellar accreted disc // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. — 2015. — Vol. 450, no. 3. — P. 2874–2887. — arXiv: arXiv:1504.02481 [astro-ph.GA].
176. *Bienaymé O.* [et al.]. Weighing the local dark matter with RAVE red clump stars // Astron. Astrophys. — 2014. — Vol. 571. — A92. — arXiv: arXiv:1406.6896 [astro-ph.GA].
177. *Xia Q.* [et al.]. Determining the local dark matter density with LAMOST data // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. — 2016. — Vol. 458. — P. 3839. — arXiv: arXiv:1510.06810 [astro-ph.GA].
178. *Kramer E. D., Randall L.* Updated Kinematic Constraints on a Dark Disk. — 2016. — arXiv: arXiv:1604.01407.
179. *Cholis I., Goodenough L.* Consequences of a Dark Disk for the Fermi and PAMELA Signals in Theories with a Sommerfeld Enhancement // JCAP. — 2010. — Vol. 1009. — P. 010. — arXiv: arXiv:1006.2089 [astro-ph.HE].

180. *Evoli C.* [et al.]. Antiprotons from dark matter annihilation in the Galaxy: astrophysical uncertainties // *Phys. Rev.* — 2012. — Vol. D85. — P. 123511. — arXiv: [arXiv:1108.0664](https://arxiv.org/abs/1108.0664) [[astro-ph.HE](#)].
181. *Hektor A.* [et al.]. The cosmic-ray positron excess from a local Dark Matter over-density // *Phys. Lett.* — 2014. — Vol. B728. — P. 58–62. — arXiv: [arXiv:1307.2561](https://arxiv.org/abs/1307.2561) [[hep-ph](#)].
182. *Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M.* A Universal density profile from hierarchical clustering // *Astrophys. J.* — 1997. — Vol. 490. — P. 493–508. — arXiv: [astro-ph/9611107](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9611107) [[astro-ph](#)].
183. *Cirelli M.* [et al.]. PPC 4 DM ID: A Poor Particle Physicist Cookbook for Dark Matter Indirect Detection // *JCAP.* — 2011. — Vol. 1103. — P. 051. — arXiv: [1012.4515](https://arxiv.org/abs/1012.4515) [[hep-ph](#)] ; — [Erratum: *JCAP*1210,E01(2012)].
184. *Sjostrand T.* [et al.]. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 // *Comput. Phys. Commun.* — 2008. — Vol. 178. — P. 852–867. — arXiv: [arXiv:0710.3820](https://arxiv.org/abs/0710.3820) [[hep-ph](#)].
185. The GALPROP code for cosmic-ray transport and diffuse emission production. — <http://galprop.stanford.edu/>.
186. *Jin H.-B.* [et al.]. Cosmic ray propagation and dark matter in light of the latest AMS-02 data // *JCAP.* — 2015. — Vol. 1509, no. 09. — P. 049. — arXiv: [arXiv:1410.0171](https://arxiv.org/abs/1410.0171) [[hep-ph](#)].
187. *Ibarra A.* [et al.]. Decaying Dark Matter in Light of the PAMELA and Fermi LAT Data // *JCAP.* — 2010. — Vol. 1001. — P. 009. — arXiv: [arXiv:0906.1571](https://arxiv.org/abs/0906.1571) [[hep-ph](#)].
188. *Gast H., Schael S.* Charge-dependent solar modulation in light of the recent PAMELA data // *Proceedings of 31st ICRC.* — 2009.
189. *Accardo L.* [et al.]. High Statistics Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5 – 500 GeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 113. — P. 121101.
190. *Laletin M.* A no-go theorem for the dark matter interpretation of the positron anomaly // arXiv e-prints. — 2016. — arXiv:1607.02047. — arXiv: [1607.02047](https://arxiv.org/abs/1607.02047) [[astro-ph.HE](#)].
191. *Laletin M.* Can dark matter annihilations explain the AMS-02 positron data? // 52nd Rencontres de Moriond on Very High Energy Phenomena in the Universe (Moriond VHEPU 2017) La Thuile, Italy, March 18-25, 2017. — 2017. — arXiv: [arxiv:1705.05687](https://arxiv.org/abs/1705.05687) [[astro-ph.HE](#)].

192. *Ade P. A. R.* [et al.]. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters // *Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 594. — A13. — arXiv: arXiv:1502.01589 [astro-ph.CO].
193. *Cirelli M., Panci P.* Inverse Compton constraints on the Dark Matter  $e^+e^-$  excesses // *Nucl. Phys.* — 2009. — Vol. B821. — P. 399–416. — arXiv: 0904.3830 [astro-ph.CO].
194. *Ajello M.* [et al.]. Fermi-LAT Observations of High-Energy  $\gamma$ -Ray Emission Toward the Galactic Center // *Astrophys. J.* — 2016. — Vol. 819, no. 1. — P. 44. — arXiv: arXiv:1511.02938 [astro-ph.HE].
195. Virtual Observatory on the Net generating images of any part of the sky at wavelengths in all regimes from Radio to Gamma-Ray. — <http://skyview.gsfc.nasa.gov/>.
196. *Galper A. M.* [et al.]. Status of the GAMMA-400 project // *Advances in Space Research.* — 2013. — Vol. 51. — P. 297–300. — arXiv: arXiv:1201.2490 [astro-ph.IM].
197. The First Five Years of the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. — <http://www.ams02.org/2016/12/the-first-five-years-of-the-alphamagnetic-spectrometer-on-the-international-space-station/>.
198. *Feng J., Tomassetti N., Oliva A.* Bayesian analysis of spatial-dependent cosmic-ray propagation: astrophysical background of antiprotons and positrons // *Phys. Rev. D.* — 2016. — Vol. 94, no. 12. — P. 123007. — arXiv: 1610.06182 [astro-ph.HE].
199. *Ackermann M.* [et al.]. Resolving the Extragalactic  $\gamma$ -Ray Background above 50 GeV with the Fermi Large Area Telescope // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Vol. 116, no. 15. — P. 151105. — arXiv: 1511.00693 [astro-ph.CO].
200. *Di Mauro M.* [et al.]. Deriving the contribution of blazars to the Fermi-LAT Extragalactic  $\gamma$ -ray background at  $E > 10$  GeV with efficiency corrections and photon statistics // *Astrophys. J.* — 2018. — Vol. 856, no. 2. — P. 106. — arXiv: 1711.03111 [astro-ph.HE].
201. *Ambrosi G.* [et al.]. Direct detection of a break in the teraelectronvolt cosmic-ray spectrum of electrons and positrons // *Nature.* — 2017. — Vol. 552. — P. 63–66. — arXiv: 1711.10981 [astro-ph.HE].
202. *Jin H.-B.* [et al.]. Cosmic ray  $e^+e^-$  spectrum excess and peak feature observed by the DAMPE experiment from dark matter. — 2017. — arXiv: 1712.00362 [astro-ph.HE].

203. *Yuan Q.* [et al.]. Interpretations of the DAMPE electron data. — 2017. — arXiv: 1711.10989 [astro-ph.HE].
204. *Wang B.* [et al.]. Explanations of the DAMPE high energy electron/positron spectrum in the dark matter annihilation and pulsar scenarios // *Sci. China Phys. Mech. Astron.* — 2018. — Vol. 61, no. 10. — P. 101004.
205. *Li T., Okada N., Shafi Q.* Type II seesaw mechanism with scalar dark matter in light of AMS-02, DAMPE, and Fermi-LAT data // *Phys. Rev.* — 2018. — Vol. D98, no. 5. — P. 055002. — arXiv: 1804.09835 [hep-ph].
206. *Wang B.-B.* [et al.]. Explanations of the DAMPE high energy electron/positron spectrum in the dark matter annihilation and pulsar scenarios. — 2017. — arXiv: 1707.05664 [astro-ph.HE].
207. *Niu J.-S., Li T., Xu F.-Z.* A Simple and Natural Interpretations of the DAMPE Cosmic Ray Electron/Positron Spectrum within Two Sigma Deviations // *Eur. Phys. J.* — 2019. — Vol. C79, no. 2. — P. 125. — arXiv: 1712.09586 [hep-ph].
208. *Cao J.* [et al.]. Scalar dark matter explanation of the DAMPE data in the minimal Left-Right symmetric model // *Phys. Rev.* — 2018. — Vol. D97, no. 6. — P. 063016. — arXiv: 1712.05351 [hep-ph].
209. *Liu G.-L.* [et al.]. Explaining DAMPE results by dark matter with hierarchical lepton-specific Yukawa interactions // *Chin. Phys.* — 2018. — Vol. C42, no. 3. — P. 035101. — arXiv: 1712.02381 [hep-ph].
210. *Ding R.* [et al.]. Confronting the DAMPE Excess with the Scotogenic Type-II Seesaw Model // *Chin. Phys.* — 2018. — Vol. C42, no. 8. — P. 083104. — arXiv: 1712.02021 [hep-ph].
211. *Li T., Okada N., Shafi Q.* Scalar dark matter, Type II Seesaw and the DAMPE cosmic ray  $e^+ + e^-$  excess // *Phys. Lett.* — 2018. — Vol. B779. — P. 130–135. — arXiv: 1712.00869 [hep-ph].
212. *Chen C.-H., Chiang C.-W., Nomura T.* Explaining the DAMPE  $e^+e^-$  excess using the Higgs triplet model with a vector dark matter // *Phys. Rev.* — 2018. — Vol. D97, no. 6. — P. 061302. — arXiv: 1712.00793 [hep-ph].
213. *Fan Y.-Z.* [et al.]. A model explaining neutrino masses and the DAMPE cosmic ray electron excess // *Phys. Lett.* — 2018. — Vol. B781. — P. 83–87. — arXiv: 1711.10995 [hep-ph].

214. *Solovyov M. L.* [et al.]. Studying the possibility of FSR suppression in DM decay in dependence of the mass of intermediate particle and vertex // J. Phys. Conf. Ser. — 2019. — Vol. 1390. — P. 012096.
215. *Ravindranath S.* [et al.]. Evolution of disk galaxies in the goods-south field: number densities and size distribution // Astrophys. J. — 2004. — Vol. 604. — P. L9–L12. — arXiv: arXiv:astro-ph/0401483 [astro-ph].
216. *Chan M. H.* Indirect constraints on the dark matter interpretation of excess positrons seen by AMS-02 // Phys. Rev. — 2015. — Vol. D92. — P. 083504. — arXiv: arxiv:1509.06127 [astro-ph.HE].
217. *Fan J.* [et al.]. Double-Disk Dark Matter // Phys. Dark Univ. — 2013. — Vol. 2. — P. 139–156. — arXiv: arXiv:1303.1521 [astro-ph.CO].
218. *Foot R., Vagnozzi S.* Dissipative hidden sector dark matter // Phys. Rev. — 2015. — Vol. D91. — P. 023512. — arXiv: arXiv:1409.7174 [hep-ph].
219. *Xiang Q.-F.* [et al.]. A dark matter model that reconciles tensions between the cosmic-ray  $e^\pm$  excess and the gamma-ray and CMB constraints // Phys. Lett. — 2017. — Vol. B773. — P. 448–454. — arXiv: 1707.09313 [astro-ph.HE].
220. *Belyaev A., Christensen N. D., Pukhov A.* CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model // Computer Physics Communications. — 2013. — Vol. 184, no. 7. — P. 1729–1769.
221. *Khlopov M. Y.* Composite dark matter from the fourth generation // JETP Letters. — 2006. — Vol. 83, no. 1. — P. 1–4. — ISSN 1090-6487.
222. *Khlopov M. Y., Stephan C., Fargion D.* Dark matter with invisible light from heavy double charged leptons of almost-commutative geometry? // Classical and Quantum Gravity. — 2006. — Vol. 23, no. 24. — P. 7305.
223. *Khlopov M. Y., Kouvaris C.* Strong interactive massive particles from a strong coupled theory // Physical Review D. — 2008. — Vol. 77, no. 6. — P. 065002.
224. *Khlopov M.* Dark atoms and puzzles of dark matter searches // International Journal of Modern Physics A. — 2014. — Vol. 29, no. 19. — P. 1443002. — eprint: <http://www.worldscientific.com/doi/pdf/10.1142/S0217751X14430027>.
225. *Belotsky K.* [et al.]. Decaying Dark Atom constituents and cosmic positron excess // Adv. High Energy Phys. — 2014. — Vol. 2014. — P. 214258. — arXiv: 1403.1212 [astro-ph.CO].

226. *Belotsky K., Khlopov M., Laletin M.* Dark atoms and their decaying constituents // arXiv preprint arXiv:1411.3657. — 2014.
227. *Brown R. W.* Understanding something about nothing: radiation zeros // AIP Conference Proceedings. Vol. 350. — AIP. 1995. — P. 261–272.
228. *Boos E.* [et al.]. CompHEP 4.4—automatic computations from Lagrangians to events // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2004. — Vol. 534, no. 1/2. — P. 250–259.
229. *Belotsky K. M.* [et al.]. Cosmic Gamma Ray Constraints on the Indirect Effects of Dark Matter // Particles. — 2020. — Vol. 3, no. 2. — P. 336–344. — arXiv: 2004.05165 [hep-ph].
230. *Ellis R. K.* [et al.]. One-loop calculations in quantum field theory: from Feynman diagrams to unitarity cuts // Physics reports. — 2012. — Vol. 518, no. 4/5. — P. 141–250.
231. *Denner A., Dittmaier S.* Reduction schemes for one-loop tensor integrals // Nuclear Physics B. — 2006. — Vol. 734, no. 1/2. — P. 62–115.

**Определение возможных физических свойств скрытой  
массы по данным о космических лучах**

Монография

*Под редакцией  
доктора физико-математических наук К.М. Белоцкого*

Редактор Т.В. Волвенкова

Подписано в печать 01.12.2025. Формат 60×84 1/16.

Печ. л. 7,75. Уч.-изд. л. 7,75. Тираж 500 экз.

Изд. № 028-2. Заказ № 60.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».

Типография НИЯУ МИФИ.

115409, Москва, Каширское ш., д. 31.