

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЧАСТИЦ И КОСМОЛОГИИ

КУРСОВАЯ РАБОТА

**ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫЕ ЧАСТИЦЫ ТЁМНОЙ
МАТЕРИИ В АСТРОФИЗИКЕ**

Выполнил студент
443 группы
Секретов Михаил Константинович

Научный руководитель:
член-корр. РАН, доктор физ.-мат. наук
Троицкий Сергей Вадимович

Москва
2025

Содержание

1	Введение	2
2	Оценка сечения взаимодействия тёмной материи с нуклонами	2
3	Поиск среди WIMP	3
4	Диапазон низких масс (субГэВная область)	4
5	Модели с тёмным сектором	5
6	Расчёт вероятности первого столкновения	6
7	Расчёт вероятности повторного столкновения	7
8	Выводы	8

Введение

Активные ядра галактик часто являются местом ускорения космических лучей, поэтому кажется логичным искать корреляции между направлениями прихода космических лучей и объектами такого рода. Два десятилетия назад такие корреляции были найдены между сигналами, обнаруженными экспериментом High Resolution Fly's Eye experiment (HiRes), и объектами типа BL Ящерицы (BL Lac) [1]. Однако эти BL Lac расположены на космологических расстояниях, и заряженные нуклоны, вылетающие из активных ядер, будут отклоняться космическими магнитными полями, в то время как в найденных корреляциях угловые расстояния между направлениями прихода и источниками значительно меньше ожидаемых отклонений. Очевидно, только нейтральные частицы способны преодолеть такое расстояние и достичь наблюдателя, однако такие частицы отсутствуют в Стандартной модели [2]. Эта проблема потребовала нового физического объяснения.

В этой работе предлагается рассмотреть вариант, при котором ускоренная в активном ядре заряженная частица взаимодействует с частицей тёмной материи, ускоряя её до энергий порядка 10^{19} эВ. Считается, что тёмная материя не взаимодействует электромагнитным образом (или взаимодействует очень слабо), поэтому такая частица способна преодолеть большие расстояния. Достигнув нашей галактики, тёмная материя может испытать повторное соударение с нуклоном или же распасться на гамма-квант, прилёт которых уже будет наблюдаться на Земле.

Основная цель работы - найти подходящий диапазон в пространстве параметров масса-сечение, при котором не будет противоречий с существующими ограничениями на взаимодействие с тёмной материей, а также оценить вероятность такого процесса.

Оценка сечения взаимодействия тёмной материи с нуклонами

Для начала произведём самую простую оценку сечения взаимодействия ускоренных нуклонов с тёмной материей. Как известно, сечение выражается формулой:

$$\sigma = \frac{1}{n\lambda} = \frac{1}{\frac{\rho}{m_{DM}} \lambda} = \frac{m_{DM}}{\rho\lambda} \quad (1)$$

где n , ρ , m_{DM} - концентрация, плотность и масса тёмной материи соответственно, а λ - длина свободного пробега или же масштаб локализации. Так как интересует именно соотношение массы и сечения, то концентрацию мы выражаем через массу и плотность, в результате чего получаем сечение как линейную функцию от массы частицы тёмной материи.

Хотя то, что столкновение ускоренного нуклона и тёмной материи произойдёт именно в центральной области галактики (в ядре), кажется более вероятным, поскольку плотность там существенно выше, для полноты картины рассмотрим сразу три масштаба: ядро галактики, галактический и масштаб галактических скоплений.

Таблица 1. Различные масштабы

Масштаб	λ , кпк	Плотность ρ , ГэВ/см ³
Ядро	0.1	840
Галактика	10	0.3
Скопление галактик	10 ³	10 ⁻³

В Таблице 1 приведены оценки для плотности тёмной материи для различных масштабов. Для масштаба ядра было взято значение из [3] (хоть оценка там производилась для Млечного пути). Значение для галактического масштаба можно много где встретить, например в [4]. Считается, что плотность тёмной материи в скоплениях превышает среднюю во Вселенной в сотни или тысячи раз [4], поэтому для оценки возьмём $\sim 10^3 \cdot \rho_{crit} \sim 10^{-3} \text{ ГэВ/см}^3$.

Соответственно, используя все перечисленные приближения, можно получить оценочные диаграммы (Рис. 1), на которые мы будем ориентироваться в дальнейшем.

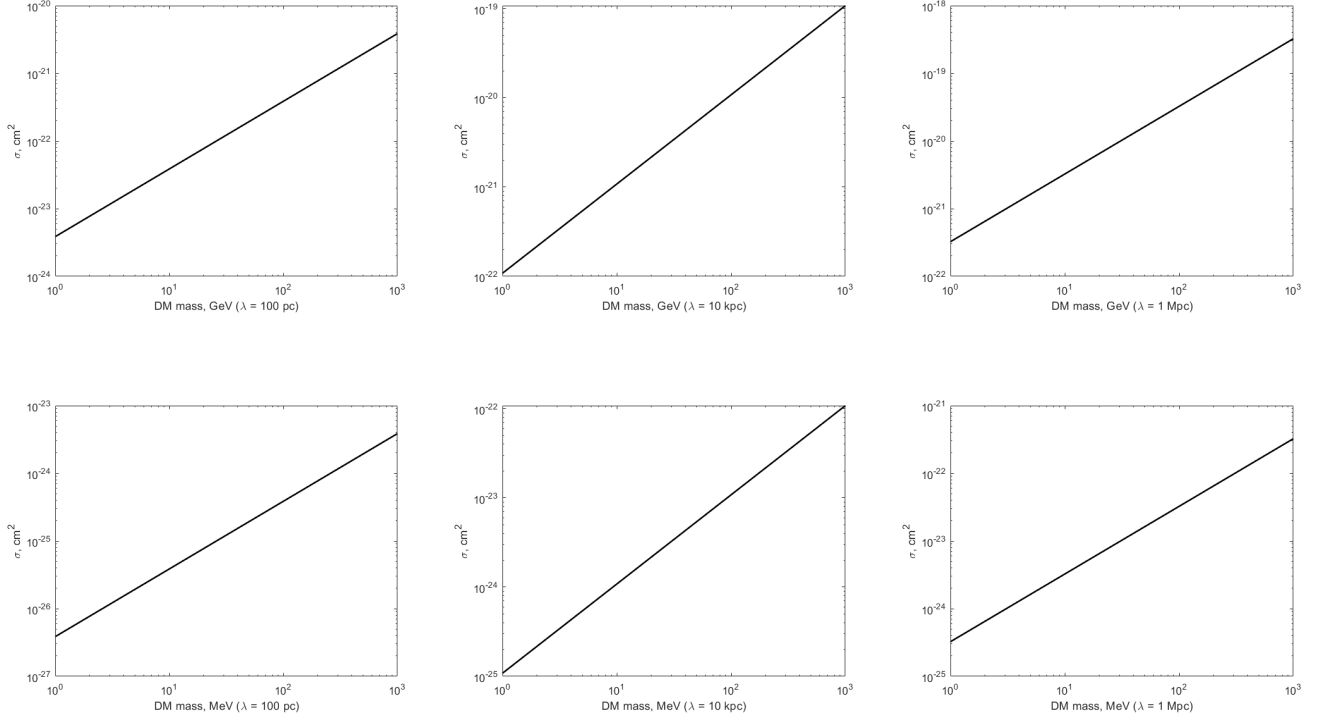


Рис. 1: Оценочные диаграммы, связывающие сечение взаимодействия тёмной материи и нуклона и массой частицы тёмной материи. Рассмотрены три различных масштаба, а также два диапазона масс: от 0 до 1000 МэВ и от 0 до 1000 ГэВ.

Теперь попробуем сравнить полученные оценки с существующими ограничениями на различные модели тёмной материи. В первую очередь обратим внимание на эксперименты по прямому обнаружению, так как они модельно-независимые, а потому дают больший простор для предположений.

Поиск среди WIMP

WIMPy (Weakly Interacting Massive Particles) - довольно большой класс частиц, подходящих на роль тёмной материи. В узком смысле - это буквально частицы, взаимодействующие с W и Z бозонами. То есть, это стабильные частицы, заряженные по электрослабой группе $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, имеющие нулевой электрический заряд.

В более широком смысле, WIMPy - это частицы, взаимодействующие с частицами "слабого масштаба" (такими как бозон Хиггса или t-кварк) так же "слабо", как по калибровочной группе $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, а потому, имеющие сечения аннигиляции такого же порядка. Под это определение подходит уже куда больше моделей [5].

Существует множество экспериментов по поиску WIMPов. В основном - это эксперименты по прямому обнаружению, основанные на упругом рассеянии частиц тёмной материи на нуклонах. Этот метод обычно пригоден для регистрации частиц тяжелее 1 ГэВ. Самые известные проводят LUX-ZEPLIN (LZ) [6] и XENONnT [7]. Эти эксперименты устанавливают ограничения на сечения взаимодействия нуклонов с тёмной материей, т.е. с WIMPами в данном случае.

Однако нас интересуют сечения при больших энергиях частиц тёмной материи. Для оценки сделаем предположение, что асимптотика сечения при больших энергиях у тёмной материи будет такой же, как у нейтрино. Тогда применима следующая формула [8]:

$$\sigma \approx \sigma_0 \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right)^{0.4} \quad (2)$$

где σ_0 - сечение для покоящихся частиц, $E \sim 10^{19}$ эВ. Следовательно, сечения для ускоренных частиц будут на несколько порядков больше.

На Рис.2 представлены ограничения из эксперимента XENONnT, умноженные на асимптотику.

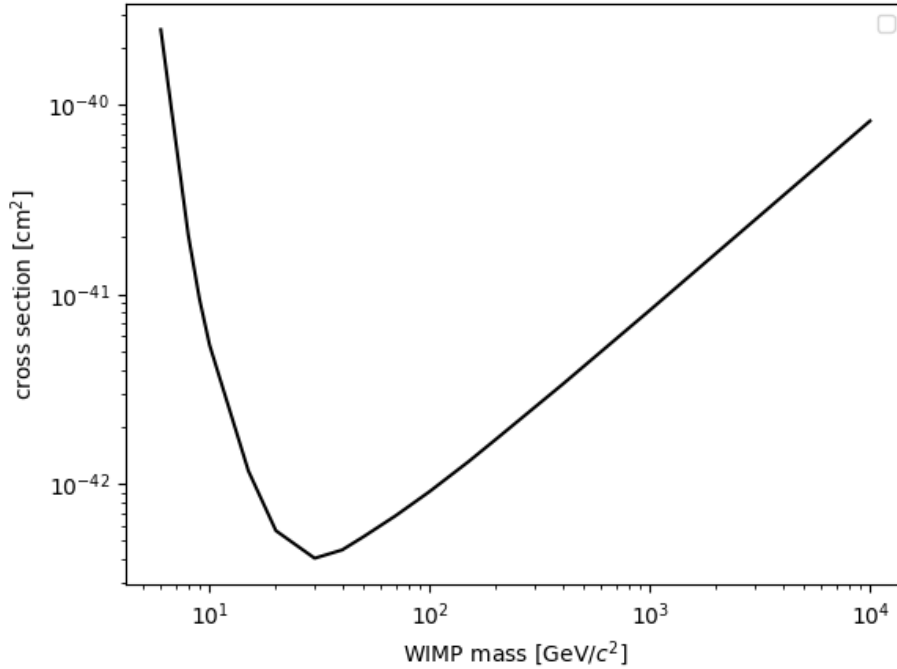


Рис. 2: Ограничения из эксперимента XENONnT с учетом асимптотики

Видно, что ограничения куда строже, чем полученные в прошлом разделе оценки. Следовательно, вариант с частицами тяжелее ГэВа нереалистичен. Логичным кажется спуститься в область низких масс.

Диапазон низких масс (субГэВная область)

При каноническом прямом детектировании предполагается упругое столкновение тёмной материи с ядром, однако при уменьшении массы частицы чувствительность детекторов падает. Но этот подход можно расширить в область $\lesssim 1$ ГэВ с помощью неупругих каналов

детектирования или эффекта Мигдала [9]. Эксперимент Super-CDMS (Super Cryogenic Dark Matter Search) [10] в том числе нацелен на поиск тёмной материи в субГэвной области методами прямого детектирования. На Рис.3 представлены ограничения, полученные Super-CDMS, также умноженные на асимптотику (2). Сравнив с диаграммами на Рис.1 можно сделать

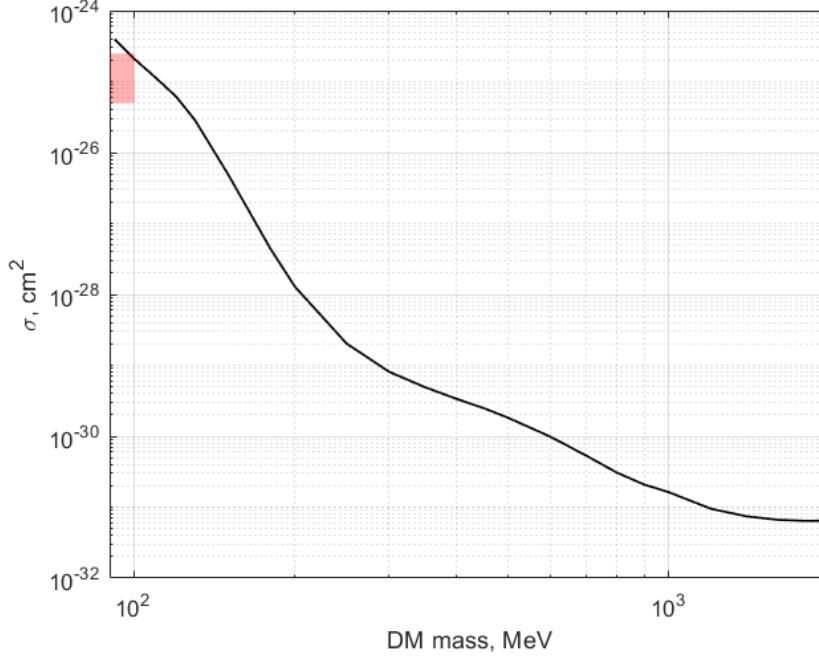


Рис. 3: Ограничения из эксперимента Super-CDMS с учетом асимптотики. Красным выделен интересующий нас диапазон

вывод, что значения $m \sim 100$ МэВ и $\sigma \sim 10^{-25}$ см² ($\lambda = 100$ пк) (примерная область выделена красным на Рис.3) возможны. Эксперимент Super-CDMS не привязан к конкретной модели, поэтому пока мы ограничены только нашим предположением об асимптотике сечений при больших энергиях.

Модели с тёмным сектором

Теперь попробуем обратиться к некоторым конкретным моделям тёмной материи. Обычно в субГэвной области говорят о моделях с тёмным сектором. Это класс теорий, в которых частицы тёмной материи заряжаются не под действием известных сил из Стандартной Модели, а под действием неких новых, "тёмных" сил. Самая простая возможность - "тёмная" $U(1)_D$ симметрия [5].

В этой модели считается, что маломассивные ($m \lesssim 1$ ГэВ) частицы тёмной материи χ взаимодействуют с векторным массивным бозоном A'_μ , который называют "тёмным фотоном". При этом "тёмные фотоны" кинетически перемешаны с обычными фотонами из СМ, перемешивание параметризуется константой ε . Лагранжиан теории содержит следующие члены [11]:

$$\mathcal{L} \supset -\frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_A^2 A'_\mu A'^\mu - \frac{\varepsilon}{2}F_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} - g_D A'_\mu J_D^\mu \quad (3)$$

где $F'_{\mu\nu} = \partial_\mu A'_\nu - \partial_\nu A'_\mu$ - тензор напряженности для тёмных фотонов, $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ - обычный тензор напряженности электромагнитного поля, $g_D = \sqrt{4\pi\alpha_D}$ - константа связи для нового взаимодействия, J_D^μ - ток по $U(1)_D$

Сечение взаимодействия вычисляется по следующей формуле [12]:

$$\sigma = \frac{16\pi\alpha\epsilon^2\alpha_D\mu^2}{m_{A'}^4} \quad (4)$$

где $\mu = \frac{m_\chi m}{m_\chi + m}$, $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$ Получая ограничения на ϵ , получаем ограничения на σ . На этом основаны не прямые методы получения ограничений на тёмную материю, которые можно продлить в область ещё меньших масс. Сравнительный анализ прямых и косвенных методов дан в [12]. Косвенные ограничения оказываются строже, чем у Super-CDMS, но стоит отметить, что не прямые методы модельно-зависимые, тогда как эксперименты по прямому обнаружению - нет.

Помимо моделей с векторным бозоном возможны ещё варианты со скалярным или псевдоскалярным переносчиком, а также модели, содержащие тяжёлые нейтральные лептоны, взаимодействующие с лептонами стандартной модели Юкавским образом. Масса таких лептонов является свободным параметром теории, что может представлять для нас интерес. Но при этом, эти тяжёлые лептоны не обязательно сами являются тёмной материей (в отличии от варианта со стерильными нейтрино) [5]

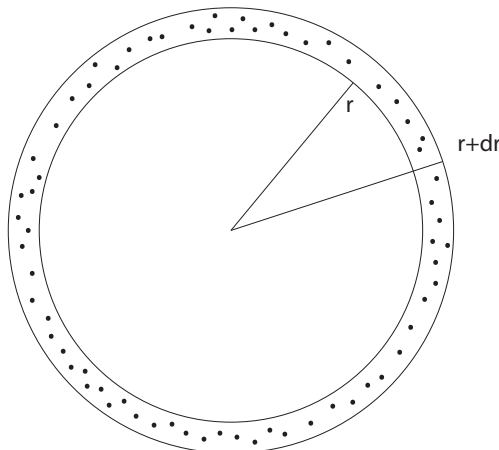
Расчёт вероятности первого столкновения

Произведём расчёт вероятности столкновения высокоэнергетического протона (нуклона) с частицей тёмной материи. Для этого рассмотрим сферическое гало радиусом $R = 200$ кпк с тёмной материей, распределённой по профилю Баркета [13]:

$$\rho(r) \equiv \rho_{Bk}(r) = \frac{\rho_b}{(1 + r/r_b)(1 + (r/r_b)^2)} \quad (5)$$

Вероятность $dP(r)$ в сферическом слое $(r; r + dr)$:

$$dP(r) = \frac{\sigma dN}{S} = \frac{\sigma n(r) dV}{S} = \frac{\sigma n(r) 4\pi r^2 dr}{4\pi r^2} = \frac{\sigma}{m_{DM}} \rho(r) dr \quad (6)$$



так как $\rho(r) = \frac{n(r)}{m}$, m_{DM} - масса частицы тёмной материи, n и ρ - концентрация и плотность, σ - сечение взаимодействия с нуклонами, dN - количество частиц в слое, S - площадь. Параметр $r_b = 8$ кпк [14], ρ_b определяется из нормировки [15]:

$$\int \rho(r) r^2 \sin\theta dr d\theta d\phi = 4\pi \int_0^R \rho(r) r^2 dr = M = 10^{12} M_\odot \quad (7)$$

откуда

$$\rho_b = \frac{M}{4\pi r_b^3 I_1} \quad (8)$$

$$I_1 = \int_0^{R/r_b} \frac{x^2 dx}{(1+x)(1+x^2)} = 2.47 \quad (9)$$

Чтобы получить полную вероятность проинтегрируем по всему объёму:

$$P = \int_0^R \frac{\sigma}{m_{DM}} \rho(r) dr = \frac{\sigma}{m_{DM}} \frac{M}{4\pi r_b^3 I_1} I_2 r_b \quad (10)$$

$$I_2 = \int_0^{R/r_b} \frac{dx}{(1+x)(1+x^2)} = 0.78 \quad (11)$$

Итого, для значений $m_{DM} = 100$ МэВ и $\sigma = 10^{-25}$ см², получается:

$$P = \frac{\sigma}{4\pi r_b^2} \frac{M}{m_{DM}} \frac{I_2}{I_1} \sim 0.05 \quad (12)$$

В целом, значение можно несколько увеличить. При расчёте использовалась оценка сечения по порядку. Также значение r_b сильно зависит от конкретной модели галактики. Поэтому, если несколько увеличить сечение и уменьшить r_b , то вероятность можно возрасти на целый порядок, и это будет уже макроскопический эффект. Для окончательного вывода требуется уточнение сделанных оценок.

Расчёт вероятности повторного столкновения

Теперь рассмотрим вариант, при котором ускоренная частица прилетает от блазара в нашу галактику и повторно взаимодействует с протоном. Газ в галактике находится в виде тонкого диска с распределением плотности [16]:

$$\rho(R, z) = \frac{\Sigma_g}{2z_{gas}} \exp(-R/R_{gas}) \operatorname{sech}^2(z/z_{gas}) \quad (13)$$

где $\Sigma_g = 71.1 M_\odot / \text{пк}^2$, $R_{gas} = 4.8$ кпк, $z_{gas} = 130$ пк. Считаем, что всё происходит вблизи Земли, поэтому расстояние от центра берём $R_\odot = 8.15$ кпк.

Рассмотрим случай пролёта сквозь толщину диска. Вероятность взаимодействия в слое аналогично:

$$dP(r) = \frac{\sigma dN}{S} = \frac{\sigma n(z) dV}{S} = \frac{\sigma n(z) S dz}{S} = \frac{\sigma}{m} \rho(z) dz \quad (14)$$

Тогда, чтобы получить полную вероятность, необходимо рассчитать следующий интеграл ($h \sim 100$ пк - полутолщина диска):

$$P = \int_0^h \frac{\sigma}{m} \rho(R = R_\odot, z) dz = \frac{\sigma}{m} \frac{\Sigma_g}{2z_{gas}} \exp(-R_\odot/R_{gas}) \int_0^h \operatorname{sech}^2(z/z_{gas}) dz \sim 5 \cdot 10^{-5} \quad (15)$$

где по-прежнему $\sigma = 10^{-25} \text{ см}^2$, а m - масса Протона.

Другой вариант - пролёт частицы сквозь центр галактики. Для простоты возьмём $z = 0$ и проинтегрируем по R от 0 до R_\odot :

$$P = \int_0^{R_\odot} \frac{\sigma}{m} \rho(R, z=0) dR = \frac{\sigma}{m} \frac{\Sigma_g}{2z_{gas}} \int_0^{R_\odot} \exp(-R/R_{gas}) dR \sim 0.01 \quad (16)$$

Вероятность получается существенно выше, то есть наблюдается явная анизотропия по направлению прилёта.

Ещё один вариант - взаимодействие в галактических нитях (филаменте). Если учесть, что концентрация газа в филаменте $n \sim 1 \text{ м}^{-3}$ и размеры структур $\lambda \sim 50 \text{ Мпк}$, то для сечения получим:

$$\sigma = \frac{1}{n \lambda} \sim 10^{-21} \text{ см}^2 \quad (17)$$

что на несколько порядков больше уже упомянутых ограничений. Поэтому такой сценарий кажется маловероятным.

Выводы

В работе были получены предполагаемые масса частицы тёмной материи $m_{DM} \sim 100 \text{ МэВ}$ и сечение взаимодействия с нуклонами $\sigma \sim 10^{-29} \text{ см}^2$ (10^{-25} см^2 в асимптотике). Отметим, что эти значения подходят под ограничение $\frac{\sigma}{m_{DM}} < 1 \text{ см}^2/\text{Г}$ [17].

$$\frac{\sigma}{m_{DM}} = \frac{10^{-29} \text{ см}^2}{100 \text{ МэВ}} \approx 5.6 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{Г} \quad (18)$$

Вопрос о взаимодействии тёмной материи с высокоэнергетичными протонами и другими космическими лучами сейчас активно изучается [18] [19]. В этих статьях авторы также рассматривают лёгкую ($\lesssim 1 \text{ ГэВ}$) тёмную материю, предполагая, что ускоренные за счёт столкновений с протонами частицы могут быть одним из каналов прямого детектирования в субГэВной области.

Для найденных значений сечения и массы была произведена оценка вероятности столкновения ускоренного нуклона с частицей из гало тёмной материи. Результат зависит от конкретных значений массы, сечения, а также параметров распределения и может быть увеличен при уточнении оценок этих величин.

Была оценена вероятность повторного столкновения частицы тёмной материи с газом в диске галактики. Наблюдается явная анизотропия в зависимости от направления прилёта, что делает предполагаемый эффект неподходящим для объяснения наблюдений сигналов от ВЛ Ящерицы. Также была рассмотрена возможность столкновения с газом в галактических нитях, однако такой вариант кажется нереалистичным.

Остаётся вопрос о применимости асимптотики сечений для высокоэнергетичных нейтрино к тёмной материи. Для его решения требуется уточнить конкретную модель тёмной материи.

Список литературы

- [1] Tinyakov P. G. Tkachev I. I. Gorbunov, D. S. and S. V. Troitsky. Testing the correlations between ultra-high-energy cosmic rays and bl lac type objects with hires stereoscopic data. *JETP Lett.*, (80):145, 2004.
- [2] P. G. Tinyakov and I. I. Tkachev. Is astronomy possible with neutral ultrahigh energy cosmic ray particles existing in the standard model? *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 106(3):481–487, March 2008.
- [3] Yoshiaki Sofue. Rotation curve of the milky way and the dark matter density.
- [4] В.А. Рубаков Д.С. Горбунов. Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва, 2016.
- [5] Marco Cirelli, Alessandro Strumia, and Jure Zupan. Dark Matter. 6 2024.
- [6] First dark matter search results from the lux-seplin (lz) experiment. *Physical Review Letters*, 131(4), July 2023.
- [7] The xenonn dark matter experiment, 2024.
- [8] Raj Gandhi, Chris Quigg, Mary Hall Reno, and Ina Sarcevic. Ultrahigh-energy neutrino interactions. *Astropart. Phys.*, 5:81–110, 1996.
- [9] Search for low-mass dark matter via bremsstrahlung radiation and the migdal effect in supercdms. *Physical Review D*, 107(11), June 2023.
- [10] Investigating the sources of low-energy events in a supercdms-hvev detector. *Physical Review D*, 105(11), June 2022.
- [11] Andrea Celentano. Dark sector searches at NA64-*e*. *PoS, WIFAI2023:014*, 2024.
- [12] S. N. Gninenko, D. V. Kirpichnikov, and N. V. Krasnikov. Search for Light Dark Matter with accelerator and direct detection experiments: comparison and complementarity of recent results. 7 2023.
- [13] Andreas Burkert. The structure of dark matter halos in dwarf galaxies. *The Astrophysical Journal*, 447(1):L25, 1995.
- [14] Hai-Nan Lin and Xin Li. The dark matter profiles in the milky way. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 487(4):5679–5684, June 2019.
- [15] Lin, S., Luo, W., Cai, Y. F., Guo, Q., Wei, L., Wang, B., Li, Q., Su, C., and Rodriguez, A. The density profile of milky way dark matter halo constrained from the ogle microlensing sky map. *A A*, 693:L8, 2025.
- [16] Zhi Li, Juntai Shen, Ortwin Gerhard, and Jonathan P. Clarke. Gas dynamics in the galaxy: Total mass distribution and the bar pattern speed. *The Astrophysical Journal*, 925(1):71, January 2022.

- [17] M. Markevitch, A. H. Gonzalez, D. Clowe, A. Vikhlinin, W. Forman, C. Jones, S. Murray, and W. Tucker. Direct constraints on the dark matter self-interaction cross section from the merging galaxy cluster 1E0657-56. *The Astrophysical Journal*, 606(2):819–824, May 2004.
- [18] Torsten Bringmann and Maxim Pospelov. Novel direct detection constraints on light dark matter. *Physical Review Letters*, 122(17), May 2019.
- [19] Valentina De Romeri, Anirban Majumdar, Dimitrios K. Papoulias, and Rahul Srivastava. Xenonnt and lux-seplin constraints on dsnb-boosted dark matter. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2024(03):028, March 2024.