

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

УДК 539

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С
ЧАСТИЦАМИ СКРЫТОЙ МАССЫ

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

_____ М. Ю. Хлопов

Студент

_____ А. И. Коваленко

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

_____ М. Г. Рыскин

Москва 2021

Содержание

Введение	3
1 Модель скрытой массы	4
2 Взаимодействие с космическими лучами	5
2.1 Стабильные тяжелые адроны	7
2.2 «Темный» атом	8
2.2.1 Обмен фотоном между протоном КЛ и частицей скрытой массы	8
2.2.2 Адронное сечение	10
2.2.3 Ускорение нейтрального атома	11
2.2.4 Рекомбинация и ионизация	12
Заключение	13
Список использованных источников	14

Введение

Ряд астрофизических наблюдений, в частности исследование скопления галактик и кривых вращения галактик, свидетельствуют о существовании скрытой массы как одного из компонентов вещества Вселенной. Актуальной проблемой как астрофизики, так и физики элементарных частиц, является построение теории взаимодействия частиц скрытой массы с барионным веществом и излучением, а также нахождение способов прямого или косвенного детектирования таких частиц.

Гало темной материи является гипотетическим компонентом галактики, который окружает галактический диск. Космические лучи различных энергий, попадая в гало темной материи, могут взаимодействовать с частицами скрытой массы. В данной работе рассматривается модель составных частиц скрытой массы и процессы взаимодействия с космическими лучами высоких энергий.

Цель работы заключается в расчете сечения процесса выбивания тяжелой компоненты составной частицы скрытой массы протонами космических лучей высоких энергий и получение оценки возможных потоков новой компоненты в составе космических лучей. Для достижения поставленной цели были сформулированы следующие задачи:

- расчет сечений взаимодействия космических лучей и частиц скрытой массы;
- получение оценок потоков компонент;
- расчет вероятности рекомбинации свободных лептонов и протонов;
- оценка вероятности ионизации нейтрального атома при столкновении с веществом.

1 Модель скрытой массы

В работе рассматриваются две модели частиц скрытой массы. Первый вариант представляет собой нейтральный стабильный тяжелый адрон, в составе которого находится тяжелый кварк. Вторая модель — «темный» атом OHe [1], включающий в себя гипотетический стабильный тяжелый лептон O^{--} , который связан кулоновским взаимодействием с ядром первичного гелия.

О наличии частиц скрытой массы в гало галактики свидетельствует влияние их массы на кривую вращения галактик. При отсутствии большого количества массы в сферическом гало скорость вращения галактики убывала бы на больших расстояниях от её центра аналогично тому, как орбитальные скорости планет убывают с расстоянием от Солнца. Однако наблюдения спиральных галактик, в том числе радионаблюдения линии излучения нейтрального водорода, показывают, что кривые вращения большинства галактик становятся пологими при удалении от центра галактики. Таким образом, скорость вращения не проявляет быстрого убывания с увеличением расстояния от галактического центра.

Пространственное распределение плотности частиц скрытой массы в гало описывается с помощью профиля Наварро-Френка-Уайта [2]:

$$\rho = \frac{M_{\text{halo}}}{4\pi R(R + a_{\text{halo}})^2}, \quad (1.1)$$

где $a_{\text{halo}} = 1.41 \cdot 10^{21}$ м - константа, R - радиус гало. $M_{\text{halo}} = 3341.7 \cdot 10^9 M_{\odot}$, масса Солнца $M_{\odot} = 1.989 \cdot 10^{30}$ кг.

2 Взаимодействие с космическими лучами

Основным источником космических лучей внутри Галактики являются взрывы сверхновых звезд [3] : во время взрывов космические лучи ускоряются на ударных волнах. Максимальная энергия, которую могут приобрести частицы в таких процессах, составляет $E_{max} \approx 10^{16}$ эВ. Кроме того, часть космических лучей может ускориться до таких же энергий на ударных волнах, распространяющихся в межзвездной среде Галактики.

Таблица 2.1 — Галактические космические лучи

Состав	Диапазон энергий
92% протонов	10 ⁶ эВ — 10 ²¹ эВ
6% ядер гелия	
1% более тяжелых ядер	
1% электроны	

В качестве основной составляющей космических лучей высоких энергий рассмотрим протоны. Модель взаимодействия включает в себя передачу импульса от протона тяжелой составляющей частицы скрытой массы путем рассеяния.

Дифференциальное сечение рассеяния выражается через квадрат модуля амплитуды рассеяния [4]:

$$d\sigma = \frac{1}{j} |M|^2 d\phi.$$

где лоренц-инвариантный фазовый объем и плотность потока начальных частиц вычисляются следующим образом:

$$d\phi = (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p'_1 - p'_2) \prod_{i=1,2} \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i},$$

$$j = 4 \left((p_1 p_2)^2 - (m_1 m_2)^2 \right)^{1/2}.$$

Переданный импульс:

$$q = p_1 - p_2,$$

$$Q^2 = -q^2.$$

Матричный элемент (амплитуда рассеяния) выражается через импульсы частиц до и после рассеяния:

$$M = \frac{4\pi\alpha_s}{Q^2} \bar{u}(p_1)\gamma^\mu u(p_2)\bar{u}(p'_1)\gamma_\mu u(p'_2).$$

Вычисление амплитуды рассеяния производится согласно правилам Фейнмана. В расчете используются инвариантные переменные:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p'_1 + p'_2)^2,$$

$$t = (p_1 - p'_1)^2 = (p_2 - p'_2)^2,$$

$$u = (p_1 - p'_2)^2 = (p_2 - p'_1)^2.$$

Поток космических лучей через единичную площадку в единичном элементе телесного угла зависит от энергии следующим образом:

$$\frac{dI(e')}{de'dF} = (e')^{-2.7}. \quad (2.1)$$

Число тяжелых кварков или лептонов с энергией e после взаимодействия частиц скрытой массы с протонами космических лучей на пути $l = c\tau$ (τ - время жизни протона):

$$\frac{dn}{dedF} = \frac{\rho}{m_0} l \left(\frac{d\sigma}{de} \right) \int_e^\infty \frac{dI(e')}{de'dF} de', \quad (2.2)$$

где ρ - плотность, m_0 - масса частицы скрытой массы. Тогда, используя

(1.1), получаем: $\frac{\rho}{m_0} = 5.8 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{см}^3}$.

2.1 Стабильные тяжелые адроны

Рассмотрим рассеяние протона на частице скрытой массы, в составе которой находится тяжелый кварк. Для этого проанализируем рассеяние кварка из состава протона на тяжелом кварке частицы скрытой массы в приближении одноглюонного обмена.

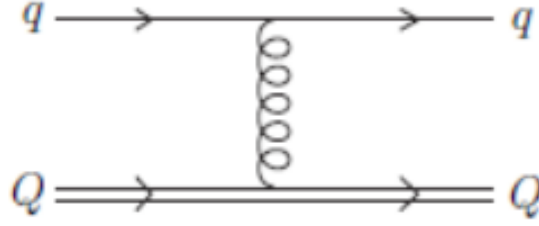


Рисунок 2.1 — Одноглюонный обмен в кварк-кварковом рассеянии

Для расчета амплитуды процесса усредняем по спинам и цветам начальных кварков, суммируем по спинам и цветам конечных. Формула для кварк-кваркового рассеяния примет вид (масса тяжелого кварка m_Q , масса легкого кварка $m_q = 0$):

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2}{9} \left(\frac{4\pi\alpha_s^2}{t^2} \right), \quad (2.3)$$

где $\alpha_s = 1/(\ln Q^2/\Lambda^2)$ - константа сильного взаимодействия. В рассматриваемом случае:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p'_1 + p'_2)^2 > m_Q^2.$$

Пусть e - энергия рассеянного тяжелого кварка после взаимодействия. В системе покоя тяжелого кварка до взаимодействия:

$$t = 2m_Q e, \quad (2.4)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{2m_Q de}, \quad (2.5)$$

$$\frac{d\sigma}{de} = \frac{4\pi\alpha_s^2}{9m_Q e^2}. \quad (2.6)$$

Для протона в первом приближении:

$$\left(\frac{d\sigma}{de}\right)_p = 3 \cdot \frac{d\sigma}{de}. \quad (2.7)$$

Тогда сечение взаимодействия протона космических лучей и частицы скрытой массы:

$$\sigma = \frac{4\pi\alpha_s^2}{3m_Q} \int_{1\text{ТэВ}}^{\infty} \frac{de}{e^2} = 17 \cdot 10^{-36} \quad (2.8)$$

Поток космических лучей:

$$I = \int_e^{\infty} \frac{dF(e')}{de'd\theta dtdS} = \int_e^{\infty} \frac{dF(e')}{de'd\Omega} = \int_e^{\infty} (e'/\text{GeV})^{-2.7} de' = 4.7 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стр}}$$

Таким образом, если протон космических лучей выбивает тяжелый кварк из частицы скрытой массы, то поток тяжелых кварков будет равен:

$$F_q = \frac{\rho}{m_0} \sigma l I \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стр}} \quad (2.9)$$

В данном случае $e > 1$ ТэВ и $m_0 = m_Q$. $l = \tau\beta c$, $\beta = 0.1$.

С учетом полученной оценки для плотности распределения частиц скрытой массы:

$$F_q = 1.4 \cdot 10^{-19} \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стр}}. \quad (2.10)$$

2.2 «Темный» атом

В случае «темного» атома возможны два варианта.

2.2.1 Обмен фотоном между протоном КЛ и частицей скрытой массы

Расчет сечения взаимодействия производится аналогично случаю тяжелого стабильного адрона с поправкой на электромагнитную природу сил.

Таким образом сечение примет вид:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{2M_L de}, \quad (2.11)$$

$$\frac{d\sigma}{de} = \frac{Z_L^2 \pi \alpha^2}{M_L} \frac{1}{e^2}, \quad (2.12)$$

$$\sigma = \frac{Z_L^2 \pi \alpha^2}{M_L} \int_{50 \text{ МэВ}}^{\infty} \frac{de}{e^2} = 5.4 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2. \quad (2.13)$$

Поток протонов космических лучей:

$$I = \int_{10 \text{ ГэВ}}^{\infty} (e'/\text{ГэВ})^{-2.7} de' = 12 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стр}} \quad (2.14)$$

Если протон выбивает заряженный лептон из состава частицы скрытой массы, то поток лептонов определяется следующим образом при $\beta = 0.01$:

$$F_L = \frac{\rho}{m_0} \sigma \tau \beta c I = 1.1 \cdot 10^{-14} \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стр}}. \quad (2.15)$$

Результат вычисления потока представлен на рисунке 2.2

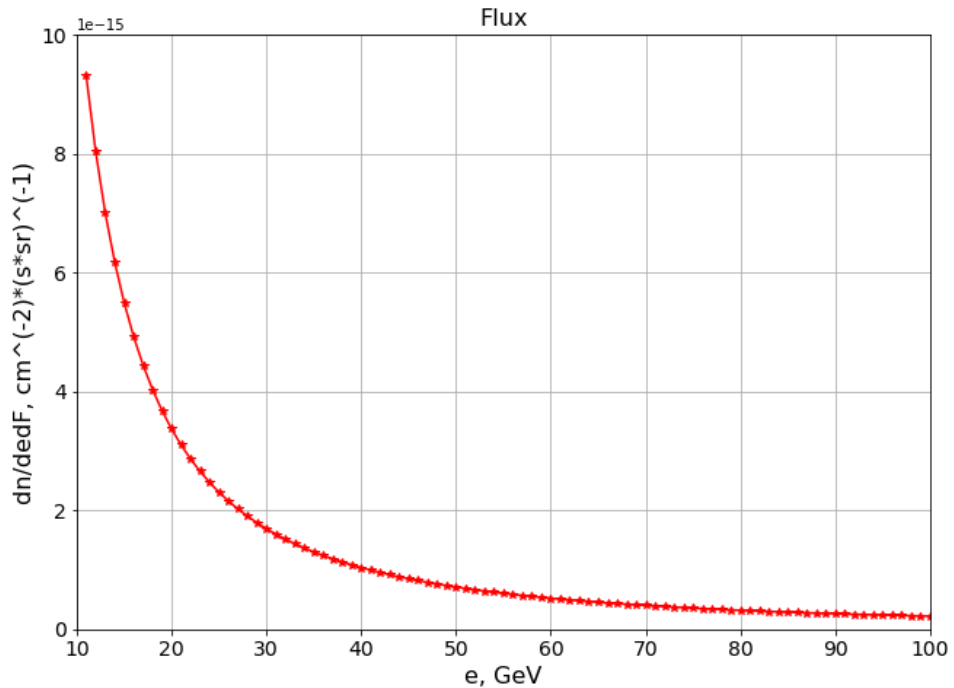


Рисунок 2.2 — Поток тяжелых лептонов

2.2.2 Адронное сечение

Сечение взаимодействия $\sigma \sim 10^{-25} \text{см}^2$. Поток космических лучей:

$$I = \int_e^\infty \frac{dF(e')}{de' d\theta dt dS} = \int_e^\infty \frac{dF(e')}{de' d\Omega} = \int_e^\infty (e'/\Gamma \text{ЭВ})^{-2.7} de' \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стр}} \quad (2.16)$$

$$I = 29.5 \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{стр} \cdot \text{с}} \text{ при } e = 100 \text{ МэВ.}$$

Поток лептонов:

$$F_L = \frac{\rho}{m_0} \sigma \tau \beta c I \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стр}} \quad (2.17)$$

где $M_L = 1 \text{TeV}$ - масса лептона, $\beta = 0.001$.

$$F_L = 5.13 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стр}} \quad (2.18)$$

Результат вычисления потока представлен на рисунке 2.3

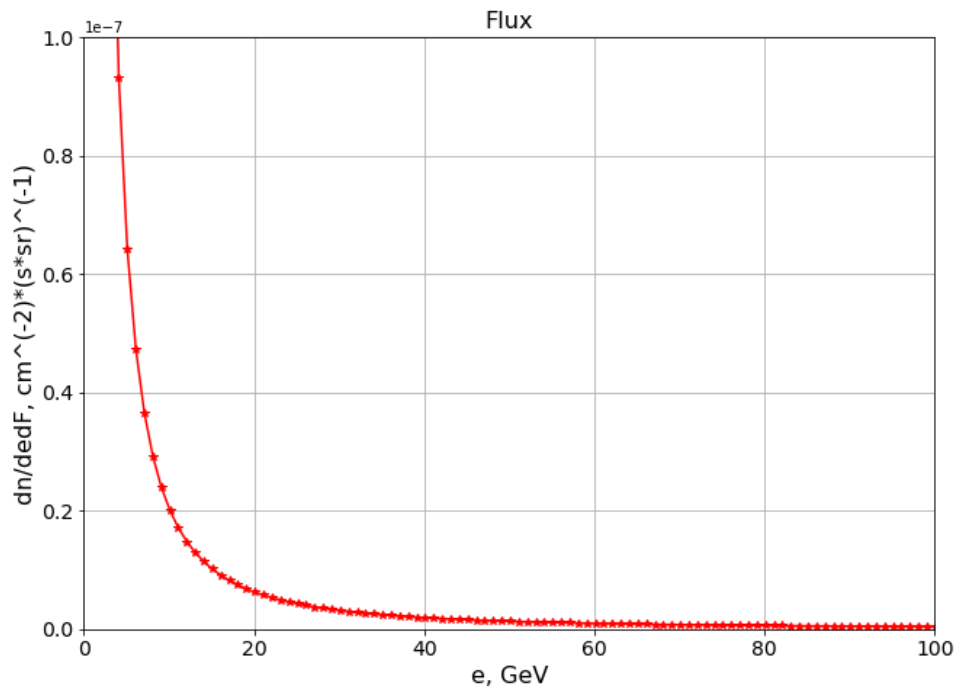


Рисунок 2.3 — Поток тяжелых лептонов

2.2.3 Ускорение нейтрального атома

Вероятность того, что частица скрытой массы будет ускорена протоном космических лучей высоких энергий определяется следующим образом:

$$P_a = (Nep)F_p\tau F^2 \quad (2.19)$$

где $(Nep) = 10^{25} \text{см}^2, = 10^{15} \text{с}$ и $F_p = \int_{E_{min}} dE/E^{2.7} = 0.038 \text{см}^2 \text{с}^{-1} \text{стр}^{-1}$ - поток протонов космических лучей при $E > E_{min}$. F^2 - квадрат фактора, отвечающий за вероятность того, что «темный» атом не будет разрушен.

Детектирование частицы скрытой массы может происходить следующим образом: ускоренный «темный» атом сталкивается с мишенью из тяжелого вещества, после чего становится возможным выбивание лептона O в процессе разрушения атома. В качестве вещества мишени возьмем свинец. Для того, чтобы ионизировать «темный» атом при столкновении со свинцом, необходимо предварительно разогнать атом до скорости, соответствующей $\beta > 0.004$. Рассмотрим возможность такого ускорения. Для анализа положим $\beta = 0.005$. Для массы лептона $M_L = 1 \text{ТэВ}$ это означает, что мы ищем импульсы $p > 5 \text{ГэВ}$. Таким образом, поток протонов $F_p = 0.038$.

Используем [5]:

$$a^2(p) = \frac{8}{\pi^2} \frac{1}{(1 + p_a^2)^4} \quad (2.20)$$

где p_a - импульс в атомных единицах: $p_a = p/(4\alpha M_{He}) = 43$ для $p = 5 \text{ГэВ}$. Тогда $F^2 = 10^{13}$. Получим:

$$P_a = \sigma(Nep)F_p\tau F^2 = 10^{25} \cdot 0.04 \cdot 10^{15} \cdot 10^{13} = 0.4 \cdot 10^2 \quad (2.21)$$

Соответствующий ожидаемый поток ускоренных атомов равен:

$$F_a = \rho P_a \beta c = 0.4 \cdot 10^3 \cdot 0.4 \cdot 10^{24} \cdot 0.005 \cdot 3 \cdot 10^{10} = 2.4 \cdot 10^{20} 1/(\text{см}^2 \text{с стр}) \quad (2.22)$$

Данный поток слишком мал для обнаружения.

2.2.4 Рекомбинация и ионизация

Свободный после распада лептон может рекомбинировать с протонами. Сечение рекомбинации $O \rightarrow O + p$ определяется следующим образом:

$$\sigma_r = 2^2 \alpha_{QED}^2 / (m_p T_p) = 1.5 \cdot 10^{24} \text{см}^2. \quad (2.23)$$

Тогда вероятность рекомбинации:

$$P_r = \sigma_r v \tau \rho_p = 1.5 \cdot 10^{24} \cdot 10^7 \cdot 10^{15} = 0.01. \quad (2.24)$$

При вычислении использована масса протона $m_p = 0.94$ ГэВ, кинетическая энергия протона $T_p = (m_p v^2)/2$, где скорость $v = 10^7$ см/с, $\rho_p = 1$ см³. Тогда ожидаемый поток O_{pp} можно вычислить как:

$$F_{pp} = \rho_{LHe} \cdot P_i P_r^2 v_L / 6 = 0.4 \cdot 10^3 \cdot 10^9 \cdot (0.015)^2 \cdot 3 \cdot 10^7 / 6 = 2 \cdot 10^{10} \text{см}^{-2} \text{с}, \quad (2.25)$$

где $\rho_L = 0.4 \cdot 10^{33}$ и $v_L = 3 \cdot 10^7$ см/с; фактор $1/6$ есть результат $\int_0^\tau dt_1 dt_2 dt_3 = \tau^3 / 6$ при $t_1 < t_2 < t_3$.

Рассмотрим вероятность выбить лептон из атома O_{pp} : $\sigma(pPb) \simeq 1.5 \cdot 10^{-24}$ см². В 1 см³ свинца содержится $(11.3g)/207m_p = 3.3 \cdot 10^{22}$ ядер. В листе свинца толщиной 1 см ожидается 0.05 актов взаимодействий. Вероятность получить свободный лептон после прохождения такого листа свинца равна: $(2.5-5) \cdot 10^{-3}$. Ожидаемый поток составляет 10^{-12} см⁻² с⁻¹. Это соответствует одному ежегодному событию в детекторе площадью 3 м². При увеличении времени взаимодействия $\tau = 10^{17}$ в рамках оценки вероятности можно ожидать около 100 событий.

Заключение

В данной работе были рассмотрены возможные процессы взаимодействия частиц скрытой массы и космических лучей высоких энергий. В качестве основного компонента космических лучей были взяты протоны. Модель составной скрытой массы была рассмотрена в двух вариантах: стабильный тяжелый адрон и «темный» атом. Был рассмотрен процесс выбивания протоном космических лучей тяжелой составляющей частицы скрытой массы, проведен расчет сечений взаимодействия для каждого варианта. Также была рассмотрена вероятность рекомбинации свободного лептона из состава «темного» атома с протонами, рассмотрена вероятность ионизации нейтрального атома при столкновении со свинцом ^{208}Pb .

Оценка потоков показывает, что в случае тяжелого адрона поток ускоренных после взаимодействия частиц слишком мал для обнаружения его в составе потока космических лучей. Для случая «темного» атома, ускоренного за счет электромагнитного взаимодействия с протоном, возможность обнаружения новой компоненты космических лучей выше, чем для тяжелого адрона, однако мала для обнаружения. Поток свободных лептонов, получаемых при разрушении атома протонами космических лучей, для сечения взаимодействия $\sigma \sim 10^{-25}\text{см}^2$ оставляет возможность для возможного обнаружения. Оценка вероятности ионизации нейтрального атома при столкновении с атомами свинца показывает возможность получения одного события в год в детекторе площадью 3м^2 .

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *K. Belotsky Y.M. Khlopov I. S.* Composite Dark Matter and its Charged Constituents. // arXiv: astro-ph/0604518 [astro-ph]. — 2006.
2. *Navarro Julio F.; Frenk S. C.* The Structure of Cold Dark Matter Halos. // The Astrophysical Journal. — 1996. — Vol. 462. — P. 563.
3. *Мурзин В.* Астрофизика космических лучей. — М.: Университетская книга; Логос, 2007. — (Учебное пособие для вузов.)
4. *М. Е. Пескин Д. В. III.* Введение в квантовую теорию поля. — Ижевск: НИЦ Научно-издательский центр «Регулярная и хаотическая динамика», 2001.
5. *Л.Д. Ландау Е. Л.* Курс теоретической физики, Квантовая механика. — М.: «Наука», 2004.