

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ»»

УДК 524.8-88

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

ЗАХВАТ ТЁМНЫХ АТОМОВ НЕБЕСНЫМИ ТЕЛАМИ

Научный руководитель

д.ф.-м.н., профессор кафедры №40

_____ М. Ю. Хлопов

Студент

_____ А. М. Халилова

Москва 2026

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	3
1 ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	5
1.1 Модель тёмных атомов	5
1.2 Захват и термализация тёмных атомов	5
1.3 Реакции синтеза с участием тёмных атомов	7
2 ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	8
2.1 Уравнение теплопроводности с учётом двух источников	8
2.2 Распределение тёмных атомов внутри небесного тела	8
2.3 Применение к различным небесным телам	9
2.3.1 Астероид Ида	10
2.3.2 Применение к гипотетической Планете 9	12
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	13

ВВЕДЕНИЕ

На протяжении последних десятилетий доминирующей гипотезой в вопросе о природе скрытой массы была модель слабовзаимодействующих массивных частиц (WIMP). Однако многолетние поиски WIMP в подземных детекторах и на ускорителях (в частности, на Большом адронном коллайдере) не дали убедительных положительных результатов. Это стимулирует развитие альтернативных сценариев. Одна из таких альтернатив — модель тёмных атомов: связанных состояний гипотетических многозарядных частиц с ядрами первичного гелия. Такие составные объекты могут иметь заметное сечение взаимодействия с обычным веществом, что открывает новые возможности для их непрямого обнаружения.

Если частицы тёмной материи эффективно рассеиваются на атомных ядрах, то при пролёте через крупное небесное тело (планету или звезду) они будут терять энергию и гравитационно захватываться. Накопление тёмных атомов внутри таких объектов может приводить к дополнительному разогреву недр, изменению теплового баланса и, как следствие, к повышению температуры поверхности. Этот механизм особенно интересен в контексте гипотетической девятой планеты Солнечной системы (Planet 9). Если такое тело действительно существует на далёкой вытянутой орбите, его стандартная температура — определяемая остаточным теплом формирования и радиогенным нагревом — должна составлять всего 10–15 К, что делает его чрезвычайно трудным для наблюдения. Однако дополнительный нагрев за счёт захвата тёмной материи может повысить температуру планеты до значений, доступных для детектирования в инфракрасном диапазоне.

Целью данной работы является теоретическое моделирование процесса захвата тёмных атомов небесными телами, оценка теплового потока от их термализации и последующих реакций синтеза, а также нахождение распределения тёмных атомов внутри различных небесных тел.

Основные задачи работы:

- Описать модель тёмных атомов и ограничения на их параметры из экспериментальных данных.
- Оценить глубину термализации тёмных атомов в небесном теле.
- Получить аналитические выражения для нахождения энерговыделения за счёт реакций синтеза тёмных атомов с ядрами обычного вещества.

- Построить уравнение теплопроводности с двумя источниками нагрева — термализацией и реакциями синтеза.
- Получить распределение концентрации тёмных атомов внутри объекта с учётом диффузии, гравитации и стока на реакциях.
- Решить уравнение диффузии для астероида Ида.
- Сравнить предсказания модели с другими теоретическими подходами.

Глава 1

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1.1 Модель тёмных атомов

В данной работе рассматривается модель, в которой скрытая масса состоит из тёмных атомов — связанных состояний гипотетической многозарядной частицы с ядрами первичного гелия: $X(\text{He})_n$. Такие составные объекты могут эффективно взаимодействовать с обычным веществом.

Экспериментальные данные накладывают определённые ограничения на параметры этой модели. В первую очередь это касается массы частицы X^{-2n} . Поиски многозарядных частиц на Большом адронном коллайдере показывают, что при числе захваченных ядер гелия $n \geq 4$ масса не может быть меньше 3 ТэВ, а при меньшем числе гелия в составе тёмного атома — не меньше 2 ТэВ. Кроме того, существуют ограничения из космологии: анализ сфалеронных переходов в ранней Вселенной указывает на то, что масса частиц такого типа не превышает 10 ТэВ.

Другой тип ограничений связан с поисками аномальных (сверхтяжёлых) изотопов обычных элементов — водорода, гелия, лития, бериллия и других. Такие аномалии могли бы возникнуть, если бы тёмные атомы вступали в ядерные реакции с ядрами обычного вещества. Поиски проводились в земных породах, морской воде, атмосферных газах и в космическом пространстве. Экспериментально полученные верхние пределы на концентрации таких аномальных изотопов собраны в таблице 1.1. Как видно из таблицы, допустимые концентрации крайне малы (например, для водорода — порядка 10^{-23} – 10^{-20} , для гелия — порядка 10^{-19} на Земле). Это означает, что если тёмные атомы и существуют, их взаимодействие с обычным веществом либо очень слабое, либо они накапливаются в очень малых количествах.

1.2 Захват и термализация тёмных атомов

При пролёте через небесное тело тёмный атом испытывает многократные упругие столкновения с ядрами вещества. В каждом столкновении он теряет долю своей кинетической энергии, что приводит к его термализации — установлению теплового

Таблица 1.1: Допустимые концентрации аномальных изотопов

Элемент	n_N^{anom}/n_N		
	1 ТэВ	5 ТэВ	10 ТэВ
H	$3 \cdot 10^{-23}$	$2 \cdot 10^{-21}$	$6 \cdot 10^{-20}$
He	$\sim 10^{-19}$ (Земля); $\sim 10^{-16}$ (Солнечная система)		
Li	$6 \cdot 10^{-13}$	$9 \cdot 10^{-11}$	$7 \cdot 10^{-10}$
Be	$1 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$7 \cdot 10^{-9}$
B	$6 \cdot 10^{-14}$	$1 \cdot 10^{-11}$	$8 \cdot 10^{-11}$
C	$8 \cdot 10^{-20}$	$3 \cdot 10^{-17}$	$2 \cdot 10^{-16}$
O	$4 \cdot 10^{-17}$	$4 \cdot 10^{-15}$	$3 \cdot 10^{-14}$
F	$4 \cdot 10^{-15}$	$3 \cdot 10^{-13}$	$2 \cdot 10^{-12}$
Na	$5 \cdot 10^{-12}$		

равновесия со средой. Поскольку тепловая скорость оказывается меньше второй космической, частица оказывается гравитационно захваченной.

Полная мощность энерговыделения за счёт торможения захватываемых тёмных атомов определяется выражением [16]:

$$\frac{dE_k}{dt} = \pi G M R \rho_{\chi 0} v_{\chi 0} f, \quad (1)$$

где f — доля пролетающих частиц, которые захватываются. В рассматриваемой модели сильного взаимодействия предполагается, что все частицы, пересекающие сечение небесного тела, теряют достаточно энергии для захвата, поэтому $f = 1$. С учётом роста массы небесного тела со временем за счёт захваченных частиц ($M = M_0(1 + t/t_c)$) получаем:

$$\frac{dE_k(t)}{dt} = \pi G M_0 R \rho_{\chi 0} v_{\chi 0} \left(1 + \frac{t}{t_c}\right), \quad (2)$$

здесь t_c — критическое время, за которое становится заметным изменение массы небесного тела, оно определяется выражением:

$$t_c = \frac{v_{\chi 0}}{2\pi\alpha G M_0 R \rho_{\chi 0}}. \quad (3)$$

Для оценки глубины проникновения тёмных атомов в вещество рассмотрим процесс многократного рассеяния. Потеря энергии при одном столкновении:

$$\Delta E = \frac{2m_{\chi}m_{\text{SM}}}{(m_{\chi} + m_{\text{SM}})^2} E(1 - \cos \theta), \quad (4)$$

где m_{χ} — масса тёмного атома, m_{SM} — масса ядра-мишени, θ — угол рассеяния в системе центра масс. Усредняя по изотропному рассеянию ($\langle \cos \theta \rangle = 0$), получаем среднюю потерю:

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{2m_{\chi}m_{\text{SM}}}{(m_{\chi} + m_{\text{SM}})^2} E. \quad (5)$$

На пути ds число столкновений равно $dN = n_{\text{SM}}\sigma ds$, где n_{SM} — концентрация ядер-мишеней, σ — сечение рассеяния. Дифференциальное уравнение для энергии:

$$\frac{dE}{ds} = -\frac{2m_\chi m_{\text{SM}}}{(m_\chi + m_{\text{SM}})^2} n_{\text{SM}}\sigma E, \quad (6)$$

решение которого имеет вид:

$$E(s) = E_0 \exp\left(-\frac{2m_\chi m_{\text{SM}}}{(m_\chi + m_{\text{SM}})^2} n_{\text{SM}}\sigma \cdot s\right). \quad (7)$$

Полный путь до термализации ($E(s') = k_B T$):

$$s' = \frac{(m_\chi + m_{\text{SM}})^2}{2m_\chi m_{\text{SM}}} \cdot \frac{1}{n_{\text{SM}}\sigma} \cdot \ln \frac{E_0}{k_B T}. \quad (8)$$

С учётом случайного характера рассеяния среднеквадратичная глубина проникновения (проекция на радиальное направление) равна:

$$\delta R = \sqrt{\langle x^2 \rangle} = \frac{1}{n_{\text{SM}}\sigma} \sqrt{\frac{(m_\chi + m_{\text{SM}})^2}{6m_\chi m_{\text{SM}}} \ln \frac{E_0}{k_B T}}. \quad (9)$$

Для численной оценки использованы параметры, типичные для земной коры: $n_{\text{SM}} = 6,0 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ (модель «стандартной породы» с плотностью $\rho \approx 2,65 \text{ г/см}^3$ и средней молярной массой 22 а.е.м.), $T = 270 \text{ К}$, $m_\chi = 2 \text{ ТэВ}$, $v_{\chi 0} = 2,5 \cdot 10^7 \text{ см/с}$. Результат: $\delta R \approx 60 \text{ м}$. Таким образом, вся кинетическая энергия захватываемых тёмных атомов выделяется в тонком поверхностном слое толщиной порядка 60 м, что в дальнейшем используется как один из источников тепла в уравнении теплопроводности.

1.3 Реакции синтеза с участием тёмных атомов

Накопившиеся внутри небесного тела тёмные атомы могут вступать в реакции слияния с ядрами обычного вещества. В ходе таких реакций образуются аномальные сверхтяжёлые изотопы, а также выделяется дополнительная энергия Q_{fus} . Скорость энерговыделения в элементарном объёме:

$$q_{fus} = Q_{fus} n_\chi n_{\text{SM}} \langle \sigma v \rangle. \quad (10)$$

Характерное время реакции оценивается как $\tau \sim 1/(n_{\text{SM}} \langle \sigma v \rangle)$. При концентрации ядер $n_{\text{SM}} \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$, сечении $\sigma \sim 10^{-35} \text{ см}^2$ и тепловой скорости $v \sim 10^5 \text{ см/с}$ (соответствующей температуре порядка 1000 К) получаем $\tau \sim 10^7 \text{ с}$, то есть около одного года. Реакции синтеза служат как источником тепла, так и механизмом стока (уничтожения) тёмных атомов.

Глава 2

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

2.1 Уравнение теплопроводности с учётом двух источников

Для описания температурного профиля внутри небесного тела используется уравнение теплопроводности в сферически-симметричном случае. Учитываются два источника тепла: поверхностный слой толщиной δR , в котором выделяется энергия термализации dE_k/dt , и объёмный источник от реакций синтеза q_{fus} .

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 k(r) \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{dE_k/dt}{4\pi R^2 \delta R} \cdot \Theta(r - (R - \delta R)) + Q_{fus} n_\chi n_{SM} \langle \sigma v \rangle, \quad (11)$$

с граничными условиями:

$$-k(r) \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R} = \sigma_{SB} T(R, t)^4 \quad (\text{излучение чёрного тела с поверхности}), \quad (12)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad (\text{симметрия в центре}). \quad (13)$$

Здесь ρ — плотность среды, C — удельная теплоёмкость, $k(r)$ — коэффициент теплопроводности, σ_{SB} — постоянная Стефана–Больцмана, Θ — ступенчатая функция Хевисайда.

2.2 Распределение тёмных атомов внутри небесного тела

После захвата тёмные атомы начинают диффундировать к центру объекта под действием градиента концентрации и силы тяжести. Скорость диффузии в приближении Чепмена–Энскога [17] может быть записана как:

$$v_{\text{diff}} = -D_{\chi N} \left(\frac{\nabla n_{\chi}}{n_{\chi}} + (\kappa + 1) \frac{\nabla T}{T} + \frac{m_{\chi} g}{k_B T} \right), \quad (14)$$

где $D_{\chi N} \sim \lambda v_{\chi}$ — коэффициент диффузии, $\lambda = 1/(n_{\text{SM}}\sigma)$ — длина свободного пробега, $v_{\chi} = \sqrt{2k_B T/m_{\chi}}$ — тепловая скорость, $\kappa \sim (1 + m_{\text{SM}}/m_{\chi})^{-3/2} \approx 1$ при $m_{\chi} \gg m_{\text{SM}}$.

Плотность потока частиц, поступающих в небесное тело из гало:

$$\Phi = v_{\chi 0} \sqrt{\frac{8}{3\pi}} \frac{\rho_{\chi 0}}{m_{\chi}}. \quad (15)$$

Уравнение непрерывности с учётом стока на реакциях синтеза даёт:

$$-4\pi r^2 n_{\chi} v_{\text{diff}} = 4\pi R^2 \Phi - \int_r^R n_{\chi}(r') n_{\text{SM}}(r') \langle \sigma v \rangle \cdot 4\pi r'^2 dr'. \quad (16)$$

Подставляя выражение (14) для v_{diff} , получаем дифференциальное уравнение относительно $n_{\chi}(r)$. Учитывая (14), (15) и (16), получаем:

$$\frac{1}{n_{\chi}} \cdot \frac{dn_{\chi}}{dr} + \frac{1}{T} \cdot \frac{dT}{dr} + \frac{m_{\chi} g}{k_B T} - \frac{R^2 \Phi}{D_{\chi N} n_{\chi} r^2} + \frac{1}{D_{\chi N} n_{\chi}} \cdot \int_r^R \frac{r'^2}{r^2} \cdot n_{\chi} n_{\text{SM}} \langle \sigma v \rangle dr' = 0. \quad (17)$$

Поток концентрации тёмных атомов при $r = 0$ равен нулю в силу симметрии:

$$\left. \frac{dn_{\chi}}{dr} \right|_{r=0} = 0. \quad (18)$$

Если система достигает стационарного состояния, распределение тёмных атомов также даст распределение аномальных изотопов внутри небесного тела. Для стационарного случая и при некоторых упрощениях (линейный рост температуры к центру, постоянная плотность — для малых объектов типа астероидов, линейное убывание ускорения свободного падения) уравнение может быть решено численно или — в некоторых областях — аналитически.

2.3 Применение к различным небесным телам

Приведём уравнение (17) к безразмерному виду. Введём следующие обозначения: $x = \frac{r}{R}$, $y(x) = \frac{n_{\chi}(x)}{n_{\chi}(x=1)}$, $\Theta(x) = \frac{T(x)}{T(x=1)}$, $u(x) = \frac{n_{\text{SM}}(x)}{n_{\text{SM}}(x=1)}$, $\gamma_g(x) = \frac{g(x)}{g(x=1)}$.

$$\frac{1}{y} \frac{dy}{dx} + \frac{1}{\Theta} \frac{d\Theta}{dx} + \alpha \frac{\gamma_g(x)}{\Theta} - \beta \frac{1}{y x^2} + \gamma \frac{1}{y(x)} \int_x^1 \frac{x'^2}{x^2} y(x') u(x') dx' = 0, \quad (19)$$

где

$$\alpha = \frac{m_{\chi} g(x=1) R}{k_B T(1)}, \quad \beta = \frac{\Phi R}{D_{\chi N} n_{\chi}(1)}, \quad \gamma = \frac{n_{\text{SM}}(1) \langle \sigma v \rangle R^2}{D_{\chi N}}. \quad (20)$$

В центральной области основной вклад дают члены, содержащие $1/x^2$:

$$\frac{1}{y} \frac{dy}{dx} - \beta \frac{1}{yx^2} + \gamma \frac{1}{y(x)} \int_x^1 \frac{x'^2}{x^2} y(x') u(x') dx' = 0. \quad (21)$$

В области между центром и поверхностью необходимо решать полное уравнение. Для упрощения расчётов принимается, что температура рассматриваемых небесных тел линейно возрастает к центру, плотность постоянна, а ускорение свободного падения убывает линейно с глубиной.

2.3.1 Астероид Ида

Астероид 243 Ида относится к обычным хондритам группы L — наиболее распространённому типу метеоритов. Исходные данные взяты из миссии Galileo [20].

Форма астероида не является строго сферической, однако для упрощения вычислений используется сферическое приближение. Средний диаметр составляет около 31 км, средняя плотность — $\rho_{SM} \sim 2,7$ г/см³, температура на поверхности — около 155 К, в центре — около 280 К. Пусть рост температуры к центру линейный:

$$T(r) = 280 \text{ К} - \frac{125 \text{ К}}{15,5 \text{ км}} r, \quad (22)$$

где r — расстояние от центра астероида.

Наиболее распространённые элементы в составе астероида: кислород (массовая доля $\omega_O \sim 40\%$), железо ($\omega_{Fe} \sim 22\%$), кремний ($\omega_{Si} \sim 18\%$) и магний ($\omega_{Mg} \sim 15\%$). Средняя концентрация ядер n_{SM} вычисляется как сумма концентраций каждого элемента:

$$n_i = \frac{\rho_{SM} \omega_i}{A_i \cdot 1,660539 \cdot 10^{-24} \text{ г/а.е.м.}}, \quad (23)$$

где A_i — массовое число ядра элемента i .

В результате расчёта получаем: $n_O = 4,0 \cdot 10^{22}$ см⁻³, $n_{Fe} = 0,6 \cdot 10^{22}$ см⁻³, $n_{Si} = 1,0 \cdot 10^{22}$ см⁻³, $n_{Mg} = 1,0 \cdot 10^{22}$ см⁻³, откуда полная концентрация ядер $n_{SM} = 6,6 \cdot 10^{22}$ см⁻³.

Средняя масса ядра m_{SM} определяется как среднее массовое число, взвешенное по массовым долям, и составляет $m_{SM} = 5,1 \cdot 10^{-23}$ г.

Параметры имеют следующие порядки величин: $\alpha \sim 10^{-2}$, $\beta \sim 10^8$, $\gamma \sim 10^8$. При этом $\Theta(x) = 1,8 - 0,8x$, $u(x) = 1$, а при постоянной плотности $\gamma_g(x) = x$.

Вне центральной области уравнение решается численно. Метод Рунге–Кутты показывает резкое уменьшение концентрации при удалении от поверхности. Для центральной области упрощённое уравнение решается аналитически.

$$\frac{dy}{dx} - \beta \frac{1}{x^2} + \gamma I(x) = 0, \quad (24)$$

где

$$I(x) = \int_x^1 \frac{x'^2}{x^2} y(x') u(x') dx'. \quad (25)$$

Вблизи нуля имеем:

$$I(x) = \int_0^1 \frac{x'^2}{x^2} y(x') u(x') dx' - \int_0^x \frac{x'^2}{x^2} y(x') u(x') dx' = I_0 + \delta I(x). \quad (26)$$

При выполнении условия баланса слагаемые $-\beta/x^2$ и $\gamma I_0/x^2$ взаимно сокращаются, и расходимость устраняется. Оставшееся уравнение имеет вид:

$$\frac{dy}{dx} = -\frac{\gamma}{x^2} \delta I(x). \quad (27)$$

При этом

$$\frac{d(\delta I(x))}{dx} = -x^2 y. \quad (28)$$

Отсюда получаем

$$x^2 y'' + 2xy' - x^2 \gamma y = 0. \quad (29)$$

Подстановка $Y = xy$ приводит к уравнению $Y'' - \gamma Y = 0$, решение которого известно с точностью до постоянных. Возвращаясь к исходной переменной, находим:

$$y(x) = \frac{2A \sinh(\sqrt{\gamma}x)}{x}. \quad (30)$$

Это решение остаётся ограниченным в центре: $y(0) = 2A\sqrt{\gamma} = \text{const}$.

Учитывая резкое уменьшение концентрации с глубиной вблизи поверхности, можно заключить, что постоянная A достаточно мала (для согласования решений в двух областях). Тёмные атомы накапливаются в узком слое вблизи поверхности, а на глубине термализации их концентрация существенно падает. Этот результат отличается от выводов работы [17] для некоторых планет и Солнца, что объясняется слабой гравитацией астероида и малыми градиентами температуры и концентрации вещества.

Теперь можно оценить долю тёмных атомов в тонком слое накопления. Толщина этого слоя порядка десяти $\delta l = 10$ м.

$$n_\chi = \frac{N_\chi}{4\pi R^2 \cdot \delta l} = \frac{j_\chi \cdot \pi R^2 \cdot t}{m_\chi \cdot 4\pi R^2 \cdot \delta l} = \frac{j_\chi \cdot t}{4m_\chi \delta l} = 2,7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \quad (2.1)$$

где N_χ — количество тёмных атомов в слое, t — время жизни Солнечной системы (5 миллиардов лет).

$$\frac{n_\chi}{n_{SM}} \sim 10^{-6} \quad (2.2)$$

2.3.2 Применение к гипотетической Планете 9

Планета 9 — гипотетическое небесное тело на далёкой вытянутой орбите за пределами пояса Койпера, существование которого предполагается для объяснения аномальной кластеризации орбит некоторых транснептуновых объектов. Если Планета 9 действительно существует, она представляет собой массивную ледяную планету с массой порядка $5 - 10M_{\oplus}$ и радиусом $2 - 4R_{\oplus}$. Расстояние до Солнца оценивается в 400–800 а.е.

В стандартной модели тепловой баланс такой планеты определяется двумя источниками: остаточным теплом аккреции (выделявшимся при формировании планеты 4,5 млрд лет назад) и радиогенным нагревом за счёт распада долгоживущих радиоизотопов (уран, торий, калий-40). Расчётная равновесная температура поверхности при таком балансе составляет $T \sim 10-15$ К. При такой температуре тепловое излучение планеты приходится на дальний инфракрасный диапазон, что делает её обнаружение крайне сложным.

Однако взаимодействие с галактическим гало тёмной материи может существенно изменить этот баланс. Соответствующие расчёты будут проведены в дальнейшем. Одной из главных проблем на данном этапе работы является выяснение зависимости коэффициента теплопроводности для вещества планеты от расстояния до центра $k(r)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была разработана теоретическая модель нагрева небесных тел за счёт захвата тёмных атомов — связанных состояний многозарядных частиц с ядрами гелия. Модель учитывает два механизма энерговыделения: термализацию захваченных частиц в поверхностном слое и реакции синтеза тёмных атомов с ядрами обычного вещества в недрах небесного тела.

Основные результаты, полученные в работе:

1. Оценена глубина термализации тёмных атомов в веществе планетного типа. Для характерных параметров (плотность земной коры, масса тёмного атома 2 ТэВ) получено значение $\delta R \approx 60$ м.
2. Выведены аналитические выражения для потери энергии при столкновениях, среднего числа столкновений до термализации и среднеквадратичной глубины проникновения.
3. Построено уравнение теплопроводности с двумя источниками тепла (поверхностным и объёмным), сформулированы граничные условия, учитывающие излучение чёрного тела с поверхности и симметрию в центре.
4. Получено уравнение диффузии тёмных атомов под действием гравитации и градиента температуры с учётом стока на реакциях синтеза.
5. Уравнение диффузии решено для астероида Ида. Полученное распределение свидетельствует о накоплении тёмных атомов в тонком приповерхностном слое.
6. Проведено обсуждение перспектив использования данной модели для поиска гипотетической Планеты 9 в инфракрасном диапазоне.

Предложенная модель отличается от работ [8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15] более детальным учётом диффузии тёмных атомов под действием гравитации и градиента температуры, а также учётом двух независимых механизмов энерговыделения — термализации и реакций синтеза. В отличие от метода конверсии (для нейтринных спектров) или чисто гравитационных моделей захвата WIMP, данная модель позволяет количественно оценить вклад сильного взаимодействия в тепловой баланс.

Литература

- [1] Aad, G. et al. (ATLAS Collaboration) Search for heavy long-lived multi-charged particles in the full LHC Run 2 pp collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector. *Phys. Lett. B* 2023, 847, 138316.
- [2] Acharya, B. et al. (MoEDAL Collaboration) Search for Highly Ionizing Particles in pp Collisions during LHC Run 2 using the Full MoEDAL Detector. *Phys. Rev. Lett.* 2025, 134, 071802.
- [3] Altakach, M. M.; Lamba, P.; Maselek, R.; Mitsou, V. A.; Sakurai, K. Discovery prospects for long-lived multiply charged particles at the LHC. *Eur. Phys. J. C.* 2022, 82, 848.
- [4] Dick, W.J.; Greenlees, G.W.; Kaufman, S.L. Search for Anomalous Isotopes of Sodium. *Phys. Rev. Lett.* 1984, 53, 431.
- [5] Hemmick, T.K.; Elmore, D.; Gentile, T.; Kubik, P.W.; Olsen, S.L.; Ciampa, D.; Nitz, D.; Kagan, H.; Haas, P.; Smith, P.F.; et al. Search for low-Z nuclei containing massive stable particles. *Phys. Rev. D* 1990, 41, 2074.
- [6] Verkerk, P.; Grynberg, G.; Pichard, B.; Spiro, M.; Zylberajch, S.; Goldberg, M.E.; Fayet, P. Search for superheavy hydrogen in sea water. *Phys. Rev. Lett.* 1992, 68, 1116.
- [7] Mueller, P.; Wang, L.-B.; Holt, R. J.; Lu, Z.-T.; O'Connor, T.P.; Schiffer, J.P. Search for Anomalously Heavy Isotopes of Helium in the Earth's Atmosphere. *Phys. Rev. Lett.* 2004, 92, 022501.
- [8] Mack, G.D.; Beacom, J.F.; Bertone, G. Towards closing the window on strongly interacting dark matter: Far-reaching constraints from Earth's heat flow. *Phys. Rev. D* 2007, 76, 043523.
- [9] Wandelt, B.D.; Dave, R.; Farrar G.R.; McGuire, P.C.; Spergel, D.N.; Steinhardt, P.J. Self-Interacting Dark Matter. arXiv 2000, arXiv:astro-ph/0006344.
- [10] Erickcek, A.L.; Steinhardt, P.J.; McCammon, D.; McGuire, P.C. Constraints on the interactions between dark matter and baryons from the x-ray quantum calorimetry experiment. *Phys. Rev. D* 2007, 76, 042007.

- [11] Digman, M. C.; Cappiello, C. V.; Beacom, J. F.; Hirata, C. M.; Peter A. H. G. Not as big as a barn: Upper bounds on dark matter-nucleus cross sections. *Physical Review D* 2019 100(6), 2470-0029.
- [12] Niedermann, F.; Sloth, M.S. Radiation exposure from the dark. *J. Opt. Lett.* 2025, 0242.
- [13] Xu, X.; Farrar, G. Resonant scattering between dark matter and baryons: Revised direct detection and CMB limits. *Phys. Rev. D* 2023, 107, 095028.
- [14] Xu, W.-L.; Yang J.M.; Zhao, J. Scattering of non-relativistic finite-size particles and puffy dark matter direct detection. *arXiv* 2025, arXiv:2510.10641.
- [15] Khlopov, M.Y. Composite dark matter from 4th generation. *J. Phys. Lett.* 2006, 83, 1-4.
- [16] Harko, T. Dark matter heating of Planet 9, and its observational implications. *Springer Nature LaTeX Template* 2025.
- [17] Leane, R.K.; Smirnov, J. Floating Dark Matter in Celestial Bodies. *arXiv* 2023, arXiv:2309.09834.
- [18] Hagiwara, K.; et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D* 2002, 66, 010001.
- [19] Rudnick, R.L.; Gao, S. Composition of the Continental Crust. In *Treatise on Geochemistry*; Holland, H.D., Turekian, K.K., Eds.; Elsevier: Amsterdam, The Netherlands, 2003; Volume 3, pp. 1-64.
- [20] Belton, M.J.S.; Chapman, C.R.; Thomas, P.C.; Davies, M.E.; Greenberg, R.; Klaasen, K.; Byrnes, D.; D'Amario, L.; Synnott, S.; Johnson, T.V.; McEwen, A.; Merline, W.J.; Davis, D.R.; Petit, J.-M.; Storrs, A.; Veverka, J.; Zellner, B. Bulk density of asteroid 243 Ida from the orbit of its satellite Dactyl. *Nature* 1995, 374, 785-788.