

## АННОТАЦИЯ

Один из методов косвенного обнаружения темной материи — детектирование нейтринными обсерваториями потоков нейтрино, образующихся в результате аннигиляции темной материи, которая захватывается и накапливается в гравитационном поле астрофизических объектов, таких как Солнце или Земля. На данный момент этот сигнал не обнаружен, что накладывает ограничения на сечение взаимодействия частиц темной материи с нуклоном. В данной работе, используя данные из IceCube, мы получим такие ограничения для случая неупругой темной материи, состоящей из основного и возбужденного состояния, для которой ограничения на сечения ослаблены по сравнению с упругой темной материей.

Для вычисления ограничений необходимо найти число захваченных частиц темной материи, его распределение внутри небесного объекта на данный момент и темп аннигиляции. Для этого мы будем численно решать уравнение Больцмана, поскольку неупругая темная материя при некоторых разностях масс основного и возбужденного состояний не успевает прийти к термальному равновесию, что приводит к еще большему ослаблению ограничений на сечение.

# СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ . . . . .	4
1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ . . . . .	8
1.1. Взаимодействие темной материи с веществом . . . . .	8
1.2. Пример модели неупругой темной материи . . . . .	10
1.3. Захват темной материи . . . . .	13
1.4. Генерация потоков нейтрино . . . . .	16
2. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ЗАХВАТА И ЭВОЛЮЦИИ ТЕМНОЙ МА- ТЕРИИ . . . . .	17
2.1. Расчет числа захваченных частиц . . . . .	17
2.2. Расчет распределения частиц . . . . .	20
2.3. Расчет интеграла столкновений . . . . .	24
2.4. Расчет темпа аннигиляции . . . . .	24
2.5. Уравнение эволюции . . . . .	26
2.6. Численное решение уравнений эволюции . . . . .	27
2.7. Модификация уравнения для двухкомпонентной темной ма- терии . . . . .	29
3. РЕЗУЛЬТАТЫ . . . . .	31
3.1. Результаты расчета захваченных частиц . . . . .	31
3.2. Результаты численного моделирования термализации . . . . .	33
3.3. Ограничения на сечение . . . . .	37
ЗАКЛЮЧЕНИЕ . . . . .	40
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ . . . . .	41

# ВВЕДЕНИЕ

Одна из основных проблем современной космологии — это проблема темной материи. Темная материя — это часть нерелятивистской материи, находящейся во Вселенной, которая пока еще не регистрируется напрямую, однако участвует в гравитационном взаимодействии, в частности в расширении Вселенной и образовании структур.

Наблюдения за астрономическими объектами и исследования анизотропии реликтового излучения позволяет найти основные параметры космологических моделей, такие как доля нерелятивистского вещества и барионной материи. Для современных космологических моделей доля вещества в настоящий момент составляет  $\Omega_M = 0.2 - 0.3$ , при этом доля барионной материи составляет всего  $0.03 - 0.05$  [1]. Это означает, что большая часть вещества во Вселенной остается не объясненной на сегодняшний день наблюдаемой материей.

На наличие темной материи также указывают наблюдения скоростей звезд внутри галактик. Такие исследования позволяют найти распределение массы и плотность материи внутри галактики [2], [3]. Отношение измеренной таким образом гравитационной массы и массы наблюдаемого светимого вещества оказывается значительно больше единицы. Аналогичные исследования позволяют найти локальную плотность темной материи в Солнечной системе. Эта плотность равна  $\rho_{DM} = 0.2 - 0.4 \text{ ГэВ} \cdot \text{см}^{-3}$  [4]. В данной работе мы будем использовать значение  $\rho_{DM} = 0.4 \text{ ГэВ} \cdot \text{см}^{-3}$ .

Существуют различные способы объяснить явление темной материи. Так, в качестве темной материи могут быть массивные астрономические компактные объекты (первичные черные дыры с массой порядка  $10 - 100 M_\odot$ ). Такие объекты могут быть обнаружены с помощью измерения светимости и гравитационного линзирования, и на сегодняшний день наблюдения дают ограничения на их долю в массе нерелятивистского вещества в районе  $0.15 - 0.3$  [5], [6]. Также существуют различные модификации теории гравитации, которые могут объяснить кривые вращения или вклад материи в метрики без включения в модель новых частиц [7].

Наиболее распространенные модели темной материи предполагают наличие новых частиц вне Стандартной модели. В качестве кандидатов рассматривают, например, майорановские стерильные нейтрино [8], наличие

которых может указать регистрация двойного безнейтринного  $\beta$ -распада или спектральных линий фотонов, возникающих при их распаде.

Также, темной материей могут быть аксионы, призванные решить проблему сильного CP нарушения, которые могут осциллировать в фотоны в сильных электромагнитных полях [9]. Частицы темной материи появляются и в суперсимметричных расширениях Стандартной модели [10], так как из-за сохранения R-четности легчайшая частица-суперпартнер оказывается стабильной и может быть основой для массивных слабовазимодействующих частиц, о которых будет идти речь далее.

Массивные слабовазимодействующие частицы (WIMP) — это частицы темной материи в широком диапазоне масс (МэВ — ТэВ). Предполагается, что эти частицы находились в термальном равновесии с остальной материей на ранних этапах эволюции Вселенной. Затем, при расширении Вселенной, когда темп аннигиляции становится меньше темпа расширения (постоянная Хаббла на соответствующий момент времени), эти частицы замораживаются, будучи нерелятивистскими. Соответствующая температура определяется соотношением [11]:

$$x_f = \frac{m_\chi}{T_f} = \ln \left( \frac{0.038 g_\chi M_{pl} m_\chi \langle \sigma_{ann} v \rangle}{\sqrt{g_*} x_f} \right) \quad (1)$$

где  $g_\chi$  и  $g_*$  — степени свободы темной материи и релятивистского вещества,  $M_{pl}$  — масса Планка,  $\langle \sigma_{ann} v \rangle = \sigma_0$  — среднее произведение сечения аннигиляции частиц темной материи и скорости. И доля темной материи, состоящей из этих частиц, равна:

$$\Omega_\chi = \frac{1.9 \cdot 10^{-27} x_f \text{ cm}^3}{\sqrt{g_*} \sigma_0} \frac{1}{s} \quad (2)$$

При разумных параметрах ( $x_f \approx 20$ ,  $g_* \approx 80$ ), для объяснения сегодняшней плотности темной материи данным механизмом необходимо, чтобы  $\sigma_0 \approx 10^{26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , что по порядку величины близко значениям, характерным для слабых взаимодействий.

Темная материя, находящаяся в галактическом гало, может быть обнаружена прямыми методами в низкофоновых экспериментах. Такой способ

основан на детектировании отдачи при взаимодействии частиц темной материи с ядром [12]. Наиболее известные эксперименты — DAMA/LIBRA, COSINE-100, XENON100, XENON1T, CDMS, использующие в качестве мишени такие вещества, как NaI, Xe, Ge. На данный момент эти эксперименты не обнаружили значительного превышения сигнала над фоном, кроме DAMA/LIBRA, регистрирующий сигнал годовых модуляций, который свидетельствует о наличии темной материи [13]. Однако, эксперимент COSINE-100, имеющий ту же мишень (NaI), не подтвердил эти результаты [14].

В данной работе рассматривается косвенный метод обнаружения темной материи, основанный на поиске продуктов аннигиляции частиц темной материи, захваченных небесными телами. Частицы темной материи взаимодействуют с частицами вещества, сосредоточенного в астрономических объектах, и передают им часть кинетической энергии. Это приводит к захвату темной материи в гравитационном потенциале небесного тела. В результате темная материя накапливается, что приводит к значительному усилению темпа аннигиляции. Таким образом создаются потоки нейтрино, которые возможно зарегистрировать в нейтринных обсерваториях IceCube [15], SuperKamiokande [16], ANTARES [17]. Для захвата частиц темной материи рассматриваются, как правило, Солнце [18] или Земля [19]. Для более легких частиц темной материи рассматривается Юпитер [20], так как испарение на Юпитере значительно ниже. Отсутствие нейтринного сигнала дает ограничение на сечение взаимодействия с протоном  $\sigma_{\chi p}$  (рис. 1) из предположения равновесия скорости захвата и скорости аннигиляции.

Поскольку на данный момент ни прямыми, ни косвенными методами не удалось обнаружить частицы темной материи и многие простые модели исключены, создаются более сложные модели частиц темной материи. В данной работе рассматривается двухкомпонентная неупругая темная материя, частица которой имеет основное  $\chi$  и возбужденное состояние  $\chi^*$  с массами  $m_\chi$  и  $m_\chi + \delta$ , соответственно. Изначально такая модификация частиц темной материи была предложена для объяснения расхождений между экспериментом DAMA/LIBRA и CDMS [21], имеющих разную массу мишени, поскольку от нее зависит, будет ли при рассеянии преодолен энергетический порог  $\delta$ . Хотя результаты DAMA/LIBRA не смогли воспроизвестись на COSINE-100, такие модели могут ослабить ограничения на сечения, и

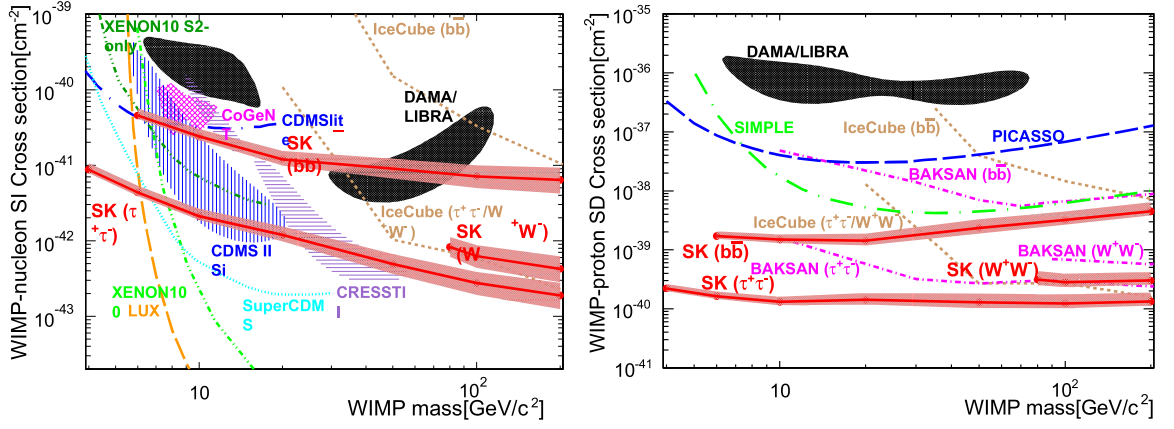


Рис. 1. Ограничения на сечение взаимодействия из разных экспериментов с протоном  $\sigma_{\chi p}$ . Слева — для спин независимых взаимодействий, справа для спин зависимых взаимодействий [16].

поэтому представляют интерес.

Важным отличием неупругой темной материи является нетривиальная термализация. Если в упругом случае частицы приходят в больцмановское равновесие для интересных значений сечения, то неупругая темная материя может не успеть прийти в термальное равновесие с небесным телом [22]. Поэтому термализация требует более детального анализа.

Целью данной работы является получение ограничения на сечения рассеяния частицы темной материи с учетом процессов термализации, исходя из данных IceCube.

# 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

## 1.1. Взаимодействие темной материи с веществом

Для нахождения сечений взаимодействия темной материи с веществом обычно используются эффективные лагранжианы [23], соответствующие векторному или скалярному переносчику взаимодействия. В нерелятивистском пределе матричный элемент рассеяния соответствует квантовомеханическому потенциалу взаимодействия. В релятивистской нормировке для двух частиц массами  $m_1, m_2$  он равен

$$\mathcal{M} = 4m_1m_2V(\vec{q}), \quad (1.1)$$

где  $V(\vec{q})$  — фурье образ от нерелятивистского потенциала.

Наиболее простые взаимодействия скалярного ( $g\bar{\chi}\chi\bar{\psi}\psi$ ) или векторного типа ( $g\bar{\chi}\gamma^\mu\chi\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$ ) дают спин-независимый потенциал вида

$$V(\vec{q}) = g \rightarrow V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{g}{4\pi}\delta^3(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \quad (1.2)$$

где  $\vec{q}$  — переданный импульс. Приведем простейшие лагранжианы и потенциалы взаимодействия с нуклоном (обозначим спины нуклона и темной материи как  $\vec{S}_i$  и  $\vec{S}_\chi$ )

	$\mathcal{L}_{int}$	$\hat{V}(\vec{q})$
1	$g\bar{\chi}\chi\bar{\psi}\psi$ и $g\bar{\chi}\gamma^\mu\chi\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$	$g$
2	$g\bar{\chi}\gamma^5\chi\bar{\psi}\psi$	$2ig\vec{S}_\chi\vec{q}$
3	$g\bar{\chi}\chi\bar{\psi}\gamma^5\psi$	$2ig\vec{S}_i\vec{q}$
4	$g\bar{\chi}\gamma^5\chi\bar{\psi}\gamma^5\psi$	$-4g(\vec{S}_i\vec{q})(\vec{S}_\chi\vec{q})$

Таблица 1.1. Примеры простейших потенциалов

Выбрав потенциал взаимодействия с протоном/нейтроном, можно найти эффективный потенциал взаимодействия с ядром  $\hat{V}_N(q)$ . Волновые функ-

ции ядра и частицы темной материи равны

$$\begin{cases} |\Psi_N\rangle = e^{-i\vec{r}_N\vec{p}} |\psi_N\rangle \\ |\chi\rangle = e^{-i\vec{r}_\chi\vec{k}} |\chi\rangle, \end{cases} \quad (1.3)$$

где  $\vec{r}_N$  — центр масс ядра,  $|\psi_N\rangle$  — волновая функция нуклонов в ядре,  $|\chi\rangle$  — спиновая волновая функция частицы  $\vec{p}$  — импульс ядра,  $\vec{k}$  — импульс частицы темной материи. Оператор взаимодействия с нуклоном имеет тензорную структуру вида  $\hat{V}_i(\vec{q}) = V(\vec{q})^{ab} \hat{F}_a^\chi(\vec{S}_\chi) \hat{F}_b^i(\vec{S}_i)$ , где  $a$  и  $b$  пробегает либо нулевой индекс, либо векторный индекс. Потенциал взаимодействия с ядром равен сумме потенциалов взаимодействия с нуклонами  $\hat{V}_N = \sum_i \hat{V}_i(\vec{r}_i + \vec{r}_N - \vec{r}_\chi)$ , где  $\vec{r}_i$  — положение нуклона относительно центра масс, причем

$$\hat{V}_i(\vec{r}_i + \vec{r}_N - \vec{r}_\chi) = \int d^3\vec{q}' V(\vec{q}')^{ab} \hat{F}_a^\chi(\vec{S}_\chi) \hat{F}_b^i(\vec{S}_i) e^{i\vec{q}'(\vec{r}_i + \vec{r}_N - \vec{r}_\chi)} \quad (1.4)$$

Тогда матричный элемент (или эффективный потенциал) равен

$$\langle out | \hat{V}_N | in \rangle = V(\vec{q})^{ab} \langle \chi' | \hat{F}_a^\chi | \chi \rangle \langle \psi'_N | \sum_i e^{i\vec{r}_i\vec{q}} \hat{F}_b^i(\vec{S}_i) | \psi_N \rangle \quad (1.5)$$

Полный квадрат матричного элемента из (1.1) получается при усреднении по начальному спину (число начальных состояний равно  $N_i$ ) и суммированию по конечному спину. Он равен

$$|\mathcal{M}|^2 = 16m_N^2 m_\chi^2 V(\vec{q})^{ab} V^*(\vec{q})^{cd} W_{ac}^\chi W_{bd}^N, \quad (1.6)$$

где

$$W_{ab} = \frac{1}{N_i} \sum_{i,f} \langle f | F_a | i \rangle \langle i | F_b^+ | f \rangle \quad (1.7)$$

В случае спин независимого (SI) или спин зависимого (SD) потенциала получается соответственно

$$\begin{aligned} W_{00}^{\chi SI} &= 1 \\ W_{ij}^{\chi SD} &= \frac{S_\chi(S_\chi + 1)}{3} \delta_{ij} \end{aligned} \quad (1.8)$$



Для ядра такие факторы усложняются суммой осциллирующих экспонент, однако в случае, когда рассеяние когерентно, эта сумма равна количеству нуклонов  $A$  (если взаимодействие изоспин-инвариантно). Тогда суммирование по нуклонам даст аналогичный ответ

$$\begin{aligned} W_{00}^{NSI} &\approx A^2 \\ W_{ij}^{NSD} &\approx \frac{S_N(S_N + 1)}{3} \delta_{ij} \end{aligned} \quad (1.9)$$

Видно, что для спин-независимого сечения квадрат матричного элемента растёт как  $A^4$ , что значительно усиливает сечение на тяжёлых ядрах. А для спин-зависимого случая квадрат матричного элемента зависит от спина ядра, но для многих ядер спин равен нулю, поэтому в спин-зависимых моделях рассеяние на тяжёлых ядрах подавлено.

Условие когерентности, когда  $W_{00}^{NSI} \approx A^2$  выполняется, если  $qr_N \ll 1$ . Радиус ядра оценивается в  $r_N \approx A^{\frac{1}{3}}$  фм =  $5A^{\frac{1}{3}}$  ГэВ $^{-1}$ . Для скоростей порядка  $10^{-3}$  переданный импульс будет около  $10^{-3}Am_p$ , тогда  $qr_N \approx 5 \cdot 10^{-3}A^{4/3}$ , что для  $A = 56$  (Fe) порядка единицы. Это означает, что нелокальность ядра необходимо учитывать. Для этого мы будем использовать форм-фактор Гельма [24].

$$W_{00}^N(q) = \left( 3J_1(qR) \cdot e^{-\frac{q^2 s^2}{2}} \right)^2 \quad (1.10)$$

где  $q$  — это переданный импульс,  $J_1$  — сферическая функция Бесселя,  $s = 0.9$  фм,  $a = 0.52$  фм,  $R = \sqrt{b^2 + 7\pi^2 \cdot a^2/3 - 5s^2}$  и  $b = 1.23A^{1/3} - 0.6$  фм

$$J_1(x) = \frac{\sin x - x \cos x}{x^2} \quad (1.11)$$

## 1.2. Пример модели неупругой темной материи

Неупругая темная материя возникает в моделях естественным образом. Один из механизмов — добавление малой майорановской массы в лагранжиан дираковского фермиона [21]. Возьмем, например, векторное

(или аксиальное) взаимодействие

$$\mathcal{L} = \bar{\chi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_D)\chi + \bar{\chi}\gamma^\mu(g_A + \gamma^5 g_V)\chi\bar{\psi}\gamma_\mu(g_{A'} + \gamma^5 g_{V'})\psi, \quad (1.12)$$

где  $\chi = (\eta, \varepsilon\xi^*)$  — дираковский фермион. После добавления майорановского массового слагаемого, например  $m_R\xi^T\varepsilon\xi + h.c.$ , после диагонализации кинетического слагаемого для майорановских фермионов.

$$\begin{cases} N_1^M = (\eta, \varepsilon\eta^*)^T \\ N_1^M = (\xi, \varepsilon\xi^*)^T \end{cases} \quad (1.13)$$

с матрицей масс

$$M = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

появляются два майорановских фермиона

$$\begin{cases} \chi^1 \approx \frac{\eta + \xi}{\sqrt{2}} - \frac{\delta}{2m_D} \frac{\eta - \xi}{\sqrt{2}} \\ \chi^2 \approx \frac{\eta - \xi}{\sqrt{2}i} + \frac{\delta}{2m_D} \frac{\eta + \xi}{\sqrt{2}i} \end{cases} \quad (1.15)$$

с массами

$$\begin{cases} m_1 \approx m_D + \delta \\ m_2 \approx m_D - \delta. \end{cases} \quad (1.16)$$

При этом левая часть слагаемого со взаимодействием векторного типа станет равной

$$\begin{aligned} \bar{\chi}\gamma^\mu g_A \chi &= g_A(\eta^+\bar{\sigma}^\mu\eta - \xi^+\bar{\sigma}^\mu\xi) \approx \\ &ig_A(\chi^{1+}\bar{\sigma}^\mu\chi^2 - \chi^{2+}\bar{\sigma}^\mu\chi^1) + \frac{\delta}{2m_D}g_A(\chi^{2+}\bar{\sigma}^\mu\chi^2 - \chi^{1+}\bar{\sigma}^\mu\chi^1). \end{aligned} \quad (1.17)$$

В результате сечение упругого процесса подавлено по сравнению с неупругим фактором  $\left(\frac{\delta}{2m_D}\right)^2$ . С аксиальным взаимодействием (спин-зависимым), однако, такого подавления не будет

$$\bar{\chi}\gamma^\mu g_V \gamma^5 \chi = g_V(\eta^+\bar{\sigma}^\mu\eta + \xi^+\bar{\sigma}^\mu\xi) \approx g_V(\chi^{1+}\bar{\sigma}^\mu\chi^1 + \chi^{2+}\bar{\sigma}^\mu\chi^2) \quad (1.18)$$

Однако, в случае, если аксиальное взаимодействие присутствует, играет фактор подавления из-за спина, так как большинство тяжелых ядер имеют нулевой спин, а спин независимое сечение на тяжелых ядрах растет как  $A^4$ , поэтому упругое взаимодействие остается подавленным.

При таком взаимодействии сечение неупругого процесса с протоном равно

$$\sigma_{\chi p} = \frac{g_A^2 m_\chi^2 m_p^2}{4\pi(m_p + m_\chi)^2} \cdot \sqrt{1 \pm \frac{2\delta}{\mu v^2}} = 6.1 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2 \left( \frac{g_A}{10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}} \right)^2 \cdot \left( 1 + \frac{m_p}{m_\chi} \right)^{-2} \cdot \sqrt{1 \pm \frac{2\delta}{\mu v^2}}, \quad (1.19)$$

где  $\mu$  — приведенная масса, а  $v$  — относительная скорость.

Интересен также вопрос о скорости распада более тяжелых частиц. При разнице масс порядка 100 кэВ в лидирующем порядке распад может быть, например, на нейтрино-антинейтрино. Рассмотрим аналогичное взаимодействие с ядрами, но для нейтрино,

$$L_{int} = g_1 \bar{\chi} \gamma^\mu \chi \bar{\nu} \gamma_\mu \frac{1 - \gamma^5}{2} \nu$$

$$|\mathcal{M}|^2 = 2g_1^2 m_\chi^2 \cdot E E' (1 + \cos \theta) \quad (1.20)$$

где  $E$  и  $E'$  — выходящие энергии нейтрино/антинейтрино. Тогда скорость распада может быть оценена как

$$\Gamma \sim 3 \cdot \frac{g_1^2 \delta^5}{60 \cdot (2\pi)^3}. \quad (1.21)$$

Соответствующее время жизни тяжелой частицы (в годах) составит

$$T_{\chi^*} \sim 1.1 \cdot 10^3 \cdot \left( \frac{g_1}{10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}} \right)^{-2} \left( \frac{\delta}{10 \text{ кэВ}} \right)^{-5} \quad (1.22)$$

При сечении взаимодействия с протоном порядка  $10^{-42} \text{ см}^2$  ожидаемое время жизни будет менее  $2 \cdot 10^7$  лет (при  $\delta > 10 \text{ кэВ}$ ). Сравнивая это с возрастом Вселенной ( $\sim 10^{10}$  лет), можно сделать вывод, что тяжелая

фракция почти вся распадется. При сечении  $\sigma_{\chi p} < 10^{-45} \text{ см}^2$  соотношение между легким и тяжелыми частицами может быть разным, в зависимости от  $\delta$ . Мы будем рассматривать предельные случаи, когда доли равны и когда преобладает только легкая фракция.

### 1.3. Захват темной материи

При подсчете захвата темной материи, предполагается, что частицы внутри гало имеют распределение Больцмана со среднеквадратичной скоростью равной  $\xi_0 = 0.52 \cdot 10^{-3}$  (в единицах скорости света).

$$f_\infty(\xi) = \frac{e^{-\frac{\xi^2}{2\xi_0^2}}}{(2\pi\xi_0^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (1.23)$$

При этом скорость солнечной системы внутри гало равна  $u_0 = 0.73 \cdot 10^{-3}$ . Эта скорость будет влиять на распределение частиц, попавших в Солнце.

Общее количество захваченных частиц, попадающих в гравитационное поле объекта, будет пропорционально следующей величине:

$$N_\odot = V_\odot n_\chi, \quad (1.24)$$

где  $V_\odot$  — объем небесного тела,  $n_\chi$  — концентрация темной материи, соответствующая плотности  $\rho_\chi = 0.4 \text{ ГэВ см}^{-3} = n_\chi m_\chi$ . Также мы будем использовать величину  $T_s$ , характеризующую темп процессов соударения частиц темной материи и ядер. Эту величину мы определим следующим образом

$$T_s^{-1} = \sigma_0 n_p v_{esc} \quad (1.25)$$

где  $n_p$  — средняя плотность протонов в небесном теле, а

$$\sigma_0 = \frac{|\mathcal{M}_0|^2}{16\pi(m_p + m_k)^2} \quad (1.26)$$

где  $\mathcal{M}_0$  — матричный элемент столкновения протона и частицы темной материи при некоторых выбранных параметрах (скоростях, например). В случае упругого спин-независимого столкновения  $\sigma_0$  — это сечение взаи-

модействия частицы с протоном. Величина  $v_{esc}$  — это вторая космическая скорость для небесного тела.

Также введем безразмерный параметр, показывающий соотношение темпа аннигиляции и захвата.

$$a_\gamma = \frac{\sigma_{a0} v_{a0} n_\chi}{\sigma_0 v_{esc} n_p} \quad (1.27)$$

где  $\sigma_{a0} v_{a0}$  — произведение сечения аннигиляции на скорость, которое должно быть порядка  $10^{-26} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ .

Приведем значения указанных выше параметров для  $\sigma_0 = 10^{-42} \text{ см}^2$  и  $\sigma_{a0} v_{a0} = 3 \cdot 10^{-26} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$  (параметр  $T_\odot$  — время существования Солнца)

Небесное тело	$n_p, \text{ см}^{-3}$	$N_\odot m_\chi, \text{ ГэВ}$	$v_{esc}, \text{ с}$
Солнце	$8.42 \cdot 10^{23}$	$5.64 \cdot 10^{32}$	$2.06 \cdot 10^{-3}$
Земля	$3.3 \cdot 10^{24}$	$4.33 \cdot 10^{26}$	$3.73 \cdot 10^{-5}$
Юпитер	$7.93 \cdot 10^{23}$	$4.57 \cdot 10^{29}$	$1.98 \cdot 10^{-4}$
Небесное тело	$T_s, \text{ с}$	$T_s/T_\odot$	$a_\gamma m_\chi, \text{ GeV}$
Солнце	$1.92 \cdot 10^{10}$	$1.33 \cdot 10^{-7}$	$2.31 \cdot 10^{-16}$
Земля	$2.71 \cdot 10^{11}$	$1.87 \cdot 10^{-6}$	$3.26 \cdot 10^{-15}$
Юпитер	$2.12 \cdot 10^{11}$	$1.46 \cdot 10^{-6}$	$2.55 \cdot 10^{-15}$

Таблица 1.2. Основные параметры небесных тел для захвата темной материи

Как видно, для захвата лучше всего подходит Солнце, так как обладает наибольшей второй космической скоростью и имеет наибольший объем. Ведь для того, чтобы частица осталась в потенциале, необходимо, чтобы ее скорость стала меньше скорости  $v_{esc}$  (см. Рисунок 1.1). Также захват лучше происходит на тяжелых ядрах, которых больше всего на Земле, так как они забирают больший импульс.

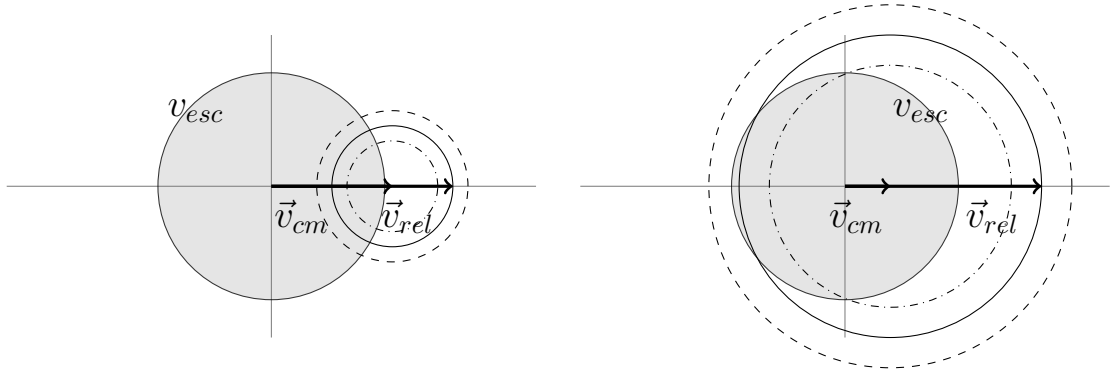


Рис. 1.1. Кинематика соударения, слева  $m_N < m_\chi$ , справа  $m_N > m_\chi$

Полная скорость захвата определяется суммой скоростей захвата на каждом элементе. Их концентрация определяется из соответствующей модели небесного тела. Для Солнца это AGSS09 [25], для Земли — PREM [26]

Солнце		Земля	
Элемент	м.д.	Элемент	м.д.
H	0.73	Fe	0.56
He	0.25	O	0.15
O	0.008	Si	0.13
C	0.002	Mg	0.10
Fe	0.0014	S	0.03

Таблица 1.3. Массовые доли основных элементов на Солнце и Земле

После захвата темная материя термализуется и аннигилирует. Тогда полное число частиц удовлетворяет уравнению

$$\frac{dN}{dt} = C - AN^2 \quad (1.28)$$

где  $C$  — скорость захвата,  $AN^2$  — скорость аннигиляции.

Решением этого уравнения является

$$N = \sqrt{\frac{C}{A}} \tanh \frac{t}{t_0}, \quad (1.29)$$

где  $t_0 = (AC)^{-\frac{1}{2}}$ .

Существует два предельных случая поведения этого уравнения: когда преобладает захват и  $N = Ct$ , либо когда система находится в равнове-

сии и  $N = \sqrt{\frac{C}{A}}$ , тогда скорость аннигиляции равна скорости захвата. Распределение по радиусу при этом считается термальным и имеет, согласно Н-теореме Больцмана, следующий вид

$$f(r)d^3\vec{r} = n_0 \exp\left(-\frac{m\phi(r)}{2T_0}\right)d^3\vec{r} \approx n_1 \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right)d^3\vec{r}, \quad (1.30)$$

где  $r_0$  определяется путем квадратичной интерполяции потенциала  $\phi(r)$ .

#### 1.4. Генерация потоков нейтрино

Зная количество захваченных частиц внутри небесного тела и темп аннигиляции, определяется спектр нейтрино. При этом аннигиляция может идти по каналу  $f$ : это могут быть нейтрино  $\nu\bar{\nu}$ , кварки  $b\bar{b}, t\bar{t}, \tau\bar{\tau}$  в случае s-канальной аннигиляции или бозоны  $W^+W^-, ZZ, hh$  в случае t-канальной. Нейтрино образуется в результате распада продуктов аннигиляции и результирующий дифференциальный поток нейтрино дается [27]

$$\frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} = \frac{\Gamma_{ann}}{4\pi L^2} \sum_f p_f \frac{dN_\nu^f}{dE_\nu} \quad (1.31)$$

где  $L$  — расстояние до детектора,  $p_f$  — доля канала  $f$  в аннигиляции.

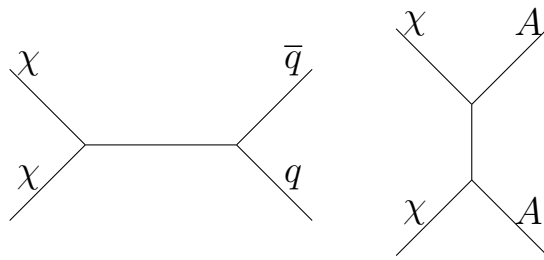


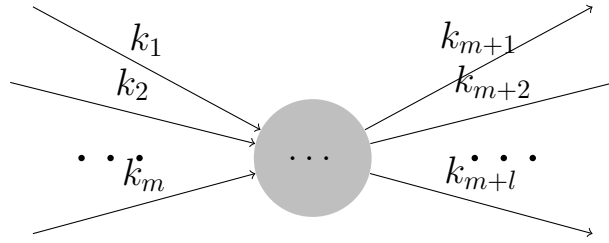
Рис. 1.2. Аннигиляция в кварки и бозоны

Эти потоки нейтрино достигают детектора и дают события регистрации нейтрино. Вероятность зарегистрировать нейтрино пропорциональна числу актов аннигиляции  $\Gamma_{ann}$ , происходящих внутри небесного тела. Поэтому отсутствие сигнала в конкретном детекторе приводит к ограничению темпа аннигиляции  $\Gamma_{ann}$ . Мы будем использовать ограничения из IceCube [15] на темп аннигиляции для ограничения сечения.

## 2. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ЗАХВАТА И ЭВОЛЮЦИИ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

Для нахождения аннигиляционных потоков нужно решить уравнение Больцмана для эволюции частиц темной материи внутри солнца.

В уравнении Больцмана правая часть — интеграл столкновений, который описывает изменение распределений при определенных видах столкновений. В общем случае его величина выражается при помощи матричного элемента  $N$ -частичного столкновения.



$$\frac{dN}{dt} = \int d^3\vec{r} \prod_{i \in in, out} \frac{d^3\vec{k}_i}{2E_i(2\pi)^3} |\mathcal{M}|^2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k_{out} - k_{in}) \prod_{i \in in} f_B(\vec{r}, \vec{k}_i) \quad (2.1)$$

где  $\mathcal{M}$  — матричный элемент процесса в релятивистской нормировке,  $f_B(\vec{r}, \vec{k}_i)$  — функции распределения частиц по координате и импульсу.

Этот интеграл будет фигурировать в соотношениях захвата, матрицы соударений и аннигиляции.

### 2.1. Расчет числа захваченных частиц

Для нахождения числа захваченных частиц необходимо найти плотности частиц темной материи в каждой точке небесного тела. Предполагая изотропность сферического тела, можно найти решение стационарного уравнения Больцмана как функцию от первых интегралов движения — энергии и момента импульса (на единицу массы).

$$\frac{df(\vec{v}, \vec{r})}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \vec{v} - \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \vec{\nabla} \phi(r), \quad (2.2)$$

$$f(\vec{v}, \vec{r}) = f(u^2, L), \quad (2.3)$$



где

$$L = rv \sin \theta_{nu}, \quad (2.4)$$

$$u^2 = v^2 + \phi(r), \quad (2.5)$$

а  $\theta_{nu}$  — угол между направлением скорости и радиус-вектором  $\vec{r}$  от центра

Вдали от небесного тела функция распределения частиц темной материи соответствует распределению в гало внутри галактики

$$f(r = \infty, \vec{u}) = n_\chi f_\infty(u). \quad (2.6)$$

Также, необходимо учесть движение самого небесного тела относительно гало. Поэтому функцию распределения  $f_\infty(u)$  необходимо выразить исходя из плотности, заданной в переменной  $\vec{\xi} = \vec{u} - \vec{u}_0$ . Предполагая изотропность распределения темной материи внутри гало, можно найти  $f_\infty(u)$  путем усреднения  $f_\infty(\vec{\xi})$  по направлению вектора скорости  $\vec{\xi}$

$$\xi^2 = (\vec{u} - \vec{u}_0)^2 = u^2 + u_0^2 - 2uu_0 \cos \theta, \quad (2.7)$$

$$f_\infty(u) = \int_{-1}^1 f \left( \sqrt{u^2 + u_0^2 - 2u_0u \cos \theta} \right) d \cos \theta. \quad (2.8)$$

При усреднении плотности темной материи по углам сферы пропадает зависимость от момента импульса. Тогда выраженное с помощью переменной  $u$  распределение частиц в гало (1.23) будет следующим:

$$f_\infty(u) = \frac{e^{-\frac{(u-u_0)^2}{2\xi_0^2}}}{(2\pi\xi_0^2)^{\frac{3}{2}}} \frac{1 - e^{-\frac{2uu_0}{\xi^2}}}{\frac{2uu_0}{\xi^2}}. \quad (2.9)$$

Эта функция распределения будет использоваться в интеграле столкновений для скорости захвата. Для вычисления скорости захвата необходимо вычислить скорости захвата с каждым сортом частиц (ядер)

$$C_+ = \int d^3\vec{r} \cdot d^3\vec{v} f_k(r, v) \cdot n_i f_B(\vec{v}_1) d^3\vec{v}_1 \cdot \Gamma(\vec{v}, \vec{v}_1, r), \quad (2.10)$$

где  $\Gamma$  — это сечение соударения умноженное на скорость

$$\Gamma(\vec{v}, \vec{v}_1, r) = \int_{v' < v_{esc}} d^3\vec{v}' \delta(E_f - E_{in}) \cdot \frac{m_k^3 |\mathcal{M}|^2}{64\pi^2 m_i^2 m_k^2}.$$

В интеграле  $n_i f_B(\vec{v}_1)$  — это концентрация  $i$ -го элемента в теле и больцмановский термальный фактор. Для получения концентрации используется файл, где представлены массовые доли элементов в зависимости от радиуса  $\tilde{\rho}_i(r)$ , а также безразмерная (нормированная на единицу) плотность в зависимости от радиуса

$$n_i(r) = n_p \hat{\rho}(r) \tilde{\rho}_i(r) \frac{m_p}{m_i}$$

Кинематику соударения будем считать в переменных  $\vec{V}$  — скорость центра масс и  $\vec{v}$  — скорость частицы ТМ относительно центра масс

$$\vec{V} = \frac{m_k \vec{v}_k + m_i \vec{v}_1}{m_k + m_i}, \quad (2.11)$$

$$\vec{v} = \frac{m_i}{m_i + m_k} (\vec{v} - \vec{v}_1). \quad (2.12)$$

Тогда  $\Gamma$  равна следующему интегралу

$$\Gamma(\vec{v}, \vec{v}_1, r) = \int \frac{m_i}{m_k (m_i + m_k)} 4\pi \nu' d\vec{n}' \cdot \frac{m_k^3 |\mathcal{M}|^2}{64\pi^2 m_i^2 m_k^2} \quad (2.13)$$

причем интеграл по телесному углу  $d\vec{n}'$  ведется только в той области, которая соответствует захвату, то есть  $v' = |\vec{V} + \vec{v}'| < v_{esc}(r)$ , где  $v_{esc}(r)$  — скорость "выхода" из гравитационной ямы, порождаемой небесным телом, при удалении от центра на расстояние  $r$ .

Расчет интеграла (2.10) проводится методом Монте-Карло. Для этого каждая величина в интеграле (скорости, радиус) вычисляется с помощью генератора псевдослучайных чисел, а в итоговый интеграл прибавляется произведение дифференциалов.

Так, радус можно определить как  $r = r_\odot (g())^\alpha$ , где  $g()$  — значение

генератора случайных чисел от 0 до 1,  $r_\odot$  — радиус небесного тела, а  $\alpha$  — положительное число, определяющее, насколько близко к центру будут генерироваться события. Тогда  $d^3r = 4\pi r^2 dr = V \cdot 3\alpha r_{nd}^{\frac{3\alpha-1}{\alpha}} \cdot r_{nd}$  — безразмерный радиус.

Величина  $f_B(\vec{v}_1) d^3\vec{v}_1$  в интеграле соответствует генерации термальной скорости ядра.

При интегрировании по функции распределения частиц ТМ  $d^3\vec{v} f_k$  берется известное из (2.9) распределение, причем  $v^2 = u^2 - \varphi(r)$ . Тогда этот фактор в интеграле равен  $n_\chi 2\pi v du^2 f_\infty(u)$ , который можно просто получить с помощью двумерного распределения Гаусса для величины  $u$ .

Для удобства происходит обезразмеривание интеграла путем выноса из него размерных констант. В итоге должно получиться

$$C_+ = V n_\chi \cdot \sigma_0 n_p v_{esc} \cdot c_+. \quad (2.14)$$

Безразмерное отношение  $|\mathcal{M}|^2 / |\mathcal{M}_0|^2$  обозначим как  $\Phi \cdot dF$ , где множитель  $\Phi$  отвечает за когерентное рассеяние и для спин-независимого взаимодействия равен  $A^4$ , а  $dF$  — форм фактор, возникающий из-за размеров ядра.

$$c_+ = \sum_i \int [3r_{nd}^2 dr_{nd}] \cdot [d^3\vec{v} f_k(r, v)] \cdot \widehat{\rho}(r) \widetilde{\rho}_i(r) \cdot [f_B(\vec{v}_1) d^3\vec{v}_1] \cdot \frac{\nu'}{v_{esc}} d\vec{n}' \cdot \frac{m_p(m_p + m_k)^2}{m_i^2(m_i + m_k)} \cdot \Phi \cdot dF \quad (2.15)$$

## 2.2. Расчет распределения частиц

Вся информация о распределении частиц в фазовом объеме  $d\Phi = d^3\vec{x} d^3\vec{v}$  требует знания распределения частиц в 6 измерениях. Для упрощения задачи используется предположение об однородности задачи. В таком случае число переменных может быть сведено до 3х: радиус  $r$ , скорость в направлении радиуса  $v_r$  и момент импульса  $L = r v_\tau$ . Фазовый объем в этих переменных будет  $d\Phi = 8\pi^2 dr dv_r dL^2$ . Решая в этих координатах уравнение движения можно сменить переменные на энергию  $E$ , момент импульса  $L$  и время  $\tau$  (имеется ввиду не настоящее время, а временная координата точек на траектории с определенными энергией и моментом импульса).

От последней переменной можно избавиться путем усреднения по траектории. Тогда левая часть уравнения Больцмана станет частной производной функции распределения по времени, а правая будет даваться усреднением интеграла столкновения по траектории за период траектории. Итоговое уравнение должно принять вид:

$$\frac{\partial f(E, L)}{\partial t} = C(E, L) + St[f](E, L) \quad (2.16)$$

Такое допущение возможно, если при движении фазового объема вдоль траектории число частиц в нем не успевает существенно измениться. То есть вероятность столкновения частицы, которая по порядку величины составляет  $\sigma_0 n_p R_\odot$ , должна быть много меньше единицы. При интересующих нас сечениях ( $\sigma_0 \approx 10^{-42}$  см : 2) эта величина имеет порядок  $10^{-9}$ , что говорит о верности предположения.

Движение в сферическом потенциале  $\phi(r)$  в переменных  $r, v_r$  описывается гамильтонианом (энергией)

$$E = H = \frac{v_r^2}{2} + \left( \phi(r) + \frac{L^2}{2r^2} \right) = \frac{v_r^2}{2} + U_{eff}(L, r), \quad (2.17)$$

$$\begin{cases} \dot{r} = \frac{\partial H}{\partial v_r}, \\ \dot{v}_r = -\frac{\partial H}{\partial r}. \end{cases} \quad (2.18)$$

При этом фазовый объем такой системы  $dr dv_r$  выражается через энергию-время (координатное время) как  $dr dv_r = d\tau dE$ . Таким образом, фазовый объем в переменных энергия-импульс равен

$$d\Phi = 8\pi^2 dr dv_r dL^2 = 8\pi^2 T(E, L) dE dL^2, \quad (2.19)$$

где  $T(E, L)$  — период траектории.

Для расчета используются безразмерные параметры: безразмерный радиус  $x = r/r_\odot$ , гравитационный потенциал  $\varphi(x) = \phi(r)/\phi(r = r_\odot)$ , безразмерная скорость  $\nu$ , нормированная на  $v_{esc} = \sqrt{-2\phi(r_\odot)}$ , энергия  $e = E/\phi(r_\odot)$ , момент импульса  $l = x\nu_\perp$  и время  $\tau = t \frac{v_{esc}}{r_\odot}$ . Фазовый объем

выражается через безразмерные параметры следующим образом:

$$d\Phi = r_{\odot}^3 v_{esc}^3 \cdot 4\pi^2 d\tau de dl^2 \quad (2.20)$$

Решать систему будем с помощью квадратуры, когда находятся  $x_{min}, x_{max}$  (находится ноль функции  $\sqrt{\varphi(x) - e - \frac{l^2}{x^2}}$ ) а потом проводится численное интегрирование

$$\tau(e, l) = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\sqrt{\varphi(x) - e - \frac{l^2}{x^2}}}, \quad (2.21)$$

при этом потенциал на каждом отрезке интерполируется в виде  $\varphi = a - bx^2$ , тогда

$$d\tau \approx \int_x^{x+dx} \frac{dx}{\sqrt{a - bx^2 - e - \frac{l^2}{x^2}}} = \frac{\arcsin\left(\frac{a - e - 2bx^2}{\sqrt{(a - e)^2 - 4bl^2}}\right)}{2\sqrt{b}} \Bigg|_x^{x+dx} \quad (2.22)$$

а снаружи небесного тела потенциал равен  $\varphi(x) = -\frac{1}{x}$  и время

$$\tau_{out}(e, l) = \int_1^{x_2} \frac{dx}{\sqrt{\frac{1}{x} - e - \frac{l^2}{x^2}}} = \frac{\pi}{2(e)^{\frac{3}{2}}} + \frac{\sqrt{1 - e - l^2}}{(e)^{\frac{1}{2}}} - \frac{\arctg\left(\frac{-1+2e}{2\sqrt{e}\sqrt{1-e-l^2}}\right)}{2(e)^{\frac{1}{2}}}, \quad (2.23)$$

При движении в гравитационном поле частица может принимать только определенные значения момента импульса  $L$ , которые находятся в интервале от 0, когда траектория проходит через центр небесного тела, до  $L_{max}(E)$ , что соответствует круговой таектории.

Мы разобьем отрезок  $[E_{min}, E_{max}]$  на  $N_e$  частей. Тогда, для каждого отрезка разбиения  $[E_i, E_{i+1}]$ , мы разобьем отрезок  $[0, 1]$ , который соответствует координате  $L/L_{max}(E)$  на  $N_l$  частей. Причем  $N_l$  бдет зависеть от индекса  $i$ . Реальное разбиение по  $L$  будет получаться умножением на  $L_{max}(E)$

Для нахождения распределения захваченных частиц по энергии и импульсу необходимо при интегрировании методом Монте-Карло (2.15) в каждом столкновении вычислять  $E$  и  $L$ , прибавляя в соответствующий бин ги-

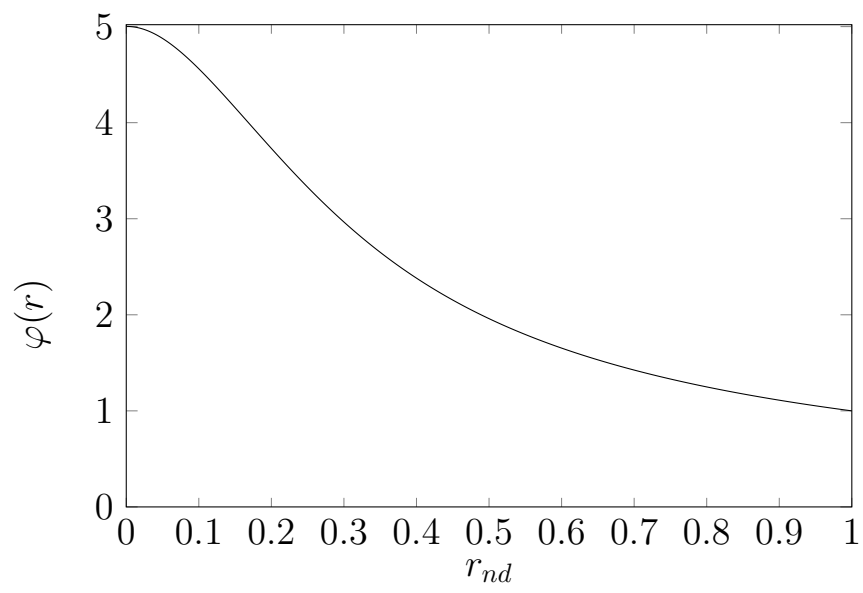


Рис. 2.1. Безразмерный потенциал для Солнца

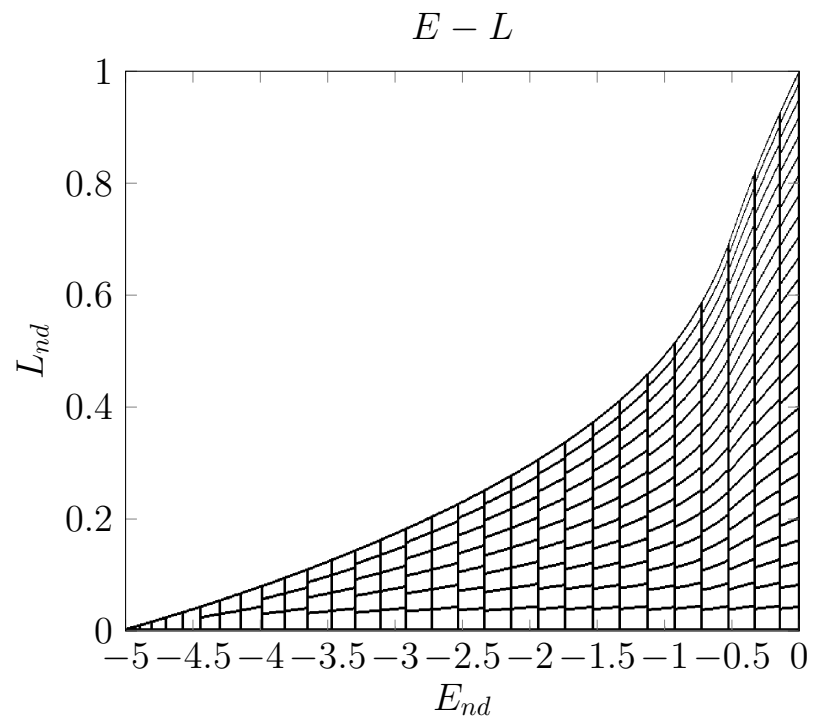


Рис. 2.2. Пример разбиения плоскости  $E - L$

стограммы вес такого столкновения. В результате скорость захвата станет векторной величиной и вместо количества частиц  $N$  у нас будет вектор  $N_i$ , являющийся количеством частиц в бине с номером  $i$ .

### 2.3. Расчет интеграла столкновений

Для расчета матрицы столкновений в каждом бине выбирается энергия и момент  $E_i$  и  $L_i$  (в центре бина) и находится траектория движения частицы. Причем часть траектории проходит внутри тела, а другая часть — снаружи. Соответствующие времена будут  $T_{in}$  и  $T_{out}$ .

В интеграле столкновений для скорости захвата 2.10 величина  $d^3\vec{r} \cdot d^3\vec{v} f_k(r, v)$  соответствует количеству входящих частиц в элементе фазового объема. Поэтому, исходя из (2.19), этот фактор станет равным  $N_j dt / T(E_i, L_i)$ . Интегрирование по  $dt$  методом Монте-Карло нужно лишь равномерно сгенерировать время  $t$  на внутренней части траектории (тогда  $dt = T_{in} d\tau$ ). В результате матрица столкновения будет иметь вид:

$$S_{ij} = \sigma_0 n_p v_{esc} \cdot s_{ij} \quad (2.24)$$

$$s_{kj} = \frac{T_{in}}{T_{in} + T_{out}} \sum_i \int d\tau \cdot \hat{\rho}(r) \tilde{\rho}_i(r) \cdot [f_B(\vec{v}_1) d^3\vec{v}_1] \cdot \frac{\nu'}{v_{esc}} d\vec{n}' \cdot \frac{m_p(m_p + m_k)^2}{m_i^2(m_i + m_k)} \cdot \Phi \cdot dF. \quad (2.25)$$

При этом часть выходящих частиц при столкновениях испарится. За это будет отвечать член с испарением  $e_j$ .

### 2.4. Расчет темпа аннигиляции

Аннигиляция определяется аналогичным интегралом столкновения, только вместо ядер мишенью являются сами частицы темной материи.

$$\int d^3\vec{r} d^3\vec{v} d^3\vec{v}_1 f(\vec{r}, \vec{v}) f_1(\vec{r}, \vec{v}_1) \sigma_{ann} |\vec{v} - \vec{v}_1|. \quad (2.26)$$

Для расчета матрицы аннигиляции также производится обезразмеривание. Для этого выносится фактор  $\frac{4\pi}{3} \sigma_{a0} v_{a0} / r_\odot^3$  и далее интеграл считается в без-

размерных параметрах. Вместо величины  $\sigma_{ann}|\vec{v} - \vec{v}_1|$  будем использовать

$$\phi_{ann} = \frac{\sigma_{ann}|\vec{v} - \vec{v}_1|}{\sigma_{a0}v_{a0}}. \quad (2.27)$$

Чтобы в этом интеграле найти фазовые плотности, необходимо разделить число частиц в бине гистограммы на объем этого бина 2.19

$$f(r) = \frac{N_i}{d\Phi}. \quad (2.28)$$

Факторы  $d^3\vec{v}$  и  $d^3\vec{v}_1$  соответствуют интегрированию по скоростям. При этом этот объем выражается через переменные  $E$  и  $L$ .

$$d^3\vec{v} = \frac{2\pi v dv dL^2}{r\sqrt{r^2v^2 - L^2}} d\vec{n} = 2\pi dE d\sqrt{v^2 - \frac{L^2}{r^2}} d\vec{n}. \quad (2.29)$$

Причем, поскольку радиальная скорость  $v_r$  и тангенциальная  $v_t$  фиксированны, для  $d\vec{n}$  остается только выбор направления для тангенциальной скорости. Более того, нас интересует лишь модуль разности скоростей, который равен  $\sqrt{v^2 + v_1^2 - 2 \cdot (v_t v_{t1} \cos(\phi - \phi_1) \pm v_r v_{r1})}$ . Поэтому для определения разности скоростей нужно лишь сгенерировать случайный угол  $\phi - \phi_1$  от 0 до  $\pi$ . Интегрирование по радиусу выполняется генерацией  $r$  от  $r_{min}$  до  $r_{max}$ , которые определяются из траекторий соответствующих  $E, L$  и  $E_1, L_1$ . Однако, если интервалы  $[r_{min}, r_{max}]$  для двух траекторий не пересекаются, то частицы не столкнутся, и этот член будет равен нулю. В результате матрица аннигиляции будет иметь форму

$$A_{ij} = \frac{3}{4\pi} \frac{\sigma_{a0}v_{a0}}{r_{\odot}^3} a_{ij}, \quad (2.30)$$

где

$$a_{ij} = \frac{4\pi}{3} \int [4\pi r^2 dr] \frac{d^3v d^3v_1}{d\Phi d\Phi_1} \phi_{ann}. \quad (2.31)$$

Также, мы посчитаем аннигиляцию захваченной темной материи и прилетающей из гало. Для этого в 2.26 вместо фактора  $d^3\vec{v}_1 f_1(\vec{r}, \vec{v})$  происходит интегрирование по входным скоростям прилетающих частиц темной материи, как это было при захвате. Член, связанный с аннигиляцией на



прилетающих из гало частицах, представляет из себя вектор, который обозначим как  $A_i^e$

$$A_i^e = \sigma_{a0} v_{a0} n_\chi a_i^e, \quad (2.32)$$

где

$$a_i^e = \int [4\pi r^2 dr] \frac{d^3 v}{d\Phi} [d^3 v_1 f_1] \phi_{ann}. \quad (2.33)$$

## 2.5. Уравнение эволюции

Эволюция захваченных частиц имеет следующий вид:

$$\frac{dN_i}{dt} = C_i + S_{ij}N_j - E_iN_i - N_i A_{ij}N_j - A_i^e N_i, \quad (2.34)$$

где  $C_i$  — захват,  $S_{ij}$  — матрица рассеяния,  $E_i$  — испарение,  $A_{ij}$  и  $A_i^e$  — аннигиляция.

В результате обезразмеривания (с учетом (2.14), (2.25), (2.33)) уравнение будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dt} = & V_\odot n_\chi \cdot \sigma_0 n_p v_{esc} \cdot c_i + \sigma_0 n_p v_{esc} \cdot (s_{ij}N_j - e_iN_i) - \\ & - \frac{3}{4\pi} \frac{\sigma_{a0} v_{a0}}{r_\odot^3} a_{ij} N_j N_i - \sigma_{a0} v_{a0} n_\chi \cdot a_i^e N_i. \end{aligned}$$

Величину  $\sigma_0 n_p v_{esc}$  мы обозначили как  $T_s^{-1}$  (1.25), а величину  $V_\odot n_\chi$  как  $N_\odot$  (1.24).

Таким образом, разделив на  $N_\odot$  и умножив на  $T_s$ , мы получим

$$T_s \frac{d}{dt} \frac{N_i}{N_\odot} = c_i + \left( s_{ij} \frac{N_j}{N_\odot} - e_i \frac{N_i}{N_\odot} \right) - a_\gamma a_{ij} \frac{N_i}{N_\odot} \frac{N_j}{N_\odot} - a_\gamma^e a_i^e N_i, \quad (2.35)$$

а число  $a_\gamma^e$  равно  $a_\gamma$

В программе мы будем использовать безразмерное время  $\frac{t}{T_s} \rightarrow t$  и относительное количество частиц  $\frac{N}{N_\odot} \rightarrow x$ .

## 2.6. Численное решение уравнений эволюции

Уравнение (2.35) состоит из линейной части и нелинейной. Линейная часть отвечает за термализацию и захват и на начальных этапах эволюции доминирует. Линейное уравнение в безразмерных координатах будет иметь следующий вид

$$\frac{dx_i}{dt} = c_i + s_{ij}x_j. \quad (2.36)$$

Точное решение этого уравнения записывается через матричную экспоненту

$$\frac{dx_i}{dt} = x_i(t_0) + \int_{t_0}^t \exp\{(s(t' - t_0))\}_{ij} c_j dt' \quad (2.37)$$

Физический смысл этого решения заключается в том, что в момент времени  $t - t' + t_0$  захватывается  $c_i dt'$  частиц в каждом бине, и эти частицы эволюционируют от времени захвата до текущего времени  $t$ , давая вклад в общее число частиц равный  $\exp\{(s(t' - t_0))\}_{ij} c_j dt'$ .

Мы будем приближать матричную экспоненту на некотором интервале  $\tau$ , используя приближенные методы. В первом порядке по  $\tau$  получится схема Эйлера. Матрица перехода в этом случае равна

$$R(\tau) = 1 + \tau s. \quad (2.38)$$

Чтобы решение было корректно, матрица  $R(\tau)$  не должна приводить к отрицательному числу частиц. Для этого  $\tau$  должен быть таким, для которого  $R(\tau)$  — неотрицательна. Поскольку матрица  $s$  имеет следующий вид

$$s = \begin{pmatrix} -s_{21} - \dots - s_{n1} - e_1 & s_{12} & \dots & s_{1n} \\ s_{21} & -s_{12} - \dots - s_{n2} - e_2 & \dots & s_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ s_{n1} & s_{n2} & \dots & -s_{1n} - \dots - s_{n-1n} - e_n \end{pmatrix},$$

где все внедиагональные элементы  $s_i$  являются положительными вероятностями перейти из одного состояния в другое, а на диагонали находятся

отрицательные полные вероятности частицы изменить бин, неотрицательность  $R(\tau)$  достигается при  $\tau \leq \tau_{max}$ , где

$$\tau_{max} = \frac{1}{\max_i s_{ii}}. \quad (2.39)$$

Более того, при таком выборе  $\tau$  матрица  $R(\tau)$  будет переводить открытое множество возможных конфигураций  $\{\vec{x} \in \mathbb{R}^n | x_i > 0 \sum_i x_i < \epsilon\}$  в себя. Следовательно, собственные значения  $R(\tau)$  по модулю меньше единицы для всех  $\tau$  меньших  $\tau_{max}$ , и схема является устойчивой. То есть, если  $\lambda$  — собственное значение  $s$ , то оно удовлетворяет неравенству

$$|1 + \tau_{max}\lambda| \leq 1. \quad (2.40)$$

Для того, чтобы увеличить шаг и не потерять устойчивость, необходимо использовать неявную схему. При этом для схемы порядка  $n$  погрешность в показателе экспоненты будет равной  $\alpha(\tau\lambda)^{n+1}\frac{T}{\tau}$ , где  $T$  — конечное время. Если эта погрешность не удовлетворяет требуемой точности  $\delta$ , то соответствующее решение должно экспоненциально убывать с требуемым показателем экспоненты  $-\text{Re}\{\lambda\}T > N_e$ . Так как из (2.40) следует, что  $-\text{Re}\{\lambda\} > \tau_{max}|\lambda|^2$ , можно получить следующее ограничение на  $\tau$ :

$$\tau \leq \tau_{max} \cdot \left(\frac{T}{\tau_{max}}\right)^{\frac{n-1}{2n}} \cdot \left(\frac{1}{N_e}\right)^{\frac{n+1}{2n}} \cdot \left(\frac{\delta}{\alpha}\right)^{\frac{1}{n}}. \quad (2.41)$$

Получив оператор эволюции  $R(\tau)$  с требуемой точностью, мы будем итерационно умножать его на столбец  $\vec{y}$ , получая тем самым решение для временной эволюции захваченной порции частиц темной материи.

$$\begin{cases} \vec{y}_{k+1} = R(\tau)\vec{y}_k \\ \vec{y}_0 = \vec{c}. \end{cases} \quad (2.42)$$

Для получения решения  $\vec{x}$ , мы аппроксимируем интеграл(2.36), взятый в пределах  $[t, t + \tau]$  матрицей  $I(\tau)$ , тогда

$$\vec{x}_{k+1} = \vec{x}_k + I(\tau)\vec{y}_k. \quad (2.43)$$

Для второго порядка интегрирования можно взять

$$I(\tau) = \frac{1 + R(\tau)}{2}. \quad (2.44)$$

Тогда если число шагов равно  $m$ , а размер пространства равен  $N$ , то сложность вычисления будет  $O(mN^2)$ . Можно потенциально ускорить расчет, если пропускать  $2^p$  шагов, используя возможность возвести матрицу в степень за логарифмическое время. Новый шаг  $\tau_p$  тогда будет равен  $2^p\tau$ , а оператор эволюции

$$R_p(\tau_p) = R(\tau)^{2^p}. \quad (2.45)$$

Матрица, аппроксимирующая интеграл  $I_p(\tau_p)$ , тоже вычисляется за логарифмическое время при помощи рекуррентного соотношения

$$I_p(\tau_p) = I_{p-1}(\tau_{p-1}) \cdot (1 + R_{p-1}(\tau_{p-1})) \quad (2.46)$$

В итоге, сложность будет  $O(pN^3 + \frac{m}{2^p}N^2)$ , что быстрее простого итеративного метода в случае, когда число итераций превышает размер системы.

Для учета аннигиляции можно использовать схему первого порядка по  $\tau$ , умножив матрицу эволюции  $R(\tau)$ , соответствующую линейному уравнению, на матрицу эволюции квадратичного слагаемого:

$$R_1(\tau) = R(\tau) \cdot R_a(\tau), \quad (2.47)$$

где

$$R_a(\tau)_{ii} = e^{-\tau \sum_k a_{ki} x_k}. \quad (2.48)$$

## 2.7. Модификация уравнения для двухкомпонентной темной материи

Для двухкомпонентной темной материи, состоящей из более легкой фракции (обозначим за  $L$ ) и более тяжелой фракции ( $H$ ), рассматривается еще и распределение по этим состояниям. Индексы, соответствующие легким частицам, будут иметь индекс  $l$ , а тяжелые — букву  $h$ . Уравнение

для величины  $x$  будет следующим

$$\begin{cases} \frac{dx_l}{dt} = \nu^L c_l + s_{lh}x_h - \sum_h s_{hl}x_l - e_l x_l - a_\gamma^L x_l - a_\gamma^{LL} a_{ll'} x_l x_{l'} - a_\gamma^{HL} a_{h'l} x_l x_{h'} \\ \frac{dx_h}{dt} = \nu^H c_h + s_{hl}x_l - \sum_l s_{lh}x_h - e_h x_h - a_\gamma^H x_h - a_\gamma^{HH} a_{hh'} x_h x_{h'} - a_\gamma^{HL} a_{hl'} x_l x_h \end{cases} \quad (2.49)$$

Коэффициенты  $\nu^L$  и  $\nu^H$ , стоящие перед вектором захваченных частиц, являются долями частиц в гало, которые дают вклад в соответствующий захват. То есть  $\nu^L$  — это доля тяжелых частиц в гало, а  $\nu^H$  — легких.

Коэффициенты аннигиляции являются входными параметрами и зависят от сечения аннигиляции легких с легкими, легких с тяжелыми и тяжелых с тяжелыми. При этом, для двухчастичной аннигиляции параметры  $a_\gamma^L$  и  $a_\gamma^H$  должны быть равны:

$$\begin{cases} a_\gamma^L = \nu^L a_\gamma^{HL} + \nu^H a_\gamma^{LL} \\ a_\gamma^H = \nu^H a_\gamma^{HL} + \nu^L a_\gamma^{HH} \end{cases} \quad (2.50)$$

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

#### 3.1. Результаты расчета захваченных частиц

Приведем результаты численных расчетов для скорости захвата на Солнце для массы частицы темной материи  $m_\chi = 100$  ГэВ. Рассмотрим вклад основных элементов в захват в зависимости от разницы масс  $\delta$  (положительная  $\delta$  означает эндотермическую реакцию, отрицательная — экзотермическую).

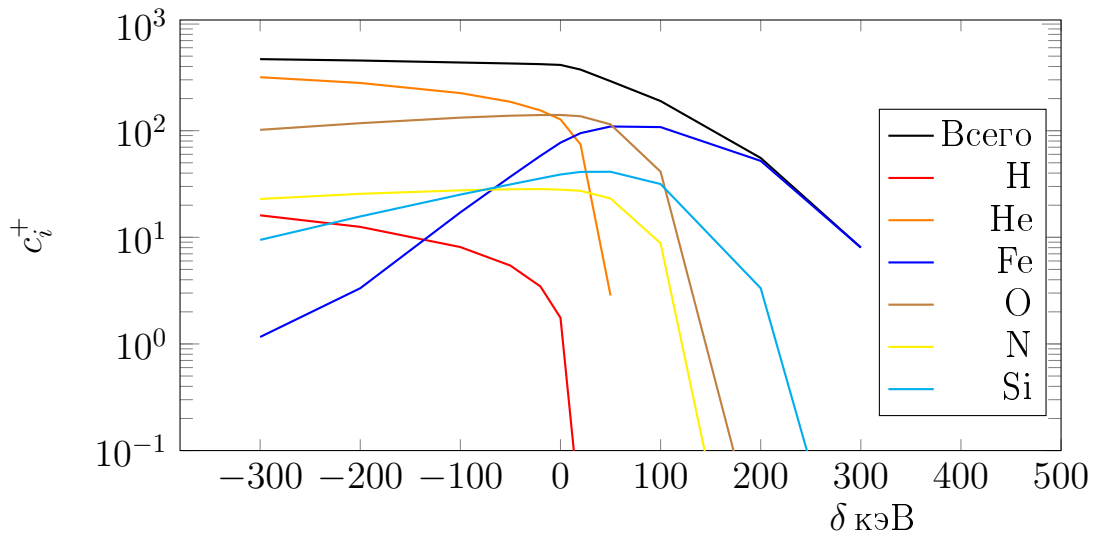


Рис. 3.1. Вклад основных элементов в скорость захвата  $c_+$  (2.15) для Солнца при  $m_\chi = 100$  ГэВ

Мы проверяли корректность расчетов, сравнивая эти доли с результатами работы [28]. Из графика видно, какие элементы дают наибольший вклад в захват. Так, при экзотермической реакции захват происходит в основном на гелии, как на втором по распространенности элементе (таблица 1.3), при этом водород играет незначительную роль в захвате как из-за фактора  $A^4$  в сечении, так и из-за маленькой массы, не способной принять значительный импульс частицы темной материи. При эндотермической реакции захват происходит в основном на тяжелых элементах, несмотря на их небольшую концентрацию, поскольку только на них кинематика позволяет преодолеть порог реакции  $\delta$  (рис. 1.1).

Интересен также вопрос о возможности детектировании нейтрино от аннигилирующих частиц на Земле. Мы сравним скорости захвата на Земле и Солнце. Для сравнения, безразмерную скорость захвата на Солнце мы домножим на

$$\left(\frac{R_3}{R_{с3}}\right)^2 \frac{N_{\odot}^c T_s^3}{N_{\odot}^3 T_s^c} = 3.37 \cdot 10^{-2}, \quad (3.1)$$

поскольку наблюдаемые аннигиляционные потоки падают в зависимости от расстояния как  $r^2$ . Такое сравнение корректно в случае, если уравнение (1.28) приходит в равновесие, и темп аннигиляции равен темпу захвата (При этом на Земле равновесие наступает позже, чем на Солнце, следовательно, аннигиляция на Земле будет сравнительно меньше).

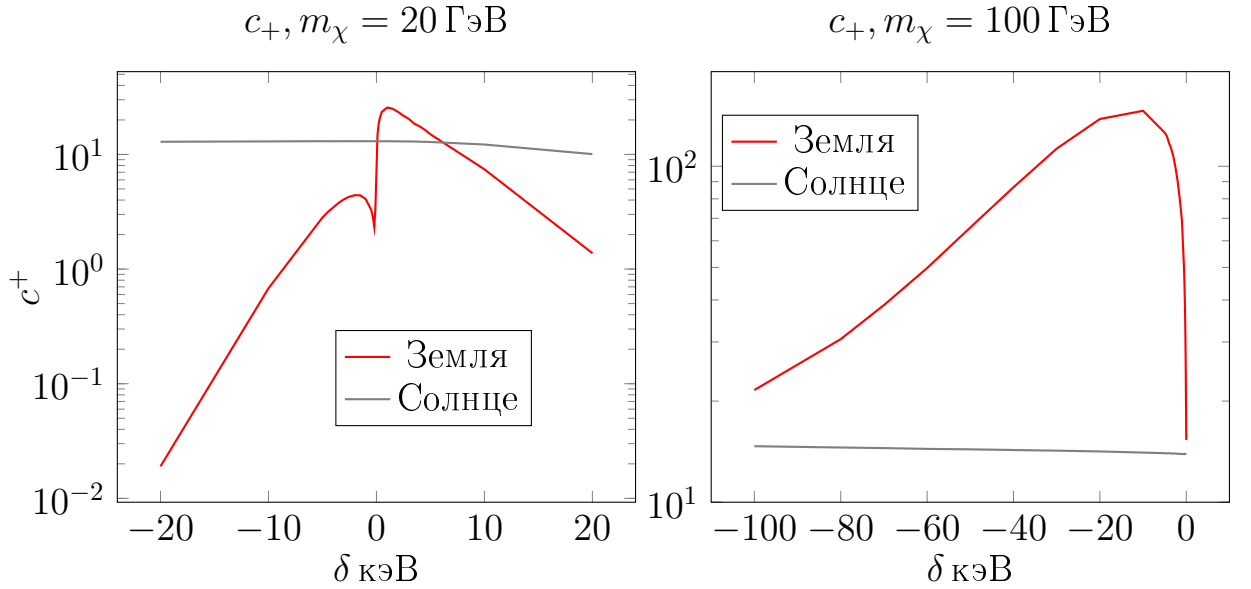


Рис. 3.2. Скорость захват на Земле и Солнце при  $m_\chi = 20$  ГэВ слева и  $m_\chi = 100$  ГэВ справа

Как и в случае с упругой темной материей [7], захват имеет резонансный характер. Например, для частицы массой 20 ГэВ усиление в экзотермической реакции происходит на более легких, чем частица элементах, когда они забирают часть энергии и импульса, останавливая частицу темной материи со скорости, характерной для гало —  $5 \cdot 10^{-4}$  до второй космической для Земли  $3.7 \cdot 10^{-5}$  (таблица 1.1). В случае эндотермической реакции усиление происходит на более тяжелом железе.

Для темной материи с массой 20 ГэВ сравнение идет не в пользу Земли. Более того, легкие частицы, захватившись переходят в тяжелое состоя-

ние  $\chi \rightarrow \chi^*$ , а далее почти все испаряются в последующих столкновениях. Для 100 ГэВ захват идет только в процессе  $\chi^* \rightarrow \chi$ , для которого необходимо наличие нераспавшихся тяжелых частиц  $\chi^*$ . Потенциальное усиление в 10 раз в конечном итоге нивелируется отсутствием равновесия.

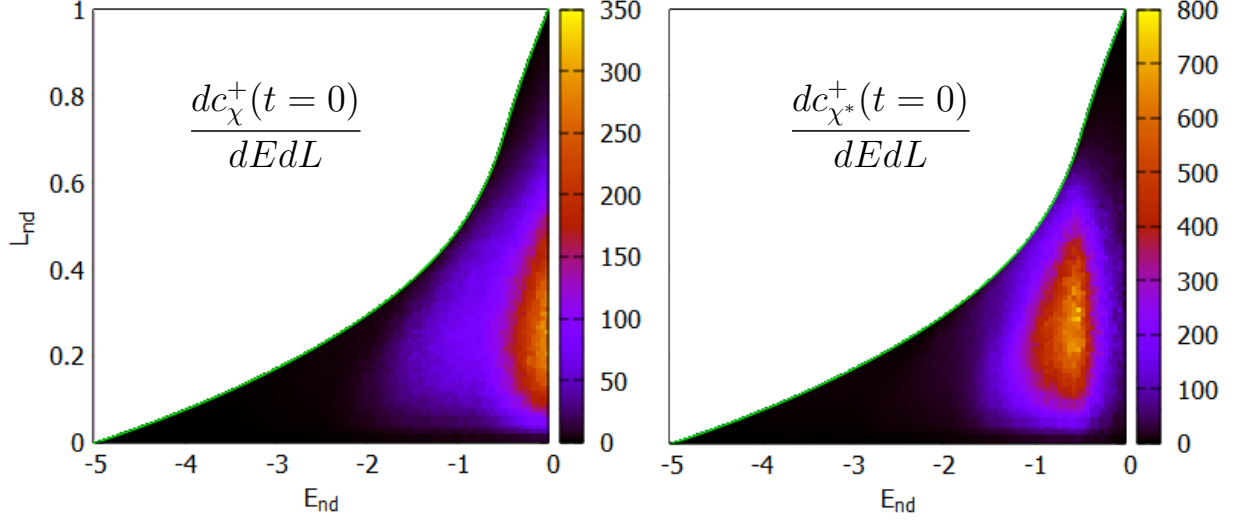


Рис. 3.3. Распределение скорости захвата  $\chi$  (слева) и  $\chi^*$  (справа),  $m_\chi = 100$  ГэВ,  $\delta = 100$  кэВ

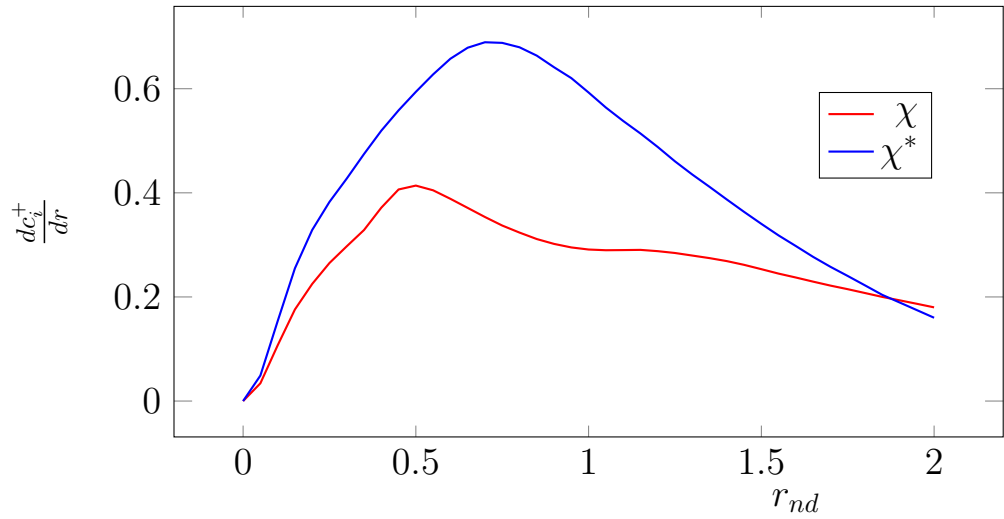


Рис. 3.4. Распределение по радиусу захваченных частиц,  $m_\chi = 100$  ГэВ,  $\delta = 100$  кэВ

### 3.2. Результаты численного моделирования термализации

Приведем результаты моделирования для массы частицы  $m_\chi = 100$  кэВ, и  $\delta = 100$  кэВ на Солнце. Начальное распределение захваченных частиц по



энергии-моменту изображено рисунке 3.3, а распределение по радиусу на рисунке 3.4

Изобразим также матрицу соударений  $s_{ij}$  из (2.35). Для этого построим графики зависимости суммарной вероятности соударений от энергии и момента.

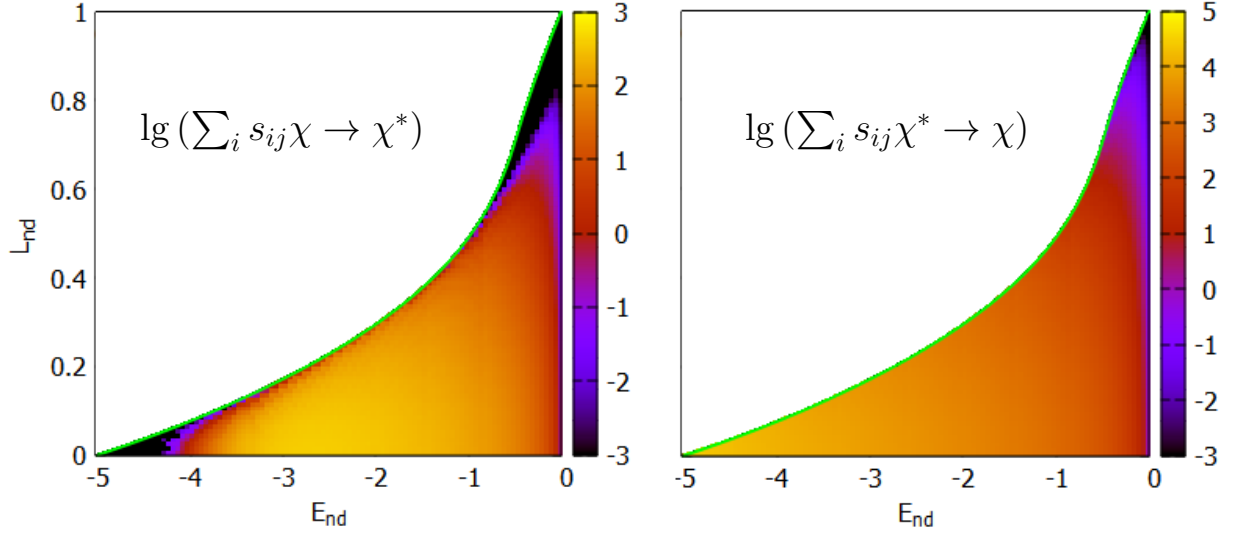


Рис. 3.5. Вероятность соударений (десятичный логарифм),  $m_\chi = 100$  ГэВ,  $\delta = 100$  кэВ

Вероятность рассеяния для тяжелой частицы  $\chi^* \rightarrow \chi$  наибольшая при низких энергиях, при которых наибольшая часть траектории находится в наиболее плотной части Солнца. Наименьшие значения вероятность соударения принимает при больших энергиях и малых моментах импульса, поскольку соответствующие траектории находятся в наиболее разреженных слоях Солнца, где вероятность рассеяния минимальна. Более того, значительная часть траекторий при этих энергиях и импульсах находится за пределами Солнца, где рассеяния нет. Для более легкой частицы вероятность рассеяния в тяжелую имеет аналогичный вид, однако в области с малыми энергиями стремится к нулю, так как реакция  $\chi \rightarrow \chi^*$  имеет порог.

Ниже приведены распределения по энергии-моменту решения  $y$  уравнения (2.42). При этом рассматривается распределение  $y$  во временах  $10^{-6}T_\odot$ ,  $10^{-4}T_\odot$  и  $T_\odot$ , где  $T_\odot$  — время жизни Солнца.

Динамика количества частиц и величины  $y$  рассмотрена на графике (3.7) в случае, когда изначально в гало присутствует только легкая компонента, и захватывается только тяжелая. За время  $0.3T_\odot$  почти вся тяже-

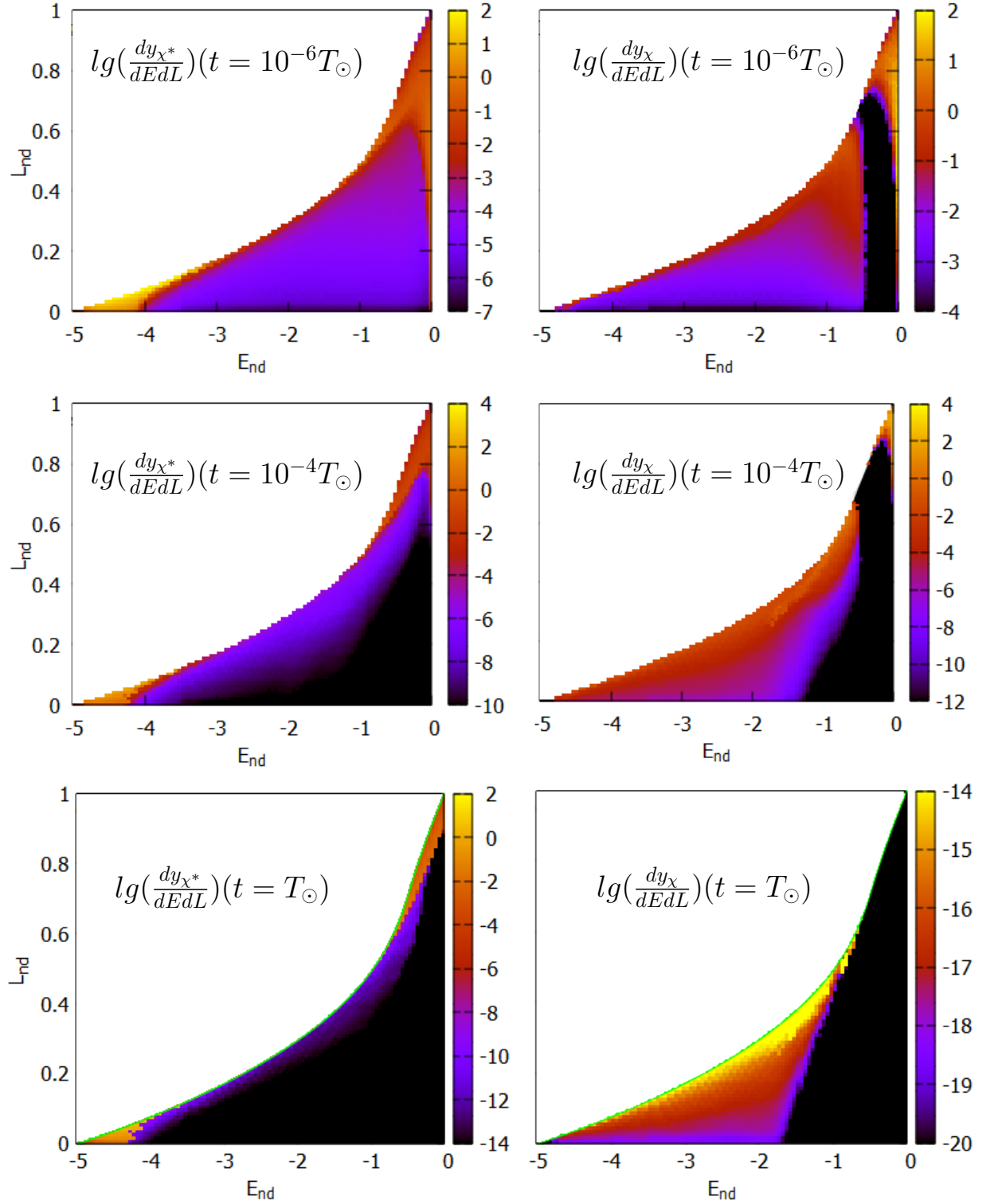


Рис. 3.6. Эволюция  $y$  из 2.42  $\chi$  (слева) и  $\chi^*$  (справа),  $m_\chi = 100$  ГэВ,  $\delta = 100$  кэВ

лая компонента  $y_\chi$  превращается в легкую, выходя на предельный уровень. Полное количество тяжелых частиц остается неизменным, а число легких частиц начинает расти линейно.

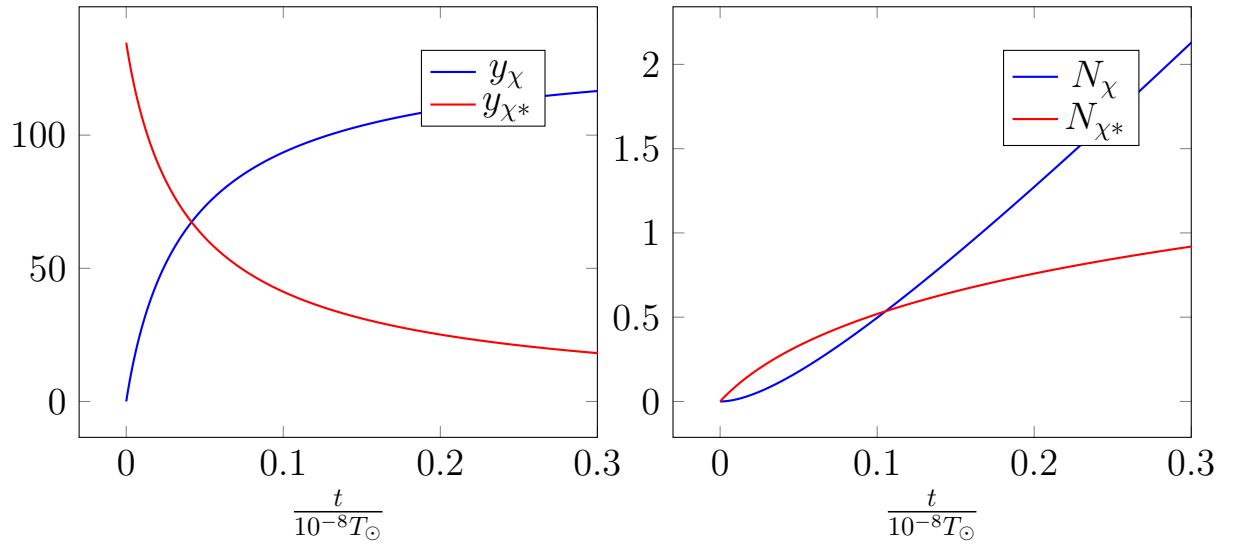


Рис. 3.7. Эволюция числа частиц для  $m_{\chi} = 100 \text{ text}$ ,  $\delta = 100 \text{ кэВ}$

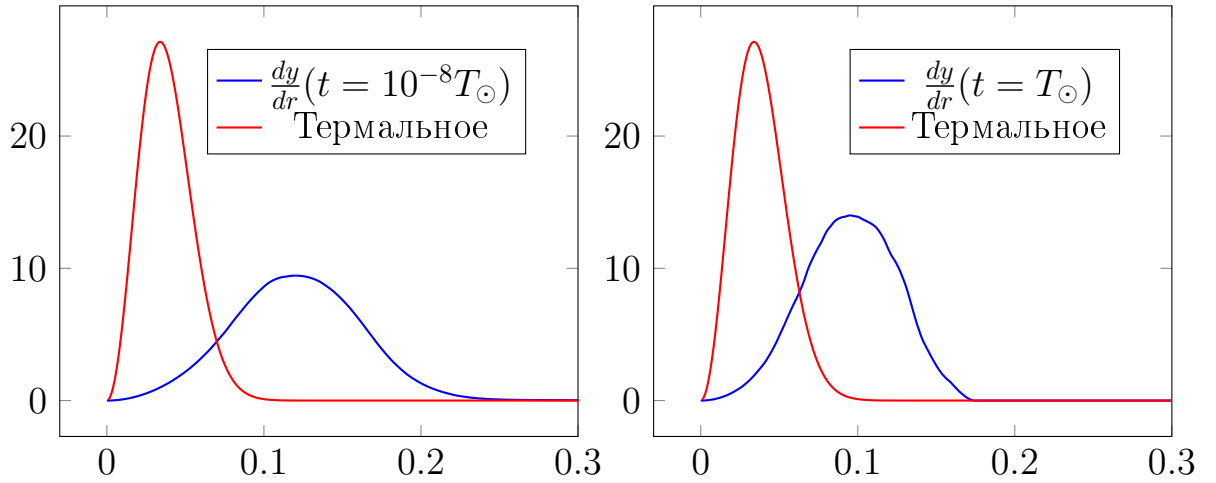


Рис. 3.8. Распределение частиц по радиусу, сравнение с термальным для  $m_{\chi} = 100 \text{ ГэВ}$ ,  $\delta = 100 \text{ кэВ}$

На рисунке 3.8 изобразим распределение частиц темной материи по радиусу в моментах времени  $10^{-8}T_{\odot}$  и  $T_{\odot}$ . Распределение сдвигается в сторону термального (1.30), однако это распределение не достигается. В результате концентрация неупругой темной материи ниже, чем при термальном равновесии, что ведет к уменьшению темпа аннигиляции и большего времени достижения равновесия в уравнении (1.28).

### 3.3. Ограничения на сечение

Решив линейное уравнение эволюции, мы получаем количество захваченных частиц и темп аннигиляции  $\Gamma_t$  в момент времени  $T_\odot$  для  $\sigma_0$  (мы выбрали  $\sigma_0 = 10^{-42} \text{см}^2$ ). Нас будет интересовать величина

$$\frac{\Gamma_t}{C_0} \quad (3.2)$$

где  $C_0$  — скорость захвата. Если эта величина много больше единицы, то уравнение (1.28) пришло к равновесию, и темп аннигиляции равен скорости захвата. Если же это соотношение сильно меньше единицы, то аннигиляция определяется квадратичным слагаемым  $AN^2$ . На графиках ниже мы изобразим это соотношение в зависимости от  $\delta$  для масс 100 ГэВ и 1000 ГэВ. Будем рассматривать два предельных случая, когда в гало нет тяжелой фракции темной материи ( $n_{\chi^*}/n_\chi = 0$ ) и когда обе фракции распределены поровну ( $n_{\chi^*}/n_\chi = 1$ )

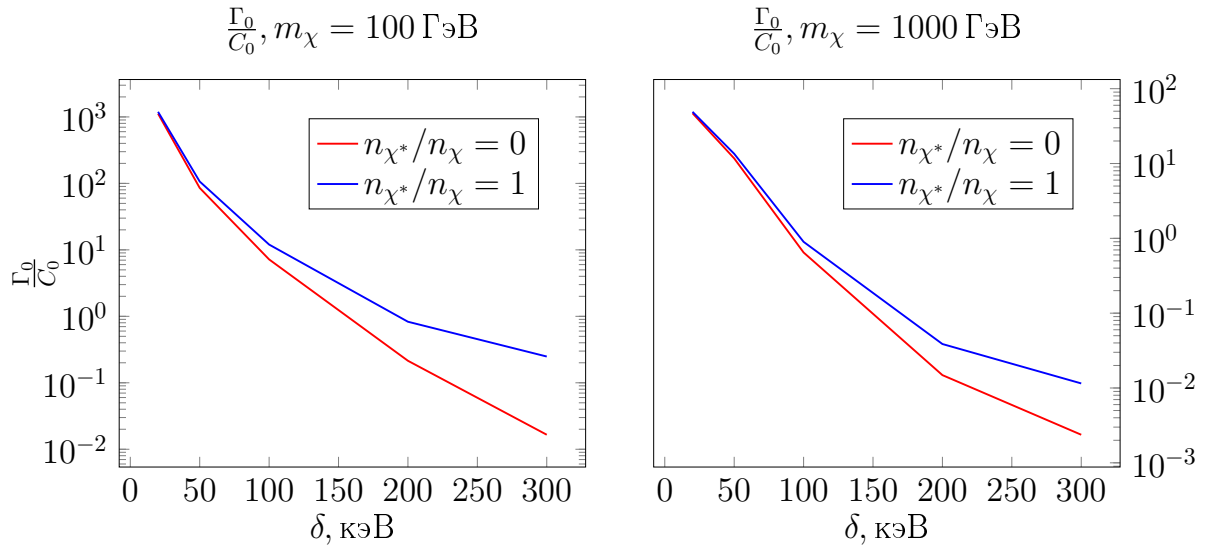


Рис. 3.9. Отношение аннигиляции к захвату слева  $m_\chi = 100 \text{ ГэВ}$ , справа —  $m_\chi = 1000 \text{ ГэВ}$  при сечении рассеяния на протоне  $\sigma_0 = 10^{-42} \text{см}^2$

В конечном итоге, скорость аннигиляции равна

$$\Gamma_{ann} = C \cdot \tanh^2 \sqrt{\frac{\Gamma_t}{C}} = \frac{\sigma_{\chi p}}{\sigma_0} \cdot C_0 \tanh^2 \sqrt{\frac{\Gamma_0 \sigma_{\chi p}}{C_0 \sigma_0}} \quad (3.3)$$

где  $C_0$  и  $\Gamma_0$  — скорость захвата и темп аннигиляции на момент времени  $T_\odot$ , вычисленные в результате решения линейного уравнения эволюции при сечении рассеяния на протоне, равное  $\sigma_0$  (мы брали  $10^{-42} \text{ см}^2$ ). Исходя из ограничений IceCube, данных в работе [15], на число аннигиляций  $\Gamma_{ann}$ , мы получим ограничение на сечение  $\sigma_{\chi p}$ , обращая 3.3. Будем использовать ограничения на  $\Gamma_{ann}$ , полученные для каналов аннигиляции  $\tau^+\tau^-$  и  $W^+W^-$ .

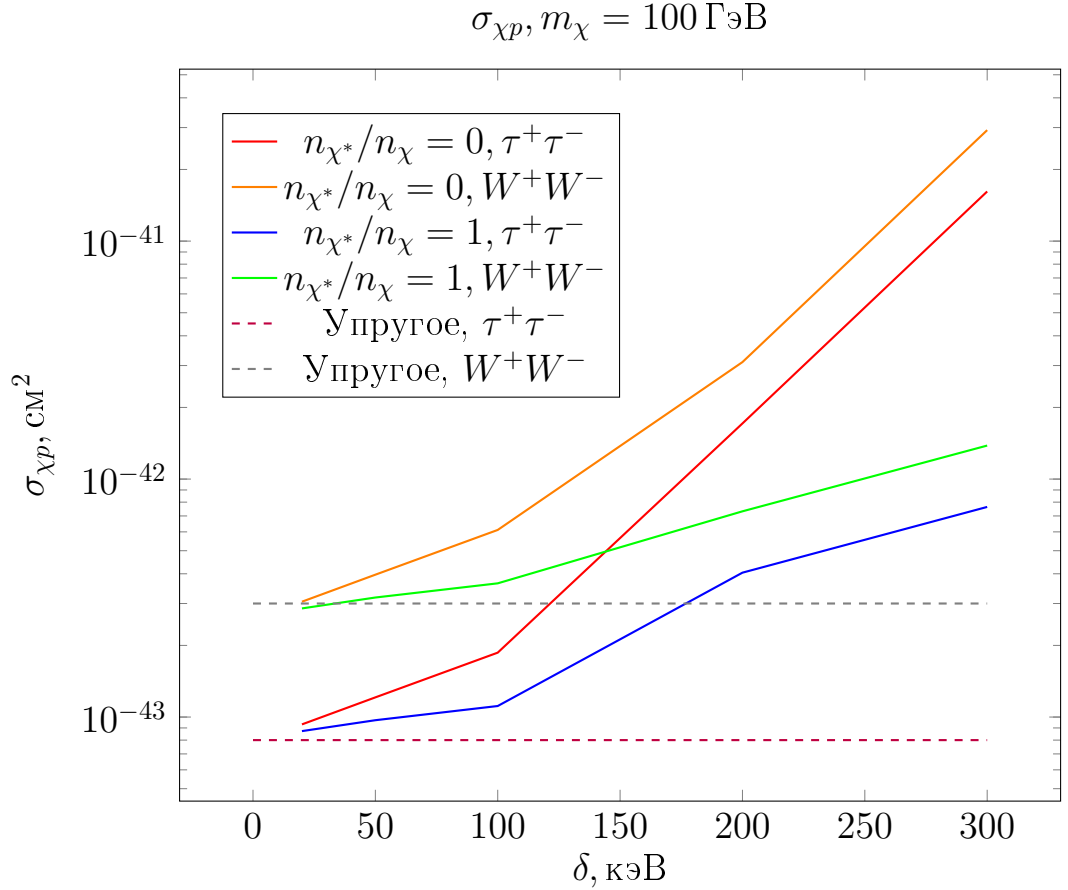


Рис. 3.10. Ограничения на сечение рассеяния с протоном  $\sigma_{\chi p}$  при  $m_\chi = 100 \text{ ГэВ}$ , пунктирными линиями обозначены ограничения на упругое сечение для каналов  $\tau^+\tau^-$  (серый) и  $W^+W^-$  (фиолетовый) из [15]

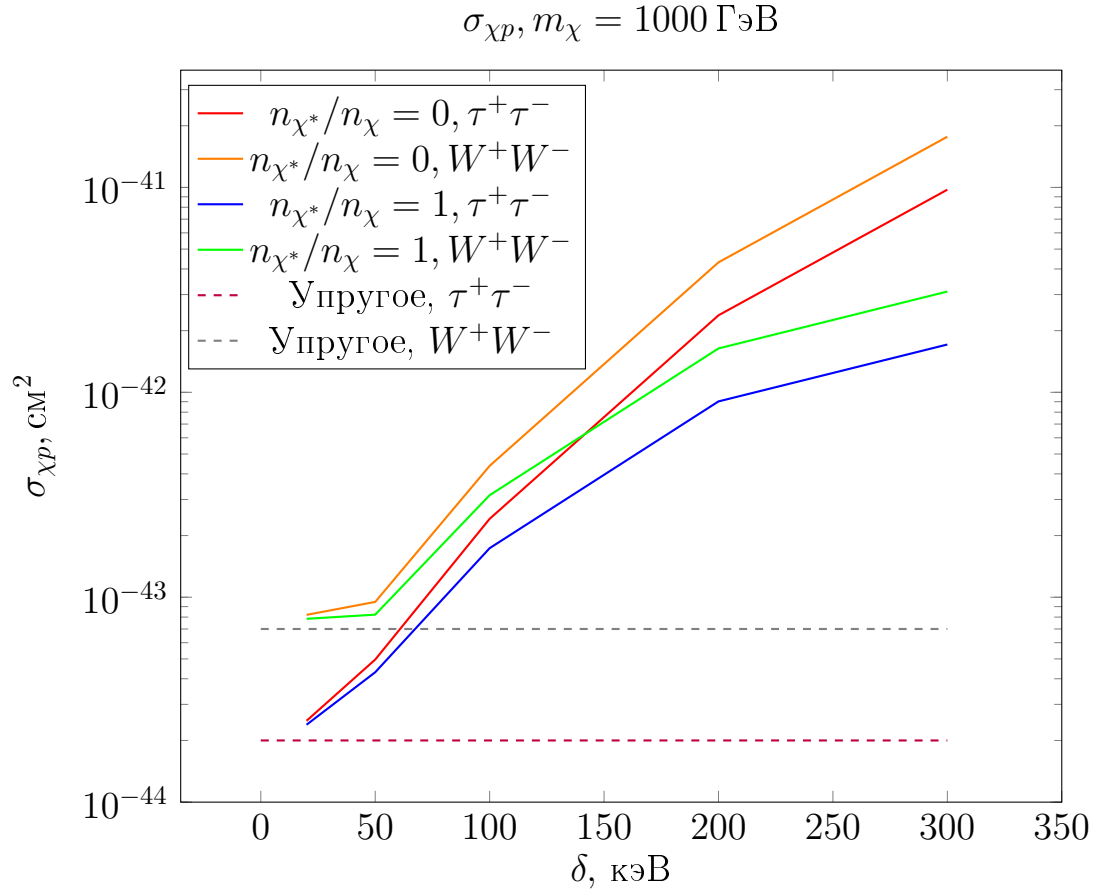


Рис. 3.11. Ограничения на сечение рассеяния с протоном  $\sigma_{\chi p}$  при  $m_\chi = 1000 \text{ ГэВ}$ , пунктирными линиями обозначены ограничения на упругое сечение для каналов  $\tau^+\tau^-$  (серый) и  $W^+W^-$  (фиолетовый) из [15]

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе получены ограничения на сечение взаимодействия неупругой темной материи (имеющей основное и возбужденное состояние с разницей масс  $\delta$ ) с протоном исходя из отсутствия нейтринного сигнала от аннигиляции темной материи внутри небесных тел. Для этого мы изучим эволюцию распределения числа частиц темной материи в плоскости энергия-импульс. Поскольку распределение при этой эволюции не успевает дойти до больцмановского равновесия при больших  $\delta$ , темп аннигиляции оказывается меньше, чем при термальном равновесии, а значит, ограничения на сечение  $\sigma_{\chi p}$  становятся слабее. Более того, захват неупругой темной материи кинематически подавлен по сравнению с упругой, что также ослабляет существующие ограничения на сечения темной материи и протона.

В данной работе мы рассматривали только спин-независимое взаимодействие темной материи с веществом, в котором упругое взаимодействие полностью подавлено. Для обобщения, интересно рассмотреть другие варианты потенциалов взаимодействия [23].

В данной мы изучали эволюцию тяжелых частиц темной материи, для которых испарение не играет значительной роли. Однако, большой интерес представляет термализация более легких частиц, где заметную роль играет испарение. Более того, для частиц темной материи меньше ГэВ, которые на Земле и на Солнце плохо аккумулируются из-за испарения, интерес представляет Юпитер, на котором возможна нетривиальная эволюция частиц неупругой темной материи за счет возбуждения и ионизации атомов водорода.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Cao S., Ratra B.  $H_0 = 69.8 \pm 1.3 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_{m0} = 0.288 \pm 0.017$ , and other constraints from lower-redshift, non-cmb, ex sion-rate data // Physical Review D. 2023 may. Vol. 107. No. 10. : <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.103521>.
2. Brandt J. C. A spectroscopic study of the motions in messier 33\* // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1965 04. Vol. 129. No. 4. P. 309–319. <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/129/4/309/8072995/mnras129-0309.pdf>.
3. Rubin V., Ford W.K. J., Thonnard N. Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, Sa  $\rightarrow$  Sc // apjl. 1978. Vol. 225. P. L107–L111.
4. Palau C. G., Miralda-Escude J. The oblateness of the milky way dark matter halo from the stellar streams of ngc 3201, m68, and palomar 5. 2022. 2212.03587.
5. Zumalacárregui M., Seljak U. Limits on stellar-mass compact objects as dark matter from gravitational lensing of type ia supernovae // Physical Review Letters. 2018 oct. Vol. 121. No. 14. : <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.141101>.
6. New limits from microlensing on galactic black holes in the mass range  $10M_{\odot} < M < 1000M_{\odot}$  / T. Blaineau, M. Moniez, C. Afonso et al. // Astronomy & Astrophysics. 2022 aug. Vol. 664. P. A106. : <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202243430>.
7. Bekenstein J., Milgrom M. Does the missing mass problem signal the breakdown of newtonian gravity? // apj. 1984. Vol. 286. P. 7–14.
8. Sterile neutrino dark matter / A. Boyarsky, M. Drewes, T. Lasserre et al. // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2019 jan. Vol. 104. P. 1–45. : <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2018.07.004>.
9. Adams C. B., Aggarwal N., Agrawal A. et al. Axion dark matter. 2023. 2203.14923.
10. Berezhinsky V. Dark matter particles. 1996. astro-ph/9610263.
11. Kolb E. W., Turner M. S. The Early Universe. 1990. Vol. 69. P. 119–129. ISBN: 978-0-201-62674-2.
12. Schumann M. Direct detection of wimp dark matter: concepts and



- status // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. 2019 aug. Vol. 46. No. 10. P. 103003. : <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6471/ab2ea5>.
13. First model independent results from DAMA/LIBRA-phase2 / R. Bernabei, , P. Belli et al. // Nuclear Physics and Atomic Energy. 2018 dec. Vol. 19. No. 4. P. 307–325. : <https://doi.org/10.15407/jnpae2018.04.307>.
  14. Three-year annual modulation search with COSINE-100 / G. Adhikari, E. Barbosa de Souza, N. Carlin et al. // Physical Review D. 2022 sep. Vol. 106. No. 5. : <https://doi.org/10.1103/physrevd.106.052005>.
  15. Search for annihilating dark matter in the sun with 3 years of IceCube data / M. G. Aartsen, M. Ackermann, J. Adams et al. // The European Physical Journal C. 2017 mar. Vol. 77. No. 3. : <https://doi.org/0.1140/epjc/s10052-017-4689-9>.
  16. Collaboration K., Choi K., Abe K. et al. Search for neutrinos from annihilation of captured low-mass dark matter particles in the sun by super-kamiokande. 2015. 1503.04858.
  17. Limits on dark matter annihilation in the sun using the antares neutrino telescope / S. Adrián-Martínez, A. Albert, M. André et al. // Physics Letters B. 2016. Vol. 759. P. 69–74. : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269316301666>.
  18. Press W. H., Spergel D. N. Capture by the sun of a galactic population of weakly interacting, massive particles // apj. 1985. Vol. 296. P. 679–684.
  19. Gould A. Resonant Enhancements in Weakly Interacting Massive Particle Capture by the Earth // apj. 1987. Vol. 321. P. 571.
  20. French G. M., Sher M. Monoenergetic neutrinos from WIMP annihilation in jupiter // Physical Review D. 2022 dec. Vol. 106. No. 11. : <https://doi.org/10.1103/physrevd.106.115037>.
  21. Smith D., Weiner N. Inelastic dark matter // Phys. Rev. D. 2001 Jul. Vol. 64. P. 043502. : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.64.043502>.
  22. Blennow M., Clementz S., Herrero-Garcia J. The distribution of inelastic dark matter in the sun // The European Physical Journal C. 2018 may. Vol. 78. No. 5. : <https://doi.org/10.1140/epjc/>

s10052-018-5863-4.

23. The effective field theory of dark matter direct detection / A. Liam Fitzpatrick, Wick Haxton, Emanuel Katz et al. // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. 2013 feb. Vol. 2013. No. 02. P. 004–004. : <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2013/02/004>.
24. ū da G. D., Kemper A., Gondolo P. Model-independent form factors for spin-independent neutralino–nucleon scattering from elastic electron scattering data // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. 2007 apr. Vol. 2007. No. 04. P. 012–012. : <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2007/04/012>.
25. A new generation of standard solar models / Núria Vinyoles, Aldo M. Serenelli, Francesco L. Villante et al. // The Astrophysical Journal. 2017 jan. Vol. 835. No. 2. P. 202. : <https://doi.org/10.3847/1538-4357/835/2/202>.
26. Dziewonski A. M., Anderson D. L. Preliminary reference earth model // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 1981. Vol. 25. No. 4. P. 297–356. : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031920181900467>.
27. Erratum to: “spectra of neutrinos from dark matter annihilations” [nucl. phys. b 727 (2005) 99–138] / Marco Cirelli, Nicolao Fornengo, Teresa Montaruli et al. // Nuclear Physics B. 2008. Vol. 790. No. 1. P. 338–344. : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321307007596>.
28. Blennow M., Clementz S., Herrero-Garcia J. Pinning down inelastic dark matter in the sun and in direct detection // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. 2016 apr. Vol. 2016. No. 04. P. 004–004. : <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/04/004>.