Термализация неупругой тёмной материи в Солнце

Товстун А.А.

25 июня 2025 г.

WIMP

- WIMP — частицы тёмной материи с возможной массой МэВ — ТэВ
- для термального рождения Тёмная Материя должена иметь сечение аннигилляции

$$\langle \sigma_{ann} v \rangle \sim 10^{26} \text{см}^3 \text{с}^{-1}$$

- Методы поиска: прямые (подземные эксперименты по поиску отдачи ядер), косвенные (измерение продуктов аннигиляции), коллайдерные.

WIMP

Наиболее сильные ограничения на сечение столкновения с нуклоном $\sigma_{\chi p}$ дают прямые эксперименты.

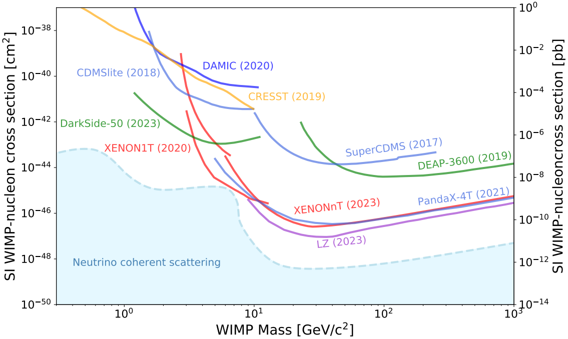
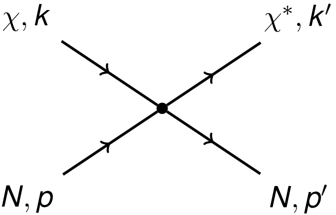


Рис.: Ограничения на $\sigma_{\chi p}^{SI}$ (PDG)

Неупругая тёмная материя

- Неупругая тёмная материя позволяет ослабить ограничения благодаря кинематике.
- Состоит из 2 компонент: χ с массой m_χ и χ^* с массой $m_\chi + \delta$
- Столкновения с ядрами происходят преимущественно неупругим образом.

$$N + \chi(m)$$



$$N + \chi^*(m + \delta)$$

Неупругая тёмная материя

Неупругая тёмная материя может естественно возникать в различных теориях.

- Простейший пример — дираковский фермиона малой майорановской массой

$$\mathcal{L} \subset \overline{\chi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\chi + \frac{\delta}{4}\overline{\chi}\chi^c + \frac{\delta}{4}\overline{\chi^c}\chi$$

Массовыми состояниями являются

$$\chi_1 = \frac{\chi - \chi^c}{\sqrt{2}i}, \chi_2 = \frac{\chi + \chi^c}{\sqrt{2}}$$

с массами $m_1 = m - \frac{\delta}{2}$ и $m_2 = m + \frac{\delta}{2}$

Неупругая тёмная материя

- Взаимодействие векторного типа приводит к неупругому рассеянию.

$$g\bar{\chi}\gamma^{\mu}\chi\bar{q}\gamma^{\mu}q = i\frac{g}{2}\left[\bar{\chi}_2\gamma^{\mu}\chi_1 - \bar{\chi}_1\gamma^{\mu}\chi_2\right]\bar{q}\gamma^{\mu}q$$

- Данный механизм встречается в секторе хиггсино в SUSY расширениях и в некоторых моделях с тёмными фотонами.
- Похожий механизм со скалярными комплексными полями встречается в секторе снейтрино.

Взаимодействие с веществом

- Взаимодействие тёмной материи представляется в виде линейной комбинации операторов $\hat{O}_1 — \hat{O}_{15}$, возникающие из релятивистких операторов. Например:

$$\begin{aligned} \bar{\chi}\gamma^\mu\chi\bar{n}\gamma_\mu n \rightarrow \quad & \hat{O}_1 && = 1 \\ \bar{\chi}\gamma^\mu\gamma^5\chi\bar{n}\gamma_\mu\gamma^5 n \rightarrow \quad & -4\hat{O}_4 && = -4\vec{S}_\chi \cdot \vec{S}_n \end{aligned}$$

- Для нахождения сечения рассеяния на ядре находят в оболочечной модели ядра матричные элементы потенциала взаимодействия.

$$iV = \langle \chi k', Np' | \sum_i \hat{V}(r_\chi - r_i) | \chi k, Np \rangle$$

Взаимодействие с веществом

- Рассеяние бывает спин-независимое *SI* и спин-зависимое *SD*.
- В первом случае когерентное рассеяние на A нуклонах в ядре приводит росту сечения на A^4

$$\sigma_{\chi N}(\hat{O}_1) = \sigma_{\chi p} \cdot A^4 \left(\frac{m_\chi + m_p}{m_\chi + m_N} \right)^2 (q^2 \to 0)$$

- В *SD* случае сечение растет только как A^2, из-за чего ограничения на сечение рассеяния слабее.

Тёмная материя в Солнце

- Тёмная материя захватывается и аннигилирует в Солнце. Этим процессы описывают уравнением баланса
$$\frac{dN}{dt} = C - aN^2$$
решение которого имеет вид:

$$N = \sqrt{\frac{C}{a}}\,\mathrm{th}\,[\sqrt{at^2C}], A = C\,\mathrm{th}^2\,[\sqrt{at^2C}]$$

$$aT_\odot^2 = 9 \cdot 10^{-23}\mathrm{s}\left(\frac{\langle \sigma_a v \rangle}{3 \cdot 10^{-26}\mathrm{cm}^2\mathrm{s}^{-1}}\right)\left(\frac{m_\chi}{\mathrm{GeV}}\right)^{3/2}$$

Тёмная материя в Солнце

- В упругом случае как правило $aT_\odot^2 C >> 1$ и $A = C$.
- В неупругом сценарии a зависит от сечения рассения $\sigma_{\chi p}$, модели и времени.
- Величина a находится с помощью численного расчета линейного уравнения Больцмана.
- Учитывая изотропность задачи, фазовое пространство — плоскость E — L и уравнение эволюции выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial f(E,L)}{\partial t} = C(E,L) +$$

$$+ \int dE' dL' [S(E,L,E',L') f(E',L') - S(E',L',E,L) f(E,L)]$$

Тёмная материя в Солнце

- Для численного решение фазовое пространство разбивается на интервалы по переменным E и l

$$E = \left(\frac{1}{2}v_\chi^2 + \phi(r)\right) \cdot \left(\frac{1}{2}v_{esc}^2\right)^{-1}$$

$$L = \frac{|\vec{r} \times \vec{v}|}{R_\odot v_{esc}}, l = \frac{L}{L_{max}(E)}$$

- Решается уравнение на количество частиц в i-том итервале:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \frac{1}{T_{\chi p}} \left(N_\odot c_i + \sum_j [s_{ij} N_j - s_{ji} N_i] - e_i N_i \right)$$

Тёмная материя в Солнце

Мы решаем однородное уравнение на величину $C_i(t) = \frac{\partial N}{\partial t}$, которое описывает эволюцию частиц, захватившихся за единицу времени в момент $t = 0$.

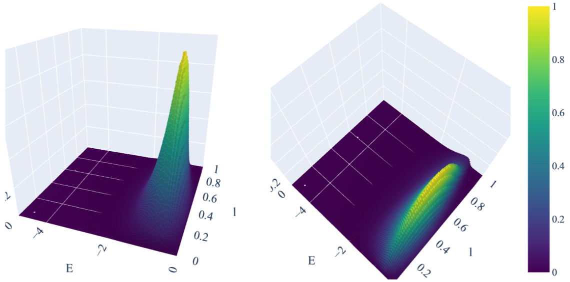


Рис.: Распределение захваченных частиц для $m_\chi = 100\,\text{GeV}$, $\delta = 100\,\text{keV}$.

Тёмная материя в Солнце

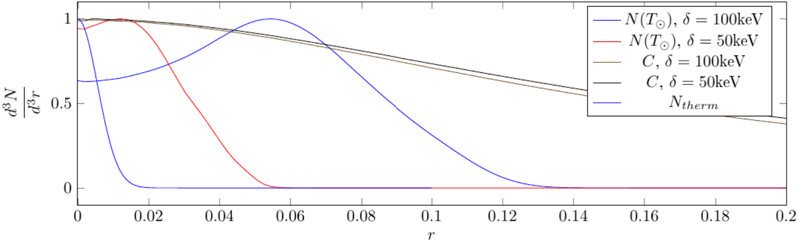


Рис.: Начальное и конечное распределение частиц тёмной материи в Солнце $m_\chi = 100\text{GeV}$

Тёмная материя в Солнце

Можно ли найти $aT_{\odot}^2$ решая лишь линейное уравнение?

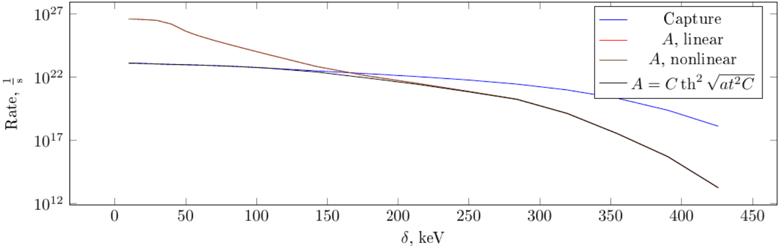


Рис.: Зависимость от δ захвата и аннигиляции при линейной и нелинейной эволюции для $m_\chi = 100$GeV

Условие равновесия

Нам нужно знать при каких m и δ наступает равновесие между аннигиляцией и захватьм а при каких нет.

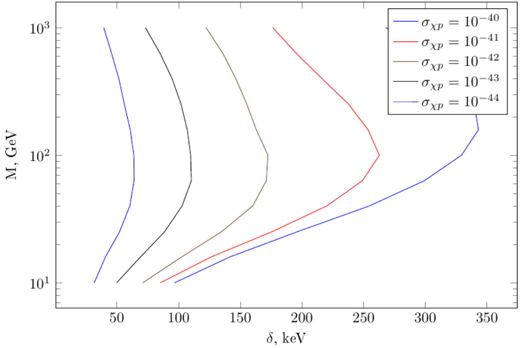


Рис.: Область параметров при которых наступает равновесие между A и C

Внешняя аннигилляция

Интерес представляет также та часть частиц, которая остается снаружи Солнца и может давать больший аннигиляционный сигнал.

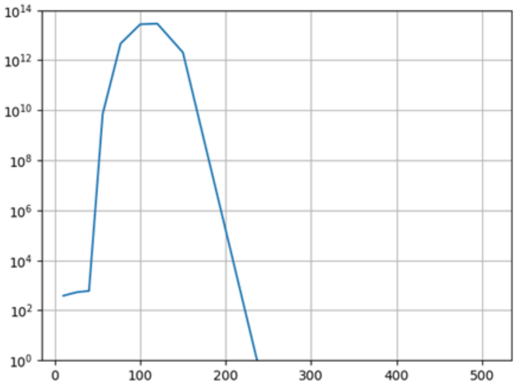


Рис.: Темп внешней аннигиляции

Коэффициент аннигилляции

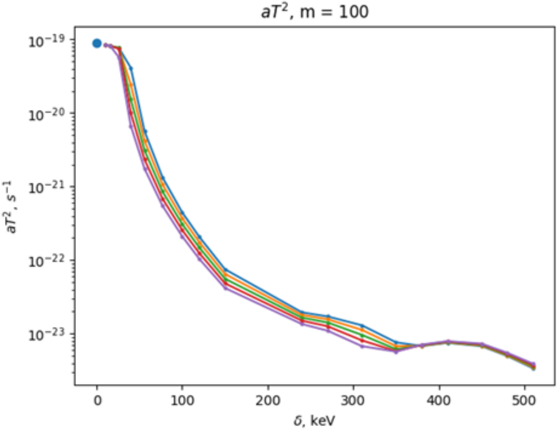


Рис.: Коэффициент аннигиляции для $m_\chi = 100\text{GeV}$

Что еще

- Что если включить малое упругое взаимодействие?
- Что если включить саморассеяние тёмной материи $\chi + \chi \to \chi + \chi$?