

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ  
КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

ИЛЬЯСОВ АЙДАР ИРШАТОВИЧ

МАСНО как объекты скрытой массы

Реферат по предмету “Введение в космофизику”

Направление подготовки 14.04.02 Ядерная физика и технологии

Проверил д.ф.-м.н., проф.  
М. Ю. Хлопов

Москва 2020

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>2</b>
<b>О скрытой массе</b>	<b>7</b>
Кандидаты скрытой массы . . . . .	7
Барионная скрытая масса . . . . .	9
Зеркальный мир . . . . .	10
Скрытая масса в форме зеркального вещества . . . . .	12
Темный мир . . . . .	15
Темный МАСНО объекты . . . . .	21
<b>Заключение</b>	<b>25</b>

# Введение

## Методы обнаружения скрытой массы

Предсказания Стандартной Модели (СМ) были подтверждены множеством экспериментов. Однако существуют следующие “проблемы” вне рамок СМ:

- Масса и осцилляция нейтрино;
- Барионная асимметрия Вселенной;
- Наличие скрытой массы и темной энергии во Вселенной;
- Инфляция.

Проблема скрытой массы рассматривается в данной работе. Существует несколько свидетельств ее существования. Фриц Цвикки в работе [1] на основе наблюдений относительных скоростей галактик в скоплении Волос Вероники получил, что наблюдаемая масса скопления, которая была определена по суммарным светимостям галактик и их красному смещению, оказалась в 500 раз меньше массы скопления, рассчитанной исходя из собственных скоростей отдельных частей скопления в соответствии с теоремой вириала: для всякого гравитационно связанного тела его средняя по времени потенциальная гравитационная энергия  $U_G$  связана со средней по времени кинетической энергией движения частиц тела  $\varepsilon_{kin}$  следующим образом:

$$U_G = -2\varepsilon_{kin} \quad (1)$$

Поскольку гравитационная энергия системы  $U_G \approx \frac{-GM^2}{R}$  (где  $M$  – масса системы,  $R$  – радиус системы,  $G$  – гравитационная постоянная), а средняя кинетическая энергия системы  $\varepsilon_{kin} = \frac{M\bar{v}^2}{2}$  (где  $\bar{v}^2$  – среднеквадратичная скорость частей системы), то из уравнения 1 получаем:

$$M \approx \frac{\bar{v}^2 R}{G}$$

Таким образом, зная  $\bar{v}^2$  и  $R$  можно оценить массу системы [2].

Скорость вращения отдельных частей системы вокруг центра системы определяется стабильностью орбит:

$$\frac{GmM}{r^2} = \frac{mv^2}{r}$$

где  $r$  – радиус орбиты,  $m$  – масса части системы. Тогда для скорости  $v(r)$  получаем следующую зависимость:

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM}{r}}$$

В приближении сферичности центральной области системы получаем, что

$$M = \bar{\rho} \frac{4}{3} \pi r^3$$

где  $\bar{\rho}$  – средняя плотность вещества. Тогда приближенно получаем:

$$v(r) \sim \sqrt{\frac{M}{r}} \sim r$$

– линейный рост скорости вращения частей системы при увеличении расстояния от центра системы. Во внешней области массу  $M$  можно считать постоянной, тогда:

$$v(r) \sim \frac{1}{\sqrt{r}}$$

Наблюдения Цвикки показали, что видимая масса была слишком мала для того, чтобы удерживать части галактики от разлетаия. Ротационные кривые во внешней области имеют другое поведение, нежели предсказанное теоретическими расчетами (Рисунок 1).

Другим методом обнаружения скрытой массы стало гравитационное линзирование. В данном методе наблюдения скрытой массы используется тот факт, что она обладает гравитационным полем и является гравитационной линзой —

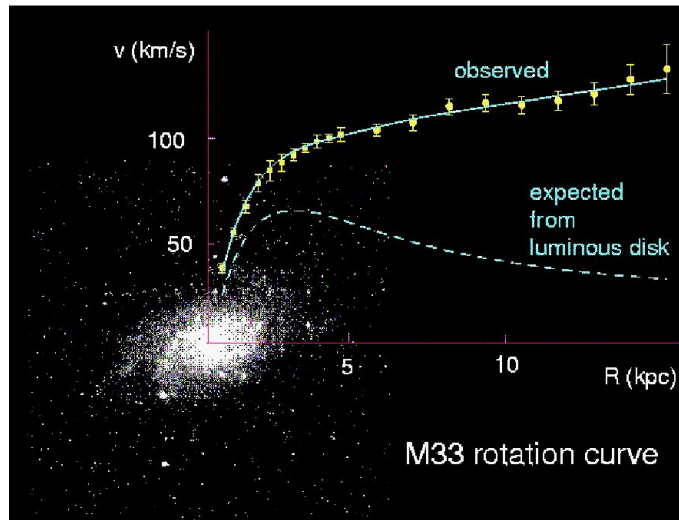


Рис. 1: Галактическая ротационная кривая для спиральной галактики М33

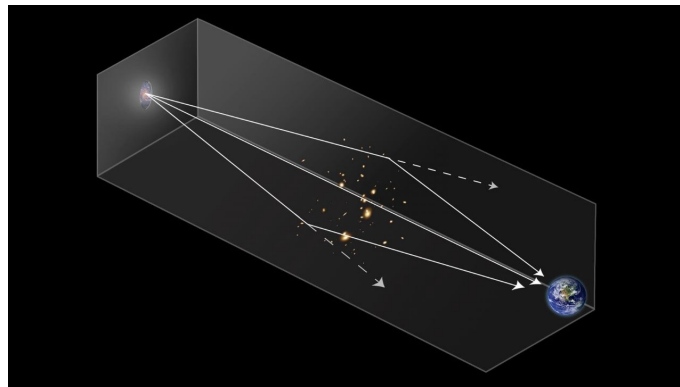


Рис. 2: Схема распространения электромагнитного излучения галактики через гравитационную линзу

массивным телом, изменяющим своим гравитационным полем направление распространения электромагнитного излучения. Из общей теории относительности известно, что путь лучей света в таком поле искривляется. Исследуя искривленные изображения скоплений галактик, можно восстановить их истинные изображения и даже оценить распределение массы в гравитационной линзе - скоплении галактик. Именно при таких исследованиях получается дополнительный вывод о необходимости существования скрытой массы в скоплениях галактик [3].

## Микролинзирование

Гравитационное микролинзирование относится к линзированию в случае, когда оно значительно усиливает источник, но угол линзирования слишком мал, чтобы его можно было наблюдать. Пачинский в своих работах [4; 5] показал, что “оптическая глубина” для микролинзирования темным гало нашей галактики составляет  $\sim 5 \times 10^7$ , так что в любой момент времени примерно 1 звезда из  $2 \times 10^6$  будут микролинзироваться с усилением в 1,34 раза или больше [6]. Фундаментальной единицей длины для микролинзирования является *радиус кольца Эйнштейна*, который определяется выражением:

$$R = 2 \left( \frac{GMx(L-x)}{c^2 L} \right)^{1/2} \quad (2)$$

где  $L$  - расстояние до звезды-источника, а  $x$  - расстояние до линзирующего объекта в гало. Если  $R$  не слишком мало, то исходную звезду можно считать точечным источником света, а усиление микролинзирования зависит только от безразмерного прицельного параметра ( $u \equiv b / R$ ):

$$A(u) = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}} \quad (3)$$

Значение  $u = 1$  соответствует усилению 1,34. Для звезд-источников в Магеллановых облаках точечное приближение не работает только тогда, когда масса линзирующих объектов  $M \lesssim 10^{-7} M_{\odot}$  [6].

Поскольку линзирующий объект движется, прицельный параметр изменяется со временем, а значит, и параметр усиления. Поэтому кривая блеска  $A(t)$  зависит только от  $u(t)$ .

В частности, прицельный параметр  $u(t)$  определяется следующим выражением:

$$u(t)^2 = u_{min}^2 + \left( \frac{v_T t}{R_E} \right)^2 \quad (4)$$

где  $u_{min}$  – минимальное значение прицельного параметра,  $v_T$  – скорость линзирования поперек светового пучка, а нулевое время определяется эпохой максимального усиления.

Длительность события определяется как общее время, в течение которого усиление превышает пороговое значение для обнаружения усиления

$$t = 2\sqrt{u_T^2 - u_m^2} R_E / v_T$$

Максимальное усиление  $A_{max} \gg 1$  а пороговое значение  $A_T \sim 1.34$  ( $u_T \sim 1$ ).

Временной масштаб события микролинзирования задается шкалой времени, в течение которого линзирующий объект проходит расстояние, равное прицельному параметру  $b$ , что дает

$$\Delta t = 7 \text{ days} \sqrt{\frac{M}{10^{-2} M_\odot}} \quad (5)$$

для типичного линзирующего объекта, расположенного на расстоянии 10 кпк, движущегося со скоростью 200 км / с.

Кривая блеска при микролинзировании будет отличаться от фона переменных звезд. Также кривая блеска при микролинзировании описывается всего тремя параметрами: максимальным усилением, временем максимального усиления и длительностью события. Убедительный сигнал микролинзирования определенно потребует, чтобы по крайней мере некоторые из обнаруженных событий микролинзирования имели очень высокое усиление и хорошо дискретизированную кривую блеска.

# О скрытой массе

## Кандидаты скрытой массы

Современное изучение реликтового излучения, галактик на больших  $z$  ( $z$  – красное смещение), исследование межгалактической среды позволяет определить очень точно космологические параметры [7]. Последние данные показывают, что современная Вселенная с высокой точностью плоская ( $\Omega = 1.02 \pm 0.02$ , где  $\Omega = \rho/\rho_{crit}$ ,  $\rho_{crit} = 2H_0/8\pi G = h^2 \times 1.88 \cdot 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup> – критическая плотность,  $H_0 = h \times 100/\text{Мпк}^{-1}$ ), а основными составляющими являются  $\Omega_\Lambda \approx 0.75$  – плотность темной энергии,  $\Omega_{DM} \approx 0.20$  – плотность небарионного темного вещества,  $\Omega_B \approx 0.04$  – плотность барионного вещества,  $\Omega_\nu < 0.016$  – плотность реликтовых нейтрино. Однако такие значения были получены с некоторыми допущениями [7]. При их отсутствии появляются дополнительные степени свободы, особенно в определении барионного вещества Вселенной.

Таким образом, большую часть Вселенной составляет темное вещество, которое должно быть бездиссипативным, бесстолкновительным и холодным с верхним пределом массы  $M \sim 10^3 - 10^4 M_\odot$  чтобы их флуктуации не были существенными. Существует большое число частиц-кандидатов, удовлетворяющих этим условиям [7].

Кандидатами в небарионную скрытую массу являются гипотетические частицы, такие как аксионы, стерильные нейтрино, слабо взаимодействующие массивные частицы (WIMP), гравитационно взаимодействующие массивные частицы (GIMP), суперсимметричные частицы или первичные черные дыры [8].

Барионная скрытая масса может присутствовать в виде неизлучающего газа или массивных компактных объектов гало (англ. MACHO) – объектов типа чёрных дыр, нейтронных звёзд, очень слабых звёзд или несветящихся объектов: планет, белых и коричневых карликов.



Общее свойство скрытой массы, которая может образовывать объекты типа МАСНО, состоит в том, что она по тем или иным причинам формирует компактные объекты. Рассмотрим следующие варианты:

- В барионном секторе могут существовать первичные компактные объекты (например, чёрные дыры) – сильные компактные неоднородности, которые не являются доминирующими но вносят вклад;
- Из небарионных кандидатов, имеющих слабое взаимодействие между собой, затруднено образование компактных объектов, но существует модель зеркального мира, в котором кандидаты скрытой массы представляют собой диссипирующий газ: электроны и ядра из многокомпонентной среды могут диссипировать и создавать компактные объекты.

В то время как на масштабах выше  $\sim 100$  кпк космологические наблюдения в целом согласуются с тем, что скрытая масса холодная и бесстолкновительная (CDM), астрономические наблюдения меньших масштабов могут разрешить интересные термодинамические свойства темного сектора. Революционный прогресс в изучении скрытой массы в малых масштабах будет достигнут с помощью нового поколения высокоточных астрономических обсерваторий, таких как LIGO, Gaia, LSST [9–13]. В этом сценарии основная задача физиков элементарных частиц состоит в том, чтобы превратить экспериментальную программу высокоточных обсерваторий в программу теории частиц скрытой массы. Одна из задач — начать с моделей физики элементарных частиц и предоставить вычислимые прогнозы для структуры темного сектора в малых масштабах, чтобы в случае отклонения наблюдения от парадигмы CDM можно было точно определить лежащую в основе модель темного сектора. Работа в этом направлении в основном сосредоточена на изучении первичных черных дыр и аксионных звезд. Это интересные объекты сами по себе, но у них есть история формирования, которая не имеет ничего общего с историей образования барионов, что является единственным примером формирования структуры, которая отходит от CDM, и мы точно зна-

ем, что это было реализовано. Однако, если скрытая масса — это что-то вроде барионного сектора, проблема понимания формирования структуры становится сложной, поскольку барионы образуют структуру путем линейного роста возмущений, которые позже претерпевают довольно сложную нелинейную эволюцию, сопровождающуюся охлаждением. Численное моделирование дает представление о нелинейном режиме, но оно требует много времени и вычислительных ресурсов, поэтому они не обязательно являются лучшим подходом на начальном этапе исследования теории.

## Барионная скрытая масса

Общая плотность барионного вещества оценивается в 4%. Такая оценка была получена по результатам измерений первичного гелия и дейтерия и их соотношения (D/H). Однако даже из этих 4% наблюдается лишь небольшая доля: Бернард Карр в работе [14] оценил по распределению плотности светимости галактик распределение светящейся массы и получил, что мы можем наблюдать, возможно, лишь малую часть в 10-30% из общего количества барионов. Остальное вещество может быть скрыто в ненаблюдаемых звездах малой массы, телах с массами порядка планетных или кометных. Например, вириальная масса измеренная для галактики Млечный Путь по кривой вращения, орбитам карликовых галактик и пекулярным скоростям шаровых скоплений, составляет  $\sim 10^{12} M_{\odot}$  на размерах порядка 100 кпк. Масса барионного вещества, включая звезды и газ, составляет  $(6 - 8)^{10} M_{\odot}$ . Однако ожидаемая доля барионов, наблюдаемая как при больших  $z$ , так и в скоплениях галактик, и в особенности на основании данных первичного нуклеосинтеза и данных СМВ, составляет около 17% — доля барионов в момент образования галактики. Аналогичный недостаток примерно в 2 раза обнаружен для галактики M31 [7].

Существует два возможных объяснения: либо они присутствуют в гало галактики и еще не обнаружены, либо они были выброшены в результате энергетиче-

ских потоков в начале истории галактики. Интенсивные поиски компактных гало-объектов проводились с помощью гравитационного микролинзирования нескольких миллионов звезд в Магеллановых облаках. Эксперименты EROS и MACHO установили следующие ограничения: не более 20 процентов массы темного гало может приходиться на объекты в диапазоне масс от  $\sim 10^{-8}M_{\odot}$  до  $\sim 10M_{\odot}$  [15; 16].

Проблема барионной скрытой массы была решена в 2017 году. С помощью суммирования всей известной барионной материи, использования эффектов гравитационного микролинзирования и спектров звезд для обнаружения диффузного барионного газа между звездой и наблюдателем обнаруживается 70% массы от теоретических предсказаний. В работах [17; 18] с помощью эффекта Сюняева-Зельдовича были обнаружены остальные 30% барионной плотности.

Несмотря на это, множество убедительных теорий предсказывают новый класс макроскопических состояний скрытой массы, которая состоит из частиц в темном секторе или секторе, отличном от нашего сектора Стандартной модели.

## Зеркальный мир

Современная физика элементарных частиц описана Стандартной моделью основанной на калибровочной симметрии [19]:

$$G_{SM} = SU(3) \times SU(2) \times U(1) \quad (6)$$

и обозначает стандартную модель наблюдаемых частиц: три семейства кварков ( $q$ ) и лептонов ( $l$ ) и хиггсовский дуплет ( $\phi_u$  и  $\phi_d$ ,  $\phi_d \sim \phi_u^*$ ):

$$L - \text{set} : (q, l, \tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{e}, \tilde{N})_L, \phi_u, \phi_d; \quad \tilde{R} - \text{set} : (\tilde{q}, \tilde{l}, u, d, e, N)_R, \tilde{\phi}_u, \tilde{\phi}_d \quad (7)$$

Предположим, что существует зеркальный сектор (М-сектор, М – Mirror), который имеет ту же калибровочную группу и то же содержание частиц, что и обычный (О-сектор, О – Ordinary). То есть в то время, пока О-сектор описывается калибровочной симметрией (6) с наблюдаемыми фермионами и бозоном Хиггса (7),

М-сектор может быть описан калибровочной группой  $G'_{SM} = SU(3)' \times SU(2)' \times U(1)'$  с аналогичным набором частиц [19]:

$$L' - \text{set} : (q', l', \tilde{u}', \tilde{d}', \tilde{e}', \tilde{N}')_L, \phi'_u, \phi'_d; \quad \tilde{R}' - \text{set} : (\tilde{q}', \tilde{l}', u', d', e', N')_R, \tilde{\phi}'_u, \tilde{\phi}'_d \quad (8)$$

Основное предположение теории зеркального мира заключается в том, что по окончании инфляции О- и М- системы получили различную температуру рехитинга  $T_R > T'_R$ . В дальнейшем эти две системы будут иметь различные температуры  $T(t)$  и  $T'(t)$ , различные плотности энергии [19]:

$$\rho(t) = \frac{\pi^2}{30} g_*(T) T^4, \quad \rho'(t) = \frac{\pi^2}{30} g'_*(T') T'^4, \quad (9)$$

и плотности энтропии [19]:

$$s(t) = \frac{2\pi^2}{45} g_s(T) T^3, \quad s'(t) = \frac{2\pi^2}{45} g'_s(T') T'^3. \quad (10)$$

Обозначим  $x \equiv (s'/s)^{1/3}$ . Тогда [19; 20]:

$$\frac{T'(t)}{T(t)} = x \cdot \left[ \frac{g_s(T)}{g'_s(T')} \right]^{1/3} \quad (11)$$

И скорость расширения Хаббла при  $\bar{\rho} = \rho + \rho'$  вычисляется в виде  $H = \sqrt{(8\pi/3)G_N \bar{\rho}}$ . Тогда в момент времени  $t$  на RD стадии развития Вселенной получаем [19]:

$$H(t) = \frac{1}{2t} = 1.66 \sqrt{\bar{g}_*(T)} \frac{T^2}{M_{Pl}} = 1.66 \sqrt{\bar{g}'_*(T')} \frac{T'^2}{M_{Pl}} \quad (12)$$

Или в терминах температур О- и М- секторов [19; 20]:

$$\bar{g}_*(T) = g_*(T)(1 + x^4), \quad \bar{g}'_*(T') = g'_*(T')(1 + x^{-4}) \quad (13)$$

Параметр  $x = T'_0/T_0$ , где  $T_0$  и  $T'_0$  — температуры реликтовых фотонов О- и М- секторов, — единственный свободный параметр в этой модели и его значение ограничивается рамками нуклеосинтеза Большого Взрыва. Можно получить

значение эффективного числа дополнительных видов нейтрино:

$$\Delta N_\nu = 6.14 \cdot x^4 \quad (14)$$

Результаты WMAP и оценка нуклеосинтеза дают сильные ограничения  $\Delta N_\nu < 1$  и  $x < 0.64$ .

На MD стадии развития Вселенной, как известно, О-барионы обеспечивают небольшую часть плотности материи, в то время как данные наблюдений указывают на присутствие скрытой массы с плотностью примерно в 5 раз большей. Такая отсутствующая плотность вещества может быть объяснена зеркальными барионами.

### Скрытая масса в форме зеркального вещества

Рассмотрим зеркальное барионное вещество в качестве скрытой массы (MBDM – mirror baryon dark matter) и сравним его с холодной скрытой массой (CDM – cold dark matter).

На данный момент имеем:  $\Omega_r + \Omega_m + \Omega_\Lambda \approx 1$  что говорит о почти плоской Вселенной. Также имеем параметр Хаббла:

$$H(z) = H_0 \left[ \Omega_r(1+z)^4 + \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda \right]^{1/2} \quad (15)$$

где  $H_0 = 100h$  км с<sup>-1</sup> Мпк<sup>-1</sup>, где  $h \approx 0.7$  и для значений красного смещения  $1+z = \frac{T}{T_0} \gg 1$ . Здесь  $\Omega_r h^2 = 4.2 \times 10^{-5}(1+x^4)$  – О- и М- фотоны и нейтрино, в то же время вклад зеркальных сортов незначителен ввиду малости параметра  $x < 0.6$  (см. (14)). В то же время нерелятивистский компонент

$$\Omega_m = \Omega_b + \Omega'_b + \Omega_{\text{cdm}} = \Omega_b (1 + \beta) + \Omega_{\text{cdm}}$$

содержит как О-барионное  $\Omega_b$ , так и М-барионное  $\Omega'_b = \beta\Omega_b$  вещество, а также другие типы скрытой массы (как, например, CDM).

Обратим внимание на следующие два периода развития Вселенной [19; 20]:

- Эпоха равенства материи и излучения (MRE – matter-radiation equality). Эта эпоха соответствует следующему значению красного смещения:

$$1 + z_{\text{eq}} = \frac{\Omega_m}{\Omega_r} \approx 2.4 \cdot 10^4 \frac{\Omega_m h^2}{1 + x^4} \quad (16)$$

которое всегда меньше значения, полученного для обычной Вселенной, но приближается к нему при малых  $x$ , то есть при  $x \ll 1$  зеркальный мир не вносит вклад в релятивистское вещество. Рассматривая только О- и М-барионы и фотоны получаем:

$$1 + z_{\text{eq}} = \frac{\rho_b (1 + \beta)}{\rho_\gamma (1 + x^4)} (1 + z) = \frac{\rho'_b (1 + \beta^{-1})}{\rho'_\gamma (1 + x^{-4})} (1 + z) \quad (17)$$

Следовательно, с добавлением М-сектора MRE эпоха сдвигается:

$$1 + z_{\text{eq}} \longrightarrow \frac{(1 + \beta)}{(1 + x^4)} (1 + z_{\text{eq}}) \quad (18)$$

- Эпоха разделения материи и излучения (MRD – matter-radiation decoupling). Она имеет место только после того, как большинство электронов и протонов рекомбинировались в стабильный водород и плотность числа свободных электронов  $n_e$  уменьшилось до того, что скорость взаимодействия фотонов  $\Gamma_\gamma = n_e \sigma_T = X_e \eta n_\gamma \sigma_T$  (здесь:  $\sigma_T$  – сечение Томсона,  $X_e = n_e/n_b$ ,  $\eta = n_b/n_\gamma$  – барион-фотонное отношение) падает ниже скорости расширения Хаббла  $H(T)$ . В случае химического равновесия:

$$X_e \approx (1 - Y_4)^{1/2} \frac{0.51}{\eta^{1/2}} \left( \frac{T}{m_e} \right)^{-3/4} e^{-B/2T} \quad (19)$$

где  $B = 13.6$  эВ – энергия связи водорода, а  $Y_4$  – избыток водорода. Таким образом получаем, что MRD эпоха соответствует MD стадии развития Вселенной при температуре  $T_{\text{dec}} \simeq 0.26$  эВ и красном смещении:

$$1 + z_{\text{dec}} = \frac{T_{\text{dec}}}{T_0} \simeq 1100 \quad (20)$$

В то же время в зеркальном мире из уравнения Саха получаем, что  $T'_{dec} \simeq T_{dec}$  и красное смещение [19; 20]:

$$1 + z'_{dec} \simeq x^{-1}(1 + z_{dec}) \simeq 1100 x^{-1} \quad (21)$$

Следовательно, рекомбинация материи в зеркальном мире произошло раньше, чем в обычном. Более того, сравнивая уравнения (16), (21) и принимая результаты WMAP, можно обнаружить, что для

$$x < x_{eq} \approx 0.046 (\Omega_m h^2)^{-1} = 0.046 (0.135)^{-1} \approx 0.3$$

зеркальные фотоны будут отцеплены еще на RD стадии развития Вселенной.

Согласно теории Джинса, соответствующий масштаб для гравитационной неустойчивости характеризуется масштабом Джинса (длина и масса):

$$\lambda_j = v_s \sqrt{\frac{\pi}{G\rho}}, \quad \lambda'_j = v'_s \sqrt{\frac{\pi}{G\rho}} \quad (22)$$

$$M_j = \frac{4}{3}\pi\rho_b\left(\frac{\lambda_j}{2}\right)^3 = \frac{\pi}{6}\rho_b(\lambda_j)^3, \quad M'_j = \frac{4}{3}\pi\rho'_b\left(\frac{\lambda'_j}{2}\right)^3 \quad (23)$$

где  $\rho(z)$  – плотность материи при заданном значении красного смещения  $z$ , а  $v'_s(z)$  – скорость звука в плазме зеркального мира, которая содержит больше барионов и меньше фотонов чем в обычном мире:  $\rho'_b = \beta\rho_b$ ,  $\rho'_\gamma = x^4\rho_\gamma$ .

В случае, при котором вся скрытая масса Вселенной образуется из зеркального барионного вещества:  $\Omega_m \simeq \Omega'_b$  ( $\beta \gg 1$ ) приходим к следующим выводам: масштабы возмущения плотности, которые входят в горизонт при  $z \sim z_{eq}$ , имеют массу больше  $M'_j$  и испытывают непрерывный линейный рост сразу после  $t = t_{eq}$ . Меньшие масштабы  $M'_j > M_H$  вместо этого будут сначала совершать колебания. Следовательно, формирование крупномасштабной структуры не задерживается, даже если MRD эпоха в зеркальном мире еще не наступила (при  $x > x_{eq}$ ). В М-веществе начинают расти флуктуации плотности, и видимые барионы вовлекаются позже, когда после рекомбинации они попадают в потенциальные ямы

развитых зеркальных структур. Таким образом наблюдается эффект зеркального отщепения, происходящий раньше, чем в обычном веществе: зеркальная материя может стимулировать рост возмущений в обычной материи и обеспечивать быстрый рост вскоре после рекомбинации, что необходимо для учета эволюционирующих структур, которые мы видим сегодня.

В случае одновременного присутствия и равенства MBDM и CDM:  $\Omega_d = \Omega'_b + \Omega_{\text{cdm}}$ ,  $\Omega'_b = \Omega_b$  значения больших параметров  $x$  исключаются анизотропией космического микроволнового фона, однако должны быть более детально изучены в будущем, а малые значения  $x < 0.5$  соответствуют данным [19; 20].

Поскольку MBDM представляет собой диссипативную темную материю, подобную обычным барионам, возникает вопрос, как она может создавать протяженные гало вместо того, чтобы слипаться в галактике, как это делают обычные барионы. Однако необходимо учитывать возможность того, что в процессе эволюции галактики основная часть М-барионов могла быстро фрагментироваться на звезды. Сложный вопрос, который здесь предстоит решить, связан со звездообразованием в М-секторе, также принимая во внимание, что его условия плотности и химический состав сильно отличаются от обычных. В любом случае быстрое звездообразование погасит зеркальный газ и, таким образом, сможет избежать образования М-барионных дисковых галактик. С другой стороны, М-протогалактика, которая в определенный момент перед формированием диска по существу становится бесстолкновительной системой зеркальных звезд, могла бы сохранять типичную эллиптическую структуру. Другими словами, М-барионы образуют в основном эллиптические галактики [19; 20].

## Темный мир

Рассмотрим модель темного сектора [21], которая образует мелкомасштабную структуру посредством охлаждения, как это делают барионы, но при этом не учитываются детали и сложности барионного сектора, в первую очередь наличие



связанных состояний. Модель содержит только две частицы: темный электрон, который отвечает за формирование астрономических объектов и является второстепенным компонентом скрытой массы, и массивный темный фотон, который опосредует самовзаимодействие темных электронов и приводит к охлаждению темных электронов через тормозное излучение. Возмущения темных электронов вырастают из изначальной сверхплотности, становятся нелинейными и образуют плотные темные галактики. Тормозное охлаждение приводит к фрагментации гало темных электронов на сгустки, размер которых  $1 - 10^6 M_\odot$  в зависимости от параметров модели частицы. В частности, асимметричные темные звезды и черные дыры образуются внутри Млечного Пути в результате коллапса темных электронов. Эти экзотические компактные объекты могут быть обнаружены, а их свойства измерены в новых высокоточных астрономических обсерваториях, что дает представление о природе частиц темного сектора без необходимости негравитационных взаимодействий с видимым сектором [21].

Сектор темных электронов формирует космологическую и астрономическую структуру, как это делают барионы, начиная с первичных сверхплотностей, которые в конечном итоге отделяются от потока Хаббла и становятся компактными, гравитационно связанными объектами. Однако, в отличие от случая барионов, простота нашего сектора темных электронов позволяет напрямую описать историю формирования его структуры и эффективно вычислить типичную массу и размер конечных астрономических объектов в зависимости от параметров модели частиц. В частности, отсутствие связанных состояний существенно упрощает анализ охлаждения применительно к барионам [21].

Эти экзотические компактные объекты (с массами от солнечной до массы сверхмассивной черной дыры) могут быть чрезвычайно многочисленными, даже если темные электроны являются лишь незначительным субдоминирующим компонентом скрытой массы. В частности, если предположить, что сектор темных электронов соответствует 1% скрытой массы, мы обнаруживаем, что на каждые десять барионных звезд в пределах Млечного Пути может быть до одной асим-

метричной звезды размером с массу Солнца, состоящей из темных электронов [21].

Лагранжиан данной модели имеет следующий вид:

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}_{e_D}\gamma^\mu D_\mu \Psi_{e_D} - m_{e_D}\bar{\Psi}_{e_D}\Psi_{e_D} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + m_{\gamma_D}^2 A_\mu A^\mu \quad (24)$$

здесь  $m_{e_D}$  и  $m_{\gamma_D}$  — массы темного электрона и фотона соответственно,  $D_\mu = \partial_\mu - iq_e g_D A_\mu$ .

Основные предположения и ограничения данной модели следующие [21]:

- Модель ограничивается случаем  $m_{e_D} \gg m_{\gamma_D}$  чтобы учесть тормозное излучение, даже когда темные электроны нерелятивистские, и мы считаем постоянную тонкой структуры большой, чтобы обеспечить эффективное охлаждение. В частности, диапазон  $10^{-3} \lesssim \alpha_D \lesssim 10^{-1}$  позволит эффективно производить экзотические компактные объекты;
- Предполагается, что темный сектор асимметричен, космологическое содержание темных позитронов незначительно. Это помогает избежать осложнений, связанных с процессом электрон-позитронной аннигиляции. Тогда, поскольку число темных электронов сохраняется за счет (24), для создания асимметрии необходимы дополнительные взаимодействия, нарушающие число темных электронов и СР. Здесь асимметрия параметризуется отношением плотности энергии фоновых темновых электронов к фоновой плотности энергии скрытой массы:

$$f \equiv \frac{\rho_0^{e_D}}{\rho_0^{DM}} \quad (25)$$

Чтобы содержание темных позитронов было незначительным в настоящее время, темные позитроны должны эффективно аннигилировать с темными электронами в ранней Вселенной. Требуется, чтобы их реликтовое содержание было меньше процента от асимметричного содержания темных электронов. Это условие устанавливает минимальное значение постоянной тонкой

структуры для обеспечения эффективных аннигиляций [21]:

$$\alpha_D \geq 4.6 \times 10^{-7} \left[ \frac{m_{e_D}}{1 \text{ МэВ}} \right] \left[ \frac{10^{-2}}{f} \right]^{1/2} \left[ \frac{T_{e_D}|_{e_D \text{ dec}}}{T_{SM}|_{e_D \text{ dec}}} \right]^{1/2} \quad (26)$$

или

$$T_{e_D}|_{e_D \text{ dec}} \leq 4.6 \times 10^8 \left[ \frac{\alpha_D}{10^{-2}} \right]^2 \left[ \frac{1 \text{ МэВ}}{m_{e_D}} \right]^2 \left[ \frac{f}{10^{-2}} \right] T_{SM}|_{e_D \text{ dec}} \quad (27)$$

здесь  $T_{e_D}|_{e_D \text{ dec}}$  и  $T_{SM}|_{e_D \text{ dec}}$  — температуры темного электрона и Стандартной Модели в эпоху темного электрон-позитронного отцепления.

- Обилие темных фотонов также определяется аннигиляцией между темными электронами и темными позитронами, которая устанавливает температуру отцепления. В силу первых двух условий, темные фотоны выходят из химического равновесия будучи релятивистскими в нашей минимальной модели. Таким образом, количество темных фотонов после того, как они станут нерелятивистскими, определяется выражением [21]:

$$\rho_0^{\gamma_D} = s Y_{\gamma_D} m_{\gamma_D}, \quad (28)$$

$$Y_{\gamma_D} = s^{-1}|_{\gamma_D \text{ dec}} \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} T_{\gamma_D}^3|_{\gamma_D \text{ dec}} \quad (29)$$

где  $s = (2\pi^2/45)g_{*S}T_{SM}^3$  — плотность энтропии,  $\zeta(3) \simeq 1.2$ ,  $s|_{\gamma_D \text{ dec}}$  и  $T_{\gamma_D}|_{\gamma_D \text{ dec}}$  — плотность энтропии и температура темных фотонов в момент отцепления.

Получаем ограничение на температуру темных фотонов в момент отцепления [21]:

$$T_{\gamma_D}|_{\gamma_D \text{ dec}} \leq 0.2 \left[ \frac{g_{*S}|_{\gamma_D \text{ dec}}}{10} \right]^{1/3} \left[ \frac{1 \text{ КэВ}}{m_{\gamma_D}} \right]^{1/3} T_{SM}|_{\gamma_D \text{ dec}} \quad (30)$$

где  $T_{SM}|_{\gamma_D \text{ dec}}$  — температура Стандартной Модели,  $g_{*S}|_{\gamma_D \text{ dec}}$  — количество эффективных степеней свободы в момент химического отцепления темных фотонов.

- Кроме того, поскольку для образования экзотических компактных объектов требуется мягкий темный фотон для эффективного охлаждения посредством тормозного излучения, темные фотоны могут быть релятивистскими

при нуклеосинтезе, и в этом случае их температура сильно ограничена эффективным числом релятивистских разновидностей,  $N_{eff}$  [22]. Чтобы учесть это, мы требуем, чтобы их температура при нуклеосинтезе была следующая [21]:

$$T_{\gamma_D}|_{BBN} \leq 0.5 T_{SM}|_{BBN} \quad (31)$$

Разница в температуре между темным сектором и Стандартной моделью может, например, возникать из-за асимметричного сценария рехитинга. Чтобы избежать ограничений, связанных с формой гало предполагается, что темные электроны составляют не более десяти процентов от общей скрытой массы,  $f < 10\%$  [23–25]. Также предполагается, что темные фотоны также являются субдоминирующим компонентом скрытой массы, в то время как доминирующая компонента — холодная и не взаимодействующая.

Итак, параметры темного сектора следующие [21]:

1. Ограничение на массу темного фотона устанавливается из динамики роста линейных возмущений эволюции Вселенной [21]:

$$m_{\gamma_D} \leq 85 \left[ \frac{m_{e_D}}{1 \text{ МэВ}} \right]^{1/4} \left[ \frac{\alpha_D}{10^{-2}} \right]^{1/2} \left[ \frac{f}{10^{-2}} \right]^{1/4} \text{ кэВ}, \quad (32)$$

2. Постоянная тонкой структуры  $10^{-3} \leq \alpha_D \leq 10^{-1}$ ,
3. Масса темного электрона  $m_{e_D} \geq 1 \text{ МэВ}$ ,
4. Температура темного сектора удовлетворяет уравнениям (27), (30), (31),
5. Отношение плотности темных электронов к общей плотности скрытой массы  $f < 10\%$ .

Для этих параметров темные электроны в галактических масштабах представляют собой самовзаимодействующий газ, находящийся в кинетическом равновесии на всей MD стадии, и соответствующие возмущения галактических размеров гарантированно нарастают гравитационно, пока не станут нелинейными. Первое и

второе условия в приведенном выше списке элементов гарантируют, что темные электроны сталкиваются во время доминирования вещества, поэтому они могут нагреваться после коллапса гало. Второе, третье и четвертое условия гарантируют, что темные электроны отделяются от темных фотонов во время или до MD стадии и и отслеживают возмущения CDM в нелинейном режиме, что темный электронный сектор является эффективно асимметричным (темные позитроны эффективно аннигилируют в ранней Вселенной) и избегают ограничения из-за чрезмерного замыкания и нуклеосинтеза. Последнее условие обеспечивает обход ограничений от самовзаимодействий в темном секторе.

В линейной теории возмущения связаны с расширяющимся фоном Хаббла. По мере роста сверхплотности они в конечном итоге становятся нелинейными самогравитирующими телами и “поворотом”, поэтому они перестают расширяться вместе с потоком Хаббла. После поворота холодная темная материя, сверхплотность барионов и темных электронов продолжают коллапсировать. Когда плотность и давление начинают увеличиваться, последующий коллапс сверхплотности темных электронов происходит только в том случае, если масса сверхплотности превышает массу Джинса  $M \geq M_j$  [21]:

$$M \geq \frac{4}{3}\pi\rho_{eD}\left(\frac{\lambda_j}{2}\right)^3 = \frac{\pi}{6}\rho_{eD}(\lambda_j)^3 = \frac{\pi}{6}v_s^3\left(\frac{\pi}{G\rho}\right)^{3/2}\rho_{eD}, \quad (33)$$

где  $\rho$  — сумма плотностей CDM, барионов и темных электронов — определяет гравитационный потенциал,  $\rho_{eD}$  — плотность массы темных электронов внутри гало. Отметим, что масса Джинса темных электронов может быть намного меньше массы гало темных электронов  $M_{\text{halo}}^{eD}$ . В этом случае, когда гало схлопывается, меньшие субгало начинают разрушаться сами по себе и формировать субструктуру. Этот динамический процесс, называемый фрагментацией, является источником субструктуры в галактиках как для барионных возмущений, так и для возмущений темных электронов [26]. Можно отметить, что наименьший фрагмент, который может схлопнуться в какой-то момент эволюции гало, имеет массу  $m_j$  и объем  $V_j \sim \lambda_j^3$ .

По мере того как коллапс продолжается, масса Джинса и, следовательно, размер самого маленького фрагмента изменяется, поскольку масса Джинса зависит от плотности темных электронов и температуры. В зависимости от того, как развивается масса Джинса, это может начать или остановить фрагментацию и привести к образованию более крупных или мелких фрагментов. Точка развития гало, в которой масса Джинса достигает минимального значения, называется концом фрагментации, и в этот момент гало может разделиться на минимальные фрагменты. Эти минимальные фрагменты в барионном секторе - протозвезды, которые являются семенами звезд нашей галактики. Точно так же минимальные фрагменты в секторе темных электронов порождают экзотические компактные объекты [21].

## Темный МАСНО объекты

Рассмотрим экспериментальные возможности обнаружения сектора темных электронов. Даже если темные электроны являются субдоминирующим компонентом скрытой массы и не обязательно взаимодействуют со Стандартной моделью, экзотические компактные объекты темных электронов обычно приводят к интересным гравитационным сигналам, подобным сигналам массивных компактных гало-объектов (МАСНО). Из-за высокой компактности фрагментов темных электронов для всех динамических и линзирующих ограничений они являются точечными объектами [21].

Для масс фрагментов  $\lesssim 10M_{\odot}$  количество фрагментов темных электронов между Землей и Большими Магеллановыми облаками может быть эффективно ограничено с помощью микролинзирования [27; 28] примерно на уровне процента от общего содержания темной материи. Масса фрагмента  $10M_{\odot} \lesssim M \lesssim 10^5 M_{\odot}$  может быть ограничена разрушением звездного скопления Эридан II [29]. Масса фрагмента  $10^5 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 10^{10} M_{\odot}$  сильно ограничена количеством скрытой массы в центре галактики, куда они падают в результате трения. Все эти ограничения зависят от распределения фрагментов темных электронов в галактике

и могут легко меняться в несколько раз при различных предположениях формы гало. Кроме того, темный диск может быть ограничен с помощью звездной кинематики. Также поскольку темный электронный газ, вероятно, аккрецирует в глубокие барионные гравитационные потенциалы, накопление темных электронов на Солнце может быть ограничено гелиосейсмологией. Наконец, зонды реликтового излучения с высоким разрешением могут также дать представление о темной материи в малых масштабах [21].

Интересное взаимодействие между экспериментами, описанными выше, которые основаны исключительно на гравитационных взаимодействиях, и экспериментами по прямому или косвенному обнаружению темной материи возникает, если мы допускаем смешивание темных фотонов с фотонами Стандартной модели [21]. Во-первых, эффективная фрагментация гало темных электронов дает цель для исследования масс темных фотонов, примерно равную  $10^{-3} \text{ кэВ} \lesssim m_{\gamma_D} \lesssim 100 \text{ кэВ}$ . В настоящее время при наличии смешивания с фотонами Стандартной модели этот диапазон масс темных фотонов сильно ограничен из-за охлаждения звезд [30; 31].

Рассмотрим несколько кандидатов на темные МАСНО объекты (dМАСНО) [32]. Каждый кандидат характеризуется массой  $M$ , масштабным радиусом  $R$  и замкнутым профилем массы  $\widetilde{M}(r)$ , где  $\widetilde{M}(r)$  — масса, содержащаяся внутри сферы радиуса  $r = |\vec{r}|$  с центром в dМАСНО, и  $\widetilde{M}$  быстро приближается к  $M$  при  $r > R$  [32].

- **Первичные чёрные дыры** [33].

ПЧД соответствует dМАСНО, масса которого содержится в пределах его радиуса Шварцшильда,  $R_S = 2G_N M$ . ПЧД можно рассматривать как точечную массу на больших масштабах, а ее массовую плотность можно записать как  $\rho(r) = M\delta^3(r)$ . Профиль массы имеет вид  $\widetilde{M}(r) = M$  для  $r > R_S$ .

- **Кварковый самородок** [34].

Другой класс убедительных кандидатов в dМАСНО кварковый самородок

КХД, кварковый самородок аксиона, кварковый самородок с шестью ароматами и самородок темного кварка [34–37]. Эти компактные объекты содержат газ взаимодействующих фермионов в неограниченной фазе, поддерживаемый их давлением вырождения, чтобы уравновесить внешнее вакуумное давление. Плотность энергии внутри самородка приблизительно однородна, и ее величина задается масштабом удержания  $\Lambda$  сильного взаимодействия:  $\rho \sim M/R^3 \sim \Lambda^4$ . Для сферически-симметричных dMACHO с однородной плотностью внутри, можно записать профиль массы следующим образом:

$$\widetilde{M}(r) = \begin{cases} M \left( \frac{r}{R} \right)^3, & r \leq R, \\ M, & r > R. \end{cases} \quad (34)$$

- **Q-шары и нетопологические солитоны** [38; 39].

Еще один способ — это добавить во Вселенную некое новое физическое поле. Поле, должно быть подобно создаваемому бозонами Хиггса и ответственному за массу элементарных частиц. При определенных условиях такое дополнительное поле сформирует шары, обладающие всеми свойствами скрытой массы. Подобно кварковым самородкам, состоящим из фермионов, другой класс кандидатов в dMACHO включает Q-шары и нетопологические солитоны, которые сделаны из комплексного скалярного бозона с ненарушенной симметрией  $U(1)$  для обеспечения его устойчивости. Либо скалярное квантовое давление, либо его самовзаимодействие отвечает за уравнивание внешнего вакуумного давления. Профиль массы выглядит следующим образом:

$$\widetilde{M}(r) = \begin{cases} M \left[ \frac{r}{R} - \frac{\sin(\frac{2\pi r}{R})}{2\pi} \right], & r \leq R, \\ M, & r > R. \end{cases} \quad (35)$$

В 2016 году было предположено, что такой Q-шар а не черная дыра находится в центре нашей Галактики [40], но проверка этой гипотезы упирается



в возможности современных радиотелескопов. В 2017 году было наложено ограничение: если некое неизвестное скалярное поле и существует, оно не может быть сделано из бозонов, имеющих массу  $10^{-18} - 2 \times 10^{-13}$  эВ.

- **Аксионные звезды** [41].

Еще один хорошо изученный кандидат в темную материю, который попадает в эту категорию моделей dMACHO. Для разбавленной аксионной звезды квантовое давление уравнивается гравитационным давлением [41].

Профиль плотности массы следующий:

$$\widetilde{M}(r) = M \left[ 1 - \left( 1 + \frac{r}{R} + \frac{r^2}{2R^2} \right) e^{-r/R} \right]. \quad (36)$$

- **Ультракомпактное мини-гало** [42].

Для относительно небольших первичных возмущений плотности  $3 \times 10^4 < \delta < 0.3$  гравитация может быть слишком слабой, чтобы образовалась первичная черная дыра. Тем не менее, возможно, что такая пространственная избыточная плотность все еще может способствовать росту некоторых сверхкомпактных мини-гало. Профиль плотности мини-гало, по прогнозам, будет иметь степенное поведение  $\rho(r)r^{9/4}$  от вторичного падения (модель вторичного падения — Secondary Infall Model (SIM), Вселенная Эйнштейна-де Ситтера [43]), где большой степенной индекс приводит к значительно большей плотности в ядре. Таким образом, их массовый профиль:

$$\widetilde{M}(r) = \begin{cases} M \left( \frac{r}{R} \right)^{3/4}, & r \leq R, \\ M, & r > R. \end{cases} \quad (37)$$

где  $R$  — радиус мини-гало.

Перечисленные выше профили масс являются свойствами отдельных dMACHO, и для вывода ограничений на эти модели необходимо также знать распределение масс и радиусов dMACHO в популяции. Предположено для простоты, что все

dMACHO идентичны с одним и тем же профилем масс, вместо того чтобы вводить распределение по массам и радиусам [32].

## Заключение

Вопрос существования скрытой массы Вселенной появился в первой половине 20 века и до сих пор не был решен. Одним из первых кандидатов на роль скрытой массы являлись объекты типа MACHO — массивный астрофизические компактный объект гало, состоящий из обычного барионного вещества, излучающий мало энергии. Такими объектами могут быть, например, чёрные дыры, нейтронные звёзды, коричневые карлики. Однако после 2010 года наиболее перспективным кандидатом стал WIMP — гипотетическая слабовзаимодействующая массивная частица — кандидат на роль основного компонента холодной темной материи. В 2017 году группы ученых обнаружили недостаток барионного вещества в межзвездной среде и объекты MACHO как кандидаты скрытой массы были практически исключены из рассмотрения. Однако существуют модели, в которых скрытая масса Вселенной может быть объяснена именно такими компактными объектами.

В работе рассматривались зеркальное [19; 20] и тёмное вещество [21; 32], которое способно образовывать компактные объекты типа MACHO, влиять на их образование или образовывать скрытую массу Вселенной.

Скрытая масса отцепляется от общего расширения (от плазмы) в период формирования структуры Вселенной и создается гравитационная неустойчивость с которой образуется наблюдаемая крупномасштабная структура Вселенной. Большинство кандидатов представляет собой бесстолкновительный газ, для которых затруднено образование компактных объектов. Но существует модель зеркального мира для которого характерно сильное самодействие: зеркальные электроны и ядра из многокомпонентной среды диссипируют и создают компактные объекты.

Зеркальный мир представляет собой абсолютную копию Вселенной с главным

и единственным отличием: более низкая температура по окончании инфляции:  $T_R > T'_R$ . Однако такое простое изменение ведет за собой большое количество следствий, главное из которых говорит о возможности образование компактных объектов типа МАСНО в современной Вселенной.

Рассмотрение зеркальных барионов интересно для образования структур, потому что они являются столкновительными между собой, но бесстолкновительными для обычного сектора. В этой ситуации барионы и фотоны в зеркальном секторе тесно связаны до отцепления, и структуры не могут расти раньше этого времени, но зеркальное отцепление происходит раньше обычного, поэтому у структур есть достаточно времени для роста в соответствии с ограничениями, налагаемыми космическим микроволновым фоном и крупномасштабной структурой Вселенной.

Последние данные указывают на среднюю массу МАСНО около  $M \simeq 0.5M_\odot$ , что трудно объяснить в терминах коричневых карликов с массой ниже предела воспламенения водорода  $M < 0.1M_\odot$  или других барионных объектов. Такие объекты могут быть свидетельством зеркального вещества. В галактическом гало (при условии, что это эллиптическая зеркальная галактика) зеркальные звезды должны наблюдаться как МАСНО в гравитационном микролинзировании. Можно отметить, что, поскольку зеркальные звезды могут быть очень старыми и эволюционировать быстрее, чем обычные, большинство массивных звезд с массой выше предела Чандрасекара  $M_{Ch} \simeq 1.5M_\odot$  уже превратились в сверхновые, так что в качестве объектов микролинзирования остаются только более легкие. Взрывы зеркальных сверхновых в нашей галактике не могут быть непосредственно замечены обычным наблюдателем. Однако это следует наблюдать с точки зрения гравитационных волн. Вдобавок, если М- и О-нейтрино смешиваются [44; 45], это может привести к наблюдаемому нейтринному сигналу, а также может сопровождаться слабым всплеском гамма-излучения. С помощью зеркального вещества можно объяснить МАСНО, но остается открытым вопрос: почему зеркальный мир не может всю свою плотность перевести в плотность МАСНО?

Сравнивая зеркальное вещество как скрытую массу с CDM возникает вопрос: может ли распределение MBDM в гало отличаться от распределения CDM? Моделирование показывает, что CDM образует трехосные гало с профилем плотности, слишком сгруппированным по направлению к центру, и избыточно создают небольшие субструктуры внутри гало. Что касается MBDM, то он представляет собой своего рода столкновительную темную материю и, таким образом, потенциально может избежать этих проблем, по крайней мере, явно той, которая связана с избытком небольших субструктур.

Также существует модель темного мира, который образован всего двумя частями — темным фотоном и темным электроном. Наложение жестких ограничений на массы частиц, на долю темного вещества в общей плотности скрытой массы, на температуру темного сектора позволяет вводить такую модель так, что темные электроны в галактических масштабах представляют собой самовзаимодействующий газ в кинематическом равновесии на MD стадии. Темные электроны сталкиваются во время доминирования вещества, поэтому они могут нагреваться после коллапса гало. Также темный электронный сектор является эффективно асимметричным и отсутствуют ограничения из-за чрезмерного замыкания и нуклеосинтеза. В нелинейной теории возмущений происходит процесс фрагментации, в результате которого гало разделяется на минимальные фрагменты (например, протозвезды), которые могут существовать в нашей Галактике.

Компактные объекты с темным сектором могут быть обнаружены в высокоточных обсерваториях, ищущих массивные компактные гало-объекты с помощью линзирования или обнаружения гравитационных волн. Особенно интересным направлением является изучение взаимодействия между барионной субструктурой и галактической субструктурой темного сектора. Поскольку избыточная плотность барионной и темной материи попадает в один и тот же гравитационный потенциал ожидается, что области, где накапливаются барионы, также будут иметь значительное содержание диссипативной темной материи. Это мотивирует поиск гравитационных отпечатков темного сектора в областях с высоким барионным

содержанием, таких как Солнце.

Из-за сильных ограничений на смешивание темных фотонов с фотонами Стандартной модели ожидается, что компактные объекты с темными электронами будут яркими, но это направление, которое все еще стоит изучить.

Таким образом, несмотря на то, что барионная скрытая масса на данный момент практически исключена из рассмотрения в Стандартной модели, существуют миры, внутри которых могут образовываться компактные объекты типа МАСНО, которые будут объяснять скрытую массу нашей Вселенной.

# Список литературы

- 1 *Zwicky F.* On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae // The Astrophysical Journal. — 1937. — т. 86. — с. 217.
- 2 *Зельдович Я. Б.* Теория тяготения и эволюция звезд. — Рипол Классик, 1971.
- 3 *Черепашук А.* Гравитационное микролинзирование и проблема скрытой массы // Соросовский образовательный журнал. — 1998. — № 3. — с. 92—99.
- 4 *Paczynski B.* Gravitational microlensing by the galactic halo // The Astrophysical Journal. — 1986. — т. 304. — с. 1—5.
- 5 *Griest K.* Galactic microlensing as a method of detecting massive compact halo objects // The Astrophysical Journal. — 1991. — т. 366. — с. 412—421.
- 6 *Bennett D. P.* The first data from the MACHO experiment // arXiv preprint astro-ph/9304014. — 1993.
- 7 *Silk J.* Dark Matter and Galaxy Formation: Challenges for the Next Decade // PASCOS 2004: Part I: Particles, Strings and Cosmology Part II: Themes in Unification—The Pran Nath Festschrift. — World Scientific, 2005. — с. 3—17.
- 8 *Overduin J. M., Wesson P. S.* Dark matter and background light // Physics reports. — 2004. — т. 402, № 5/6. — с. 267—406.
- 9 LIGO: the laser interferometer gravitational-wave observatory / B. Abbott [и др.] // Reports on Progress in Physics. — 2009. — т. 72, № 7. — с. 076901.
- 10 Advanced ligo / J. Aasi [и др.] // Classical and quantum gravity. — 2015. — т. 32, № 7. — с. 074001.
- 11 The gaia mission / T. Prusti [и др.] // Astronomy & Astrophysics. — 2016. — т. 595. — A1.

- 12 LSST: from science drivers to reference design and anticipated data products /  
Ž. Ivezić [и др.] // The Astrophysical Journal. — 2019. — т. 873, № 2. — с. 111.
- 13 Lsst science book, version 2.0 / P. A. Abell [и др.] // arXiv preprint arXiv:0912.0201. — 2009.
- 14 Carr B. Baryonic dark matter // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. — 1994. — т. 32, № 1. — с. 531—590.
- 15 Bulge microlensing optical depth from EROS 2 observations / C. Afonso [и др.] // Astronomy & Astrophysics. — 2003. — т. 404, № 1. — с. 145—156.
- 16 The MACHO project: microlensing results from 5.7 years of Large Magellanic Cloud observations / C. Alcock [и др.] // The Astrophysical Journal. — 2000. — т. 542, № 1. — с. 281.
- 17 A search for warm/hot gas filaments between pairs of SDSS Luminous Red Galaxies / H. Tanimura [и др.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2019. — т. 483, № 1. — с. 223—234.
- 18 Missing baryons in the cosmic web revealed by the Sunyaev-Zel'dovich effect / A. de Graaff [и др.] // arXiv e-prints. — 2017.
- 19 Berezhiani Z. Mirror world and its cosmological consequences // International Journal of Modern Physics A. — 2004. — т. 19, № 23. — с. 3775—3806.
- 20 Ciarcelluti P. Cosmology with mirror dark matter I: linear evolution of perturbations // International Journal of Modern Physics D. — 2005. — т. 14, № 02. — с. 187—221.
- 21 Structure formation and exotic compact objects in a dissipative dark sector / J. H. Chang [и др.] // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2019. — т. 2019, № 03. — с. 036.
- 22 Big bang nucleosynthesis: Present status / R. H. Cyburt [и др.] // Reviews of Modern Physics. — 2016. — т. 88, № 1. — с. 015004.

- 23 *Tulin S., Yu H.-B.* Dark matter self-interactions and small scale structure // Physics Reports. — 2018. — т. 730. — с. 1—57.
- 24 Cosmological simulations with self-interacting dark matter—I. Constant-density cores and substructure / M. Rocha [и др.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2013. — т. 430, № 1. — с. 81—104.
- 25 Double-disk dark matter / J. Fan [и др.] // Physics of the Dark Universe. — 2013. — т. 2, № 3. — с. 139—156.
- 26 *Hoyle F.* On the Fragmentation of Gas Clouds Into Galaxies and Stars. // The Astrophysical Journal. — 1953. — т. 118. — с. 513.
- 27 Limits on the Macho Content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds / P. Tisserand [и др.] // Astronomy & Astrophysics. — 2007. — т. 469, № 2. — с. 387—404.
- 28 *Griest K., Cieplak A. M., Lehner M. J.* Experimental limits on primordial black hole dark matter from the first 2 yr of Kepler data // The Astrophysical Journal. — 2014. — т. 786, № 2. — с. 158.
- 29 *Brandt T. D.* Constraints on MACHO dark matter from compact stellar systems in ultra-faint dwarf galaxies // The Astrophysical Journal Letters. — 2016. — т. 824, № 2. — с. L31.
- 30 *An H., Pospelov M., Pradler J.* New stellar constraints on dark photons // Physics Letters B. — 2013. — т. 725, № 4/5. — с. 190—195.
- 31 *Jaeckel J.* A force beyond the Standard Model-Status of the quest for hidden photons // arXiv preprint arXiv:1303.1821. — 2013.
- 32 *Bai Y., Long A. J., Lu S.* Tests of Dark MACHOs: Lensing, Accretion, and Glow // arXiv preprint arXiv:2003.13182. — 2020.
- 33 *Zel'dovich Y. B., Novikov I.* The hypothesis of cores retarded during expansion and the hot cosmological model // Soviet Astronomy. — 1967. — т. 10. — с. 602.



- 34 *Bai Y., Long A. J., Lu S.* Dark quark nuggets // Physical Review D. — 2019. — т. 99, № 5. — с. 055047.
- 35 *Witten E.* Cosmic separation of phases // Physical Review D. — 1984. — т. 30, № 2. — с. 272.
- 36 *Zhitnitsky A. R.* Nonbaryonic'dark matter as baryonic colour superconductor // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2003. — т. 2003, № 10. — с. 010.
- 37 *Bai Y., Long A. J.* Six flavor quark matter // Journal of High Energy Physics. — 2018. — т. 2018, № 6. — с. 72.
- 38 *Coleman S.* Q-balls // Nuclear Physics B. — 1985. — т. 262, № 2. — с. 263—283.
- 39 *Lee T.-D., Pang Y.* Nontopological solitons // Physics Reports. — 1992. — т. 221, № 5/6. — с. 251—350.
- 40 *Troitsky S.* Supermassive dark-matter Q-balls in galactic centers? // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2016. — т. 2016, № 11. — с. 027.
- 41 *Kolb E. W., Tkachev I. I.* Axion miniclusters and Bose stars // Physical review letters. — 1993. — т. 71, № 19. — с. 3051.
- 42 *Ricotti M., Gould A.* A new probe of dark matter and high-energy universe using microlensing // The Astrophysical Journal. — 2009. — т. 707, № 2. — с. 979.
- 43 *Bertschinger E.* Self-similar secondary infall and accretion in an Einstein-de Sitter universe // The Astrophysical Journal Supplement Series. — 1985. — т. 58. — с. 39—65.
- 44 *Foot R., Volkas R. R.* Neutrino physics and the mirror world: How exact parity symmetry explains the solar neutrino deficit, the atmospheric neutrino anomaly, and the LSND experiment // Physical Review D. — 1995. — т. 52, № 11. — с. 6595.
- 45 *Akhmedov E. K., Berezhiani Z. G., Senjanović G.* Planck-scale physics and neutrino masses // Physical review letters. — 1992. — т. 69, № 21. — с. 3013.