

От редакционной коллегии

В феврале 2004 года по инициативе Института теоретической физики имени А.И. Ахиезера Национального научного центра «Харьковский физико-технический институт» НАН Украины на физико-техническом факультете Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина начал работать общезначимый семинар «Современные проблемы физики». Его цель – предоставить молодым ученым и, прежде всего, студентам возможность общения с ведущими отечественными учеными, чтобы они могли ощутить пульс современной науки. Необходимость такого семинара ощущалась уже давно многими учеными Харькова, потому что была потребность в неформальном общении на физическом уровне и желание поделиться своими достижениями, узнать, что делают другие. Раньше такие семинары тоже проводились. В разное время ими руководили академики А.И. Ахиезер, И.М. Лифшиц, Я.Б. Файнберг. Но в 90-х годах они по разным причинам прекратили свое существование. Новый семинар пользуется популярностью не только у специалистов, но и в студенческой среде. На семинаре присутствуют сотрудники практически всех институтов г. Харькова, в которых ведутся научные исследования. Недавно возникла идея о публикации материалов, доложенных на семинаре, в виде обзорных статей в журнале «Вісник Харківського університету». В этом номере журнала публикуется первая из этих статей, подготовленная доктором физико-математических наук Ю.Л. Болотиным. Надеемся, что это начинание будет полезным как для ученых, работающих в различных областях физики, так и для всех интересующихся современными проблемами физики.

Член-корреспондент НАНУ Н.Ф. Шульга
Профессор В.Д. Ходусов

PACS 90.80. -k

ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ

Ю.Л. Болотин

Институт теоретической физики имени А.И. Ахиезера
Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
ул. Академическая 1, Харьков, 61108, Украина
E-mail: bolotin@kipt.kharkov.ua
Поступила в редакцию 31 апреля 2006 г.

Один из наиболее загадочных результатов космологических наблюдений последнего времени состоит в том, что около 90% массы Вселенной состоит не из барионов и электронов, а из некоторой неизвестной субстанции, не испускающей и не поглощающей электромагнитные волны. По этой причине субстанция получила название «темная материя». В обзоре подводятся итог теоретического и наблюдательного изучения темной материи. Кратко рассмотрены частицы-кандидаты на роль темной материи и обсуждены возможные стратегии ее детектирования. Мы показываем, что слабо взаимодействующие массивные частицы с массой порядка 100 ГэВ естественно воспроизводят наблюдаемую реликтовую плотность темной материи. Особо подчеркивается, что для решения проблемы темной материи и связанных вопросов требуется информация, полученная как в рамках теории элементарных частиц, так и непосредственно космологии. В частности, рассматривается полезность космологических наблюдений для подтверждения суперсимметрии и наоборот.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: темная энергия, темная материя, реликтовое излучение, частицы-кандидаты, суперсимметрия, детектирование темной материи.

Мы хорошо знаем, из чего сделана наша планета, другие планеты солнечной системы и само Солнце. Их основными структурными составляющими являются барионы – сильно взаимодействующие частицы (адроны) с полуполным спином. Небарионная материя, в которую до недавнего времени включали фотоны и нейтрино, казалось бы, не могла давать существенного вклада в общую массу Вселенной, так как масса фотонов равна нулю, а масса нейтрино, хотя и неизвестна, но, скорее всего, очень мала. Такое представление претерпело за последнее время существенное изменение. Помимо простого любопытства, из чего устроена Вселенная, в которой мы живем (им можно было и ограничиться в случае стационарной Вселенной), материальное содержание Вселенной играет важнейшую роль, так как определяет динамику Вселенной, а значит и ее конечную судьбу. Остановимся подробнее на последнем утверждении.

Динамика Вселенной описывается уравнениями Эйнштейна, которые, вообще говоря, являются сложными нелинейными уравнениями [1]:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}. \quad (1)$$

Тензор энергии-импульса $T_{\mu\nu}$ - описывает распределение масс в пространстве, а компоненты тензора кривизны $R_{\mu\nu}$ и его шпур R выражаются через метрический тензор $g_{\mu\nu}$ и его первые и вторые производные, G - гравитационная постоянная. Смысл этих уравнений крайне прост: геометрия (левая часть (1)) диктует массам (правая часть (1)), как двигаться, а массы диктуют пространству, как изгибаться. Несмотря на простоту физического смысла, нахождение общего решения такой сложной системы уравнений, как полевые уравнения Эйнштейна, безнадежная задача. Проблема упрощается при рассмотрении распределения масс со специальными свойствами симметрии. Основное предположение, лежащее в основе подавляющего большинства космологических моделей, пространственная однородность и изотропность. Наиболее общая пространственно-временная метрика, согласующаяся с этими симметриями – метрика Friedmann-Robertson-Walker (FRW):

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)dl^2, \quad (2)$$

где $a(t)$ - так называемый масштабный фактор. Рассмотрим две точки, находящиеся в данный момент времени на расстоянии $\vec{r}_0$, не испытывающие действия никаких внешних сил и не участвующие ни в каком другом движении, кроме общего расширения Вселенной. Тогда физическое расстояние между этими точками $\vec{r}(t)$ будет увеличиваться со временем как $\vec{r}(t) = a(t)\vec{r}_0(t)$. Динамика масштабного фактора – основной объект исследования: в некотором узком смысле основная задача космологии и есть нахождение зависимости $a(t)$.

Если масштабный фактор содержит всю динамику Вселенной, то величина dl^2 описывает геометрию пространства

$$dl^2 = \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2),$$

которое может быть либо плоским евклидовым, если кривизна $k = 0$, либо положительно ($k = +1$), либо отрицательно искривленным ($k = -1$). Эти три возможности лучше понять, рассмотрев две свободно движущиеся частицы, которые в начальный момент времени двигаются параллельно друг другу. В плоской Вселенной частицы продолжают двигаться параллельно друг другу до тех пор, пока они двигаются свободно. В случае $k = +1$ первоначально параллельные траектории частиц пересекутся, как линии постоянной долготы пересекаются на Северном и Южном полюсах. Наконец, во Вселенной с $k = -1$ первоначально параллельные траектории расходятся, как два шарика, катящиеся по седлу.

Используя известные выражения для компонентов тензора кривизны [1]

$$\begin{aligned} R_{00} &= \frac{3\ddot{a}}{a}, \\ R_{ij} &= \left(\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{2\dot{a}^2}{a^2} + \frac{2K}{a^2} \right) \delta_{ij}, \\ R &= 6 \left(\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{K}{a^2} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

(точки означают производные по времени) и выражение для тензора энергии-импульса идеальной жидкости

$$T_{\mu\nu} = \text{diag}(\rho, -p, -p, -p) \quad (4)$$

(ρ и p - плотность энергии и давление всех компонентов, представленных во Вселенной в рассматриваемый момент времени), получим два независимых уравнения, описывающих динамику масштабного фактора (уравнения Фридмана [2])

$$\begin{aligned} H^2 &\equiv \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{k}{a^2}, \\ \frac{\ddot{a}}{a} &= -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p). \end{aligned} \quad (5)$$

Заметим, что следствием этих двух уравнений является уравнение

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0, \quad (6)$$

которое, как не трудно увидеть, представляет первый закон термодинамики для идеальной жидкости с постоянной энтропией ($dS = 0$)

$$dE + pdV = 0 \quad (7)$$

$k = 0$ (в нашу эпоху и всегда, т.к. $k = const$), если текущая плотность энергии во Вселенной

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}, \quad (8)$$

где H_0 - текущее значение параметра Хаббла H , называемое постоянной Хаббла. В дальнейшем мы будем всегда использовать нижний индекс «0» для значения любой характеристики в настоящее время.

Введем понятие относительной плотности i -ого компонента плотности энергии:

$$\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_c}; \quad \Omega \equiv \sum_i \Omega_i. \quad (9)$$

Одна из полезных особенностей такой параметризации прямая связь между материальным содержанием Вселенной и ее геометрией. В терминах Ω первое из уравнений Фридмана (5) запишется в виде

$$\Omega - 1 = \frac{k}{H^2 a^2} \rightarrow k = \text{sign}(\Omega_0 - 1) \quad (10)$$

Чтобы решить уравнения Фридмана, надо определить содержание материи во Вселенной и построить уравнение состояния для каждого компонента. В простейшей, линейной параметризации уравнение состояния имеет вид

$$p_i = w_i \rho_i. \quad (11)$$

Решая уравнения Фридмана для случая $w = const$, $k = 0$ получим

$$\begin{aligned} a(t) &\propto (t/t_0)^{\frac{2}{3(1+w)}} \\ \rho &\propto a^{-3(1+w)}. \end{aligned} \quad (12)$$

(Мы нормируем масштабный фактор условием $a(t_0) = 1$.) Эти решения имеют место только в случае $w \neq -1$. Последний случай мы рассмотрим особо. Для Вселенной, в которой доминирует излучение (релятивистский газ фотонов и нейтрино) $w = 1/3$, в то время как в случае доминирования материи $w = 0$. Как следствие таких уравнений состояния, для случая материи получим

$$a(t) \propto (t/t_0)^{2/3}, \quad \rho \propto a^{-3}. \quad (13)$$

Последний результат можно понять как простое следствие сохранения числа частиц. Для излучения

$$a(t) \propto (t/t_0)^{1/2}, \quad \rho \propto a^{-4}. \quad (14)$$

Этот результат является следствием того, что плотность энергии излучения убывает как a^{-3} за счет увеличения объема (расширение Вселенной) и как a^{-1} - за счет красного смещения. Заметим, что из уравнения (6) следует, что $\rho = const$ для $w = -1$. В этом случае скорость Хаббла остается постоянной, приводя к экспоненциальному росту масштабного фактора

$$a(t) \propto e^{Ht}. \quad (15)$$

Таким образом, в случае традиционных космологических компонентов – материя и излучение ($w = 0, w = 1/3$) расширение Вселенной может только замедляться, $\ddot{a} < 0$.

Сделаем небольшое историческое отступление. Первые представления об устройстве Вселенной появились одновременно с мыслящим человеком. Тем не менее основной объем космологических знаний был собран в XX веке, называемом золотым веком космологии. Интенсивность исследований особенно увеличилась в последнее время. Чтобы понять темпы накопления данных, используем только один пример. В 1985 году мы знали положения примерно 1100 галактик, теперь более полумиллиона.

Успех обязан двум причинам. С одной стороны, общая теория относительности Эйнштейна позволила перейти от наивных спекуляций о строении Вселенной к строгим физическим моделям. С другой стороны, появление все более и более мощных телескопов, действующих в различных участках спектра

электромагнитных волн, позволило существенно расширить масштаб космологических наблюдений и тем самым надежнее установить адекватность используемых моделей. К концу века сложилось впечатление, что мы не только владем пониманием основ строения Вселенной, но можем достаточно точно предсказывать удаленные этапы ее эволюции.

Так, например, авторы обзора [3] смело утверждали: «С нашим текущим пониманием физики и астрофизики многие вопросы конечной судьбы Вселенной могут быть качественно решены. Наша цель продолжить развитие качественной теории будущего». Авторы обзора проследили десятки этапов эволюции Вселенной вплоть до фантастических времен $\sim 10^{100-200}$ лет. Созданная ими классификация по точности намного превзошла описанную Г. Аверченко: «История мидян темна и неизвестна, ученые делят ее тем не менее на три периода». Такая благостная ситуация резко изменилась в конце 90-х годов, когда две независимые группы объявили об открытии ускоренного расширения Вселенной [4,5]. Это открытие полностью изменило представление о том, из чего устроена Вселенная, и рано или поздно изменит всю физику в целом.

Почему это открытие является принципиальным? Как видно из второго уравнения Фридмана (5), до тех пор пока $(\rho + 3p) > 0$ гравитация является притягивающей, и ускоренное расширение Вселенной ($\ddot{a} > 0$) невозможно. Необходимо введение новой сущности с отрицательным давлением – темной энергии: ускоренное расширение Вселенной возможно при наличии компонента с $w < -1/3$. Существование такого компонента кажется в настоящее время практически неизбежным. В большинстве адекватных космологических моделей он обеспечивает основную часть плотности энергии. Будучи концептуально достаточно «простым» (энергией вакуума), он бросает вызов здравому смыслу. Энергия этого компонента растет по мере его адиабатического расширения: энергия системы увеличивается за счет работы, выполненной над системой отрицательным давлением. Такое поведение находится в разительном контрасте с тем, что было бы для любого компонента с положительным или нулевым давлением. Именно этот компонент должен определить дальнейшую судьбу Вселенной.

Второе важнейшее открытие [4,5], сделанное в это же время, состоит в том, что наша Вселенная является плоской (евклидовой, $k = 0$), или, другими словами, мы живем во Вселенной с критической плотностью

$$0.98 < \Omega_{tot} < 1.08.$$

Значение $\Omega_{tot} \simeq 1$ подтверждено целым рядом наблюдений. Этот результат не явился столь неожиданным, как обнаружение ускоренного расширения Вселенной. Он был предсказан теорией инфляции, созданной в 80-е годы прошлого века, см. [6]. Инфляция – экстремально простая идея, базирующаяся на доминировании в ранней Вселенной вакуумной плотности энергии, связанной с гипотетическим скалярным полем, называемым инфлатоном. Его природа неизвестна. Является это поле фундаментальным, композитным или чем-то промежуточным. Однако всегда можно использовать эффективное описание в терминах скалярного поля с эффективным потенциалом, управляющим расширением Вселенной.

Этот основной сценарий породил несколько конкретных фундаментальных предсказаний: плоская Вселенная с почти масштабно-инвариантной адиабатической плотностью возмущений с гауссовыми начальными условиями. Инфляция объясняет, почему наш локальный клочок Вселенной является пространственно плоским, т.е. евклидовым. Такое геометрическое свойство нестабильно относительно эволюционных уравнений теории Большого Взрыва в присутствии материи и излучения. Это делает очень мало вероятным приготовление Вселенной с такими специфическими начальными условиями, если бы не некоторые инфляционные механизмы на ранней стадии эволюции Вселенной. Приближенное постоянство плотности энергии обеспечивает чудовищное расширение Вселенной. Поэтому первоначально искривленное трехмерное пространство быстро станет неотличимым от плоского гиперпространства.

Подчеркнем не совсем удачный термин – плоский. Очевидно, что Вселенная не двумерна плоска, а трехмерно евклидова. Этот же механизм объясняет, почему мы не видим ряби, т.е. больших неоднородностей в пространственно-временных структурах, например, больших анизотропий в температурном поле реликтового излучения, когда смотрим в разных направлениях. Гигантское растяжение в процессе инфляции сглаживает любую первичную неоднородность.

Из чего может быть построена $\Omega = 1$, так чтобы удовлетворить всему набору имеющихся наблюдений? В настоящее время наблюдения всплеск сверхновых, микроволнового космического фона (МКФ) и динамики образования крупномасштабных обеспечили ряд строгих условий на Ω_m и Ω_{DE} плотность материи и плотность темной энергии (в единицах критической плотности). Эти результаты согласуются между собой и обеспечивают $(\Omega_m, \Omega_{DE}) \approx (0.3, 0.7)$, как показано на рис.1. Количество материи в форме барионов (как светящихся, так и темных) также ограничено наблюдениями микроволнового космического фона и относительной распространенностью легких элементов вместе с теорией ядерного синтеза в рамках теории Большого Взрыва. Эти данные, рассмотренные совместно, оказываются впечатляюще согласованными, обеспечивая второй эшелон поддержки текущей Стандартной космологической модели. Если объединить все

эти наблюдения, то плотность энергии небарионной темной материи (происхождение термина «темная материя» станет понятно ниже), барионов, темной энергии и излучения такова:

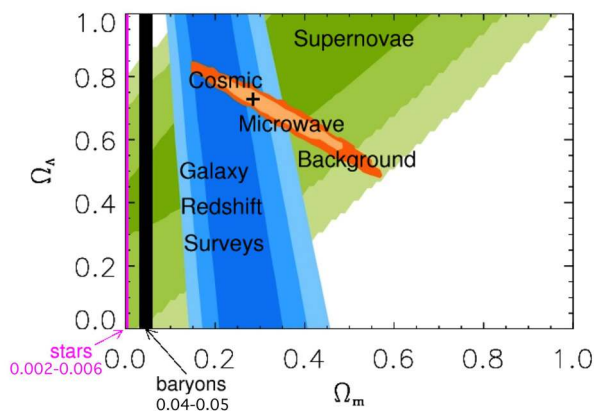


Рис.1. Результаты детектирования плотности темной энергии ($\Omega_\Lambda = \Omega_{DE}$) и темной материи ($\Omega_m = \Omega_{DM}$) [7].

$$\Omega_{DM} = 23\% \pm 4\%$$

$$\Omega_B = 4\% \pm 0.4\%$$

$$\Omega_{DE} = 73\% \pm 4\%$$

$$\Omega_R = 5 \times 10^{-5}.$$

Итог «переписи населения» довольно пессимистичен: $\sim 96\%$ состоит из неизвестных сущностей. При этом мы говорим о космологии как о науке, вышедшей на новый достаточно высокий уровень точности порядка процента и выше. Нет ли тут противоречия? В дальнейшем постараюсь пояснить, что нет.

В центре нашего внимания будет компонент Ω_{DM} - темная материя. Полная программа исследования темной материи должна ответить на следующие вопросы:

- Какие частицы образуют темную материю?
- Темная материя состоит из одного компонента или нескольких?
- Каковы квантовые числа частиц, из которых состоит темная материя?
- Каково взаимодействие этих частиц?
- Как и когда они возникли?
- Почему плотность Ω_{DM} имеет наблюдаемое значение?
- Как темная материя распределена в настоящее время?
- Какова ее роль в образовании структур?
- Абсолютно ли стабильна темная материя?

Конечно, для ответа на все эти вопросы надо начать с проблемы детектирования темной материи. Когда мы говорим о проблеме детектирования темной материи, то этот вопрос следует разделить на две большие части:

1. Проблема детектирования темной материи как таковой, т.е. в целом. Эта проблема решается детектированием особенностей динамики крупномасштабных структур. Начало этим исследованиям было положено еще в 30-е годы.

2. Проблема детектирования частиц, из которых состоит темная материя. Это принципиально другая задача. Ее решает не космология, а физика элементарных частиц.

Наличие этих двух различных по своей природе проблем, говорит о том, что ни космология, ни физика элементарных частиц не могут в отдельности решить проблему темной материи. Разумеется, прежде чем перейти к проблеме детектирования, нам следует обсудить предполагаемые свойства объекта, который мы собираемся детектировать.

Завершим введение следующим замечанием. Любая «новаторская» деятельность в космологии может быть интерпретирована в терминах модификации либо левой, либо правой части уравнений Эйнштейна (1). То есть, если представлять Вселенную как космический автомобиль, то у нас есть две возможности улучшить характеристики автомобиля: либо залить новое топливо в бак (включить новые элементы в тензор энергии-импульса), либо изменить конструкцию автомобиля (модифицировать общую теорию относительности). Какой путь является более перспективным? Для ответа на этот вопрос обратимся к истории физики. Со времен Ньютона движения астрофизических объектов описываются в рамках закона всемирного тяготения. При этом любые отклонения наблюдаемых движений от ожидаемых траекторий способствовали более глубокому пониманию Вселенной.

В частности, всякий раз, когда в движении планет солнечной системы возникали аномалии, возникал естественный вопрос: следует трактовать такие аномалии как опровержение законов гравитации или как указание на существования невидимых (согласно нынешней терминологии «темных») объектов? Классический

пример: аномалии в движении Урана привели к догадке о существовании Нептуна, открытого значительно позже. Обратный пример: попытки объяснить аномалии в движении Меркурия существованием новой планеты, названной Вулканом, оказались непродуктивными, и правильное решение было найдено в рамках общей теории относительности, т.е. с помощью введения более совершенных законов гравитации. Основное внимание в настоящем обзоре будет уделено попыткам решения проблемы с помощью введения новой сущности – темной материи, хотя кратко мы остановимся и на альтернативных возможностях, связанных с модификацией общей теории относительности на больших масштабах.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВА СУЩЕСТВОВАНИЯ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

Представление о скрытой массе (синоним принятого в настоящее время термина «темная материя») было введено в космологию швейцарским астрофизиком Ф. Цвики еще в начале 30-х годов прошлого века [8]. Цвики изучал динамику галактик в одном из самых крупных скоплений Кома (Волосы Вероники). Галактики в этом скоплении заполняют объем, близкий к сплюснутой сфере и двигаются по эллиптическим орбитам с большим эксцентриситетом. Средние скорости такого движения порядка 2000 км/с. Цвики пришел к выводу, что при таких скоростях галактик удержать их в наблюдаемом объеме скопления можно лишь при условии, что полная масса скопления в 10 раз больше суммарной массы составляющих его галактик. Последующие наблюдения ротационных скоростей различных галактик только укрепили этот вывод.

Рассмотрим хорошо поддающуюся простому анализу задачу о движении малой галактики-спутника в гравитационном поле крупной галактики. Многие крупные галактики имеют по несколько малых галактик-спутников. У нашей Галактики есть 7 карликовых эллиптических галактик-спутников и неправильные галактики-спутники Большое и Малое Магеллановы Облака. Из второго закона Ньютона для галактики-спутника найдем

$$\frac{GmM_r}{r^2} = \frac{mv^2}{r}. \quad (16)$$

Отсюда для скорости вращения получим

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM_r}{r}}, \quad (17)$$

где M_r - вся масса материи внутри сферы радиуса r . В случае сферической симметрии влияние массы вне этой сферы компенсируется. В первом приближении центральную область галактики можно считать сферической, т.е.

$$M_r = \bar{\rho} \frac{4}{3} \pi r^3 \Rightarrow v(r) = \sqrt{\frac{4}{3} \pi G \bar{\rho} r^2} \sim r, \quad (18)$$

т.е. во внутренней части галактики ожидается линейный рост скорости с увеличением расстояния от центра. Во внешней области галактики масса M_r практически постоянна и зависимость скорости от радиуса вращения отвечает случаю с точечной массой в центре галактики (теорема Гаусса)

$$v(r) \sim 1/\sqrt{r}. \quad (19)$$

Ротационная скорость $v(r)$ может быть, в частности, определена путем измерения доплеровского смещения в спектре излучения соответствующих галактик-спутников. Поведение экспериментально измеренных ротационных кривых спиральных галактик не соответствует уменьшению $v(r)$ с ростом радиуса (см. рис.2). На этом рисунке приведены вращательные кривые для галактики М33, одной из 45 галактик, образующих наш маленький кластер, Локальную группу и галактики NGC6503. Такое же распределение было получено для более чем 1000 спиральных галактик.

Постоянство $v(r)$ при больших значениях радиуса означает, что масса M_r увеличивается с ростом радиуса: $M_r \sim r$. Отсюда можно сделать вывод: масса центральной галактики не ограничивается той, что лежит внутри видимого на фотографиях объема, а распределена по гораздо большему объему. В отличие от звезд эта дополнительная масса не излучает света (невидима на фотографиях), но создает значительную силу тяготения, добавочную к силе тяготения видимых звезд. Так возникло представление о «скрытых массах»

Более точно, на основе этого наблюдения было постулировано существование квазисферического гало темной материи, окружающего галактику и ответственного за неубывающее поведение ротационных кривых. Модельные вычисления, выполненные для Млечного пути, с помощью которых удалось воспроизвести

ротационные кривые, приняв во внимание существование гало, подтверждают, что значительная часть массы находится именно в гало.

Дополнительные свидетельства в пользу существования темной материи найдены и для эллиптических галактик. Они связаны с известным соотношением Тули-Фишера между массой и светимостью. Для эллиптических галактик отношение массы к светимости примерно на два порядка больше, чем у Солнца, которое является характерным примером средней звезды. Такое большое значение обычно связывают с существованием темной материи.

Динамика скоплений галактик также свидетельствует в пользу существования темной материи. Если движение системы, потенциальная энергия которой является однородной функцией координат, происходит в ограниченной пространственной области, то усредненные по времени значения кинетической и потенциальной энергии связаны друг с другом теоремой вириала [9]. Эта теорема может быть использована для оценки плотности вещества в скоплениях галактик.

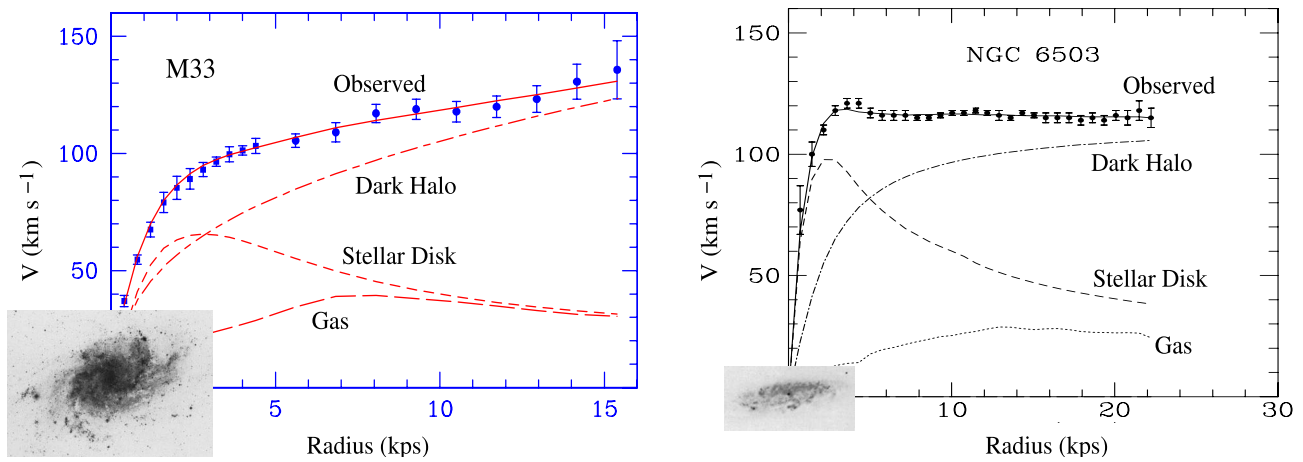


Рис.2. Вращательные кривые для двух галактик, M33 и NGC6503 [10].

Если потенциальная энергия U -однородная функция радиус-векторов r_i степени k , то

$$2\bar{T} = k\bar{U}. \quad (20)$$

Для гравитационного взаимодействия $k = -1$, поэтому

$$2\bar{T} = -\bar{U}. \quad (21)$$

Средняя кинетическая энергия скопления N галактик

$$\bar{T} = N \langle mv^2 \rangle / 2 = Nm \langle v^2 \rangle / 2 = \frac{Mv^2}{2}. \quad (22)$$

Полная средняя потенциальная энергия взаимодействия N пар галактик

$$-G \frac{N(N-1)}{2 \langle r \rangle} m^2 \approx -G \frac{(Nm)^2}{2 \langle r \rangle} = -G \frac{M^2}{2 \langle r \rangle}. \quad (23)$$

Из теоремы вириала

$$Mv^2 = G \frac{M^2}{2 \langle r \rangle}. \quad (24)$$

Откуда

$$M \approx \frac{2 \langle r \rangle \langle v^2 \rangle}{G}. \quad (25)$$

Измерение среднего расстояния и среднего квадрата скорости дают значение динамической массы, которое на два порядка (те же два порядка!) превышает массу, полученную на основе анализа светимости галактик. Данный факт можно интерпретировать как еще одно свидетельство в пользу существования темной материи.

Этот аргумент имеет и свои слабые места. Вириальное уравнение справедливо только при усреднении по длительному временному периоду, когда замкнутые системы находятся в положении равновесия. Скопления

галактик не являются замкнутыми системами (они связаны друг с другом). Не ясно, и достигли они состояния равновесия, или нет.

Видимые компоненты галактического кластера можно разделить на две части: звезды внутри индивидуальных галактик и диффузный горячий газ, видимый в рентгеновской части спектра. Газ нагревался при падении в сильном гравитационном поле (потенциальной яме кластера), поэтому его температура позволяет измерить гравитационный потенциал скопления и, следовательно, оценить плотность темной материи. Данные Chandra X-ray спутника дают

$$\frac{\Omega_B}{\Omega_{DM}} \simeq 0.065h^{-3/2}; h \simeq 0.7. \quad (26)$$

Используя определенное выше значение $\Omega_B \simeq 0.04$, получим значение

$$\Omega_{DM} \simeq 0.3h^{-1/2} \simeq 0.35 \quad (27)$$

хорошо согласующееся с другими оценками.

Заключение о существовании темной материи может быть проверено и с помощью эффекта, получившего название гравитационного линзирования [11]. Согласно общей теории относительности свет распространяется по геодезическим, которые возмущаются, когда проходят вблизи объектов, создающих интенсивные гравитационные поля. Возмущение образов фоновых объектов, обязанное гравитационным массам кластеров, может быть использовано для заключения о форме потенциальной ямы и поэтому о массе кластера. Существенно, что оценка массы кластера выполняется без привлечения какой-либо информации о динамике компонентов кластера.

Для исследования относительного содержания темной энергии и темной материи можно использовать имеющиеся оценки возраста Вселенной, см. [12]. Если во Вселенной доминирует материя, то согласно (13)

$a = (t/t_0)^{2/3}$. Дифференцируя это соотношение по времени и используя определение параметра Хаббла $H(5)$, получим

$$Ht = \frac{2}{3} \quad (28)$$

Значение постоянной Хаббла $H_0 = 72 \pm 8 \text{ км сек}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$. Нижнюю оценку возраста Вселенной можно получить исходя из возраста старейших объектов ее составляющих (белые карлики в глобулярных кластерах).

Такая оценка дает $t_0 > (12.7 \pm 0.7) \times 10^9 \text{ лет}$. Отсюда следует, что

$$H_0 t_0 > 0.93 \pm 0.12, \quad (29)$$

что находится в явном противоречии с (28).

Простейший выход из положения – оценить возраст Вселенной при наличии, как темной материи, так и темной энергии. Для этого введем так называемое конформное время η ,

$$dt = a(\eta)d\eta. \quad (30)$$

Удобство использования конформного времени состоит в том, что конформный интервал между двумя световыми импульсами будет одним и тем же, как в точке испускания, так и в точке поглощения света, $\Delta\eta = \text{const}$. Используя определение (30), найдем

$$\left. \frac{\Delta t}{a} \right|_{\text{emission}} = \left. \frac{\Delta t}{a} \right|_{\text{detection}}. \quad (31)$$

Отсюда немедленно следует, что частоты света в точке испускания (e) и наблюдения (d) связаны соотношением

$$\omega_d a_d = \omega_e a_e. \quad (32)$$

Определяя красное смещение как

$$z \equiv \frac{\omega_e - \omega_d}{\omega_d} \quad (33)$$

и используя нормировку $a_d = 1$, получим соотношение, позволяющее параметризовать временную историю Вселенной в терминах красного смещения

$$a(z) = \frac{1}{1+z}. \quad (34)$$

Полезно выразить $d\eta$ через dz ,

$$d\eta = \frac{d\eta}{dt} \frac{dt}{da} \frac{da}{dz} dz = -\frac{a}{\dot{a}} dz = -\frac{dz}{H(z)}. \quad (35)$$

Используя (34) и (35), свяжем возраст Вселенной с историей ее расширения

$$t_0 = \int_0^{t_0} dt = \int_0^{t_0} a d\eta = \int_0^{t_0} \frac{dz}{(1+z)H(z)}. \quad (36)$$

Для двухкомпонентной Вселенной, плотность энергии которой включает материю (с уравнением состояния $p = 0$) и темную энергию (с уравнением состояния $p = w\rho$) получим

$$H_0 t_0 = \int_0^{t_0} \frac{dz}{(1+z)^{5/2} \sqrt{\Omega_{DM} + \Omega_{DE}(1+z)^{3w}}}. \quad (37)$$

На рис. 3 представлена величина $H_0 t_0$ при условии, что $\Omega_{DM} + \Omega_{DE} = 1$. Мы видим, что условие (29) выполняется для значений $w \approx -1$, $\Omega_{DM} \approx 0.3$, что хорошо согласуется с результатами, полученными альтернативными способами наблюдения темной материи.

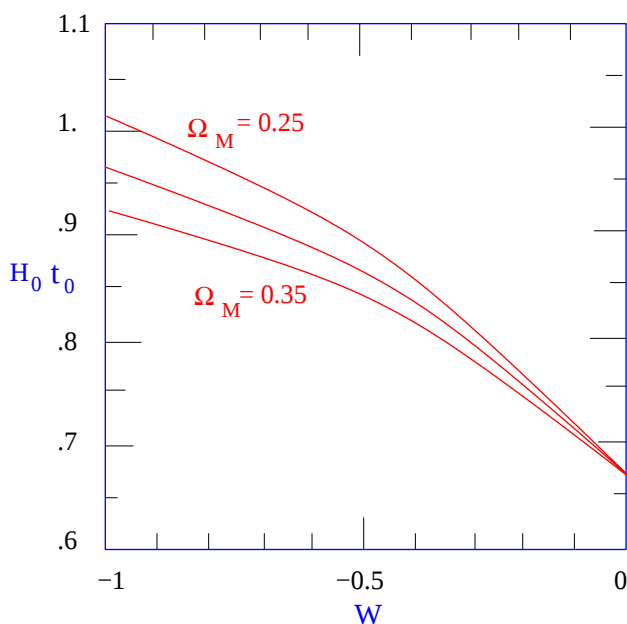


Рис.3. Графическое представление соотношения (37) [12].

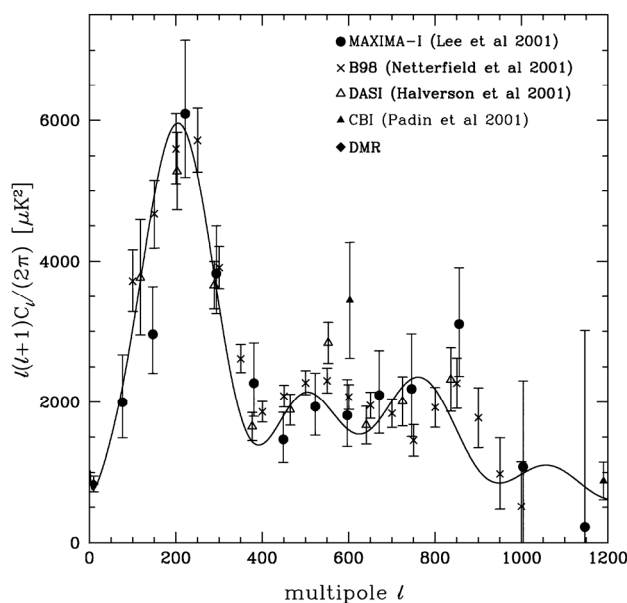


Рис.4. Угловой спектр мощности микроволнового космического фона. Сравнение теории и эксперимента [14].

Одна из наиболее интенсивно развивающихся областей современной космологии – изучение происхождения структур во Вселенной [13]. К этим структурам относятся галактики, галактические кластеры, нерегулярности микроволнового космического фона. Современная точка зрения на происхождение структур такова: они растут из первоначально малых нерегулярностей за счет гравитационной неустойчивости. Так как гравитация является силой, управляющей образованием структур, анализ этого процесса – зонд определения, как полной плотности, так и ее отдельных компонентов.

Многие космологические модели предсказывают существование очень плотных сгустков холодной темной материи [15]. Их прохождение через Солнечную систему будет сопровождаться существенной радиацией, вредной для живых тканей. Любопытно, что по оценкам частота таких событий совпадает с периодичностью биологических катастроф, восстановленных палеонтологическим путем [16].

Перечисленные способы наблюдения темной материи важны и информативны, однако наиболее точные измерения количества темной материи во Вселенной дают измерения анизотропии реликтового излучения

/синонимом реликтового излучения является термин «микроволновой космический фон» (МКФ). Фотоны МКФ, которые пронизывают Вселенную сегодня были испущены из тонкой оболочки, так называемой поверхности последнего рассеяния, когда температура Вселенной упала до 1eV , что позволило электронам и ядрам скомбинироваться в атомы [17]. Вселенной в то время было около 400 000 лет. Хотя галактики и кластеры тогда еще не было, их семена, из которых эти структуры выросли, уже существовали. Мы можем получить информацию о них, изучая температурные распределения МКФ. Угловая температурная анизотропия отражает флуктуации таких свойств, как плотность, давление, температура, скорость расширения Вселенной периода последнего рассеяния.

Функцию распределения температур на небесной сфере естественно разложить по сферическим гармоникам [18]

$$T(\theta, \phi) = \sum_{l,m} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi). \quad (38)$$

Монопольный компонент определяет среднюю температуру МКФ $T = 2.725 \pm 0.001\text{K}$. Дипольный член ($l = 1$) с амплитудой $3.346 \pm 0.017\text{mK}$ связан с доплеровским сдвигом, вызванным движением Солнца относительно МКФ. Если в разложении (38) опустить монопольный и дипольный члены, то оставшиеся члены будут описывать внутренние анизотропии МКФ, представляющие отпечаток Вселенной периода последнего рассеяния.

Коэффициенты разложения a_{lm} определяют так называемый угловой спектр мощности

$$c_l = \frac{1}{2l+1} \sum_m |a_{lm}|^2, \quad (39)$$

который играет основную роль при сравнении теории с наблюдениями и для извлечения информации об основных космологических параметрах.

Процесс извлечения информации облегчается тем, что различные физические механизмы дают вклад в спектр мощности на разных угловых масштабах $\theta \sim \pi/l$. Угловой спектр мощности может быть разделен на три основные области.

Первая область называется плато Сакса-Вольфа и соответствует $l < 100$. Физический механизм, генерирующий эту часть углового спектра – эффект Сакса-Вольфа: фотоны, испущенные из более плотных областей, выбираются из более глубокой потенциальной ямы и поэтому должны испытывать дополнительное красное смещение.

Вторая область – область акустических пиков, $100 \leq l \leq 1000$. В период времени, предшествующий последнему рассеянию, фотоны, электроны и барионы представляли жидкость, в которой могли распространяться акустические волны. Характеристики этих возбуждений могут быть определены в рамках достаточно простых моделей. В осциллирующей жидкости (плазме) более плотным участкам соответствуют области более высокой температуры (ситуация обратная эффекту Сакса-Вольфа), что должно привести дополнительной анизотропии МКФ. Следствием этого эффекта является серия пиков (акустические пики) в c_l . В положении и высоте пиков содержится информация о космологических константах. Так положение первого пика как функции l сильно зависит от суммарной плотности Ω и только очень слабо от других космологических параметров. Следовательно, она дает информацию о геометрии Вселенной, см. (10). Более конкретно, положение первого пика $l^{(1)} \simeq 220\Omega^{-1/2}$. Экспериментальное обнаружение первого пика (Рис.4) при $l^{(1)} \sim 220$ показало, что мы живем в плоской Вселенной. Комбинация значения $\Omega_{DE} + \Omega_{DM} \simeq 1$ с значением $\Omega_{DE} \simeq 0.7$, полученным из анализа всплесков Ia сверхновых, еще раз подтверждает, что $\Omega_{DM} \sim 0.2 - 0.3$.

Третья область углового спектра – затухающий хвост $l > 1000$. Физический смысл его таков. Поверхность последнего рассеяния имеет конечную толщину. Это приводит к затуханию анизотропий с угловым масштабом меньше этой толщины.

Электрон-фотонное томсоновское рассеяние на поверхности последнего рассеяния приводит к поляризации фотонов МКФ. Амплитуда поляризации мала. Она составляет только около 7%. Несмотря на это поляризационные эффекты содержат существенно больше информации, чем только вариации температуры МКФ. Исследование поляризационных МКФ эффектов только начинается.

Подведем некоторый промежуточный итог. Сегодня существуют многочисленные, хорошо согласующиеся между собой наблюдательные доказательства существования темной материи. Темная материя не только образует галактическое гало, но и является фоновой плотностью Вселенной в целом. Поэтому проблема

сегодня состоит не столько в объяснении вращательных кривых, сколько в расшифровке природы темной материи. Тот факт, что основная часть материи во Вселенной является небарионной, есть дальнейшее развитие коперниковской точки зрения (ее иногда называют второй коперниковской революцией): мы не только не занимаем особое место во Вселенной, но даже сделаны не из того вещества, которое доминирует во Вселенной. Предсказание небарионной темной материи одно из самых смелых и выдающихся во всей космологии. Если оно, в конце концов, подтвердится прямым наблюдением частиц, из которых состоит темная материя, это будет выдающийся космологический (да и вообще) успех.

Хотя доказательства существования темной материи имеются в избытке, нет консенсуса в вопросе, из чего она состоит. Различные возможности будут обсуждены ниже. Их можно разделить на два основных класса. В первом из них предполагается, что темная материя – форма существования индивидуальных элементарных частиц. Во втором считается, что это совокупность компактных астрофизических объектов, состоящих из многих частиц. Мы будем, в основном, следовать первой точке зрения.

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

В этом разделе мы перечислим пять основных свойств, которые должна иметь темная материя. Первые три (безизлучательность, бесстолкновительность и нерелятивизм) не накладывают никаких реальных ограничений на параметры темной материи, в то время как два последних (темная материя должна быть жидкой и классической) определяют верхнюю и нижнюю границу массы частиц.

1. Оптическая темнота (бездиссипативность)

Темная материя не наблюдаема по свечению (по определению темная материя не излучает и не испускает фотоны ни в каком диапазоне электромагнитных волн), поэтому частицы темной материи должны иметь слабое электромагнитное взаимодействие. Или электрический заряд и электрический и магнитный дипольные моменты должны равняться нулю (или очень малы), или частицы должны быть очень тяжелыми [19]. Важным следствием этого утверждения является то, что темная материя не может охлаждаться за счет испускания фотонов и поэтому не будет коллапсировать в центр галактик, как это делают барионы, теряя свою энергию за счет электромагнитного излучения. Другими словами, темная материя почти бездиссипативна.

2. Бесстолкновительность

В дополнении к отсутствию взаимодействия с электромагнитным излучением, темная материя должна быть также почти бесстолкновительной. Даже, если темная материя не может излучать энергию, столкновения сделали бы гало шарообразными, в противоположность тому, что подавляющее число наблюдений свидетельствует о триаксиальности гало, например, в кластерах [20].

3. Темная материя должна быть холодной

Еще к 1980 году стало понятно, что «холодная» темная материя очень хорошо объясняет наблюдаемые свойства галактик. Измеренная двухточечная корреляционная функция указывает, что значительная часть ее сосредоточена на малых масштабах. Если частицы темной материи имеют значительные скорости, то мощность малых масштабов должна быть подавлена. Чтобы этого не было, частицы должны быть в достаточной мере нерелятивистскими в эпоху равенства материи и излучения, когда температура Вселенной была порядка 1 eV [17]. На практике это условие означает, что если частицы находятся в тепловом равновесии, то их масса должна быть порядка 1 keV и больше. Конечно, не находясь в тепловом равновесии, частицы могут иметь меньшую массу.

4. Темная материя должна быть жидкой

Темная материя должна быть достаточно гладкой на галактических масштабах, так как до сих пор никакая дискретность не была детектирована. Имеется два важных эффекта, связанных с этим свойством темной материи. Первый состоит в том, что дискретность темной материи обеспечивает временную зависимость гравитационного потенциала, которая может разрушить связанную систему. Во-вторых, дискретность темной материи вводит пуассоновский шум в спектр мощности флуктуаций плотности, что находится в конфликте с наблюдениями.

5. Классичность темной материи

Темная материя должна вести себя достаточно классически, чтобы быть ограниченной на галактических масштабах. Ограничения могут быть наложены как на бозоны, так и на фермионы, базируясь только на наблюдаемых свойствах галактик [21]. А именно: плотность галактик должна достигать порядка 1 GeV/cm³, их дисперсия скорости порядка 100 km/s и их размеры порядка 1 kpc.

Если темная материя состоит из бозонов, их квантовая природа проявляется, только если их масса чрезвычайно мала. Для того, чтобы образовались галактики, частицы темной материи должны быть ограничены масштабом порядка 1 kpc. При типичных галактических скоростях длина волны де Бройля $\lambda \sim (eV / m) \mu m$.

Учитывая, что $1 kpc = 3.08 \times 10^{22} \mu m$, частицы будут локализованы на этих масштабах, только если их масса $m \geq 10^{-22} eV$. Это соотношение позволяет получить нижнюю границу для частиц темной материи. Эта величина столь мала, что реально никакого ограничения не накладывает. Тем не менее, эта возможность

рассматривается с точки зрения устранения малых масштабов в галактическом спектре мощности. Гипотетическая темная материя, состоящая из частиц с массами такого масштаба, получила название пористой темной материи.

Нижняя граница для массы фермионов, образующих темную материю, существенно более информативна. Фазовая плотность фермионов имеет максимальное значение $f = gh^{-3}$ [22], где g - число внутренних степеней свободы. В галактическом гало максимальное значение фазовой плотности, в предположении максвелловского распределения по скоростям, $f = \rho / \left[m^4 (2\pi\sigma^2)^{3/2} \right]$. Отсюда $m^4 > \rho h^3 / \left[g (2\pi\sigma^2)^{3/2} \right]$. Выбрав Млечный путь в качестве типичной галактики, где $\rho > 1 \text{ GeV} / \text{cm}^3$ в центре и $\sigma = 150 \text{ km} / \text{s}$ и, предполагая $g = 2$, найдем $m \geq 25 \text{ eV}$ в случае темной материи, состоящей из фермионов.

Для проблемы детектирования темной материи важно знать фазовую структуру гало темной материи, т.е. пространственное распределение плотности и распределение скоростей частиц, образующих гало. Для взаимодействующих частиц, в конце концов, должно установиться равновесное тепловое распределение по скоростям. Простейшее стационарное решение для системы частиц, взаимодействующих посредством только гравитационных сил

$$\rho(r, v) = \rho(r) e^{-v^2/v_0^2}. \quad (40)$$

В отличие от «реального» теплового равновесия, распределение (40) зависит от скоростей частиц, а не от энергий. Такая ситуация характерна для случая бесстолкновительной релаксации в зависящем от времени гравитационном потенциале. Наиболее часто использующиеся распределения плотности, которые согласуются с результатами численного моделирования [23,24]

$$\begin{aligned} \rho(r) &= \frac{4\rho_c}{x(1+x)^2}; \\ \rho(r) &= \frac{4\rho_c}{x^{3/2}(1+x^{3/2})^2}; \quad x \equiv \frac{r}{r_c}, \end{aligned} \quad (41)$$

где r_c - свободный параметр модели, а $\rho_c = \rho(r_c)$.

Однако сферические гало крайне редки, и формулы (41) можно использовать только для грубых оценок. Дело в том, что в рамках теории холодной темной материи большие гало образуются при слиянии гало меньших размеров, которые, в свою очередь, образуются при слиянии еще меньших гало. Такой процесс нарушает большинство предположений, приводящих к сферичности гало. Аккреция темной материи при образовании гало имеет тенденцию к усилению вдоль некоторых предпочтительных направлений, которыми могут, например, служить так называемые космические струны. Безотносительно к таким эффектам, не следует ожидать сферическую форму гало, если время релаксации существенно больше времени слияния гало определенного масштаба. А именно такая ситуация имеет место в бесстолкновительной темной материи. Как при теоретическом моделировании темной материи, так и при наблюдениях гало найдены в основном несферическими [20]. Сферические гало крайне редки. Поэтому анализ формы может дать дополнительный ключ к пониманию природы темной материи и процессов образования гало и галактик.

РЕЛИКТОВАЯ ПЛОТНОСТЬ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

С точки зрения физики частиц, не сложно выполнить ограничения, обсужденные в предыдущем разделе. Но есть еще два неявных важных требования: (1) частица-кандидат должна иметь время жизни, много больше хаббловского времени ~ 10 млрд. лет и (2) космологическая плотность должна быть совместима с наблюдаемой плотностью темной материи. Давайте обсудим возможности удовлетворения второго требования (первое в рамках суперсимметрии с помощью механизма сохранения некоторого квантового числа - R-четности, как мы покажем ниже, может быть удовлетворено без труда). Значительно сложнее удовлетворить первое условие, добившись значения $\Omega_{DM} \sim 0.2$.

Для того, чтобы говорить о получении конкретного значения текущей плотности темной материи, следует выбрать (предположить) некоторый механизм ее генерации в ранней Вселенной. Темная материя может быть произведена простым и предсказуемым образом как тепловой реликт Большого взрыва. Что это означает?

Введем удобное общепринятое обозначение, которым часто будем пользоваться в дальнейшем. Назовем некоторую совокупность частиц-кандидатов термином “WIMP” (Weak Interacting Massive Particles – слабо взаимодействующие массивные частицы). Мы еще много раз будем обращаться к этому понятию, но сейчас это

всего лишь обозначение массивной нейтральной частицы с поперечным сечением, характерным для слабого взаимодействия, и находящейся в тепловом равновесии в ранней Вселенной. В дальнейшем мы объясним, почему взаимодействие такой частицы должно быть обязательно слабым. Начальное условие теплового равновесия позволяет вычислить текущую плотность темной материи, предполагая тип их взаимодействия и экстраполируя текущие космологические данные назад к температуре, сравнимой с массой частиц. Выполним эту процедуру.

Итак, в ранней Вселенной реакции аннигиляции WIMPs в частицы Стандартной модели первоначально находились в равновесии с обратными реакциями. По мере того как Вселенная расширялась, и температура падала, газ WIMP's, все еще находясь в равновесии, уменьшал свою концентрацию быстрее, чем частицы Стандартной модели. Это происходило потому, что равновесная плотность числа нерелятивистских частиц подавлена фактором $e^{-m/T}$ (m -масса WIMP's, T - их температура) по сравнению с релятивистскими частицами. Через некоторое время WIMP's стало так мало, что реакции WIMP аннигиляции прекратились. После этого плотность WIMP's начала падать обратно пропорционально объему или, что то же самое, число WIMP's в сопутствующем объеме оставалось постоянным. В самом деле, в отсутствие взаимодействия

$$\frac{dn}{dt} + 3Hn = 0. \quad (42)$$

Мы немедленно замечаем, что в отсутствии взаимодействия плотность числа частиц n эволюционирует так, как и ожидалось, $n \propto a^{-3}$. Температура релятивистского газа меняется как $T \propto a^{-1}$, поэтому $n \propto T^3$.

Аннигиляция WIMP's приближенно прекращается, когда ее скорость $\Gamma_{ann} = \langle \sigma_{ann} v \rangle n$ становится меньше скорости расширения Вселенной H . Здесь σ_{ann} - поперечное сечение WIMP аннигиляции, v - относительная скорость аннигилирующих WIMP's, $\langle \rangle$ - усреднение по тепловому распределению WIMP. Оценивая H из уравнений Фридмана, получим для реликтовой плотности тепловых WIMP's

$$\Omega_{DM} h^2 = \frac{3 \times 10^{-27} \text{ см}^3 / c}{\langle \sigma_{ann} v \rangle}. \quad (43)$$

Важное свойство этого соотношения состоит в том, что уменьшение поперечного сечения аннигиляции приводит к увеличению реликтовой плотности: вопреки Дарвину, побеждает слабейший. Другими словами, высокая детектируемость определенной частицы-кандидата, вообще говоря, не предполагает (а скорее даже исключает) то, что эта частица является доминирующим компонентом темной материи. Это связано с тем обстоятельством, что скорость детектирования пропорциональна величине поперечного сечения процесса рассеяния (или аннигиляции), в то время как реликтовая распространенность, наоборот, обратно пропорциональна сечению аннигиляции. То есть между скоростью детектирования и космологической распространенностью имеет место очевидная антикорреляция. Отсюда следует, что, вопреки надеждам экспериментаторов, мы всегда столкнемся с проблемой детектирования доминирующего компонента темной материи: мало надежд иметь реликт с высокой распространенностью и высокой скоростью детектирования.

Рис.5 иллюстрирует процесс генерации тепловой реликтовой плотности темной материи. В стадии 1 ранняя Вселенная плотная и горячая, и все частицы находятся в тепловом (химическом) равновесии. В стадии 2 Вселенная охлаждается до температуры T , ниже массы частиц, образующих темную материю, и число частиц при дальнейшем охлаждении экспоненциально подавляется бoльцмановским фактором $e^{-m/T}$. В стадии 3 Вселенная становится настолько холодной и разреженной, что скорость аннигиляции частиц темной энергии слишком мала для поддержания теплового равновесия. Плотность числа частиц темной материи «замораживается» (в сопутствующей системе координат) и в дальнейшем приближается к константе – тепловой реликтовой плотности. В описанном процессе WIMP's с более сильным взаимодействием остаются в равновесии большее время. Следовательно, фиксация плотности для них происходит при более низкой температуре.

На основании размерных соображений поперечное сечение аннигиляции может быть представлено в виде

$$\sigma_A v = k \frac{4\pi\alpha^2}{m^2} (1 \text{ or } v^2). \quad (44)$$

Здесь α - константа слабого взаимодействия, V -относительная скорость аннигилирующих частиц, фактор $\{1, v^2\}$ зависит от наличия S или P волны в процессе аннигиляции, k - подгоночный параметр. При такой параметризации (для данного выбора k) тепловая реликтовая плотность определена как функция m^2 . Мы

видим (см. рис.6), что частицы, образующие всю темную материю ($\Omega_{DM} \simeq 1$) должны иметь $100\text{ GeV} < m < 1\text{ TeV}$, частицы, образующие до 10 % темной материи, $-30\text{ GeV} < m < 300\text{ GeV}$. Ширина возникает в результате учета вклада S и P волн и от изменения $1/2 < k < 2$.

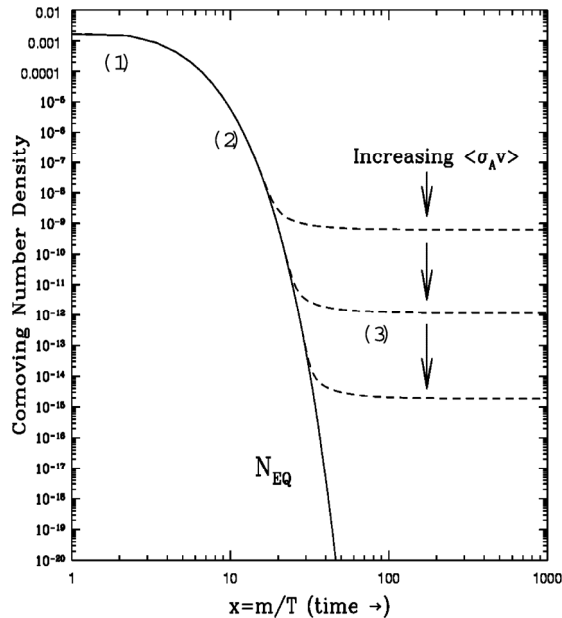


Рис.5. Эволюция плотности числа частиц WIMP's в ранней Вселенной [7].

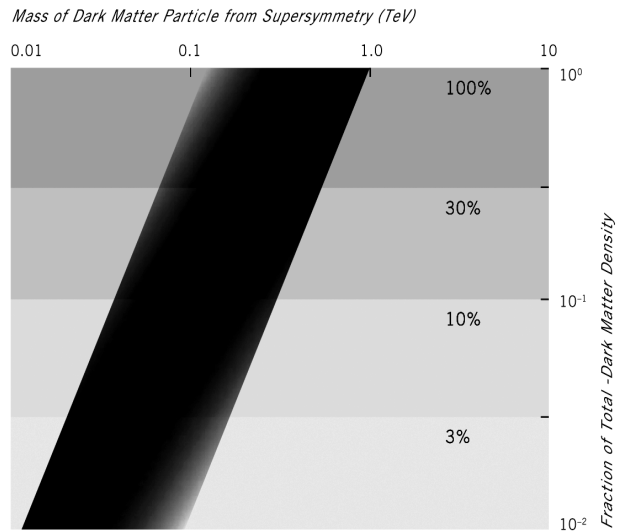


Рис.6. Относительная плотность темной материи как функция массы WIMP [25].

Имеются модели, в которых k лежит вне выбранной нами области. В любом случае, общее заключение оказывается неизменным: частицы с массой порядка масштаба Ферми ($M_F \sim 100\text{ GeV}$ - масштаб слабого взаимодействия.) Его важность для физики элементарных частиц была осознана Ферми почти 70 лет назад. Однако, только теперь стало понятно [26], что пристальное изучение этого масштаба естественно приводят к «правильной» тепловой реликтовой плотности. По этой причине исчерпывающее исследование масштаба Ферми является критическим, если мы надеемся идентифицировать частицу или частицы, образующие темную материю. Даже отрицательный результат, полученный при изучении темной материи, важен для будущих экспериментах на ускорителях, так как без него мы не сможем исключить возможность существования частиц темной материи с массой на масштабе Ферми. Таким образом, мы приходим к выводу: если массы и поперечные сечения частиц-кандидатов определяются масштабом слабого взаимодействия, то их реликтовая плотность лежит около наблюдаемого значения, $\Omega \sim 0.2$.

ЧАСТИЦЫ-КАНДИДАТЫ

В этом разделе мы кратко коснемся возможных реализаций темной материи в форме частиц-кандидатов. Мы рассмотрим только те возможности, которые уже были изучены, по крайней мере, качественно. Мы пройдем от кандидатов с минимальной массой 10^{-22} eV (пористая холодная материя, уже упоминавшаяся выше) до максималов с массой порядка $10^6 M_\odot \approx 10^{72}\text{ eV}$. Эта область охватывает более 90 порядков массового диапазона. Выше мы говорили о ряде ограничений, накладываемых на частицы-кандидаты. Однако, эти ограничения не смогли существенно сдержать фантазию теоретиков. К сожалению, наблюдения пока не позволяют существенно ограничить массы частиц-кандидатов, поэтому приходится рассматривать так много возможностей. Тем не менее, как мы уже отмечали, многие соображения указывают на то, что слабый масштаб порядка 100 GeV наиболее перспективен для решения проблемы темной материи.

Чтобы разобраться в этом гигантском зоопарке частиц-кандидатов, необходима первоначальная классификация. К настоящему времени их имеется несколько, что само по себе говорит о том, что мы только нащупываем правильную дорогу.

Одна из возможных классификаций темной материи основана на ее температуре во время образования галактик. Горячая темная материя была релятивистской в момент образования галактик и как следствие затрудняла образование макроскопических объектов в силу своего большого давления. Холодная темная

материя была нерелятивистской в момент образования галактик и поэтому была способна эффективно коллапсировать под действием гравитации в силу своего пренебрежимо малого давления. Теплая темная материя была квазирелятивистской в момент образования галактик и, следовательно, представляет промежуточный случай между холодной и горячей темной материей.

Второй важный тип классификации частиц-кандидатов базируется на механизме их рождения. Частицы, которые были в тепловом равновесии в ранней Вселенной, подобно WIMP's, называются тепловыми реликтами. Частицы, которые были произведены за счет нетеплового механизма и никогда не имели шанса достигнуть теплового равновесия в ранней Вселенной, называются нетепловыми реликтами.

Полезна и другая форма классификации, делящая все частицы-кандидаты на три класса: I, II, III. Частицы-кандидаты, принадлежащие к классу I это частицы, про которых известно, что они существуют. Пример такого типа частиц – нейтрино. Тип II – частицы-кандидаты, которые еще не открыты, но «хорошо мотивированные». Этот термин используется для частиц, которые (1) были предложены для решения общих проблем физики элементарных частиц, априори не связанных с темной материей и (2) они имеют взаимодействие и массы, определенные в рамках общепринятых моделей физики частиц. К этому классу относятся: стерильное нейтрино, аксионы, легчайшие суперсимметричные частицы, которыми могут быть нейтралино, гравитино или s-нейтрино. Наконец, к категории III относятся все другие кандидаты. Например, частицы, порождаемые теориями с дополнительными размерностями, частицы-кандидаты, связанные со струнными теориями и т.д. Подчеркнем, что кандидаты могут переходить из класса III в класс II и даже I, по мере нашего прогресса в физике элементарных частиц. Рассмотрим в рамках последней классификации некоторые, наиболее перспективные «текущие» частицы кандидаты.

Кандидаты класса I: частицы, которые существуют

Частицы-кандидаты, которые существуют в природе имеют очевидное преимущество перед теми частицами, которых еще только необходимо детектировать. Основная частица в этом классе – нейтрино.

Известны три «аромата» нейтрино: электронное нейтрино ν_e , мюонное нейтрино ν_μ и τ -нейтрино ν_τ , названные так, потому что возникают или исчезают в сопровождении электрона, мюона или τ -лептона, соответственно. Известно, что нейтрино, по крайней мере, некоторые, должны иметь массу. Это открытие было сделано с помощью наблюдения нейтринных ароматных осцилляций, т.е. спонтанного перехода одного аромата в другой при распространении нейтрино от точки к точке. Связь между массой нейтрино и осцилляции ароматов может быть понята следующим образом.

Рассмотрим для простоты случай двух ароматов (вместо трех), например, ν_e, ν_μ [7]. Слабое взаимодействие производит ароматные собственные состояния $|\nu_e\rangle, |\nu_\mu\rangle$, которые ассоциируются с соответствующими заряженными лептонами. Однако, эти собственные состояния по аромату не являются энергетическими собственными состояниями. Пусть $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle$ два собственных состояния в системе двух ароматов с энергиями E_1 и E_2 соответственно. Собственные состояния по аромату и по энергии связаны унитарным преобразованием

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle, \\ |\nu_\mu\rangle &= -\sin\theta |\nu_1\rangle + \cos\theta |\nu_2\rangle. \end{aligned} \quad (45)$$

Пусть при $t = 0$ было создано состояние ν_e , так что

$$|\psi(0)\rangle = |\nu_e\rangle. \quad (46)$$

Волновая функция эволюционирует во времени согласно

$$|\psi(t)\rangle = e^{-i\hat{H}t} |\psi(0)\rangle = e^{-i\hat{H}t} |\nu_e\rangle. \quad (47)$$

Разложим $|\nu_e\rangle$ по собственным состояниям энергии

$$|\psi(t)\rangle = \cos\theta e^{-iE_1t} |\nu_1\rangle + \sin\theta e^{-iE_2t} |\nu_2\rangle. \quad (48)$$

Зададим вопрос, какова вероятность наблюдения нейтрино в состоянии $|\nu_\mu\rangle$ в момент времени t , т.е. наблюдения аромата ν_μ вместо первоначального ν_e . Согласно стандартным правилам квантовой механики

$$\text{Pr rob}(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \left| \langle \nu_\mu | \psi(t) \rangle \right|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 \left[\frac{1}{2} (E_2 - E_1) t \right]. \quad (49)$$

Для свободного релятивистского нейтрино

$$E = \sqrt{p^2 + m^2} \simeq p + \frac{m^2}{2p} \quad (50)$$

и

$$E_2 - E_1 \simeq \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p}. \quad (51)$$

Следовательно

$$\text{Prob}(v_e \rightarrow v_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left[\frac{(m_2^2 - m_1^2)t}{4p} \right]. \quad (52)$$

Из (52) следует: наблюдение нейтринных осцилляций подразумевает, что нейтринные массы отличны друг от друга и, следовательно, отличны от нуля. К настоящему времени нейтринные осцилляции были детектированы в двух системах. Атмосферные мюонные нейтрино, возникающие благодаря столкновению космических лучей с земной атмосферой, конверсировались в τ -нейтрино [27]

$$v_\mu \rightarrow v_\tau; \quad \Delta m_{23}^2 \sim 3 \times 10^{-3} eV^2. \quad (53)$$

Солнечные нейтрино, генерируемые в ядерных реакциях на Солнце, также демонстрируют осцилляции [28]:

$$v_e \rightarrow v_\mu \text{ или } v_\tau; \quad \Delta m_{12}^2 \sim 7 \times 10^{-5} eV^2. \quad (54)$$

Эти результаты могут быть использованы для нахождения нижнего предела массы тяжелейшего нейтрино

$$\text{масса тяжелейшего нейтрино} \geq 0.05 eV. \quad (55)$$

Верхний предел для массы нейтрино может быть получен из лабораторных экспериментов, таких как распад трития, и экспериментов на ускорителях. Результаты таковы:

$$m_1 < 2.8 eV; \quad m_2 < 190 keV; \quad m_3 < 18.2 MeV. \quad (56)$$

Однако маленькая разность масс, накладываемая условиями (53) и (54) подразумевает, что минимальный из трех верхних пределов применим во всех трех случаях. Поэтому

$$m_i < 2.8 eV \quad (i = 1, 2, 3). \quad (57)$$

Полученная оценка нейтринной массы позволяет стандартными способами [7] оценить вклад массивного нейтрино в космологическую плотность энергии

$$0.0006 < \Omega_\nu h^2 < 0.0076. \quad (58)$$

Поэтому нейтрино, определенно, образуют темную материю, хотя, скорее всего, очень незначительный ее компонент.

Как мы показали, нейтрино с массой $m_\nu \sim 1 eV$ могут составлять лишь незначительную часть полной плотности энергии Вселенной. Нейтрино же с массой на порядок больше ($m_\nu \approx 30 eV$) приводят к $\Omega_\nu \approx 1$

и решают проблему. Однако, даже если $m_\nu \approx 30 eV$ имеются серьезные аргументы против того, что нейтрино составляют основную часть темной материи. Используя один из обсужденных выше вариантов классификации частиц-кандидатов, можно сказать, что нейтрино может образовать только горячую темную материю, потому что они двигались с релятивистскими скоростями в момент начала образования галактик. Но горячая темная материя не может корректно воспроизвести наблюдаемую структуру Вселенной. Во Вселенной, в которой доминируют нейтрино, вначале должны были образоваться большие структуры, а малые позднее, за счет фрагментации больших объектов. В такой Вселенной галактики образовались бы совсем недавно. Такие временные масштабы несовместимы с нашими представлениями о галактической эволюции. Это гасит первоначальный энтузиазм касательно Вселенной, в которой доминируют нейтрино. Поэтому у многих космологов теперь в чести альтернативные модели с доминированием холодных, а не горячих частиц. Эти модели будут обсуждены ниже.

Три существующих типа нейтрино являются среди известных частиц (класс I) единственными кандидатами на роль небарионной темной материи. Так как наше рассмотрение показало, что они не могут привести к наблюдаемой величине плотности темной материи, мы вынуждены обратиться к гипотетическим частицам, принадлежащим к классам II, III.

Кандидаты класса II,III: гипотетические частицы

Перечислим наиболее популярные частицы такого типа.

Аксионы. Сильные взаимодействия нарушают CP инвариантность с единичной интенсивностью, в то время как эксперимент утверждает, что эти нарушения должны быть меньше или порядка $\sim 10^{-9}$. Введение дополнительного параметра в динамическое поле позволяет решить эту проблему ценой введения легкой псевдоскалярной частицы-бозона, получившего название аксион [29]. Допустимое массовое окно, представляющее интерес для решения проблемы темной материи, лежит в интервале $\mu eV \leq m \leq meV$. Нижняя граница обязана известному значению реликтовой плотности аксионов в то время как верхняя граница возникает из требования достаточной слабости аксионного взаимодействия, чтобы звезды охлаждались с помощью фотонного, а не аксионного механизма.

MeV-ная темная материя. Недавно спутник «Интеграл» наблюдал поток $511 keV$ позитронов из галактического центра, который трудно согласовать с известными астрофизическими источниками. Было предположено, что эта эмиссия может быть обязана e^+e^- парам, которые являются продуктом аннигиляции частиц темной материи в MeV -ной области [30]. Их масса может быть слишком мала, чтобы не допускать адронные конечные состояния. Однако мотивация физики частиц для такого сценария более слабая, чем для других кандидатов.

Гравитино. Суперпартнер гравитона, частица со спином $3/2$ - гравитино, явилась первой суперсимметричной частицей, рассмотренной как частица-кандидат для решения проблемы темной материи (1982) [31]. Оценки показывают, что масса гравитино лежит в keV -ной области, поэтому образуемая такого типа частицами темная материя может быть только теплой. С учетом возникающих для теплой материи проблем с образованием крупномасштабных структур, интерес к этой частице-кандидату постепенно ослабевает.

S-нейтрино. Возможный кандидат на роль темной материи – скалярный суперпартнер нейтрино. Однако он впал в немилость по двум следующим причинам. Во-первых, эта частица аннигилирует очень интенсивно, поэтому требуется масса более $500 GeV$ для того, чтобы обеспечить наблюдаемую плотность темной материи.

Во-вторых, сечение ее упругого рассеяния на ядрах очень велико (порядка $10^{-15} bn$). Это указывает на то, что они должны быть легко детектируемы имеющейся экспериментальной аппаратурой.

Аксино. Если аксионы, предложенные для решения проблемы CP инвариантности, существуют и суперсимметрия действительно имеет место, аксион естественно должен иметь суперпартнера – частицу со спином $1/2$ - аксино. В зависимости от условий в ранней Вселенной, эта частица может реализовывать либо теплую, либо холодную темную материю [32].

Газ Чаплыгина [33]. Этот газ подчиняется уравнению состояния

$$p = -\frac{A}{\rho}. \quad (59)$$

Из уравнения (6) немедленно следует

$$\rho = \sqrt{A + \frac{B}{a^6}}, \quad (60)$$

где B - константа интегрирования. Как мы видим, газ Чаплыгина ведет себя как обычная материя ($w = 0, \rho \sim a^{-3}$) на ранних этапах эволюции (малые a) и как темная энергия ($w = -1, \rho = const$) - на более поздних.

WIMPzillas (zillion – несчетное количество) [34]. В конце инфляции гравитационное взаимодействие может порождать богатый спектр частиц. На масштабе $10^{13} GeV$ эти частицы, если окажутся стабильными, могут объяснять темную материю. Кроме того, такие частицы могут распадаться с временами жизни больше возраста Вселенной, обеспечивая источник космических лучей ультравысокой энергии.

Нетопологические солитоны [35]. Суперсимметричные теории допускают нетопологические солитоны, называемые Q-balls. Они переносят барионные и/или лептонные числа и могут быть абсолютно стабильными, если достаточно велики. Они интересны как кандидат на роль темной материи.

Универсальные дополнительные размерности. Если наше четырехмерное пространство- время погружено в пространство более высокой размерности, то возбуждения состояний Стандартной Модели вдоль ортогональных размерностей (называемых возбуждениями Калузы-Клейна) могут быть жизнеспособными кандидатами на роль частиц темной материи [36]. Подобно суперсимметрии, где частицы имеют партнеров, и здесь имеются партнеры, но не отличающиеся спином. Поэтому этот сценарий получил название «бозонной

суперсимметрии». Стабильность легчайшего возбуждения Калузы-Клейна может быть обеспечена симметрией, связанной с четностью, а массы около 1TeV дадут разумную реликтовую плотность после теплового замораживания, точно так, как это происходит в суперсимметричных моделях.

Браны. Струнные теории естественно содержат объекты различных размерностей, называемые бранами. Их возбуждения (флуктуации) трактуются как частицы, так называемые браны. Эти флуктуации могут быть превращены в подходящие кандидаты на роль частиц темной материи, как тепловой, так и не тепловой [37].

Зеркальная материя. Современная концепция зеркального мира – старая концепция, представляющая возврат к не сохранению четности в слабых взаимодействиях. В зеркальном сценарии темная материя есть обычная материя в зеркальном мире. Этот сценарий может быть реализован в контексте бранной космологии, в котором наша и зеркальная Вселенные – две браны в пространстве более высокой размерности [38].

Компактные объекты [39]. Альтернативный подход к проблеме структуры темной материи состоит в том, что она (или ее значительная часть) состоит из «темных» барионов в форме несветящихся объектов. Кандидатами на роль таких объектов являются планеты, подобные Юпитеру, коричневые карлики (их массы недостаточны для инициирования термоядерной реакции), белые карлики, нейтронные звезды. Эти объекты получили название МАСНО (MASSive Compact Halo Object). Для их детектирования была успешно использована техника гравитационного линзирования. Интересно отметить, что МАСНО фактически являются единственными надежно обнаруженными структурными составляющими темной материи. Однако, в силу условия $\Omega_B = 4\% \pm 0.4\%$, такие объекты могут составлять лишь незначительную часть темной материи.

Черные дыры [40]. Популяция первичных черных дыр, т.е. образованных на ранней стадии эволюции Вселенной, может действовать подобно холодной темной материи. Однако, если они сделаны из барионов, они должны образоваться до эпохи нуклеосинтеза, чтобы избежать ограничения $\Omega_B \leq 0.024$. Барионы, уже находящиеся в черных дырах во время нуклеосинтеза, не должны учитываться при выводе этого ограничения, так как они недоступны для участия в образовании ядер. При определенных условиях черные дыры могут образовываться в ранней Вселенной [41]. Скорость рождения черных дыр увеличивается, когда уравнение состояния смягчается ($p < \rho/3$). Это легко понять: если давление уменьшается, объектам легче коллапсировать. Последний такой фазовый переход во Вселенной – кварк-адронный фазовый переход имел место при температуре $T \sim 100\text{MeV}$.

СУПЕРСИММЕТРИЧНЫЕ ЧАСТИЦЫ-КАНДИДАТЫ

В этом разделе мы кратко введем основные термины теории суперсимметрии, так как именно с этой теорией связаны наиболее перспективные частицы-кандидаты. Суперсимметрия на слабом масштабе (масштабе Ферми), а именно он и лежит в центре поиска частиц-кандидатов, представляет наиболее мотивированную основу для новой физики частиц. Она обеспечивает естественных кандидатов, представляющих темную материю, с приблизительно правильной реликтовой плотностью. Этот факт обеспечивает сильную фундаментальную и полностью независимую мотивировку для суперсимметричных теорий. По этой причине, применение суперсимметрии в космологии, и наоборот, заслуживает самого серьезного рассмотрения. Косвенная польза изучения темной материи состоит в том, что она переводит результаты теории суперсимметрии в прикладную плотность и ее предсказания могут быть проверены в ближайшее время.

Суперсимметрия – расширение известных симметрий пространства-времени, описываемых неоднородной группой Лоренца или группой Пуанкаре [42]. Группа Лоренца состоит из однородных линейных преобразований координат $x = \{x_0 \equiv ct, x, y, z\}$ четырехмерного пространства-времени, оставляющих инвариантной квадратичную форму

$$s^2 = c^2 t^2 - x^2 - y^2 - z^2. \quad (61)$$

Группа Лоренца включает пространственные повороты в плоскостях xy, xz, yz , повороты в плоскостях xt, yt, zt (преобразования Лоренца к системе, движущейся с постоянной скоростью по направлению одной из пространственных осей координат), отражения пространственных осей (направление времени не изменяется) и все произведения указанных преобразований. Группа Пуанкаре представляет группу Лоренца, дополненную преобразованиями сдвигов по всем четырем осям, т.е. шесть генераторов группы Лоренца, дополненные четырьмя генераторами сдвигов P_μ , образуют группу Пуанкаре. Суперсимметрия – симметрия, возникающая в

результате дополнения этих десяти генераторов фермионными операторами Q_α [43]. Можно показать, что она является максимально возможным обобщением симметрии, описываемой группой Пуанкаре.

Если симметрия существует в природе, то, действуя на физические состояния генераторами группы симметрии, мы получаем другие физические состояния. Например, действуя на электрон оператором импульса, мы получаем электрон, транслированный в пространстве и времени. Пространственно-временные симметрии

оставляют квантовые числа инвариантными. В рассмотренном примере начальное и конечное состояние электрона имеют одинаковые массу, заряд и другие квантовые числа.

В точно суперсимметричном мире, действуя на физическое состояние генератором Q_α , мы получим другое физическое состояние. Как и другие операторы группы Пуанкаре, Q_α не изменяет массу, заряд и другие квантовые числа, но переводит бозоны в фермионы и наоборот. Важнейшее предсказание суперсимметрии, тогда состоит в том, что каждая частица имеет суперпартнера со спином, отличающимся на $1/2$.

Можно показать, что в Стандартной модели нет частиц, которые являются суперпартнерами друг друга. Суперсимметрия, с другой стороны, предсказывает множество суперпартнеров, ни один из которых не был открыт. Вырожденные по массе суперпартнеры не могут существовать, так как они бы были уже давно открыты. Поэтому суперсимметрия не может быть точной симметрией. Жизнеспособными суперсимметричными теориями, следовательно, являются только теории с невырожденными суперпартнерами. Такие теории могут быть получены с помощью введения нарушающих суперсимметрию вкладов в массы суперпартнеров, так чтобы вывести расщепление по массам за пределы, накладываемые текущими исследованиями. На первый взгляд это приведет к драматическим следствиям, которые существенно нарушат привлекательность суперсимметрии. Оказывается, однако, что ее главные достоинства сохраняются и после введения этих, нарушающих суперсимметрию, членов.

Если не принять специальных мер, появление суперпартнеров может привести к нарушению барионных и лептонных квантовых чисел на недопустимом уровне. Например, протонный распад $p \rightarrow \pi^0 e^+$ может быть осуществлен с помощью скварка (суперпартнера обычного кварка).

Элегантный путь запретить этот распад состоит в наложении условия сохранения R-четности, см. [44], $R_p = (-1)^{3(B-L)+2S}$, где B, L, S - барионное число, лептонное число и спин (барионы – адроны с полуцелым спином). Все частицы Стандартной модели имеют $R_p = 1$, а все суперпартнеры $R_p = -1$. Сохранение R-четности означает, что в каждой вершине $\prod R_p = 1$ и поэтому обе вершины на рис.5 запрещены. Протонный распад, конечно, может быть запрещен без привлечения понятия о сохранении R-четности, например, запретом B или L нарушения (но не их обоих), но это приведет к новым проблемам.

Немедленным следствием сохранения R-четности является следующее важнейшее утверждение: легчайшая суперсимметричная частица (LSP) не может распадаться на частицы Стандартной модели и, следовательно, является стабильной. Кроме того, согласно закону сохранения R-четности суперсимметричные частицы могут рождаться только парами и распадаться только на нечетное число суперсимметричных частиц.

Когда мы говорили о важнейших свойствах частиц-кандидатов, мы отметили, что (1) частица-кандидат должна иметь время жизни, много больше хаббловского времени ~ 10 млрд. лет и (2) космологическая плотность должна быть совместима с наблюдаемой плотностью темной материи. Выше мы показали, что второе требование может быть автоматически выполнено для частиц слабо взаимодействующих частиц с массами порядка масштаба Ферми. Теперь мы видим, что в рамках суперсимметрии есть механизм, обеспечивающий требуемую устойчивость частицы-кандидата. Он связан с сохранением R-четности. Другими словами, природа обладает некоторой симметрией, которая обеспечивает существование новой стабильной частицы, которая может дать существенный вклад в текущую плотность энергии Вселенной.

Предполагается, что ЛСЧ не принимает участия ни в электромагнитном, ни в сильном взаимодействиях. В противном случае она проявлялась бы в настоящее время в качестве необычно тяжелой частицы, доступной наблюдению. Распространенность такой LSP $n(LSP)$, нормированная на распространенность протона $n(p)$, получилась бы 10^{-10} для сильного взаимодействия и 10^{-6} для электромагнитного. Эти значения противоречат экспериментальным верхним границам:

$$n(LCP)/n(p) < 10^{-15} - 10^{-30}.$$

Эта оценка зависит от масс и в данном случае отвечает

$$1\text{GeV} < m_{LCP} < 10^7\text{GeV}.$$

Поэтому был сделан вывод, что LSP помимо гравитационного, участвует только в слабом взаимодействии.

В большинстве суперсимметричных моделей LSP представляет собой линейную комбинацию некоторых частиц Стандартной модели со спином $1/2$. Электрически нейтральные частицы Стандартной модели $(G, \nu, B, W^0, H_d, H_u)$ вместе с их суперсимметричными партнерами $(\tilde{G}, \tilde{\nu}, \tilde{B}, \tilde{W}^0, \tilde{H}_d, \tilde{H}_u)$ представлены на рис.7.

Spin	U(1) M_1	SU(2) M_2	Down-type μ	Up-type μ	$m_{\tilde{\nu}}$	$m_{3/2}$
2						G graviton
3/2						$\tilde{G}$ gravitino
1	B	W^0				
1/2	$\tilde{B}$ Bino	$\tilde{W}^0$ Wino	$\tilde{H}_d$ Higgsino	$\tilde{H}_u$ Higgsino	ν	
0			H_d	H_u	$\tilde{\nu}$ sneutrino	

Рис.7. Нейтральные частицы в суперсимметричном спектре [45].

Суперсимметричные частицы со спином $1/2$ ($\tilde{B}, \tilde{W}^0, \tilde{H}_d, \tilde{H}_u$) отличаются только своими электрослабыми квантовыми числами. После нарушения электрослабой симметрии эти калибровочные состояния перемешиваются и образуют четыре собственных состояния с определенной массой. Массовые собственные состояния называются нейтралينو и обозначаются $\{\chi = \chi_1, \chi_2, \chi_3, \chi_4\}$. Нумерация выполнена в порядке увеличения масс. Отметим, что нейтралино являются майорановскими фермионами: они являются собственными античастицами. Этот факт имеет важное следствие для нейтральной темной материи.

В настоящее время суперсимметрия реализована на широком классе конкретных моделей с широким спектром соотношений между модельными параметрами. Это индуцирует широкую вариабельность феноменологии нейтральной темной материи. Простейшая реализация суперсимметрии представлена так называемой схемой минимальной супергравитации (mSUGRA) [46]. В этой схеме в дополнении к унификации всех калибровочных констант на масштабе Великого объединения (10^{16} GeV) также универсальны все массовые параметры. Низкоэнергетический спектр модели получается разворачиванием всех параметров с помощью уравнений ренорм группы. Модель очень предсказательна, так как зависит всего от четырех параметров. Она генерирует содержательную феноменологию нейтральной темной материи.

Более ослабленная реализация суперсимметрии известна как неуниверсальная супергравитация (nuSUGRA) [47]. В этой реализации ослаблены некоторые условия унификации на масштабе Великого объединения.

Возможно, что унификация калибровочных констант и/или массовых параметров может возникать на масштабах, отличных от масштаба Великого объединения, в частности, ниже этого масштаба. В этих условиях нейтральная феноменология существенно модифицируется.

Заметим, что пространство параметров указанных моделей существенно ограничено текущими экспериментальными данными – негативными результатами поиска суперсимметрии на ускорителях LEP, Tevatron.

Легчайшее нейтралино (его масса порядка масштаба Ферми), частица, рассматриваемая как LSP, - частица-кандидат на роль темной материи, выдержавшая наибольшее число тестов. Имеется, по крайней мере, четыре причины рассматривать нейтралино в качестве основного кандидата:

1. Гипотеза может быть протестирована в ближайшее время.
2. Частицы с массами масштаба Ферми независимо мотивированы попытками понять нарушение электрослабой симметрии.
3. Стабильность нейтралино, приводящая к стабильности темной материи, является результатом дискретной симметрии, которая необходима для внутренней непротиворечивости электрослабых теорий, независимо от космологии.
4. Эти частицы естественно приводят к правильной феноменологии и наблюдаемым плотностям темной материи.

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ – КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Разделим методы детектирования темной материи на две части: методы, использующие космологические наблюдения, и эксперименты по поиску частиц-кандидатов темной материи на ускорителях. Начнем с обсуждения попыток обнаружить частицы-кандидаты в космологических наблюдениях.

Если нейтралино или, в более широком контексте, WIMPs представляют собой темную материю, они не только будут образовывать фоновую плотность Вселенной, но также будут кластеризоваться вместе с обычными звездами в галактических гало. В частности, они будут представлены в нашей собственной галактике, Млечном пути. Это порождает надежду детектирования реликтовых WIMPs непосредственно на Земле. Методы прямого детектирования основаны на поиске упругого (или неупругого) рассеяния WIMPs на ядрах детектора-мишени. Ядра отдачи передают приобретенную в результате столкновения энергию через ионизацию или тепловые (фононные) процессы. Энергетические потери нейтралино с массами $10 \text{ GeV} < m < 100 \text{ GeV}$ в таких детекторах не более 100 keV . Современные методы регистрации энергии ядер отдачи такого масштаба основаны на использовании традиционных сцинтилляционных, полупроводниковых и газовых детекторов, а также новых низкотемпературных детекторов и детекторов на

основе сверхпроводящих микрогранул и перегретых капель. Так как детектирование будет происходить на Земле, нам необходимо знать некоторые характеристики нашей галактики, для того чтобы быть уверенным в реальности такого эксперимента. Заметим, что изучение возможности детектирования темной материи началось с 1982 года [48].

Локальная плотность темного гало нашей галактики в окрестности Земли оценивается как

$$\rho_{DM} \simeq 0.3 \text{ GeV} / \text{cm}^3 \sim 5 \times 10^{-25} \text{ g} / \text{cm}^3. \quad (62)$$

Оценки получены, исходя из общей массы гало $\sim 10^{12} M_{\odot}$ и пространственного распределения плотности гало $\rho_{galo} \sim 1/r^2$. Полагая, что преобладающую часть гало составляют WIMPs, например, нейтраліно с массами $m \sim 100 \text{ GeV}$, получим для плотности числа частиц $n_0 = 3 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$. Если WIMPs имеют максвелловское распределение по скоростям со средним значением $v \sim 270 \text{ km s}^{-1}$ (эта скорость близка к скорости Солнца, так как движение происходит в общей гравитационной яме), то поток частиц $J_0 = n_0 v_0 \approx 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ имеет довольно большую величину $\sim 10^5 \text{ cm}^{-2}$. Хотя это число и кажется большим, то обстоятельство, что WIMPs слабо взаимодействуют с материей, делает их детектирование сложной проблемой.

В самом деле, скорость счета на единицу массы детектора пропорциональна потоку нейтраліно, падающему на детектор, и сечению упругого рассеяния на ядрах. Если новые слабо взаимодействующие части действительно существуют в природе, их поперечное сечение должно быть $\sigma \simeq \alpha^2 / m_{weak}^2$, где $\alpha \simeq O(10^{-2})$ - константа слабого взаимодействия, а $m_{weak} \simeq O(100 \text{ GeV})$ масса порядка массы W калибровочного бозона. Поэтому получим $\sigma \approx 10^{-9} \text{ GeV}^{-2} \approx 1 \text{ pb}$.

Заметим, что экспериментаторы предпочитают иметь дело с WIMP-нуклонным сечением, а не WIMP-ядерным. Это сечение порядка $\approx 10^{-8} \text{ pb}$. Очень грубая оценка скорости срабатывания детектора $R \sim J_0 \sigma / M_N \approx 10 \text{ events kg}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ (для материала с ядрами, содержащими около 100 нуклонов, т.е. $M_N \sim 100 \text{ GeV} = 177 \times 10^{-27} \text{ kg}$). Это означает, что каждый день несколько WIMPs (точное число зависит от веса материала детектора) будут ударять по атомным ядрам, из которых состоит детектор. Конечно, проведенные выше вычисления следует рассматривать только как оценку. В точных вычислениях следует учесть взаимодействие WIMPs с кварками и глюонами, трансляцию их во взаимодействие с нуклонами и, наконец, и, наконец, во взаимодействие с ядрами.

Очевидно, что при таком малом количестве событий интересующий нас сигнал трудно отделить от фона, и все эксперименты должны проводиться глубоко под землей. Для тяжелых ($\sim 100 - 1000 \text{ GeV}$) и медленно движущихся частиц ($\sim 100 \text{ km s}^{-1}$), гипотетически образующих темную материю, кинетическая энергия очень мала, около 100 keV . Она попадает в диапазон энергий $\text{keV} - \text{MeV}$ космических лучей, бомбардирующих поверхность Земли. В частности, нейтроны, порождаемые столкновением космических мюонов с ядрами, воспроизводят ядра отдачи подобные тем, что ожидаются в экспериментах по обнаружению WIMPs, но при существенно больших скоростях отсчета $\sim 10^3 \text{ events kg}^{-1} \text{ day}^{-1}$.

Хотя детекторы, расположенные глубоко под землей, уменьшают фон на порядки величины, по сравнению с его значением на уровне моря, это еще не решает все проблемы. Детекторы должны быть защищены от естественной радиоактивности окружения (например, скал) и самого материала детектора. Она сопровождается потоками нейтронов, рентгеновского и гамма излучения, приводя к росту электронов отдачи. Последние могут быть проблемой для детекторов, работающих на ионизации или сцинтилляциях света. Это связано с тем, что ядра отдачи с энергиями в несколько keV существенно менее эффективны, с точки зрения ионизации или испускания света, чем электроны той же энергии. Различные защиты используются для того, чтобы уменьшить этот фон. В частности используются в качестве шторки материалы с низкой радиоактивностью, такие как высокочистая медь или подвергшийся старению свинец. Конечно, и для детекторов используются высокочистые материалы.

Перейдем теперь к результатам, полученным в результате экспериментов по прямому детектированию частиц-кандидатов, составляющих темную материю. Основной массив полученных результатов носит

отрицательный характер. Лучшие комбинации данных по прямому детектированию позволили исключить поперечные сечения WIMPs-нуклоны на уровне больше $10^{-5} pb$ для масс WIMP $\sim 100 GeV$. Хотя это и очень интересное ограничение, но оно все еще выше ожидаемого значения $\sim 10^{-8} pb$.

Теперь обратимся к заявлению коллаборации DAMA (Dark Matter) [49] о первой прямой WIMP регистрации. В основе большинства экспериментов по детектированию темной материи лежит в той или иной форме следующая простая идея: если полезный (WIMP) сигнал очень слаб, то для относительной надежности детектирования следует учесть специфические особенности этого сигнала, позволяющие выделить его на фоне высокого уровня «шума». Одна из возможных реализаций этой идеи была предложена еще в 1986 году [50]. Именно эта идея и была положена в основу экспериментов коллаборации DAMA. Остановимся на этих экспериментах подробнее.

По своей идеологии эти эксперименты очень напоминают классические опыты по обнаружению эфира (эфирного ветра). Так как Солнце вращается вокруг центра галактики, любой объект, входящий в Солнечную систему, испытывает «WIMP-ветер». Так как Земля вращается вокруг Солнца, скорость ветра на Земле изменяется со временем года. Зависимость скорости счета от относительной скорости детектор-гало приводит к годовым модуляциям последней. Обнаружение именно этих модуляций и было основной целью экспериментов, выполненных коллаборацией DAMA.

Как показано схематически на рис.8, Солнце движется по галактике со скоростью $v_0 \approx 230 km s^{-1}$, а Земля движется вокруг Солнца со скоростью $\approx 30 km s^{-1}$. При этом земная орбита наклонена к плоскости галактики под углом 60° . Оказывается, что в июне скорость вращения Земли прибавляется к скорости Солнца, с которой оно пересекает гало, (максимальная скорость достигается около 2 июня), в то время как в декабре две скорости имеют противоположные направления. Если это учесть, то полная скорость Земли будет задаваться выражением

$$v_E = v_0 \left\{ 1.05 + 0.07 \cos \left[\frac{2\pi(t - t_m)}{1 year} \right] \right\}, \quad (63)$$

где $t_m = 2 \text{ июня} \pm 1.3 \text{ дня}$. Эти флуктуации приводят к наличию двух экстремумов в скорости: минимума и максимума. Вариации очень малы, порядка $\approx 7\%$. Экспериментально их можно обнаружить только, если работать с большим количеством событий и с детекторами большой массы.

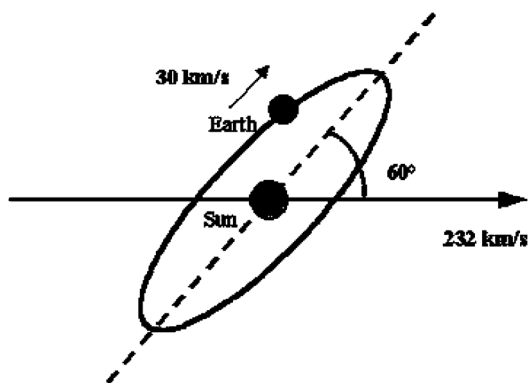


Рис.8 Схематическое представление движение Солнца и Земли через Галактику.

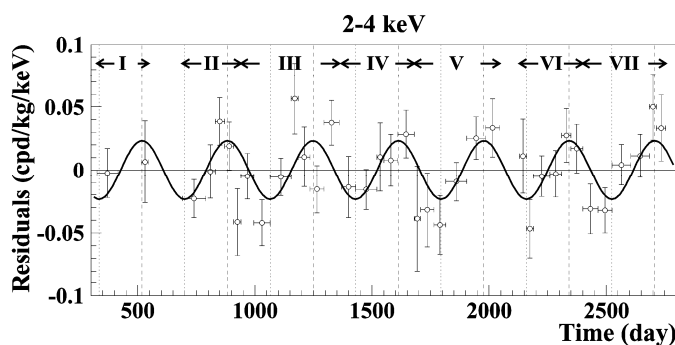


Рис.9. Годовые модуляция числа отсчетов детектора, вызванных WIMP's по данным DAMA коллаборации [49].

В экспериментах коллаборации DAMA (Gran Sasso National Laboratory, максимальная толщина скалы составляла 1400 метров) использовались девять кристаллов NaI, каждый весом 9.7 kg. Детекторы - сцинтилляторы измеряли ионизацию, вызванную ядрами отдачи, с помощью эмиссионных фотонов. Замечательно, что они обнаружили, что их детекторы срабатывали чаще в июне, чем в декабре. Данные, собранные по четырехлетним наблюдениям DAMA/NAI-1,2,3,4 (наблюдения продолжались вплоть до второй половины августа 1999 года) достаточно явно говорили о годовой модуляции скорости отсчетов. Более того, более поздние данные, доложенные в 2003 году, подтвердили этот результат. В частности DAMA/NAI-5 данные были собраны с августа 1999 года по вторую половину июля 2000 года. После этого были проведены DAMA/NAI-6 (2000-2001) и DAMA/NAI-7 (2001-2002). Анализ этих семи годовых циклов дает прямое доказательство модуляции ежегодных последовательностей скорости отсчетов, как это показано на рис.9.

Несмотря на всю заманчивость доказательной базы DAMA, они являются противоречивыми, главным образом, благодаря отрицательному результату, полученному в других недавних экспериментах. Первый из них эксперимент – Cryogenic Dark Matter Search (CDMS), выполненный в США [51]. Эксперимент выполнялся в Стенфордском университете на глубине 10 метров под землей. Установка была способна отделять WIMP сигнал от сигнала фоновых частиц. Для отделения была использована двухдетекторная техника, с помощью которой измерялась как ионизация, так и рост температуры, вызываемый ядрами отдачи. Последний эффект можно было наблюдать, так как ядра отдачи останавливаются на расстояниях порядка $10^{-7} - 10^{-6} (cm), (\sim 10^{-14} s)$, порождая сферическую фонную волну, распространяющуюся со скоростью

$5 \times 10^5 cm s^{-1}$ и, следовательно, конвертирующуюся в тепловое распределение. Эти две техники позволяли отделить электроны отдачи, возникающие из-за взаимодействия с фоновыми частицами от ядер отдачи, индуцированных WIMPs. Отношение энергий тепло/ионизация было $\sim 2 - 3$ для первого случая и более 10 для второго.

Однако, хотя нейтроны ослаблялись 25 см слоем полиэтилена, расположенным между внешним свинцовым щитом и криостатом, некоторая неизвестная их доля все еще выживала. Два набора данных были использованы в этом анализе: один содержал 333 дня в стограммовом Si детекторе между апрелем и июнем 1998 года, а другой – 96 дней в 165-граммовых Ge детекторах между ноябрем и декабрем 1998 и сентябрем 1999 года. Хотя четыре ядра отдачи наблюдались в наборе Si данных, анализ показал, что они обязаны незапрещенному нейтронному фону. С другой стороны, в германиевом детекторе были зафиксированы 13 событий, связанных с ядрами отдачи от 10 до 100 keV со скоростью, ожидаемой для WIMP сигнала. Однако CDMS группа пришла к заключению, что они также обязаны нейтронам.

В дальнейших экспериментах малая часть пространства параметров, исключенная с помощью CDMS, была исключена IGEX экспериментами [52]. В этих экспериментах были проанализированы 40-дневные результаты наблюдений. Эксперименты выполнялись в железнодорожном туннеле в испанских Пиренеях (Canfrance Tunnel Astroparticle Laboratory). Германиевый ионизационный детектор весом 2 kg был расположен в скале на глубине 860 м. Эта же область была исключена в экспериментах коллаборации Heidelberg Dark Matter Search (HDMS) [53], выполненных в Grand Sasso, где были проанализированы данные с февраля 2001 по сентябрь 2001 г.

Еще более информативными явились недавние результаты EDELWEISS [54] и ZEPLIN [55] коллабораций. Они позволили исключить даже более широкую область пространства параметров, чем CDMS эксперименты. EDELWEISS эксперименты были выполнены в подземной лаборатории в туннеле в франко-итальянских Альпах в 1780 м скале. Как и в CDMS экспериментах использовались тепловые и ионизационные криогенные германиевые детекторы. На первом этапе использовался 320 г детектор, 70 мм в диаметре и 20 мм высотой. Но он оказался не достаточно эффективен, чтобы превзойти DAMA данные. В дальнейшем было использовано три детектора с теми же характеристиками, но работающие одновременно. В экспериментах были использованы данные с февраля по май 2002 года.

С другой стороны, в рамках ZEPLIN проекта в солевой шахте Йоркшира (Великобритания, 1100 м под землей) использовались жидкие ксеноновые детекторы массой около 4 кг, потенциально превосходящие NaI детекторы. Эти детекторы проработали около года. Сейчас делается попытка существенно улучшить их характеристики.

Благодаря обнаруженным противоречиям между DAMA и другими экспериментами, мы не можем быть уверенными, что уже обладаем первым прямым доказательством существования темной материи. К счастью, полная DAMA область параметров будет протестирована с помощью более эффективных детекторов в ближайшем будущем. Это, например, упомянутый выше IGEX эксперимент, но с улучшенными характеристиками. Кроме того, планируется новый экспериментальный проект: GERmanium Detectors in One cryostat (GEDEON) [56]. Он будет использовать IGEX технологию. Детектор будет состоять из набора ~ 1 кг германиевых кристаллов полной массы около 28 кг, расположенных внутри одного криостата. Возможности этого детектора позволят надежно обнаружить годовые модуляции скорости отсчетов при условии, что WIMP-нуклон поперечное сечение $\sigma \geq 3 \times 10^{-8} pb$.

В ближайшие годы новая генерация детекторов позволит протестировать WIMP-нуклонное сечение на недоступном ранее уровне. Например, только в Gran Sasso National Laboratory планируется выполнить 5 новых экспериментов по обнаружению WIMPs. Кроме двух уже обсужденных DAMA и HDMS имеется три других экспериментальных проекта: CRESST, CUORE and GENIUS. Например, Cryogenic Rare Events Search using Superconducting Thermometers (CRESST) [57] эксперимент измеряет одновременно фононы и излучение, что позволяет отличить ядра отдачи от электронов отдачи, связанных с фоновой радиоактивностью. В противоположность другим экспериментам CRESST детекторы позволяют использовать различные материалы мишени, например, такие как сапфир или вольфрам. Это позволяет улучшить чувствительность WIMP регистрации. В этом эксперименте уже использовались сапфиры, но в следующем проекте CRESST2 предполагается использовать общую массу около 10 кг, состоящую из 33 кристаллов вольфрама по 300 г.

Наиболее чувствительным детектором будет GERmanium in liquid NItrogen Underground Setup (GENIUS)

[58], который сможет тестировать WIMP-нуклон поперечные сечения на уровне $\sigma \approx 10^{-9} \text{ pb}$. Это важно потому, что такая чувствительность покрывает значительную часть пространства параметров суперсимметричных моделей с нейтралينو в качестве темной материи. GENIUS проект базируется на идее работы с массивом из 100 кг кристаллов германия, помещенных непосредственно в жидкий азот. Последний, может одновременно использоваться и как охлаждающая среда и как щит от внешних воздействий (диаметр резервуара будет около 12 м). Как было показано, используя Монте-Карло моделирование, при таком подходе нежелательный фон уменьшается на четыре порядка. В этих экспериментах планируется детектировать и направление движения участвующих в столкновении ядер.

Значительное увеличение эффективности детекторов в будущем связывается с использованием детекторов с ненулевым спином ядер [59]. Считается, что для достаточно тяжелых ядер независимое от спина взаимодействие частиц темной материи с ядрами дает доминирующий вклад в ожидаемую скорость детектирования темной материи. Причина этого состоит в значительном (пропорциональном квадрату массы) усилении независимого от спина взаимодействия WIMP-ядро. Тем не менее, имеется несколько веских причин считать, что именно использование детекторов с ненулевым спином ядер поможет решить проблему детектирования темной материи. В частности, специфическая зависимость форм-фактора ядра от переданного импульса в случае взаимодействия, зависящего от спина, позволит выделить полезный сигнал. В любом случае, одновременное изучение как зависящего, так и независящего от спина взаимодействия частиц ТМ с ядрами значительно усиливает шанс обнаружить частицы темной материи.

В отличие от обсужденных выше прямых экспериментов по обнаружению WIMPs, не прямые методы их обнаружения связаны с поисками вторичных частиц - продуктов парной аннигиляции WIMPs - анти- WIMPs. Из продуктов такой аннигиляции наибольший интерес представляют нейтрино, позитроны, антипротоны и высокоэнергетические фотоны, потому что они редко порождаются в обычных астрофизических процессах.

Поток продуктов аннигиляции пропорционален $(\rho_{WIMP} / m_{WIMP})^2$, поэтому области, представляющие потенциальный интерес должны иметь относительно высокую WIMP концентрацию. Этим условием определяются три основных направления непрямого детектирования темной материи: (1) поиск нейтрино с энергиями порядка GeV и выше, которые должны прилететь от Солнца и/или центральной части Земли; (2) поиск монохроматических фотонов, позитронов или антипротонов, рождаемых при парной аннигиляции WIMPs в галактическом гало; (3) вариация второго направления – поиск WIMPs, прилетающих со стороны центра Галактики.

Дело в том, что, если в центре нашей Галактики находится массивная черная дыра ($\sim 10^6 M_{\odot}$), (сейчас эта гипотеза находит много подтверждений), она должна гравитационно притягивать WIMPs и увеличивать их концентрацию вокруг себя. В результате вероятность их аннигиляции в окрестности черной дыры увеличивается, и соответственно возрастает поток нейтрино, фотонов и других продуктов аннигиляции WIMPs, идущий из центра Млечного Пути. Предсказываемые величины потоков зависят от используемых для WIMP моделей физики частиц, астрофизических величин, таких как профиль гало и характеристики модели диффузии для галактических космических лучей.

В последние несколько лет были сделан ряд заявлений о возможном детектировании WIMP компонента темной материи непрямыми методами. Кратко остановимся на них.

Коллаборация HEAT [60], используя две совершенно различные методики, обнаружила аномалию в потоке позитронов в космических лучах: позитронов с энергиями порядка 7 GeV оказалось существенно больше, чем это ожидалось согласно имеющимся моделям распространения космических лучей в нашей галактике. В этих моделях позитроны возникают как вторичные частицы, обязанные взаимодействию первичных частиц в космических лучах с межзвездной средой. Аннигиляция WIMP's может, в принципе, привести к объяснению излишка позитронов высоких энергий. Однако насколько надежен будет этот результат? Следует, признать, что пока у нас нет однозначных доказательств, что избыток высоко энергетических позитронов обязан именно этому процессу. Позитронный спектр, предсказываемый аннигиляцией WIMP's, не обладает никакими характерными особенностями за исключением монотонного уменьшения потока при увеличении энергии и его обрезания, при энергиях, близких массе WIMP's. В силу отсутствия информации о массе WIMP (мы знаем только, что она порядка масштаба Ферми), трудно сделать надежное заключение о происхождении позитронного избытка. Поэтому результат HEAT коллаборации следует рассматривать как предварительный.

В отличие от позитронного спектра, спектр гамма-лучей, возникающих в процессе прямой аннигиляции WIMP's в фотоны, обладает характерной особенностью, так называемой γ -линией. Эта линия соответствует энергии фотона, равной массе WIMP's, и, следовательно, ожидается порядка 100 GeV. Нам не известны астрофизические процессы, которые генерируют фотоны с такими энергиями. Поэтому γ -линия представляется идеальной сигнатурой WIMP's. Несмотря на многочисленные попытки детектирования, γ -линия все еще не обнаружена. Для этого необходимо выполнение двух условий: достаточный поток фотонов и

высокое разрешение по энергии. Рис.10 демонстрирует, что бортовой телескоп GLAST, предназначенный для регистрации фотонов, который будет запущен в 2006 году, будет обладать такими возможностями.

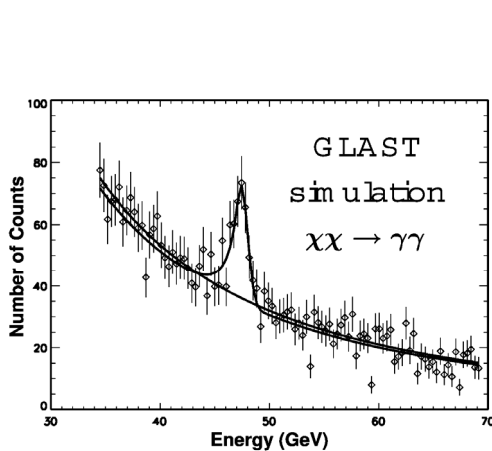


Рис.10. Моделирование γ -линии, связанной с аннигиляцией нейтралино, в предположении массы нейтралино $\sim 48 \text{ GeV}$.

Моделирование включает наличие фона астрофизического происхождения.

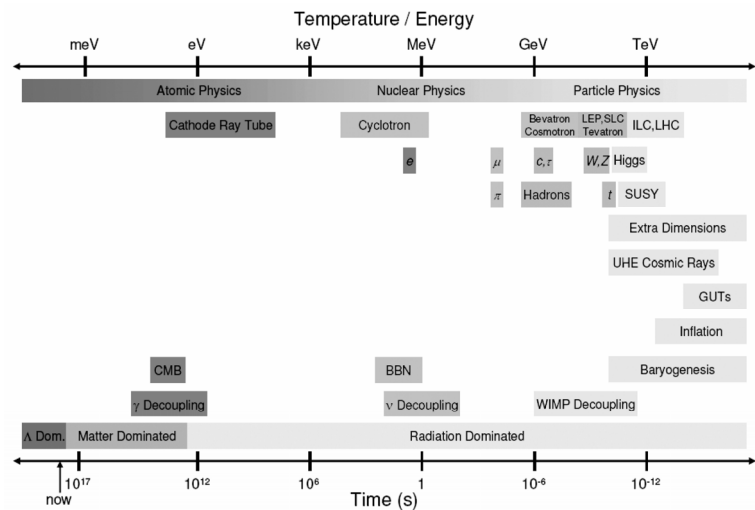


Рис.11. Основные события в космологии и физике элементарных частиц как функции космологического времени [25].

Следует отметить, что имеется и другой источник фотонов, связанный с WIMP's аннигиляцией, который может быть использован (и уже использовался) для детектирования частиц темной материи. Такие фотоны рождаются в распадах вторичных продуктов аннигиляции и имеют непрерывный спектр энергий. Например, такой спектр может быть получен при распаде пионов, рождающихся при WIMP аннигиляции в кварки, W и Z бозоны. Спектр такого типа похож на рассмотренный выше позитронный спектр: он не обладает специфическими особенностями, кроме обрезания при энергиях, соответствующих массе WIMP's. Увеличение массы WIMP's выводит масштаб энергии, при котором происходит обрезание, за пределы наблюдаемых энергий. В начале 2004 года коллаборация CANGAROO объявила о регистрации высокоэнергетических фотонов, которые были интерпретированы как результат WIMP аннигиляции с энергиями $\sim 1 \text{ TeV}$ [61]. Эти данные, однако, могут быть объяснены и с помощью моделирования аккреции потоков вокруг черных дыр в галактическом центре. В середине 2004 года коллаборация HESS [62] представила спектр, отличный от спектра CANGAROO и соответствующий энергиям $\sim 20 \text{ TeV}$. Но и этот спектр может быть интерпретирован в рамках аккреции. Если масса порядка 20 TeV кажется слишком большой, то заметим, что даже простейшая модель суперсимметрии, mSUGRA, допускает существование нейтралино с массой порядка 10 TeV .

Таким образом, аннигиляция WIMP's может привести либо к непрерывному спектру в потоке гамма-лучей (в случае адронизации и распада π^0), либо к монохроматическому потоку (от прямой аннигиляции в $\gamma\gamma$ или $Z(W)\gamma$). В последнем случае энергия гамма-линии дает прямую информацию о массе WIMP. В непрерывном случае анализ более сложен и неоднозначен. В обоих случаях ожидаемые потоки сильно зависят от плотностного профиля гало.

В заключение этого раздела зададимся вопросом, как нам обрести уверенность, что мы, в самом деле, детектируем темную материю? Мы уже видели, что надежные сигналы, позволяющие с уверенностью говорить об открытии WIMP's, должны обладать особенностями, делающими их узнаваемыми в том смысле, что они обязаны WIMP's и только WIMP's. Такими сигналами могут быть фотоны, связанные с WIMP's аннигиляцией, спектр которых должен демонстрировать γ -линию при энергиях, соответствующих WIMP массам; высокоэнергетические ($\geq \text{GeV}$) нейтрино от Солнца или Земли не могут быть воспроизведены ничем, кроме WIMP's; эксперименты по годовой модуляции регистрации ядер отдачи. Все эти исследования должны лечь в основу поиска темной материи.

История, однако, показывает (вспомним, например, ситуацию с DAMA экспериментами), что одной, хотя и хорошо смотрящейся в теоретической модели особенности, может не хватить для обретения уверенности, что мы детектируем именно WIMP's. Это связано с тем, что теория WIMP's и их распределение все еще очень неопределенны и допускают много возможностей. Поэтому необходимы подтверждения от различных

детекторов и различных типов сигналов, которые могут быть описаны в рамках одной и той же модели. Различные типы сигналов необходимы в любом случае, чтобы определить все важные свойства WIMP's, такие как массы, поперечные сечения, плотности и т.д. Наконец, для реального подтверждения, видимо, необходимо научиться воспроизводить WIMP's в лаборатории на ускорителях высоких энергий.

ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ – ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЯ НА УСКОРИТЕЛЯХ

Ускорители частиц позволяют физикам вглядываться все далее и далее назад по времени, чтобы вернуться в мир высоких энергий – раннюю Вселенную, вскоре после Большого Взрыва. Мы можем ответить на вопрос, в самом ли деле четыре силы, которые мы наблюдаем сегодня – гравитация, электромагнитные силы, слабые и сильные – сходятся при ультравысоких энергиях к единой силе? Взаимодействие частиц при таких энергиях обеспечит первое доказательство такого объединения сил. Хотя интерес к этим вопросам будет продолжать усиливаться по мере реализации новых наблюдений на космологических масштабах, очевидно, что удовлетворительные ответы на эти вопросы требуют фундаментального прогресса в нашем понимании микромира. В этом нет ничего нового. История прогресса в космологии – длинная история успешного синтеза между изучением Вселенной на больших и малых масштабах. Эта утверждение иллюстрирует рис.11.

Здесь краеугольные события в физике элементарных частиц и космологии отложены вдоль оси космологического времени. По мере того как эксперименты продвигались в область все меньших и меньших масштабов длины (больших энергий), физики получали возможность приближаться все ближе и ближе во времени к Большому Взрыву. Так атомная физика требуется для того, чтобы интерпретировать микроволновой космический фон, рожденный через $t \sim 10^{13}$ секунд после Большого Взрыва. Ядерная физика нужна для того, чтобы вернуться в эпоху ядерного синтеза $t \sim 1$ секунды, физика частиц, и в частности физика слабого (или фермиевского) масштаба требуется для понимания эры $t \sim 10^{-8}$ секунды. Именно эта эра содержит ответы на наши основные вопросы. Только ее пристальное изучение может обеспечить понимание проблемы темной материи.

В несколько следующих лет ускоритель LHC (Large Hadron Collider) будут играть критическую роль в проникновении на масштаб Ферми [63]. Если частицы темной материи, в самом деле, имеют массы порядка масштаба Ферми, то этот ускоритель будет важнейшим инструментом для изучения темной материи и идентификации составляющих ее частиц.

Одно из распространенных заблуждений: единственное, что делает ускоритель – открывает новые частицы. Правильнее считать, что открытые частицы – инструмент для разрешения физических головоломок и открытия новых законов природы. Ньютон работал с яблоком, Эйнштейн с поездами и швейцарскими часами. Сегодня физики используют ускорители для открытия новых законов микромира. Если Большой Взрыв явился источником такого гигантского количества темной материи, то, может, и мы сможем породить ее (пусть и не в таком количестве), если создадим условия, близкие к Большому Взрыву.

Для неспециалистов несколько слов о том, что собой представляет LHC – представитель нового поколения ускорителей, вероятно, последнего поколения ускорителей такого типа. Хотя пока это и кажется фантастикой, новые методы ускорения позволяют заменить нынешние монстры настольными приборами. Стартуя летом 2007 года, LHC будет сталкивать протонные пучки с энергиями в системе центра масс 14 TeV, превосходя примерно в десять раз энергии, достигнутые ранее. Он будет расположен вблизи Женевы, в 27 км подземном туннеле, где до 2000 года был расположен электронный ускоритель. LHC – часть ускорительного комплекса European Laboratory of Particle Physics (CERN).

Создание плотности энергии, необходимой для рождения темной материи – одна из целей протон-протонных столкновений на LHC. Протоны в пучке имеют энергию 7000 GeV, т.е. в 7500 раз превосходящую энергию покоя. В гонке к Луне протоны отстали бы от фотонов всего на 2.7 метра. Пучок будет состоять из сгустков по 10^{11} протонов в каждом. Энергия, аккумулированная в пучке 10^8 Дж. Если сбросить ее мгновенно, можно было бы испарить 300 кг воды.

Три детектора будут регистрировать протон-протонные столкновения: ATLAS, CMS, LHCb (для кварков). Четвертый детектор ALICE будет использован для изучения столкновений тяжелых ионов.

Несколько слов о втором проекте, в значительной степени ориентированном на изучение темной материи, ILC (International Linear Collider) [25]. Это электрон-позитронный ускоритель, также представляющий собой международный проект. Здесь ситуация с вводом его в строй более сложная, точная дата неопределенна. Однако программа исследований на нем интенсивно обсуждается.

Коль скоро мы заговорили о циклическом и линейном ускорителях, то стоит отметить следующее обстоятельство. История ускорительной физики многократно подтверждает, что результаты, полученные на одном ускорителе, стимулировали открытия на другом. Например, эксперименты по рассеянию протонов на протонах привели к рождению новых частиц, но мало дали для понимания структуры протона. Последующие эксперименты с электронными пучками открыли, что протон состоит из кварков. В дальнейшем эксперименты позволили определить, как кварки распределены внутри протона, что было важно для экспериментов на протонных ускорителях. Аналогичная ситуация имеет место и для новой пары ускорителей LHC-ILC. Физики

почти не сомневаются, что частицы темной материи будут рождаться в протон-протонных столкновениях на LHC. Однако в силу малого поперечного сечения они не смогут быть зарегистрированы существующими детекторами. Их присутствие может быть обнаружено только в виде недостающих энергии и импульса. Аналогичная ситуация, например, имела место при исследовании β -распада.

Описание процессов с частично не регистрируемыми частицами предъявляет высокие требования к кинематике. В протонных столкновениях на LHC композитная природа протонов создает дополнительные сложности для кинематики. Протон подобен крошечному мешку, набитому кварками и глюонами. В любом конкретном столкновении идентичность и энергии сталкивающихся кварков и глюонов неизвестны. В электрон-позитронных столкновениях экспериментатору известны идентичность, энергии и импульсы сталкивающихся частиц. Это позволяет вести точную бухгалтерию и сделать ILC мощным инструментом для идентификации темной материи. Как мы видели выше, самые различные теории (модели) содержат множество объектов, со свойствами в той или иной мере подходящими для описания темной материи. Многие из этих частиц (с массами порядка 100 GeV – 1 TeV) должны быть генерированы на LHC. Последующие эксперименты на линейном ускорителе ILC должны будут показать, в самом ли деле эти частицы представляют темную материю.

Остановимся теперь на вопросе о взаимосвязи космологических наблюдений и экспериментах на ускорителях (в более широком смысле физики элементарных частиц), связанных с исследованием темной материи [63]. Обсуждая этот вопрос, давайте ограничимся случаем нейтральной темной материи. В этом случае, так как нейтрально является следствием суперсимметрии, то экспериментальное обнаружение нейтральной темной материи явилось бы веским аргументом в пользу существования суперсимметрии.

Первое, что мы должны понять, обсуждая этот вопрос, ограниченные возможности, как космологии, так и физики элементарных частиц, если они работают отдельно. Существо дела заключается в двух утверждениях. Первое из них состоит в том, что космологические наблюдения и астрофизические эксперименты не могут открыть суперсимметрию. Как мы уже отмечали выше, космологические данные не накладывают сколь-нибудь строгих ограничений на свойства темной материи. Если темная материя будет открыта в прямом или не прямом детектировании, массы составляющих ее частиц и интенсивность взаимодействия на первых порах будут известны только очень грубо. Они будут уточнены в последующих экспериментах. Однако микроскопическая интерпретация таких экспериментов будет затруднена такими астрофизическими неоднозначностями как распределение скоростей темной материи, профиль гало и многими другими. Таким образом, даже если темная материя и будет надежно детектирована в космологических наблюдениях, кажется практически невероятным, что точность будет достаточна для того, чтобы отличить суперсимметрию от других разумных возможностей.

Второе утверждение состоит в том, что эксперименты на ускорителях не могут открыть темную материю. Если суперпартнеры с массой порядка слабого масштаба существуют, ускорители частиц почти наверняка будут способны открыть, по крайней мере, часть из них. Однако доказательства того, что именно эти частицы образуют темную материю, выходят далеко за рамки таких экспериментов. Приведем такой пример. Легко представить, что электроны, протоны и нейтроны могли быть открыты на ускорителях. Но совсем невероятно предположить, что в экспериментах на ускорителях можно доказать, что плотность железа равна 7.8 g/cm³. Кроме того, ускорительные эксперименты могут протестировать стабильность таких частиц только вплоть до времен порядка 10⁻⁷ секунды. Следовательно, вывод о том, что мы видим в ускорительных экспериментах частицы темной материи, требует (касательно времен жизни) неоправданной экстраполяции на 24 порядка

Только комбинация обоих подходов, возможно, приведет к полной и адекватной теории темной материи. Схематическая картина комбинированных исследований нейтральной темной материи представлена на рис.12. Продвигаясь с дна этой таблицы, космологические наблюдения уже сейчас могут определить реликтовую плотность с некоторой точностью. Дальнейшие наблюдения уже в ближайшее время, вероятно, доведут точность ее определения до 1%. Астрофизические эксперименты могут также детектировать темную материю либо непосредственно, путем ее взаимодействия с обычной материей, либо непрямыми методами, путем исследования процессов аннигиляции частиц темной материи. Эти данные в комбинации с астрофизической информацией, такой как профиль гало темной материи, локальная плотность, дадут возможность определить интенсивность χN рассеяния и $\chi\bar{\chi}$ аннигиляции.

В то же самое время, продвигаясь с верхней части рис.12, мы выполним следующие шаги: предположим существование суперсимметрии и определим в экспериментах на ускорителях параметры используемой суперсимметричной модели. Эти параметры, в принципе, позволят зафиксировать тепловую реликтовую плотность, поперечные сечения χN рассеяния и $\chi\bar{\chi}$ аннигиляции. Завершающая часть этой программы – детальное сравнение (при высоком уровне точности) «ускорительной» реликтовой плотности с космологической – окончательно определит пригодность нейтрально как частицы, представляющей темную материю.

Каков итог выполнения такой программы? Если реликтовая плотность и интенсивности взаимодействия, определенные космологическими наблюдениями, с высокой точностью совпадут с предсказаниями физики элементарных частиц, базирующимися на ускорительных экспериментах, это будет серьезным аргументом в

пользу того, что темная материя суперсимметрична. Это будет означать, что мы в понимании Вселенной дошли до температуры $\sim 10 \text{ GeV}$ или времени $\sim 10^{-8} \text{ s}$. Напомним, что наши текущие знания истории Вселенной позволяют продвинуться только до температур ядерного синтеза $\sim 1 \text{ MeV}$ или времен $t \sim 1 \text{ s}$. Продвижение вспять во времени на 8 порядков – гигантское достижение.

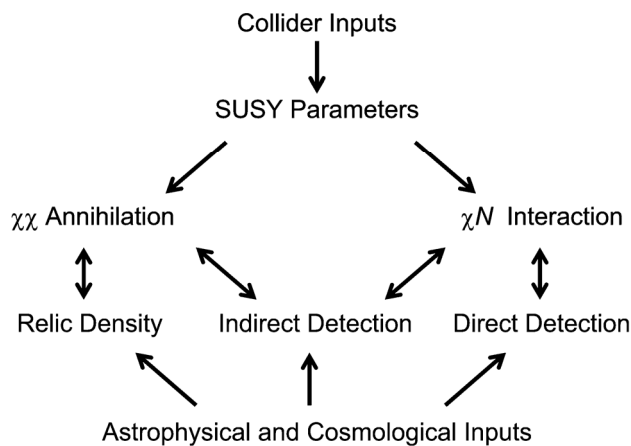


Рис. 12. Путь к микроскопическому пониманию нейтринной темной материи [26].

Возможен и более пессимистический сценарий: реликтовая плотность и константы взаимодействия частиц темной материи, полученные в космологии и физике элементарных частиц, окажутся несогласованными. Если расхождение будет большим, придется обратиться к другим частицам-кандидатам, например к аксионам или другим суперсимметричным возможностям. Если все же реликтовые плотности окажутся разумно близкими, то можно будет исследовать возможность нестабильности нейтралитно: в этом случае большая часть его реликтовой плотности будет связано с гравитино в качестве LSP.

Можно использовать в качестве альтернативного объяснения и нестандартные космологические подходы. Идентификация тепловой реликтовой плотности с наблюдаемой в настоящее время плотностью холодной темной материи есть некоторое космологическое допущение. Вычисление

тепловой реликтовой плотности предполагает, что доминирующий источник темной материи представляет частицы, которые выпали из теплового равновесия. Возможно, однако, что основная часть темной материи создана не путем выхода из теплового равновесия и последующего «замерзания», но через неравновесные распады супермассивных частиц. Действительная реликтовая плотность в этом случае окажется больше тепловой. В общем, в этом случае возможны варианты.

Интересна и такая возможность: нейтралитно-нуклонные поперечные сечения, восстановленные по экспериментам на ускорителях, не совпадают с космологическими. Особенно интересен вариант, когда реликтовые плотности совпадают на уровне процента, а сечения значительно хуже. Если мы будем уверены, что именно нейтралитно образуют темную материю, то нам следует обратиться к более тщательному анализу космологических наблюдений. Например, скорости прямого детектирования, как мы уже указывали, содержат информацию о распределении скоростей, а непрямого – о профиле гало (т.е. локальной плотности). Анализ расхождений ускорительных и космологических наблюдений позволит получить эту информацию.

МОЖНО ЛИ ОБОЙТИСЬ БЕЗ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ? АЛЬТЕРНАТИВНЫЕ ПОДХОДЫ

В заключении нашего обсуждения проблемы темной материи кратко остановимся на альтернативных подходах, не вводящих в рассмотрение темную материю. Вместо этого в рамках этих подходов осуществляется модификация основных уравнений теории, таких, например, как полевые уравнения общей теории относительности, уравнения Ньютона. Начнем с так называемой модифицированной ньютоновской динамики (MOND) [64]. Эта теория позволяет объяснить наблюдаемые вращательные кривые галактик, без привлечения каких бы то ни было предположений о темной материи. MOND предполагает, что закон Ньютона $F = ma$ должен быть модифицирован для достаточно низких ускорений ($a \ll a_0$) так, что

$$\vec{F} = m\vec{a}\mu(a/a_0), \quad (64)$$

где $\mu(x) = x$, если $x \ll 1$, и $\mu(x) = 1$, если $x \gg 1$. Легко видеть, что этот закон приводит к модификации традиционной формулы для гравитационного ускорения $\vec{F} = m\vec{g}_N$ ($g_N = GM/r^2$). Соотношение между «правильным» и ньютоновским ускорениями

$$a = \sqrt{a_0 g_N}. \quad (65)$$

Для вращающейся точечной массы $a = v^2/r$. Это чисто кинематическое соотношение не зависит от выбора варианта динамики, но в качестве a сюда надо подставлять «правильное» ускорение. Отсюда

$$v^4 = GMa_0, \quad (66)$$

т.е. для достаточно малых ускорений вращательные кривые изолированного тела массы M не зависят от радиального расстояния r , на котором измеряется скорость. Другими словами, эта теория предсказывает не

только плоские вращательные кривые, но и то, что индивидуальное гало, ассоциированное с галактикой, имеет бесконечную протяженность. Это предсказание может явиться серьезной проблемой для MOND, так как недавние эксперименты с гравитационным линзированием привели к результату, что максимальная протяженность гало около 0.5 Mpc . Значение a_0 , необходимое для объяснения наблюдений $\sim 10^{-8} \text{ cm/s}^2$ того же порядка, что и cH_0 . Это «совпадение» поддерживает гипотезу, наводя на мысль, что MOND может отражать влияние космологии на локальную динамику частиц. Хотя результаты MOND хорошо согласуются с наблюдениями для индивидуальных галактик, не ясно, будут ли они столь же успешны для объяснения структуры кластеров, для которых обнаружена большая концентрация масс в центре кластера, чем это предсказывает MOND. Другая трудность, связанная с MOND, состоит в том, что проблематично встроить ее в более общую релятивистскую теорию гравитации.

Другой альтернативный подход к проблеме темной материи базируется на теории Вейля-Дирака, которая в приближении слабого поля приводит к гравитационному потенциалу, отличающемуся от ньютоновского. Отличие состоит в поправочном отталкивающем члене, увеличивающемся с расстоянием. Масштаб возникающего поправочного члена может быть определен по скорости изменения гравитационной константы связи. Показано, что если скорость изменения гравитационной константы связи выбрать так, чтоб она удовлетворяла наблюдательным ограничениям, то теория может объяснить плоские вращательные кривые типичных спиральных галактик без привлечения темной материи [65]. При этих же ограничениях может быть описан целый ряд межгалактических эффектов, включая и гравитационное линзирование.

Теория была предложена Вейлем еще в 1919 г и позднее модифицирована Дираком. Эта модифицированная теория может рассматриваться как скалярно-тензорная теория гравитации. Она приводит к зависимости от времени гравитационной константы G (в согласии с гипотезой Дирака). По сравнению с исходной теорией Вейля, модифицированная теория проще и согласуется с общей теорией относительности. В основе теории лежит геометрия Вейля, которая является естественным обобщением римановой геометрии. В геометрии Вейля предполагается, что длина вектора изменяется, также как и его направление, при параллельном смещении: если вектор имеет длину l в точке x^μ , то изменение длины l после параллельного смещения на δx^μ есть

$$\delta l = (k_\mu \delta x^\mu) l. \quad (67)$$

Ковариантный вектор k_μ рассматривается как полевая величина - мезонное поле Вейля. Смещение вокруг малого замкнутого контура

$$\delta l = l F_{\mu\nu} \delta S^{\mu\nu}, \quad (68)$$

где

$$F_{\mu\nu} = k_{\nu,\mu} - k_{\mu,\nu},$$

а $\delta S^{\mu\nu}$ - элемент площади замкнутого контура.

Действие Вейля-Дирака

$$S[\phi, k_\mu] = \frac{1}{2} \int d^4 x \sqrt{-g} \left\{ \frac{1}{2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + {}^* R \phi^2 + \alpha \phi_{* \mu} \phi^{* \mu} \right\}, \quad (69)$$

где $\phi_{* \mu} = \frac{\partial \phi}{\partial x^\mu} + k_\mu \phi$ - ковариантная производная, а ${}^* R$ - модифицированная скалярная кривизна (R - скалярная кривизна)

$${}^* R = R + 6k_{* \mu}^\mu - 6k_\mu k^\mu. \quad (70)$$

Оригинальное действие Вейля содержало член $({}^* R)^2$ вместо ${}^* R \phi^2$. Гравитационный потенциал V массового источника m в пределе слабого поля $g_{00} \cong -(1 + 2V)$ равен

$$V = -\frac{mG}{r} + 4 \left(\frac{mG}{c^2} \right)^3 \frac{\beta^2}{r} + 2 \left(\frac{mG}{c^2} \right)^2 \beta^2 + \left(\frac{mG}{c^2} \right) \beta^2 r + \frac{\beta^2 r^2}{2} \quad (71)$$

Константа β удовлетворяет условию $-6.5 \times 10^{-13} \leq \beta \leq 2.5 \times 10^{-13} (\text{yr}^{-1})$. Поправочные члены (кроме последнего) очень малы, даже если рассматривать типичные галактические массы. Однако, последний член может давать значительный эффект на галактических масштабах. С его помощью удастся объяснить вращательные кривые без привлечения темной материи.

Альтернативные, более глубокие попытки разрешить проблему темной материи, тесно связаны с решением проблемы ускоренного расширения Вселенной. Как мы уже говорили, традиционная космология склоняется к способу решения проблемы, связанному с введением темной энергии: энергия вакуума (или вариации на эту тему в виде квинтэссенции, фантомной энергии, газа Чаплыгина и других) обеспечивает отталкивание, необходимое для объяснения ускоренного расширения Вселенной.

Однако следует принять во внимание и другую точку зрения. Может космическое ускорение является первым сигналом о недостатке нашего понимания гравитационного взаимодействия? Вполне вероятно, что на наших глазах рождается новая физика гигантских масштабов, а космическое ускорение просто служит одним из первых ее проявлений. Одна из реализаций такой физики – модель гравитации, в которой наша наблюдаемая четырехмерная Вселенная погружена в пятимерное пространство [66]. Однако, в отличие от других бранных теорий того времени, дополнительная размерность, характерная для этой теории, астрофизически велика и плоска. В обычных теориях она велика по сравнению с масштабами физики частиц, но патологически мала по сравнению с наблюдаемыми масштабами. В такой модели гравитация модифицируется на больших расстояниях за счет гравитационных степеней свободы вне бранной Вселенной. Как было недавно показано, только такая модель демонстрирует решения, согласно которым пустая Вселенная сама по себе ускоряется на больших временах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время имеются веские доказательства существования темной материи. Хотя наше понимание ее природы и пространственного распределения еще далеко не полно, мы можем, опираясь на различные независимые наблюдения, с большой долей вероятности утверждать, что небарионная темная материя составляет около 30% полной плотности энергии Вселенной. В работе выполнен краткий обзор таких наблюдений и обсуждено, как они могут быть сопоставлены с теоретическими моделями.

Проблема темной материи является не только проблемой космологии, но и физики элементарных частиц (и, в значительной мере, физики в целом). Действительно, наиболее приемлемые частицы кандидаты выходят за рамки Стандартной модели. Среди множества частиц-кандидатов наиболее перспективными являются суперсимметричные частицы, и, в частности, нейтралитоны. Ускорительные эксперименты сейчас и в ближайшем будущем позволят исследовать существенную часть пространства параметров частиц-кандидатов, что облегчит задачу их поиска. Космологические наблюдения (подтверждения) существования темной материи являются существенным стимулом к выходу за пределы Стандартной модели.

Космология, как наука, начинается с периода создания общей теории относительности. С тех пор она претерпела три революции, связанные с открытием расширения Вселенной (1929 г.), микроволнового космического фона (1965 г.) и ускоренного расширения Вселенной (1998 г.). Однако, третья революция принципиально отличается от первых двух. Для того, чтобы понять это, давайте обратимся к аллегории, использованной в книге Эйнштейна и Инфельда «Эволюция физики».

Аллегория поясняет понимание авторами процесса познания. Природа отождествляется с часами, механизм которых нам никогда не дано узнать. Но каждый мыслящий (физик) может попытаться создать свою модель часов (природы). К модели предъявляется единственное требование: сконструированные часы должны правильно показывать время. Продолжив аллессию, мы можем говорить о точности показываемого времени. Каждая модель соответствует определенному уровню наших знаний о природе (она показывает время с определенной точностью). Чаще всего для перехода к следующему этапу точности достаточно лишь усовершенствовать старую модель. Но иногда требуются принципиально новые конструктивные решения. Под конструктивными изменениями понимаются решения, не затрагивающие общие твердо установленные принципы.

В частности, для новых конструкций могут понадобиться новые материалы, которых ранее просто не существовало. Именно с такой ситуацией столкнулась космология в конце XX века. После открытия в 1929 году факта расширения Вселенной и определения скорости этого расширения, в 1998 году была измерена следующая кинематическая характеристика – ускорение расширения Вселенной. Вопреки ожиданиям, ускорение оказалось положительным, а геометрия Вселенной – евклидовой. Для объяснения всей совокупности космологических наблюдений пришлось ввести темную энергию и темную материю. В настоящее время космологические часы, в конструкции которых используются темная энергия и темная материя, являются наиболее точными.

Я благодарен А.И. Кирдину, без всесторонней помощи которого настоящий обзор не мог быть опубликован.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Ландау Л.Л., Лифшиц Е.М. Теория поля. -Москва: Физ-мат, 1962. -422с.
2. Фридман А.А. О кривизне пространства // УФН. – 1963. – Т.80. -Вып.3. -С.439-446.
3. Adams F., Lahdlin G. A dying Universe // Rev.Mod.Phys. –1999. -V.69. -P 337.
4. Riess A.G. et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating Universe and a cosmological constant // Astron. J. – 1998. -V.116. -P.1009-1038.
5. Perlmutter S et al. Measurements of omega and lambda from 42 high-redshift supernovae // Astrophys.J. -1999. -V.517. -P.565-586.
6. Линде А.Д. Физика элементарных частиц и инфляционная космология. -Москва: Наука, 1990. – 276с.
7. Gondolo P. Non-baryonic dark matter// astro-ph/0403064.
8. Zwicky F. // Helv.Phys.Acta. –1933. –V.6. –P.110.
9. Ландау Л.Л., Лифшиц Е.М. Механика. -Москва: Наука, 1988. -215с.
10. Begeman K.G., Broeils A.H., Sanders R.H. // MNRAS. -1991. –V.249. –P.523.
11. Блиох П.В., Минаков А.А. Гравитационные линзы. -Киев: Наукова думка, 1989. –239с.
12. Tkachev I. Astroparticle physics // hep-ph/0405168.
13. Liddle A.R., Lyth D.H. Cosmological inflation and large-scale structure. Cambridge University Press.- 2000.
14. Church S., Jaffe A., Knox L. CMB and inflation // astro-ph/0111203.
15. Vilenkin A. // Phys.Rep. -1985. -V.121. -P.263.
16. Collar J.L. Clumpy cold dark matter and biological extinctions // astro-ph/9512054.
17. Liddle A. An Introduction to modern cosmology. J.Wiley.-2003. – 172 p.
18. Kamionkowski M., Kosowsky A. The cosmic microwave background and particle physics// astro-ph/9904108.
19. Overduin J.M., Wesson P.S. Dark matter and background light// astro-ph/0407207.
20. Brandon A. et al. The shape of dark matter halo// astro-ph/0508497.
21. Baltz E. Dark matter candidates // astro-ph/0412170.
22. Ландау Л.Л., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Часть 1. -Москва: Наука, 1976. -583с.
23. Navarro J.F., Frenk C.S., White S.D.M. // Astrophys. J. –1997. -V.490. -P.493.
24. Chigna S. et al. // Astrophys. J. – 2000. -V.544. -P.616.
25. Feng J.L. ILC Cosmology // hep-ph/0509309.
26. Feng L.J. Dark matter at the Fermi scale// astro-ph/0511043.
27. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos // Phys.Rev.Lett. –1998. -V.81. –P.1562-1565.
28. Ahmad Q.R. et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory // Phys.Rev.Lett. –2002. -V.89. –P.011301-011304.
29. Peccei R.D., Quinn H.R. CP conservation in the presence of instantons // Phys.Rev.Lett. –1977. -V.38. –P.1440-1443.
30. Boehm C., Hooper D., Silk J., Casse M. MeV dark matter: has it been detected? // Phys.Rev.Lett. –2004. -V.92. –P.101301-101304.
31. Pagels H, Primack J.R. // Phys.Rev.Lett. –1982. -V.48. –P.223-226.
32. Covi L., Kim J., Roszkowski L. Axinos as cold dark matter // Phys.Rev.Lett. –1999. -V.82. –P.4180-4183.
33. Kamenshchik A.Yu., Moschella U., Pasquier V. An alternative to quintessence // Phys. Lett. –2001. -V.B511. –P.265-268.
34. Chung D.J., Kolb H., Riotto A. Superheavy dark matter // Phys.Rev. –1999. -V.D59. –P.023501.
35. Kusenko A., Steinhardt P. Q-ball candidates for self-interacting dark matter // Phys.Rev.Lett. –2001.-V.87. –P.141301-141304.
36. Cheng H.C., Feng J.L., Matchev K.T. Kakuza-Klein dark matter // Phys.Rev.Lett. –2002. -V.89. –P.211301-211304.
37. Cembranos J.A.R., Dobado A., Maroto A.L. Brane world dark matter // Phys.Rev.Lett. –2003. -V.90. –P.241301-241304.
38. Foot R. Mirror matter-type dark matter // Int.J.Mod.Phys. -2004. -V.D13. –P.2161-2192.
39. Hernandez X. et al. A new explanation for galactic dark matter // Phys.Rev. -2004. -V.D70. –P.043537.
40. Afshordi N., McDonald P., Spergel D.N. Primordial black holes as dark matter. // Astrophys. J. -2003. -V.594. –P.L71-L74.
41. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Строеение и эволюция звезд. -Москва: Наука, 1975. -735с.
42. Элиот Дж., Добер П. Симметрия в физике. -Москва: Мир, 1983. -Т2. -410с.
43. Бесс Ю., Беггер Дж. Суперсимметрия и супергравитация. -Москва: Мир, 1986. –184с.
44. Barbier R. et al. R-parity-violating supersymmetry // Phys.Rep. -2005. -V.420. –P.1-202.
45. Feng J.L. Cosmology and supersymmetry // hep-ph/0405215.
46. Arnowitz R., Dutta B. Dark matter detection rates in SUGRA models // hep-ph/0112157.
47. Ellis J, Falk T., Olive K.A., Santoso Y. Direct detection of dark matter in the MSSM with nonuniversal Higgs masses // Phys. Rev. –2003. –V.D67. –P.123502.
48. Goodman M.V., Witten E. Detectability of certain dark matter candidates // Phys.Rev. -1982. –V.D31. –P.3059.
49. Bernabei R. et. al. Dark matter search // Riv. Nuovo Chim. –2003. -V.26. –P.1.
50. Drukier A.K., Freese K., Spergel D. Detecting cold dark matter candidates // Phys.Rev. –1986. –V.D33. –P.3495.
51. Abusaidi R. et al (CDMS Collaboration). Exclusion limits on the WIMP nucleon cross-section from cryogenic dark matter search // Phys.Rev.Lett. –2000. –V.84. –P. 5699-5702.
52. Morales A. et al. (IGEX Collaboration) Improved constraints on WIMPs from the international germanium experiment IGEX // Phys.Lett. –2002. –V.B532. –P.8.
53. Klapdor-Kleingrothaus H.V. et al. (HDMS Collaboration) First result from HDMS experiment in the final setup // Astropart.Phys. –2003. –V.18. –P.525.
54. Benoit et al. (EDELWEISS Collaboration) First results of the EDELWEISS WIMP search // Phys.Lett. –2002. –V.B545. –P.43.
55. Smith N.J.T. et al. (ZEPLIN Collaboration) Latest results from ZEPLIN I // 4th International Workshop idm2002, York, England.
56. Morales et al. Searching for WIMP dark matter: the case for Germanium ionization detectors // hep-ex/011089.
57. Bravin M. et al. (CRESST Collaboration) The CRESST dark matter search // Astropart. Phys. –1999. –V.12. –P.107.

58. Klapdor-Kleingrothaus H.V. et al. (GENIUS Collaboration) GENIUS –a supersensitive Germanium detector system for rare events // hep-ph/9910205.
59. Bednyakov V.A., Simkovic F., Titkova I.V. Nuclear spin in direct dark matter search // hep-ph/0412607.
60. Barwick S.W. et al. (HEAT Collaboration) Measurements of the cosmic-ray positron fraction from 1 to 50 GeV // Astrophys.J. - 1997. –V.482. –P.L191-L194.
61. Katagiri H. et al. Detection of gamma-rays around 1TeV from RX J0852.0-4622 by CONGAROO-II // Astrophys.J. -2005. – V.619. –P.L163-L166.
62. Aharonian F. et al. (H.E.S.S. Collaboration) Observations of PKS 2155-304 // astro-ph/0411582.
63. Baer et al. Indirect, direct and collider detection of neutralino dark matter // hep-ph/0405210.
64. Scarpa R. Modified Newtonian dynamics, an introductory review // astro-ph/0601478.
65. Mirabotalebi S., Jalalzadeh S. Can Weyl-Dirac theory predict dark matter effects on galactic scales // gr-qc/0504117.
66. Dvali G., Gabadadze G., Porrati M. // Phys.Lett. -2000. –V.B485. –P.208.

DARK MATTER

Yu.L. Bolotin

*Akhiezer Institute for Theoretical Physics,
National Science Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”,
1, Akademicheskaja str., Kharkov, 61108, Ukraine.
E-mail: bolotin@kipt.kharkov.ua*

One of the most mysterious results to come out of recent cosmological observations is that about 90% of the mass of the Universe is not made from baryons and electrons, or any other known particles, but of something unknown that does not shine. For this reason this substance got the name "dark matter". We summarize the theoretical and observational status of study of the dark matter. Particle candidates for dark matter are briefly considered, and detection strategies for cosmological observations and collider experiments are discussed. We demonstrate that weakly-interacting massive particle with mass around 100 GeV the observed dark matter relic density emerges naturally. It should be particularly emphasized that to resolve problem of dark matter and related questions we will need information both from the particle physics and from astrophysics. Specifically, we discuss implications of cosmology for supersymmetry and vice versa.

KEY WORDS: dark energy, dark matter, relic radiation, particle candidates, supersymmetry, detection of dark matter.