

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук

(25 апреля 2007 г.)

25 апреля 2007 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. Новиков И.Д., Кардашев Н.С., Шацкий А.А. (Астрокосмический центр, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Многокомпонентная Вселенная и астрофизика кротовых нор.*

2. Лукаш В.Н., Михеева Е.В. (Астрокосмический центр, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Темная материя: от начальных условий до образования структуры Вселенной.*

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 04.20. – q, 04.70. – s, 98.80. – k

Многокомпонентная Вселенная и астрофизика кротовых нор

И.Д. Новиков, Н.С. Кардашев, А.А. Шацкий

1. Введение

Решение самых актуальных вопросов астрофизики может оказаться весьма парадоксальным и непривычным с точки зрения существующих научных догм.

В астрофизике и, в частности, космологии открыто много необычного. Напомним историю вопроса о кротовых норах (КН) в астрофизике.

Первой серьезной работой по кротовым норам может считаться работа Эйнштейна и Розена [1], опубликованная в 1935 г. В этой работе для описания гипотетического объекта вводится "математическое представление о физическом пространстве как о пространстве двух одинаковых областей, соединенных *мостом*", т.е. авторы работы [1] используют термин *мост* для описания объекта, который сегодня мы называем кротовой норой.

Это была замечательная идея, однако математическая модель, предложенная авторами, не была корректной.

Первой современной работой по этому вопросу явилась статья Уиллера 1955 года [2]. В этой работе впервые приводится диаграмма кротовой норы. В 1957 г. Мизнер и Уиллер в известной работе [3] первыми предложили физической общественности термин *кротовая нора* (wormhole).

Здесь мы попытаемся доказать, что ряд астрофизических объектов могут оказаться входами в КН. Эти КН могут представлять собой остатки от инфляционной эпохи в эволюции Вселенной. Модель хаотической инфляции является основой современной космологии и предполагает существование, кроме нашей, бесконечного числа других вселенных, которые возникают в скалярном поле в разных областях и разные моменты времени, образуя "пространственно-временную пену" [4–6]. Первичные пространственно-временные тоннели (кротовые норы), вероятно, существуют в исходном скалярном поле [7] и, возможно, сохраняются после инфляции [8, 9], связывая различные области нашей и других вселенных (рис. 1), что открывает уникальную возможность исследования многоэлементной Вселенной и обнаружения нового типа объектов — входов в тоннели.

Однако анализ моделей КН показывает, что для существования КН необходима материя с необычным уравнением состояния (УС) [10–12]. УС должно быть анизотропным, а величина $w_{||} = p_{||}/\varepsilon$ должна быть меньше -1 (как у фантомной материи). Здесь $p_{||}$ — суммарное давление вдоль тоннеля, ε — суммарная плотность энергии всех компонент материи в тоннеле. Существование такой материи пока является предположением [13]. В дальнейшем для определенности термин "фантомная энергия" употребляется при изотропном

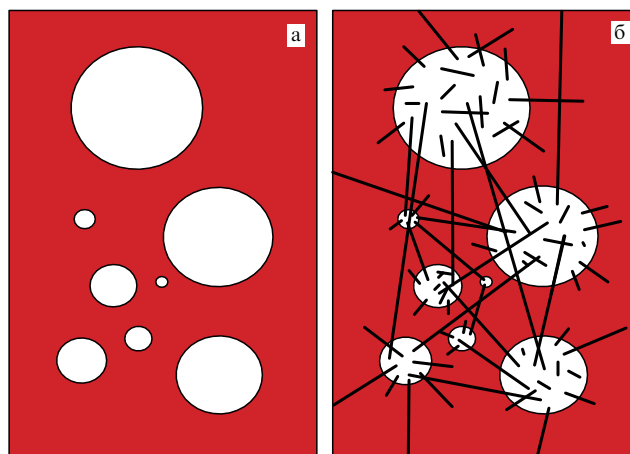


Рис. 1. Модели хаотической инфляционной многоэлементной Вселенной (а) без тоннелей и (б) с кротовыми норами.

УС, $p/\varepsilon < -1$, а "фантомная материя" — при анизотропном УС. Единицы измерения выбраны так, что $c = 1$, $G = 1$.

В нашем докладе рассматриваются модели, в которых основным материалом для КН, обладающим всеми необходимыми свойствами, является пронизывающее ее сильное магнитное поле, а фантомная материя или фантомная энергия нужны только в виде малой добавки, и, наоборот, модели, в которых основным материалом является фантомная энергия с УС близким к вакуумному ($p/\varepsilon = -1$) и добавкой плотности энергии магнитного поля. При этом некоторые из наблюдаемых астрономических объектов могут оказаться входами в тоннели.

В этом докладе мы не рассматриваем проблему устойчивости КН. Существуют модели КН, для которых устойчивость была доказана (см., например, работы [14]).

Более подробно рассматриваемая гипотеза обсуждается в работах [15–17].

2. Модель сферически симметричной магнитной кротовой норы

Статическая сферически симметричная КН описывается теми же уравнениями, что и сферическая релятивистская звезда, а главным отличием КН, по определению, является наличие пространственной горловины, создающей многосвязную топологию, и отсутствие горизонта¹. Метрика согласно [18] может быть представлена в виде

$$ds^2 = \exp(2\phi(r)) dt^2 - \frac{dr^2}{1 - b(r)/r} - r^2 d\Omega^2, \quad (1)$$

где r — радиальная координата, $\phi(r)$ — так называемая функция красного смещения, $b(r)$ — функция формы. Горловине КН соответствуют минимум $r = r_0 = b(r_0)$ и $b'(r_0) \leq 1$. Наличие у объекта горизонта соответствует условию $\phi \rightarrow -\infty$ или $\exp \phi \rightarrow 0$, поэтому для КН величина ϕ должна быть везде конечной. Для сферически-симметричного случая диагональные члены тензора энергии-импульса дают [18]:

$$\begin{aligned} 8\pi\varepsilon(r) &= \frac{db}{dr} \frac{1}{r^2}, \quad 8\pi p_{\parallel}(r) = -\frac{b}{r^3} + 2\left(1 - \frac{b}{r}\right) \frac{d\phi}{dr} \frac{1}{r}, \\ 8\pi p_{\perp}(r) &= \left(1 - \frac{b}{r}\right) \left[\frac{d^2\phi}{dr^2} + \left(\frac{d\phi}{dr}\right)^2 + \frac{1}{r} \frac{d\phi}{dr} \right] - \\ &\quad - \frac{1}{2r^2} \left(r \frac{db}{dr} - b \right) \left(\frac{d\phi}{dr} + \frac{1}{r} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\varepsilon(r)$ — плотность энергии.

Введем массу $M(r)$ КН для внешнего наблюдателя:

$$M(r) = M_0 + \int_{r_0}^r 4\pi\varepsilon r^2 dr, \quad (3)$$

где $M_0 = r_0/2$.

Для удобства численных расчетов введем переменную $x = r_0/r$, тогда интервал $r_0 \leq r < \infty$ преобразуется в

$0 < x \leq 1$ и вместо (2) получим:

$$\begin{aligned} 8\pi\varepsilon r_0^2 &= -\frac{b'x^4}{r_0}, \\ 8\pi p_{\parallel} r_0^2 &= -\frac{bx^3}{r_0} - 2x^3 \left(1 - \frac{bx}{r_0}\right) \phi', \\ 8\pi p_{\perp} r_0^2 &= \left(1 - \frac{bx}{r_0}\right) [x^4 \phi'' + x^3 \phi' + x^4 (\phi')^2] + \\ &\quad + \frac{0,5x^3 (xb' + b)(1 - x\phi')}{r_0}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь штрихом обозначены производные по x . В работе [19] было показано, что в сферически симметричной КН при $w_{\parallel} = \text{const}$ и $w_{\perp} = \text{const}$ необходимо выполнение неравенства, определяющего возможные УС и их анизотропию:

$$-2w_{\perp} < w_{\parallel} < -1. \quad (5)$$

Левая часть неравенства (5) задает конечность массы КН при $r \rightarrow \infty$, а правая — отсутствие горизонта.

Очень интересно, что для магнитного (или электрического) поля условие (5) "почти" выполняется. Тензор энергии-импульса, если направление поля совпадает с r , задает УС:

$$w_{\parallel} = -1, \quad w_{\perp} = 1, \quad \varepsilon = \frac{H^2 + E^2}{8\pi}, \quad (6)$$

что с точностью до малого отрицательного приращения к $w_{\parallel}$ удовлетворяет условиям (5) для КН.

В работе [20] рассмотрена модель КН из фантомной материи с анизотропным УС:

$$1 + \delta = -\frac{p_{\parallel}}{\varepsilon} = \frac{p_{\perp}}{\varepsilon}, \quad (7)$$

и показано, что для существования КН достаточно сколь угодно малого значения параметра δ .

Введем обозначения: $x_h = r_0/r_h > 1$ — отношение радиуса горловины КН к радиусу горизонта соответствующей черной дыры (ЧД) Рейснера–Нордстрема [21] с магнитным зарядом $Q = r_h$. Величина ε определяется соотношением

$$\varepsilon = \varepsilon_0 x^4 \left(\frac{x_h - 1}{x_h - x} \right)^{\delta}, \quad \varepsilon_0 = \frac{1}{8\pi r_0^2 (1 + \delta)}. \quad (8)$$

Масса КН для удаленного от горловины наблюдателя M_{∞} лежит в интервале

$$M_0 \leq M_{\infty} \leq 2M_0. \quad (9)$$

Левая часть неравенства (9) следует из (3), а правая вытекает из (8).

В связи с этим можно сделать заключение о том, что электромагнитное поле может быть существенной или даже основной частью материи КН.

Параметры для горловины магнитной КН с разными массами M_0 приведены в таблице. Из соотношений (8) можно получить выражения (с учетом констант c и G) для r_0 , H_0 , ρ_0 — плотности массы, ν_G — частоты радиальных колебаний минимальной амплитуды, ν_H — гирочастоты в горловине и ее системе покоя, ν_c — частоты (для внешнего наблюдателя) обращения по нижней устойчи-

¹ Здесь и далее речь идет о горизонте видимости.

Таблица. Параметры горловины магнитной кротовой норы с различной массой

$M_\infty = 2M_0$	r_0 , см	H_0 , Гс	$\rho(r_0)$, г см ⁻³	v_G , Гц	v_H , Гц	v_c , Гц
$6 \times 10^{42} \text{ г} = 3 \times 10^9 M_\odot$ (квазар)	$4,5 \times 10^{14}$	$7,8 \times 10^9$	$2,7 \times 10^{-3}$	$7,6 \times 10^{-6}$ (1,5 дня)	$2,2 \times 10^{16}$	$1,16 \times 10^{-6}$ (9,8 дней)
$10^{39} \text{ г} = 5 \times 10^5 M_\odot$ (рождение пар $e^\pm$)	$7,4 \times 10^{10}$	$4,4 \times 10^{13}$	$9,7 \times 10^4$	0,045 (22 с)	$1,3 \times 10^{20}$	$6,9 \times 10^{-3}$ (2,4 мин)
$2 \times 10^{33} \text{ г} = M_\odot$ (Солнце)	$1,5 \times 10^5$	$2,3 \times 10^{19}$	$2,4 \times 10^{16}$	$2,3 \times 10^4$	$6,6 \times 10^{25}$	$3,5 \times 10^3$
$6 \times 10^{27} \text{ г} = M_\oplus$ (Земля)	0,45	$7,8 \times 10^{24}$	$2,7 \times 10^{27}$	$7,6 \times 10^9$	$2,2 \times 10^{31}$	$1,16 \times 10^9$
$5 \times 10^{10} \text{ г}$ (позитроний)	$3,5 \times 10^{-18}$	10^{42}	$4,4 \times 10^{61}$	$9,7 \times 10^{26}$	$2,7 \times 10^{48}$	$1,5 \times 10^{26}$
$1,8 \times 10^3 \text{ г}$ (рождение пар $\mu^\pm$)	$1,3 \times 10^{-25}$	$2,6 \times 10^{49}$	3×10^{76}	$2,6 \times 10^{34}$	$7,3 \times 10^{55}$	4×10^{33}
$2 \times 10^{-5} \text{ г}$ (планковская масса)	$1,5 \times 10^{-33}$	$2,3 \times 10^{57}$	$2,4 \times 10^{92}$	$2,3 \times 10^{42}$	$6,6 \times 10^{63}$	$3,5 \times 10^{41}$

вой круговой орбите:

$$\begin{aligned}
 r_0 &= \frac{G}{c^2} 2M_0, \\
 H_0 &= \frac{c^4}{G^{3/2}} (2M_0)^{-1}, \\
 \rho_0 &= \frac{c^6}{8\pi G^3} (2M_0)^{-2}, \\
 v_G &= \frac{c^3}{2\sqrt{2}\pi G} (2M_0)^{-1}, \\
 v_H &= \frac{ec^3}{2\pi m_e G^{3/2}} (2M_0)^{-1}, \\
 v_c &= \frac{\sqrt{3}c^3}{32\pi G} (2M_0)^{-1} = \sqrt{\frac{3}{128}} v_G.
 \end{aligned} \tag{10}$$

Параметры КН в таблице оценены для ядра квазара, объектов с критическим полем (и соответствующей массой КН), необходимым для рождения пар электрон–позитрон, объектов с массой порядка массы Солнца и порядка массы Земли, объектов с критическим магнитным полем (и соответствующей массой КН), при котором атом позитрония в магнитном поле стабилен, объектов с критическим магнитным полем (и массой) для рождения пар монополю–антимонполю и объектов с планковской массой.

Выражение для метрики (1) соответствует шварцшильдовской системе координат. Физическая координата, измеряющая расстояние вдоль тоннеля l , охватывающее оба входа ($-\infty < l < +\infty$), связана с радиальной координатой r соотношением

$$l(r) = \pm \int_{r_0}^r \frac{dr}{\sqrt{1 - b_\pm(r)/r}}. \tag{11}$$

При $r \gg r_0$ величина $l \rightarrow r$ и для модели, описываемой соотношениями (8), при малом δ величина магнитного поля

$$H \approx \frac{2M_0\sqrt{G}}{r^2}. \tag{12}$$

В предположении малости электрического поля ограничение, связанное с рождением электрон-позитронных пар, снимается, однако в таблице приводится предельное

значение поля $H_{\text{lim}} = m_e^2 c^3 / (\mu \hbar) \approx 4,4 \times 10^{13}$ Гс, соответствующее этому ограничению. Это значение поля определяет специфические условия, связанные с тем, что при $H > H_{\text{lim}}$ уровень возбуждения Ландау превосходит энергию покоя электрона. В поле, превышающем 10^{42} Гс, атом позитрония становится стабильным и среда заполняется этими атомами, рождаемыми из вакуума [22, 23]. При магнитных полях, больших критического H_{max} , происходит пробой вакуума и рождение монопольных пар [24–26]. Если масса стабильного бесцветного монополя типа монополя 'т Хофта – Полякова [27–29] $m_\mu \sim \sim 10^{16}$ ГэВ $\sim 10^{-8}$ г, магнитный заряд $\mu = (3/2)\hbar c/e \sim \sim 10^{-7}$ и $H_{\text{max}} = m_\mu^2 c^3 / (\mu \hbar) \approx 2,6 \times 10^{49}$ Гс, то максимальная масса магнитной КН с таким полем в горловине согласно (10) составит $2M_0 \approx 1,8$ кг. Рождаемые монополи будут покидать КН, уменьшая ее массу. Устойчивость столь малых КН по отношению к другим квантовым процессам не очевидна, поэтому минимальная масса КН может оказаться значительно большей, чем 1,8 кг. Нижний предел для масс КН с композиционным составом, очевидно, еще меньше. Отметим также, что отсутствие горизонта для КН приводит к отсутствию для них испарения (эффект Хокинга). Поэтому первичные КН с малой массой могли сохраниться до настоящего времени, в отличие от первичных ЧД (для которых нижний предел по массе составляет $\sim 10^{15}$ г).

3. Входы в тоннели и черные дыры с магнитным полем в Галактике и галактических ядрах

Рассмотренная в разделе 2 модель предполагает возможность обнаружения среди галактических и внегалактических объектов входов в тоннели или ЧД, образовавшихся в результате эволюции из реликтовых КН. Из сказанного выше ясно, что эти ЧД могут отличаться от первичных ЧД величиной и структурой магнитного поля.

Наличие радиального магнитного поля может быть выявлено по специфическому закону изменения напряженности ($H \propto r^{-2}$) и одинаковому знаку поля со всех сторон. Вращение монополя возбуждает дипольное электрическое поле, которое может обеспечить ускорение релятивистских частиц. Важно отметить, что дипольное электрическое поле (в отличие от квадруполь-

ного для диска) ускоряет электроны в направлении одного полюса, а протоны и позитроны — в направлении другого. Это позволяет объяснить в рамках рассматриваемой модели происхождение односторонних струй из некоторых источников (например квазара 3C273) [30].

Наличие аккреционного диска усложняет картину. Квадрупольное электрическое поле генерирует двусторонние струи электронов или протонов/позитронов (в зависимости от знака квадруполья). В результате структура струи может оказаться различной. Вероятно, очень сильными будут эффекты взаимодействия электромагнитных полей КН/ЧД и аккреционного диска.

Отличие входа КН от ЧД можно выявить по наблюдению отсутствия горизонта — светящийся источник, падающий в КН, должен наблюдаться непрерывно, но с переменным красным или даже синим смещением. Однако здесь надо предполагать прозрачность тоннеля.

Синее смещение может возникнуть, если масса противоположного (по отношению к наблюдателю) входа КН больше, чем масса ближайшего входа. Если тоннель прозрачен и имеет аккреционные диски с обоих входов, то красное смещение для спектров этих дисков также будет различным, т.е. можно обнаружить два разных красных смещения от одного и того же источника, связанного с КН.

Наблюдаемый образ КН может иметь внутреннюю структуру, угловые размеры которой могут быть значительно меньше величины, определяемой гравитационным диаметром.

В этом отношении весьма интересными представляются данные наблюдений гравитационно-линзированного квазара Q0957+561 с красным смещением $z = 1,4141$ [31], из которых следует, что размеры этого квазара меньше шварцшильдовского диаметра. Специфической особенностью КН, демонстрирующей сильные релятивистские эффекты и одновременно отсутствие горизонта, является возможность периодических колебаний пробной массы относительно горловины (см. таблицу и приложение 1). При этом красное смещение этой массы также будет периодически изменяться. Если структура КН близка к образованию горизонта, то величины этих смещений, их период, а также колебания потока могут быть очень большими. В связи с этим обращает на себя внимание наблюдение квазипериодических вариаций потока у так называемых IDV-источников (IDV — от англ. Intra Day Variability — внутрисуточная переменность), например у лацертиды 0716 + 714 [32].

При движении источников по круговым орбитам вокруг входа в тоннель (см. таблицу и приложение 2) компактный источник будет также периодически изменять свой поток и красное смещение. Наконец, внешний наблюдатель может обнаружить излучение на гиро-частотах и явления, связанные с образованием $e^\pm$ - и $\mu^\pm$ -пар.

4. Выводы и перспективы

Главным выводом из предыдущего представляется возможность обнаружения среди известных галактических и внегалактических объектов, обычно отождествляемых с ЧД звездных масс и массами порядка ядер галактик, нового типа первичных космологических объектов — входов в КН или специфических ЧД, образовавшихся из КН. Очень важным представляется

заключение о наличии сильного магнитного поля с радиальной структурой (модель "Ежик" [33, 34]), обеспечивающего с учетом вращения генерацию струй релятивистских частиц (односторонние и двусторонние выбросы). Для таких объектов модели КН предполагают наличие специфических эффектов, связанных с отсутствием горизонта и обеспечивающих видимость источников излучения в любой точке тоннеля при условии прозрачности среды. Предполагается также существование определенного закона изменений спектра, потока и поляризации излучающего источника. Ожидается обнаружить новые эффекты гравитационного линзирования на кротовых норах (см. [20, 35]). Возможно обнаружение квазипериодических колебаний излучающих объектов относительно горловины КН.

Исследование структуры кандидатов — источников, связанных со входами в КН (или ЧД) с радиальным магнитным полем, — возможно с помощью инструментов с угловым разрешением в несколько микросекунд дуги и лучшим, что предполагается осуществить с помощью космических интерферометров "Радиоастрон" [36] и "Миллиметрон" [37].

Возможно обнаружение источников, связанных с двойными входами в тоннели, образующими системы с сильным магнитодипольным излучением и выбросом релятивистских $e^\pm$. Конечная стадия эволюции таких систем завершается образованием ЧД и электромагнитных импульсов с большой мощностью.

Важно отметить также, что наличие КН с сильными магнитными полями позволяет предположить, что элементарные магнитные монополи, предсказываемые теорией [33, 34], могли оказаться поглощенными этими объектами в процессе космологической эволюции.

Другое направление исследований связано со спектральным и поляризационным мониторингом излучения этих источников.

Обнаружение тоннелей открывает путь к возможности исследования всей многоэлементной Вселенной.

Приложения

1. Наблюдения тела, совершающего колебания относительно горловины кротовой норы

Специфическим явлением могут быть колебания тел около горловины КН (радиальные орбиты). Сигналы таких источников, приходящие к внешнему наблюдателю, будут иметь характерную периодичность в спектре. Все другие объекты кроме КН (звезды, ЧД) поглощают падающие на них тела безвозвратно. Периодические радиальные колебания являются характерной особенностью КН.

Рассмотрим для простоты пробное тело с нулевым угловым моментом. Для решения уравнений движения воспользуемся методом Гамильтона – Якоби в кривом пространстве [38].

Тогда для скорости тела получаем

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \pm \exp \phi \sqrt{\left(1 - \frac{b}{r}\right) \left[1 - \exp(2\phi) \left(\frac{m_0}{E_0}\right)^2\right]}, \quad (13)$$

здесь m_0 и E_0 — масса покоя и полная энергия тела соответственно. Так как для КН $\exp \phi > 0$ во всем пространстве, то уравнение $\dot{r} = 0$ имеет три корня: два

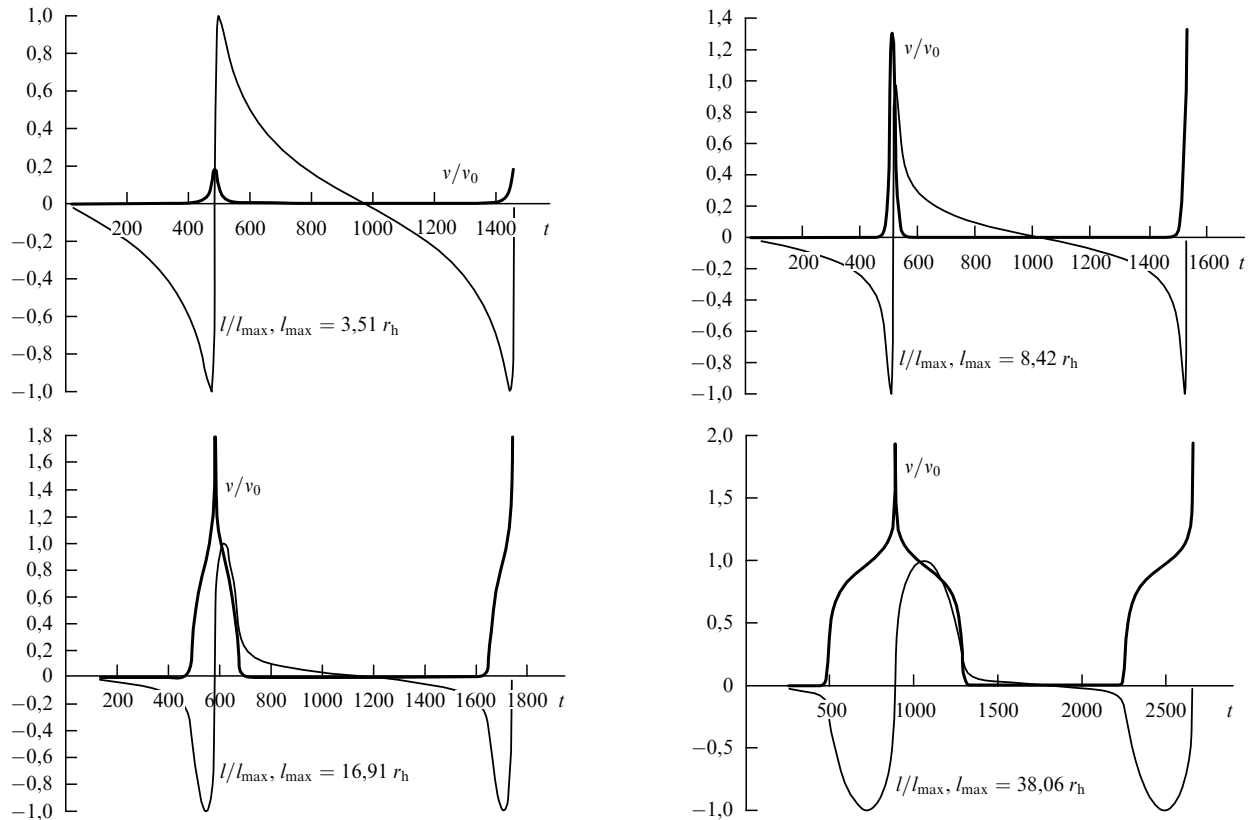


Рис. 2. Зависимости смещения частоты v/v_0 (жирная кривая) и физической радиальной координаты $l/l_{\max}$ (тонкая кривая) от времени t (в единицах r_h/c). Графики построены для $\delta = 0,001$.

из них соответствуют равенству нулю второго множителя в квадратных скобках подкоренного выражения (13) (остановка тела по разные стороны горловины) и третий корень соответствует равенству нулю первого множителя в подкоренном выражении (остановка на горловине).

Остановку на горловине рассмотрим подробнее. Это совершенно уникальное явление, связанное исключительно с кривизной пространства. Сначала убедимся, что эта остановка длится конечное время. Для этого рассмотрим интеграл

$$\Delta t = \int_{r_0}^{r_1} \frac{dr}{\dot{r}}. \quad (14)$$

Интеграл (14) не расходится, если производная от $1 - b/r$ по r отлична от нуля в горловине. То, что это именно так, можно убедиться из найденного выражения для метрики КН. Из ограниченности интеграла (14) и следует ограниченность времени остановки тела в горловине (и всего цикла колебания — по аналогичным причинам).

Выражение (13) не является физической скоростью тела, так как координата r не является физической радиальной координатой. Такую координату представляет собой l в уравнении (11). В соответствии с этим получаем физическую скорость $\dot{l}$ тела вдоль радиуса:

$$\dot{l} = \pm \exp \phi \sqrt{1 - \exp(2\phi) \left(\frac{m_0}{E_0}\right)^2}. \quad (15)$$

Эта скорость уже не обращается в нуль на горловине КН.

Красное смещение сигнала, излучаемого телом, определяется двумя факторами:

1) доплеровским смещением от движения источника: фактор $\sqrt{1 - v^2}/(1 \pm v)$, где $v = \dot{r}\sqrt{|g_{rr}/g_{tt}|}$ — физическая скорость тела в его собственном времени (здесь знак "+" соответствует движению тела от наблюдателя, а "-" — к наблюдателю, g_{rr} и g_{tt} — компоненты метрического тензора);

2) гравитационным красным смещением: фактор $\exp \phi$.

Поэтому частота сигнала для удаленного наблюдателя будет определяться выражением

$$v = v_0 \frac{\exp(2\phi)(m_0/E_0)}{1 \pm \sqrt{1 - \exp(2\phi)(m_0/E_0)^2}}, \quad (16)$$

где v_0 — частота сигнала, измеренная на движущемся теле. Отсюда видно, что на горловине КН, в отличие от горизонта ЧД, частота сигнала не обращается в нуль для удаленного наблюдателя.

Для того чтобы найти для внешнего наблюдателя зависимость красного смещения v/v_0 тела от времени, нужно ко времени t добавить время Δt распространения света от точки r до точки $r_{\max}$ тела. Соответствующие зависимости приведены на рис. 2.

При экстремально малых амплитудах $r_1 - r_0$ колебания пробного тела становятся гармоническими. Это достигается при выполнении следующих неравенств:

$$r - r_0 \leq r_1 - r_0 \ll r_0 - r_h, \quad 1 - x \leq 1 - x_1 \ll x_h - 1, \quad (17)$$

где $x_1 = r_0/r_1$. В этом случае вблизи от точек остановок тела компоненты его скорости $\dot{r}$ (13) можно разложить в

ряд по $1 - x$ (или по $x - x_1$). Ограничиваясь главными членами разложения, находим:

$$\exp \phi \approx x_h - 1, \quad 1 - \frac{b}{r} \approx (x_h - 1)(1 - x), \quad (18)$$

$$1 - \exp(2\phi) \left(\frac{m_0}{E_0} \right)^2 \approx \frac{2(x - x_1)}{x_h - 1}.$$

Отсюда получаем уравнение колебаний гармонического осциллятора с остановками при $x = 1$ и $x = x_1$:

$$(\dot{r})^2 \approx 2(x_h - 1)^2(1 - x)(x - x_1),$$

$$r_h \ddot{r} = \dot{r} \frac{\partial \dot{r}}{\partial x} = \frac{1}{2} \frac{\partial (\dot{r})^2}{\partial x}, \quad (19)$$

$$(1 - x)'' = -\omega_0^2(1 - x),$$

где $\omega_0 = \sqrt{2}(x_h - 1)/r_h$. Период таких колебаний для внешнего наблюдателя оказывается равным

$$T_1 = \frac{\sqrt{2} \pi r_h}{c(x_h - 1)}. \quad (20)$$

При этом колебания физической координаты l тоже являются гармоническими, что следует из формул (11), (15) и (18). Тело колеблется от $-l_1$ до $+l_1$, условие малости для l_1 , соответствующее (17), выражается соотношением $l_1 \ll r_h$ (таким образом, в этих координатах амплитуда не обязана быть экстремально малой).

Колебания координаты l имеют вдвое больший период ($T_2 = 2T_1$), так как физическая скорость $\dot{l}$ имеет две точки остановки (а не три, как $\dot{r}$), в этом легко убедиться, вычисляя период непосредственно с помощью формулы (14).

2. Круговые орбиты пробной частицы вокруг кротовой нору

Найдем предельные круговые орбиты пробной частицы вокруг КН. Для этого сначала решим эту задачу в метрике предельного пространства-времени Рейснера – Нордстрема (методом Гамильтона – Якоби (см. [38])).

Введем обозначение $\lambda = L/(m_0 r_h c)$ — удельный угловой момент частицы.

В соответствии с [39, 40] удельная эффективная потенциальная энергия $U(x)$ пробной частицы и ее производная имеют соответственно вид

$$U(x) = (1 - x) \sqrt{1 + \lambda^2 x^2}, \quad (21)$$

$$U'(x) = -\frac{2\lambda^2 x^2 - \lambda^2 x + 1}{\sqrt{1 + \lambda^2 x^2}}.$$

Корни для неустойчивой и устойчивой круговых орбит находятся из условия $U'(x) = 0$:

$$x_{\pm} = 0,25 \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{8}{\lambda^2}} \right). \quad (22)$$

Отсюда видно, что $\lambda^2 \geq 8$.

Поэтому последняя устойчивая орбита соответствует

$$x_- = \frac{1}{4}, \quad r_- = 4r_h, \quad \lambda^2 = 8. \quad (23)$$

И последняя неустойчивая круговая орбита соответствует

$$x_+ = \frac{1}{2}, \quad r_+ = 2r_h, \quad \lambda^2 \rightarrow \infty. \quad (24)$$

Тем же методом можно получить выражение для $\dot{\phi} = \text{const}$ на круговой орбите и выражение для периода обращения

$$\tau = \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{\dot{\phi}} = \frac{2\pi r^2 E_0 / L}{c^2 (1 - r_h / r)^2}, \quad (25)$$

где $E_0 = U(r)$ для конкретной круговой орбиты.

Отсюда находим для периодов (по времени удаленного наблюдателя) последних устойчивой и неустойчивой круговых орбит:

$$\tau(4r_h) = \frac{32\pi r_h}{\sqrt{3}c}, \quad \tau(2r_h) = \frac{8\pi r_h}{c}. \quad (26)$$

При $r \geq 2r_h$ поправками, связанными с δ , для КН можно пренебречь. Поэтому результаты (23)–(26) будут справедливыми также и для КН.

3. Характерное распределение интенсивности света, проходящего через кротовую нору

В работе [19] найдены углы отклонения фотонов, проходящих через горловину КН с параметрами $w_{\perp} = -w_{\parallel} = 2$ (рис. 3а). Используя этот результат, можно построить угловую зависимость интенсивности света, проходящего через горловину КН (см. [20]).

Рассмотрим случай равномерного (в среднем) распределения световых источников с другой от наблюдателя стороны КН (например реликтового фона). Тогда в сферически симметричном случае горловина КН в среднем одинаково освещается с разных направлений.

Рассмотрим свет, проходящий через горловину КН в экваториальной плоскости (т.е. в плоскости $\theta = \pi/2$). Со стороны наблюдателя интенсивность света, проходящего через горловину, будет зависеть от прицельного параметра h (измеряемого в единицах радиуса горловины r_0).

Пусть ϕ — угол отклонения фотона после прохождения горловины (в результате гравитационного линзирования), а I_{tot} — полная интенсивность света с разных направлений угла ϕ , $I_{\phi} \equiv dI_{\text{tot}}/d\phi$ — плотность интенсивности, приходящаяся на единицу угла. Имеем $I_{\phi} = \text{const}$ (ввиду независимости интенсивности от направления света за горловиной).

Тогда

$$\frac{dI_{\text{tot}}}{dh} \equiv I_h(h) = \frac{dI_{\text{tot}}}{d\phi} \frac{d\phi}{dh} = \text{const} \frac{d\phi}{dh}.$$

В работе [19] получена зависимость $\phi(h)$:

$$\phi(h) = 2 \int_1^{\infty} \frac{h}{x^2 \sqrt{(1 - y/x)(\exp(-2\phi) - h^2/x^2)}} dx. \quad (27)$$

Обозначая $1/x \equiv q$, находим

$$I_h(h) = C \int_0^{q_0} \frac{\exp(-2\phi) dq}{\sqrt{1 - qy} [\exp(-2\phi) - q^2 h^2]^{3/2}}. \quad (28)$$

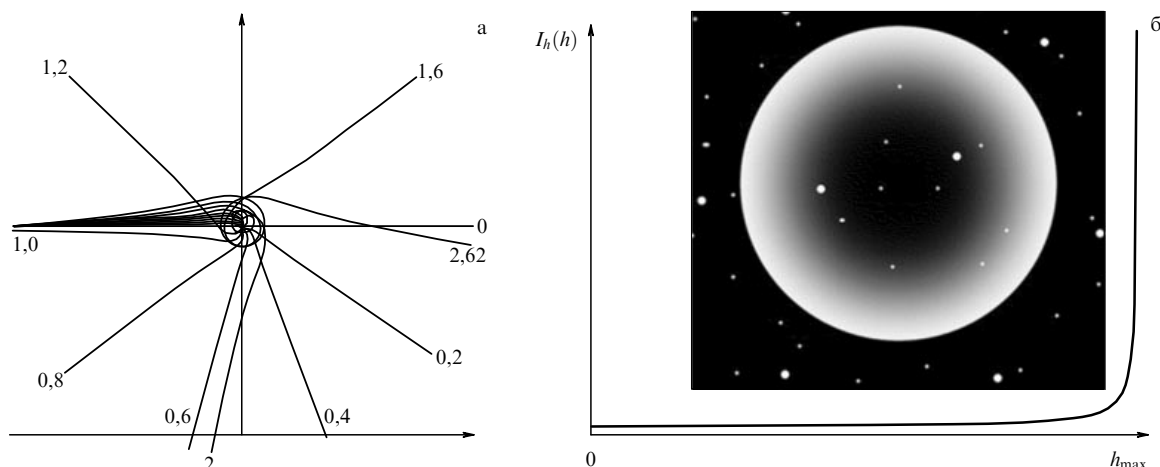


Рис. 3. (а) Отклонение фотонов, проходящих через горловину КН (числами показаны величины прицельных параметров). (б) Зависимость интенсивности света I_h , проходящего через горловину КН, от прицельного параметра h .

Это распределение интенсивности по h имеет минимум при нулевом прицельном параметре (ПП) и максимум при максимальных ПП, соответствующих ширине горловины КН, причем этот результат не зависит от длины волны света, проходящего через КН.

Характерная кривая для $I_h(h)$ представлена на рис. 3б. Она соответствует КН с метрикой (1). Таким образом, наблюдатель увидит кольцо света с резкими внешними краями и размытыми внутренними краями.

При достаточном разрешении наблюдательных приборов этот факт позволит отличить кротовые норы от черных дыр, например, в активных ядрах галактик.

Список литературы

1. Einstein A, Rosen N *Phys. Rev.* **48** 73 (1935)
2. Wheeler J A *Phys. Rev.* **97** 511 (1955)
3. Misner C W, Wheeler J A *Ann. Phys. (New York)* **2** 525 (1957)
4. Wheeler J A *Ann. Phys. (New York)* **2** 604 (1957)
5. Vilenkin A *Phys. Rev. D* **27** 2848 (1983)
6. Linde A D *Phys. Lett. B* **175** 395 (1986)
7. Visser M *Lorentzian Wormholes: from Einstein to Hawking* (Woodbury, NY: AIP, 1995)
8. Lobo F S N *Phys. Rev. D* **71** 084011 (2005)
9. Shinkai H, Hayward S A *Phys. Rev. D* **66** 044005 (2002)
10. Rahaman F et al. *Phys. Lett. B* **633** 161 (2006); gr-qc/0512075
11. Kuhfittig P K F *Phys. Rev. D* **73** 084014 (2006); gr-qc/0512027
12. Lobo F S N *Phys. Rev. D* **71** 124022 (2005); gr-qc/0506001
13. Visser M, Kar S, Dadhich N *Phys. Rev. Lett.* **90** 201102 (2003); gr-qc/0301003
14. Jassal H K, Bagla J S, Padmanabhan T *Phys. Rev. D* **72** 103503 (2005)
15. Armendáriz-Picón C *Phys. Rev. D* **65** 104010 (2002); gr-qc/0201027
16. Кардашев Н С, Новиков И Д, Шацкий А А *Астрон. журн.* **83** 675 (2006)
17. Kardashev N S, Novikov I D, Shatskiy A A *Int. J. Mod. Phys. D* **16** 909 (2007)
18. Kardashev N S, Novikov I D, Shatskiy A A, astro-ph/0610441
19. Morris M S, Thorne K S *Am. J. Phys.* **56** 395 (1988)
20. Шацкий А А *Астрон. журн.* **81** 579 (2004)
21. Шацкий А А *Астрон. журн.* **84** (2) 99 (2007)
22. Мизнер Ч, Торн К, Уилер Дж. *Гравитация* Т. 3 (М.: Айнштайн, 1997)
23. Shabad A E, Usov V V, hep-th/0512236
24. Shabad A E, Usov V V, in *Particle Physics at the Year of 250th Anniversary of Moscow University: Proc. of the 12th Lomonosov Conf. on Elementary Particle Physics, Moscow, Russia,*

- 25–31 August 2005 (Ed. A I Studenikin) (Singapore: World Scientific, 2006); astro-ph/0601542
24. Bander M, Rubinstein H R *Phys. Lett. B* **280** 121 (1992)
25. Duncan R C, astro-ph/0002442
26. Peng Q, Chou C *Astrophys. J.* **551** L23 (2001)
27. 't Hooft G *Nucl. Phys. B* **79** 276 (1974)
28. Поляков А М *Письма в ЖЭТФ* **20** 430 (1974)
29. Kibble T W B *J. Phys. A: Math. Gen.* **9** 1387 (1976)
30. Stawarz L *Astrophys. J.* **613** 119 (2004)
31. Schild R E, Leiter D J, Robertson S L, astro-ph/0505518
32. Ostorero L et al., astro-ph/0602237
33. Кардашев Н С "Послесловие", в кн. Бербидж Дж, Бербидж М *Квасары* (М.: Мир, 1969)
34. Kovalev Yu A, Kovalev Yu Yu, Nizhelsky N A *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **52** 1027 (2000)
35. Черепашук А М *Вестн. МГУ. Сер. 3. Физ. Астрон.* (2) 62 (2005)
36. Проект РадиоАстрон, <http://www.asc.rssi.ru/radioastron/description/intro-rus.htm>
37. Проект Миллиметрон, <http://www.asc.rssi.ru/millimetron/millim.htm>
38. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1995)
39. Frolov V P, Novikov I D *Black Hole Physics. Basic Concepts and New Developments* (Dordrecht: Kluwer, 1998)
40. Carr B J "Primordial black holes: do they exist and are they useful?", astro-ph/0511743

PACS numbers: 95.35 + d, 98.80. – k

Темная материя: от начальных условий до образования структуры Вселенной

В.Н. Лукаш, Е.В. Михеева

1. "Принеси то, не знаю что"

Мы стоим на пороге открытия, способного изменить суть наших представлений о Миров. Речь идет о природе темной материи.

В последние годы астрономия сделала важнейшие шаги в наблюдательном обосновании темной материи, и сегодня существование такого вещества во Вселенной можно считать твердо установленным фактом. Особенность ситуации состоит в том, что астрономы наблюдают структуры, состоящие из неизвестного физикам вещества. Так возникала проблема идентификации физической природы этой материи.

Современной физике элементарных частиц неизвестны частицы, обладающие свойствами темного вещества. Требуется расширение Стандартной модели. Но как, в каком направлении двигаться, что и где искать? Слова из известной русской сказки, вынесенные в заголовок этого раздела, как нельзя лучше отражают текущую ситуацию.

Физики ищут неизвестные частицы, имея только общие представления о свойствах наблюдаемой материи. Каковы же эти свойства?

Мы знаем лишь то, что темное вещество взаимодействует со светящимся (барионами) гравитационным образом и представляет собой холодную среду с космологической плотностью, в несколько раз превышающей плотность барионов. Вследствие столь простых свойств темная материя прямо влияет на развитие гравитационного потенциала Вселенной. Контраст ее плотности усиливался с течением времени, приводя к образованию гравитационно-связанных систем гало темного вещества.

Следует подчеркнуть, что этот процесс гравитационной неустойчивости мог быть запущен во фридмановской Вселенной только при наличии затравочных возмущений плотности, само существование которых никак не связано с темной материей, а обусловлено физикой Большого взрыва. Поэтому встает другой важнейший вопрос о возникновении затравочных возмущений, из которых развилась структура темной материи.

Вопрос о генерации начальных космологических возмущений мы рассмотрим несколько позднее. А сейчас вернемся к темной материи.

В гравитационные ямы концентраций темной материи захватываются барионы. Поэтому, хотя частицы темной материи и не взаимодействуют со светом, свет находится там, где есть темное вещество. Это замечательное свойство гравитационной неустойчивости сделало возможным изучение количества, состояния и распределения темной материи по наблюдательным данным от радиодиапазона до рентгеновского диапазона.

Независимым подтверждением наших выводов о свойствах темной материи и о других параметрах Вселенной служат данные об анизотропии и поляризации реликтового излучения, о распространенности легких элементов во Вселенной, о распределении линий поглощения вещества в спектрах далеких квазаров. Все большую роль играет численное моделирование, заменившее собой эксперимент в космологических исследованиях. Ценнейшая информация о распределении темного вещества содержится в многочисленных наблюдательных данных о гравитационном линзировании далеких источников близлежащими сгустками материи.

На рисунке 1 показан участок неба в направлении на один из таких сгустков темной массы ($\sim 10^{14} M_{\odot}$). Мы видим скопление галактик, захваченных гравитационным полем этого сгустка, горячий рентгеновский газ, покоящийся на дне ямы гравитационного потенциала, и множественное изображение одной из галактик фона, оказавшейся на луче зрения темного гало и искаженной его гравитационным полем.

В таблице 1 приведены средние значения космологических параметров, полученные из астрономических наблюдений (точность 10 %). Очевидно, суммарная плотность энергии всех видов частиц во Вселенной не превышает 30 % полной критической плотности (вклад



Рис. 1. Фотография неба в направлении на скопление галактик 0024 + 1654, полученная на телескопе "Хаббл".

Таблица 1. Основные космологические параметры

Постоянная Хаббла	$h = 0,7$
Температура реликтового излучения	$T = 2,725 \text{ K}$
Кривизна пространства	$\Omega_k = 0$
Космологическая плотность барионов	$\Omega_B = 0,05$
Космологическая плотность темной материи	$\Omega_{DM} = 0,23$
Космологическая плотность темной энергии	$\Omega_A = 0,7$
Наклон спектра возмущений плотности	$n_S = 0,96$

нейтрино не более нескольких процентов). Остальные 70 % находятся в форме, не принимавшей участия в гравитационном сгущивании вещества. Таким свойством обладает лишь космологическая постоянная или ее обобщение — среда с отрицательным давлением ($|\varepsilon + p| \ll \varepsilon$), получившая название "темная энергия". Определение природы последней является дальней перспективой развития физики.

Данный доклад посвящен вопросам физической космологии, решение которых ожидается уже в ближайшие годы. В первую очередь это касается определения начальных условий для образования структур темной материи и поиска самих неизвестных частиц.

2. Ранняя Вселенная и поздняя Вселенная

Наблюдаемая структура Вселенной — результат совместного действия стартовых условий и эволюции поля возмущений плотности. Современные наблюдательные данные позволили определить характеристики поля возмущений плотности в разные эпохи его развития. Тем самым удалось разделить информацию о начальных условиях и об условиях развития, что положило начало независимому исследованию физики ранней и поздней Вселенной.

Под термином "ранняя Вселенная" в современной космологии подразумевают заключительную стадию ускоренного расширения с последующим переходом к горячей фазе эволюции. Нам неизвестны параметры Большого взрыва, имеются только верхние ограничения (см. раздел 3, соотношения (12)). Однако существует хорошо разработанная теория генерации космологических возмущений, в соответствии с которой мы можем рассчитать спектры начальных возмущений плотности

вещества и первичных гравитационных волн в зависимости от значений космологических параметров.

Причины отсутствия общепринятой модели ранней Вселенной кроются в устойчивости предсказаний инфляционной парадигмы Большого взрыва — близости генерируемых спектров к плоскому виду, относительной малости амплитуды космологических гравитационных волн, трехмерной евклидовости видимой Вселенной и др., — которые могут быть получены в широком классе параметров моделей. Моментом истины для построения модели ранней Вселенной могло бы стать открытие космологических гравитационных волн, которое представляется возможным в случае успешного проведения международного космического эксперимента "Planck", который должен начаться в 2008 г.

Наши знания о поздней Вселенной диаметрально противоположны. Мы располагаем достаточно точной моделью — знаем состав материи, законы развития структуры, значения космологических параметров (см. табл. 1), но в то же время не имеем общепринятой теории происхождения компонент материи.

Известные нам свойства видимой Вселенной позволяют описать ее геометрию в рамках теории возмущений. Малым параметром (10^{-5}) является амплитуда космологических возмущений.

В нулевом порядке Вселенная является фридмановской и описывается единственной функцией времени — масштабным фактором $a(t)$. Первый порядок устроен несколько сложнее. Возмущения метрики являются суммой трех независимых мод — скалярной $S(k)$, векторной $V(k)$ и тензорной $T(k)$, каждая из которых характеризуется своей спектральной функцией волнового числа k . Скалярная мода описывает космологические возмущения плотности, векторная мода отвечает за вихревые движения вещества, а тензорная мода — это гравитационные волны. Таким образом, вся геометрия описывается с помощью четырех функций: $a(t)$, $S(k)$, $V(k)$ и $T(k)$, из которых сегодня нам известны лишь первые две (в некоторых областях определения).

Большой взрыв представлял собой катастрофический процесс быстрого расширения, сопровождаемый интенсивным быстропеременным гравитационным полем. В ходе космологического расширения возмущения метрики спонтанно рождались параметрическим образом из вакуумных флуктуаций, как рождаются любые безмассовые степени свободы под действием внешнего переменного поля. Анализ наблюдательных данных свидетельствует о квантово-гравитационном механизме рождения затравочных возмущений. Тем самым крупномасштабная структура Вселенной является примером решения проблемы измеримости в квантовой теории поля.

Отметим основные свойства рожденных полей возмущений: гауссова статистика (случайные распределения в пространстве), выделенная временная фаза ("растущая" ветвь возмущений), отсутствие выделенного масштаба в широком диапазоне длин волн, ненулевая амплитуда гравитационных волн. Последнее имеет решающее значение для построения модели ранней Вселенной, поскольку, имея простейшую связь с фоновой метрикой, гравитационные волны несут прямую информацию об энергетическом масштабе Большого взрыва.

В результате развития скалярной моды возмущений образовались галактики и другие астрономические

объекты. Важным достижением последних лет (эксперимент WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe)) стали серьезные уточнения наших знаний по анизотропии и поляризации реликтового излучения, которые возникли задолго до появления галактик в результате воздействия на распределение фотонов всех трех мод космологических возмущений.

Совместный анализ наблюдательных данных о распределении галактик и анизотропии реликтового излучения позволил разделить стартовые условия и эволюцию. Воспользовавшись условием, что сумма $S + V + T \approx 10^{-10}$ фиксирована величиной анизотропии реликтового излучения, можно получить верхнее ограничение на сумму вихревой и тензорной мод возмущений во Вселенной (их детектирование возможно лишь с увеличением точности наблюдений):

$$\frac{V + T}{S} < 0,2. \quad (1)$$

В случае, если бы неравенство (1) было нарушено, величина возмущений плотности оказалась бы недостаточной для образования наблюдаемой структуры.

3. Вначале был звук...

Эффект квантово-гравитационного рождения безмассовых полей хорошо изучен. Так могут рождаться частицы вещества (см., например, [1, 2]) (хотя, в частности, реликтовые фотоны возникли вследствие распада протоматерии в ранней Вселенной). Таким же образом происходит генерация гравитационных волн [3] и возмущений плотности [4], поскольку эти поля тоже относятся к безмассовым и их рождение не запрещено пороговым энергетическим условием. Задача о генерации вихревых возмущений еще ждет своих исследователей.

Теория S - и T -мод возмущений во фридмановской Вселенной сводится к квантово-механической задаче о независимых осцилляторах $q_k(\eta)$, находящихся во внешнем параметрическом поле $\alpha(\eta)$ в мире Минковского с временной координатой $\eta = \int dt/a$. Действие и лагранжиан элементарных осцилляторов зависят от их пространственной частоты $k \in (0, \infty)$:

$$S_k = \int L_k d\eta, \quad L_k = \frac{\alpha^2}{2k^3} (q'^2 - \omega^2 q^2), \quad (2)$$

где штрих обозначает производную по времени η , $\omega = \beta k$ — частота осциллятора, β — скорость распространения возмущений в единицах скорости света в вакууме (здесь и далее $c = \hbar = 1$, индекс k у поля q опущен); в случае T -моды $q \equiv q_T$ является поперечно-бесследовой компонентой метрического тензора,

$$\alpha_T^2 = \frac{a^2}{8\pi G}, \quad \beta = 1, \quad (3)$$

а в случае S -моды $q \equiv q_S$ — линейная суперпозиция продольного гравитационного потенциала (возмущение масштабного фактора) и потенциала 3-скорости среды, умноженного на параметр Хаббла [4],

$$\alpha_S^2 = \frac{a^2 \gamma}{4\pi G \beta^2}, \quad \gamma = \frac{\dot{H}}{H^2}, \quad H = \frac{\dot{a}}{a}, \quad (4)$$

точка означает производную по времени t .

Как видно из (3), поле q_T фундаментально, поскольку оно минимальным образом связано с фоновой метрикой и не зависит от свойств материи (в общей теории относительности скорость распространения гравитационных волн равна скорости света). Что касается q_S , то его связь с внешним полем (4) более сложна: она включает в себя как производные от масштабного фактора, так и некоторые характеристики вещества (например скорость распространения возмущений в среде). Мы ничего не знаем о протоматерии в ранней Вселенной — существуют только общие подходы к этому вопросу.

Обычно рассматривается идеальная среда с тензором энергии-импульса, зависящим от плотности энергии ε , давления p и 4-скорости материи u^μ . Для S -моды 4-скорость потенциальна и представима в виде градиента 4-скаляра ϕ :

$$T_{\mu\nu} = (\varepsilon + p)u_\mu u_\nu - pg_{\mu\nu}, \quad u_\mu = \frac{\phi_{,\mu}}{w}, \quad (5)$$

где $w^2 = \phi_{,\mu}\phi_{,\nu}g^{\mu\nu}$ — нормировочная функция, запятая в нижнем индексе означает производную по координате. Скорость звука задается с помощью "уравнения состояния" как коэффициент пропорциональности между сопутствующими возмущениями давления и плотности энергии материи:

$$\delta p_c = \beta^2 \delta \varepsilon_c, \quad (6)$$

где $\delta X_c \equiv \delta X - v\dot{X}$, $v \equiv \delta\phi/w$ — потенциал 3-скорости среды.

В линейном порядке теории возмущений концепция идеальной среды эквивалентна полевой концепции, в соответствии с которой материальному полю ϕ приписывается лагранжева плотность, $L = L(w, \phi)$. В полевом подходе скорость распространения возбуждений находится из уравнения [4–6]

$$\beta^{-2} = \frac{\partial \ln |\partial L / \partial w|}{\partial \ln |w|}, \quad (7)$$

что также соответствует соотношению (6). В большинстве моделей ранней Вселенной предполагается, что $\beta \sim 1$ (в частности на радиационно-доминированной стадии $\beta = 1/\sqrt{3}$).

Эволюция элементарных осцилляторов описывается уравнением Клейна – Гордона

$$\bar{q}'' + (\omega^2 - U)\bar{q} = 0, \quad (8)$$

где

$$\bar{q} \equiv \alpha q, \quad U \equiv \frac{\alpha''}{\alpha}. \quad (9)$$

Решение уравнения (8) имеет две асимптотические ветви поведения: адиабатическую ($\omega^2 > U$), когда осциллятор находится в режиме свободных колебаний и его амплитуда возбуждения затухает ($|q| \sim (\alpha\sqrt{\beta})^{-1}$), и параметрическую ($\omega^2 < U$), когда поле q замораживается ($q \rightarrow \text{const}$). Последнее условие с точки зрения квантовой теории поля означает параметрическое рождение пары частиц из состояния с элементарным возбуждением (рис. 2).

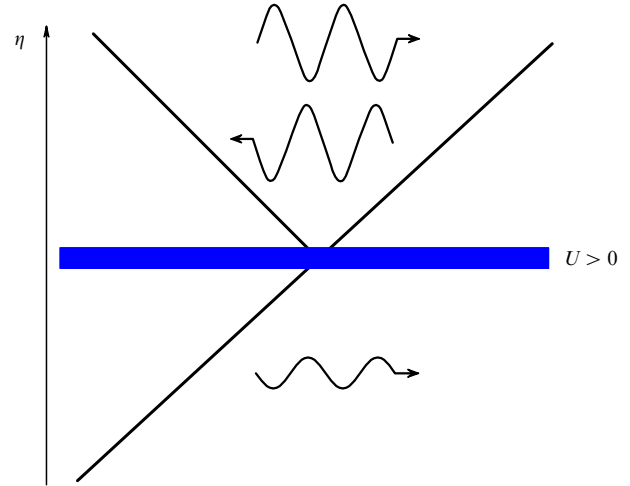


Рис. 2. Иллюстрация решения уравнения (8) в постановке задачи рассеяния.

Количественно, спектры рожденных возмущений зависят от начального состояния осцилляторов:

$$T \equiv 2\langle q_T^2 \rangle, \quad S \equiv \langle q_S^2 \rangle, \quad (10)$$

коэффициент 2 в выражении для тензорной моды учитывает две поляризации гравитационных волн. Состояние $\langle \rangle$ принято считать основным, т.е. соответствующим минимальному уровню начального возбуждения осцилляторов. В этом состоит главная гипотеза теории Большого взрыва. При наличии адиабатической зоны основное (вакуумное) состояние элементарных осцилляторов является единственным [7].

Таким образом, предполагая, что функция U возрастает с течением времени и $\beta \sim 1$, получаем универсальный общий результат для спектров $T(k)$ и $S(k)$:

$$T \approx \frac{(1 - \gamma/2)H^2}{M_P^2}, \quad \frac{T}{S} \approx 4\gamma, \quad (11)$$

где $k = \sqrt{U} \approx aH$, а $M_P \equiv G^{-1/2}$ — планковская масса. Как видно из (11), в теории мода T никак не подвергается дискриминации по отношению к моде S . Все дело в величине фактора γ в эпоху генерации возмущений.

Из наблюдаемого факта малости T -моды в нашей Вселенной (см. раздел 2, соотношение (1)), получаем верхнее ограничение на энергетический масштаб Большого взрыва и на параметр γ в ранней Вселенной:

$$H < 10^{13} \text{ ГэВ}, \quad \gamma < 0,05. \quad (12)$$

Последнее условие означает, что Большой взрыв носил инфляционный характер ($\gamma < 1$).

Мы располагаем важнейшей фазовой информацией: поля рождаются в определенной фазе, параметрически усиливается только растущая ветвь возмущений. Поясним это на примере задачи рассеяния, полагая, что $U = 0$ на начальной (адиабатической) и конечной (радиационно-доминированной, $a \propto \eta$) стадиях эволюции (см. рис. 2).

Для каждой из вышеупомянутых асимптотик общее решение имеет вид

$$\bar{q} = C_1 \sin \omega \eta + C_2 \cos \omega \eta, \quad (13)$$

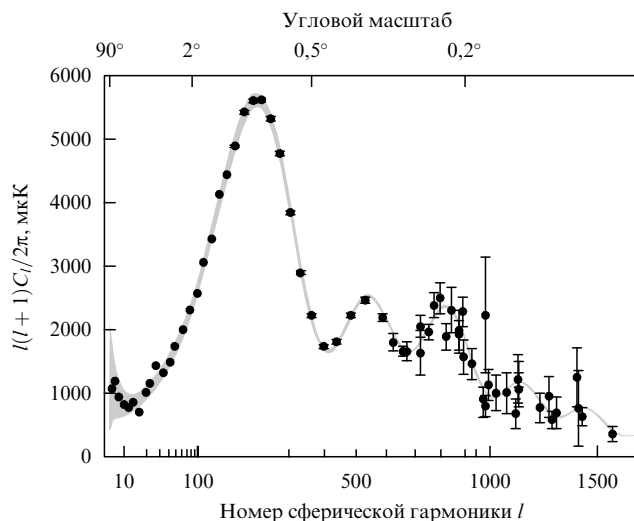


Рис. 3. Проявление звуковой модуляции в спектре анизотропии реликтового излучения. (По данным экспериментов WMAP, ACBAR (Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver), BOOMERANG (Balloon Observations Of Millimetric Extragalactic Radiation ANd Geophysics), CBI (Cosmic Background Imager), VSA (Very Small Array).)

где операторы $C_{1,2}$ задают амплитуды "растущей" и "падающей" ветвей эволюции. В вакуумном состоянии начальная временная фаза поля произвольна: $\langle |C_1^{(in)}| \rangle = \langle |C_2^{(in)}| \rangle$. Однако в результате решения уравнений эволюции оказывается, что на радиационно-доминированной стадии в выигрыше остается лишь растущая ветвь звуковых возмущений: $\langle |C_1^{(out)}| \rangle \gg \langle |C_2^{(out)}| \rangle$. К моменту отсоединения излучения от вещества в эпоху рекомбинации радиационный спектр промодулирован с фазой $k = n\pi\sqrt{3}/\eta_{\text{rec}}$, где n — натуральное число.

Именно эти акустические колебания наблюдаются в спектрах анизотропии реликтового излучения (рис. 3, большой пик соответствует $n = 1$) и возмущений плотности, что подтверждает квантово-гравитационное происхождение S -моды. В спектре возмущений плотности звуковая модуляция подавлена фактором малости доли барионов относительно полной плотности вещества, что дает возможность найти эту долю независимо от других космологических тестов. Сам масштаб осцилляций служит примером стандартной линейки, по которой определяют важнейшие параметры Вселенной. В связи с этим следует подчеркнуть, что острота проблемы вырождения космологических параметров в наблюдательных данных, долгие годы препятствовавшая построению реальной модели Вселенной, сегодня снята благодаря обилию независимых и дополняющих друг друга наблюдательных тестов.

Подводя итог, мы можем констатировать, что проблема образования начальных космологических возмущений и крупномасштабной структуры Вселенной сегодня в принципе решена. Окончательное подтверждение теории квантово-гравитационного происхождения возмущений в ранней Вселенной получит после обнаружения T -моды, что может случиться уже в ближайшее время. Так, простейшая модель Большого взрыва (степенная инфляция на массивном скалярном поле) предсказывает значение амплитуды T -моды всего лишь в 5 раз меньше амплитуды S -моды [8]. Современные

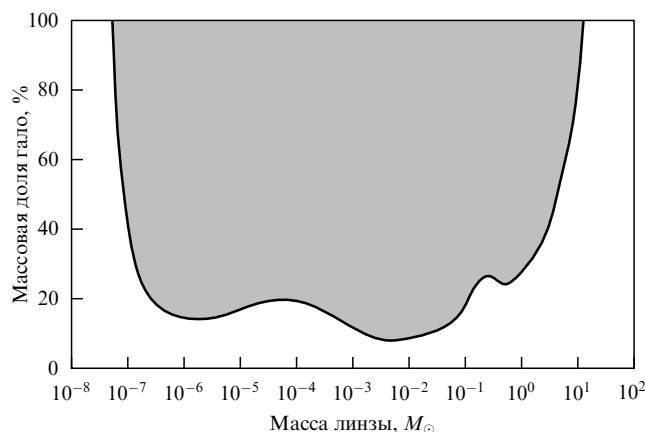


Рис. 4. Верхнее ограничение на долю массы гало Галактики в MACHO по данным эксперимента EROS (от франц. — Experience pour la Recherche d'Objets Sombres).

инструменты и технологии вполне позволяют решить задачу о регистрации столь малых сигналов по данным наблюдений анизотропии и поляризации реликтового излучения.

4. Темная сторона материи

Имеется несколько гипотез о происхождении материи, но ни одна из них пока не подтверждена. Существуют прямые наблюдательные указания, свидетельствующие о том, что загадка темной материи тесно связана с барионной асимметрией Вселенной. Однако общепринятой теории происхождения барионной асимметрии и темной материи сегодня не существует.

Где же находится темная материя?

Мы знаем, что светящаяся компонента вещества наблюдается в виде звезд, собранных в галактики разных масс, и в форме рентгеновского газа скоплений. Однако большая часть обычного вещества (до 90 %) находится в виде разреженного межгалактического газа с температурой несколько электронвольт, а также в форме MACHO (Massive Compact Halo Object) — компактных остатков эволюции звезд и объектов с малой массой. Поскольку эти структуры обычно имеют низкую светимость, за ними закрепилось название "темные барионы".

Исследованием количества и распределения компактных темных объектов в гало нашей Галактики по событиям микролинзирования занимались несколько групп (MACHO, EROS и др.). В результате совместного анализа было получено важное ограничение — не более 20 % всей массы гало сосредоточено в MACHO в диапазоне значений от массы луны до масс звезд (рис. 4). Остальную долю темной материи гало составляют частицы неизвестной природы.

Где еще спрятана небарионная темная материя?

Развитие высоких технологий в наблюдательной астрономии XX века позволило получить ясный ответ на этот вопрос: небарионная темная материя находится в гравитационно-связанных системах (гало). Частицы темной материи являются нерелятивистскими и слабо взаимодействующими — их диссипативные процессы идут не так, как у барионов. Барионы же радиационно остывают, оседают и накапливаются в центрах гало, достигая вращательного равновесия. Темное вещество остается

распределенным вокруг видимого вещества галактик с характерным масштабом порядка 200 кпк. Так, в Местной Группе, к которой относятся Туманность Андромеды и Млечный Путь, более половины всей темной материи сосредоточено в этих двух больших галактиках.

Частиц, обладающих требуемыми свойствами, в Стандартной модели физики элементарных частиц нет. Важный параметр, который нельзя определить из наблюдений в силу Принципа эквивалентности, — это масса частицы. В рамках возможных расширений Стандартной модели имеется несколько кандидатов в частицы темной материи. Основные из них перечислены в табл. 2 в порядке возрастания их массы покоя.

Таблица 2. Кандидаты в частицы небарионной темной материи

Кандидат	Масса
Гравитоны	10^{-21} эВ
Аксионы	10^{-5} эВ
"Стерильные" нейтрино	10 кэВ
Зеркальное вещество	1 ГэВ
Массивные частицы	100 ГэВ
Сверхмассивные частицы	10^{13} ГэВ
Монополи и дефекты	10^{19} ГэВ
Первичные черные дыры	$(10^{-16} - 10^{-7})M_{\odot}$

Главная на сегодня версия массивных частиц — гипотеза нейтралино — связана с минимальной суперсимметрией. Данная гипотеза может быть проверена на Большом адронном ускорителе в ЦЕРНе, запуск которого намечается в 2008 г. Ожидаемая масса таких частиц ~ 100 ГэВ, а их плотность в нашей Галактике — одна частица в объеме чайного стакана.

Поиск частиц темной материи ведется по всему миру на многих установках. Интересно отметить, что нейтралинная гипотеза допускает независимую проверку как в подземных экспериментах по упругому рассеянию, так и по косвенным данным аннигиляции нейтралино в Галактике. До сих пор получен положительный отклик только в одном из подземных детекторов проекта DAMA (DARk MATter), где уже на протяжении нескольких лет наблюдается сигнал неизвестного происхождения типа "лето — зима". Однако интервал масс и сечений, связанный с этим экспериментом, пока не подтверждается на других установках, что ставит под сомнение как достоверность, так и значимость результата.

Важным свойством нейтралино является возможность их непрямого наблюдения по аннигиляционному потоку в гамма-области. В процессе иерархического сгущивания такие частицы могли образовывать минигало с характерным размером порядка размера Солнечной системы и массой порядка массы Земли, остатки

которых дожили до наших дней. Сама Земля с большой вероятностью может находиться внутри подобных минигало, где плотность частиц возрастает в несколько десятков раз. Тем самым повышается вероятность как прямого, так и непрямого детектирования темного вещества в нашей Галактике. Существование столь разных методов поиска внушает оптимизм и позволяет надеяться на скорое определение физической природы темной материи.

5. На пороге новой физики

В наше время стало возможным независимое определение свойств ранней Вселенной и поздней Вселенной по наблюдательным астрономическим данным. Мы понимаем, как возникли начальные космологические возмущения плотности, из которых развилась структура Вселенной. Мы знаем значения важнейших космологических параметров, лежащих в основе Стандартной модели Вселенной, не имеющей сегодня серьезных конкурентов. Однако остаются нераскрытыми фундаментальные вопросы происхождения Большого взрыва и основных компонент материи.

Наблюдательное определение тензорной моды космологических возмущений является ключом к построению модели ранней Вселенной. Здесь мы имеем дело с четким предсказанием теории, хорошо проверенной в случае S -моды и обладающей возможностью экспериментальной проверки T -моды в ближайшие годы.

Теоретическая физика, предоставив обширный перечень возможных направлений и методов поиска частиц темной материи, исчерпала себя. Теперь дело за экспериментом. Сложившаяся на сегодня ситуация напоминает ту, которая предшествовала великим открытиям — обнаружению кварков, W - и Z -бозонов, осцилляций нейтрино, анизотропии и поляризации реликтового излучения.

Возникает один вопрос, который, правда, выходит за рамки данного обзорного доклада: почему Природа столь щедра к нам и позволяет открывать свои секреты?

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 07-02-00886, 05-02-16302).

Список литературы

1. Гриб А А, Мамаев С Г, Мостепаненко В М *Квантовые эффекты в интенсивных внешних полях* (М.: Атомиздат, 1980)
2. Зельдович Я Б, Старобинский А А *ЖЭТФ* **61** 2161 (1971)
3. Гришук Л П *ЖЭТФ* **67** 825 (1974)
4. Лукаш В Н *ЖЭТФ* **79** 1601 (1980)
5. Lukash V N, astro-ph/9910009
6. Строков В Н *Астрон. журн.* **84** 483 (2007)
7. Лукаш В Н *УФН* **176** 113 (2006)
8. Lukash V N, Mikheeva E V *Int. J. Mod. Phys. A* **15** 3783 (2000)