Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13, № 1(199). С. 66–79

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА. ТЕОРИЯ

ТЕМНАЯ ЭНЕРГИЯ И МАССА ГРАВИТОНА В БЛИЖНЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

Ю. В. Чугреев [1]

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

В работе в рамках релятивистской теории гравитации рассмотрена задача о локальном потоке разбегания галактик на масштабах нескольких мегапарсек, вызванном темной энергией, реализованной скалярным полем квинтэссенции. Показано, что наблюдательные данные телескопа «Хаббл» хорошо описываются в релятивистской теории гравитации в рамках модели, аналогичной модели Чернина–Барышева–Теерикорпи, построенной в общей теории относительности, причем постоянная Хаббла локального потока меньше космологической постоянной Хаббла. Установлено жесткое ограничение на параметр квинтэссенции: $0 \leqslant \nu \leqslant 0{,}05$.

In the framework of relativistic theory of gravity (RTG) the problem of the local Hubble flow induced by the quintessence dark energy on the scales 1–10 Mpc is considered. It is shown that observable HST data are well described in RTG by the model analogous to that of Chernin, Baryshev, Teericorpi in GR, with the local Hubble constant being less than the cosmological Hubble constant. The strong constraint on the quintessence parameter is obtained: $0 \leqslant \nu \leqslant 0.05$.

PACS: 04.50.±h; 12.10.Kt; 95.36.+x; 98.80.±k

ВВЕДЕНИЕ

Долгое время в космологии считалось, что понятие космологического расширения применимо только к очень большим пространственным масштабам 150–300 Мпк, значительно превышающим единицы мегапарсек (группы галактик) и десятки мегапарсек (скопления галактик), а маркерами космологического расширения как раз и являлись группы галактик. Причина этого заключалась в том, что регулярный поток расширения по закону Хаббла

$$v = H_l R \tag{1}$$

прямо ассоциировался с равномерным распределением вещества в стандартной фридмановской космологической модели. Поэтому поскольку распределение вещества во Вселенной становится равномерным только на масштабах, превышающих 150 Мпк, то и космологическое расширение рассматривалось на самых больших масштабах. Однако в очевидном противоречии с этой картиной находилось открытое Хабблом движение галактик (включая нашу) в Местной группе — несмотря на явную пространственную неоднородность распределения вещества, линейные скорости галактик в группе

[1] E-mail: chugreev@goa.bog.msu.ru

также подчинялись хаббловскому космологическому закону (1) (расстояния отсчитывались от центра масс Местной группы, удаленного от нас на 20 Мпк), причем с той же в пределах ошибки измерения постоянной, что и для космологического расширения $H_l = (62{,}3 \pm 5{,}0)$ км $\cdot$ с$^{-1}$ $\cdot$ Мпк$^{-1}$ [1]. Регулярность такого хаббловского потока, т. е. разбегания галактик по закону Хаббла в Местной группе, и близость хаббловских констант для столь различных масштабов А. Сэндидж до открытия темной энергии называл «тайной» [2, 3], а в специальной литературе утвердился термин «парадокс Хаббла–Сэндиджа».

Открытие темной энергии, новой космической среды, обладающей антитяготением и вследствие этого приводящей к ускоренному космологическому разбеганию галактик, стало известно на рубеже нашего века в результате астрономических наблюдений на больших космологических расстояниях, сопоставимых с радиусом Вселенной. Это было установлено с помощью спутника-телескопа «Хаббл» (HST) и наземных телескопов. Однако, как оказалось, темная энергия управляет динамикой эволюции Вселенной не только в масштабах, превышающих ячейку однородности, равную 150–300 Мпк, но и в интервале 1–200 Мпк, где вещество распределено неоднородно. После открытия темной энергии А. Д. Черниным, П. Теерикорпи и Ю. Барышевым [4, 5] было выдвинуто предположение, что создаваемое ею гравитационное отталкивание должно проявлять себя не только у границы наблюдаемой Вселенной, но и в ближней зоне, в окрестностях нашей галактики — Млечного Пути. Она вместе с другой крупной галактикой M31 в созвездии Андромеды образуют Местную группу галактик, которая включает еще около 50 малых галактик с общей массой $M = (2-3) \cdot 10^{12} M_{\odot}$. Наряду с обычной, барионной, материей, основной вклад в M дает темная материя, сосредоточенная главным образом в обширных гало Млечного Пути и M31. Каждая галактика Местной группы была детально исследована И. Д. Караченцовым с сотрудниками [6] с помощью данных HST (Hubble Space Telescope). Результаты представлены на диаграмме скорость–расстояние (рис. 1). Точки обозначают галактики с измеренными радиальными скоростями и расстояниями до центра масс группы, который, в свою очередь, движется со скоростью около 600 км/с относительно реликтового излучения [7]. Как видно из диаграммы, все галактики разделились на две части — внутреннюю с расстояниями, не превышающими 1 Мпк (Местная группа), и внешнюю с радиусами в интервале 1–3 Мпк (Местный поток). Галактики потока имеют только положительные скорости — они удаляются от Местной группы, в которой частицы (галактики) имеют как положительные, так и отрицательные скорости.

1. МОДЕЛЬ ЧЕРНИНА–БАРЫШЕВА–ТЕЕРИКОРПИ

В работах [4, 5] была построена простая сферически-симметричная модель, в которой группа галактик представлена массой M, а галактики потока — частицами с массами, намного меньшими M, на фоне темной энергии с постоянной плотностью ρ_X, не обязательно равной глобальной плотности темной энергии. Рассмотрим вкратце основные черты этой модели, построенной в рамках общей теории относительности (ОТО). Это поможет понять, чем она отличается от аналогичной модели в релятивистской теории гравитации. Итак, в основе модели [4, 5] лежит теорема Биркгофа — произвольное вакуумное сферически-симметричное решение ОТО должно быть статическим полем Шварцшильда. Отсюда следует хорошо известный в ОТО результат о том, что внутри сферически-симметричной массивной оболочки гравитационное поле описывается метрикой Минковского, так как в эту метрику должна перейти метрика Шварцшильда при нулевой центральной массе. Поэтому внешнее, в том числе нестатическое, поле никак не будет ощущаться внутри такой вакуумной полости. Следовательно, на частицу (галактику) с радиусом R будут действовать только силы, создаваемые веществом, находящимся *внутри сферы* с таким радиусом: силы ньютоновского притяжения с частицами Местной группы общей массой M, включающей темную массу, а также сила гравитационного отталкивания, вызванная темной энергией, находящейся в шаре с радиусом R. Все вещество, находящееся вне этой сферы, включая темную энергию, не будет давать вклада в величину ускорения этой галактики. Масса темной энергии в объеме сферы радиуса R в силу постоянства ее плотности равна

$$M_X = \frac{4\pi}{3}\rho_X R^3. \tag{2}$$

Поэтому закон сохранения энергии частицы (единичной массы), находящейся в таком гравитационном поле, можно записать так:

$$E = K + U = \frac{1}{2}\dot{R}^2 - \frac{GM}{R} - \frac{GM_X}{R} \equiv \frac{1}{2}\dot{R}^2 - \frac{GM}{R} - \frac{4\pi}{3}G\rho_X R^2, \tag{3}$$

где E — постоянная энергия частицы (единичной массы); K и U — ее кинетическая и потенциальная энергии; $\dot{R}$ — скорость частицы; G — ньютоновская гравитационная постоянная. Скорость света считается равной единице: $c = 1$. Дифференцируя это уравнение, найдем ускорение галактики

$$\ddot{R} = -\frac{GM}{R^2} + 2\frac{4\pi}{3}G\rho_X R. \tag{4}$$

Таким образом, на каждую частицу действует ньютоновская сила притяжения к группе и сила отталкивания, созданная темной энергией, причем первая с ростом R быстро уменьшается, а вторая линейно растет. Если для темной энергии взять глобальное значение $\rho_X = 0{,}7\cdot 10^{-29}$ г/см$^{-3}$, то при

$$R > \left(\frac{3M}{8\pi\rho_X}\right)^{1/3} = 1{,}3 \text{ Мпк} \tag{5}$$

будет преобладать второй член и частицы будут «уходить» из группы, что хорошо видно на рис. 1.

Уравнение (4) определяет фазовые траектории галактик на графике скорость–расстояние. При $R \to \infty$ все фазовые траектории стремятся к фазовому аттрактору — прямой Хаббла (1), где

$$H_l = \sqrt{\frac{8\pi G\rho_X}{3}} \cong 60 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}. \tag{6}$$

Эти траектории и соответствующий аттрактор изображены на рис. 2 [3, 5].

Аналогичные результаты получены для других локальных групп и потоков, а также для численного моделирования на масштабах 20 Мпк [8].

По мнению Чернина, глобальный хаббловский поток в силу универсальности фазового аттрактора должен иметь такую же постоянную:

$$H_0 = H_l. \tag{7}$$

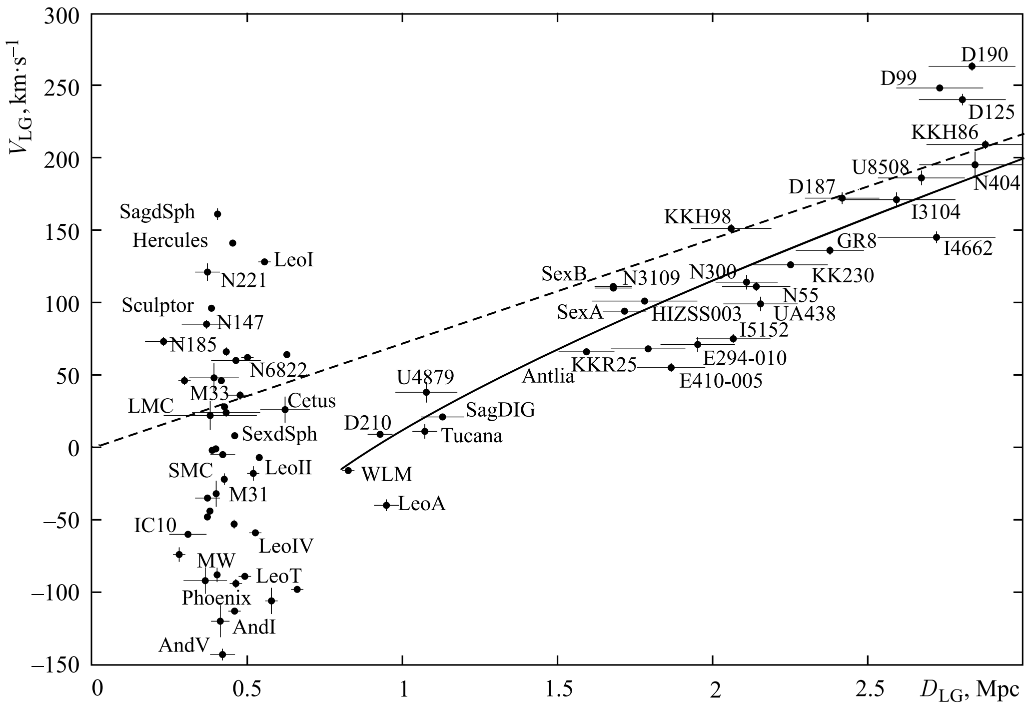

Рис. 1. Диаграмма скорость–расстояние для галактик на расстояниях до 3 Мпк. Каждая точка отвечает галактике с измеренными значениями расстояния и радиальной скорости в системе отсчета, связанной с центром масс Местной группы. Скорости считаются положительными, если они направлены от центра группы

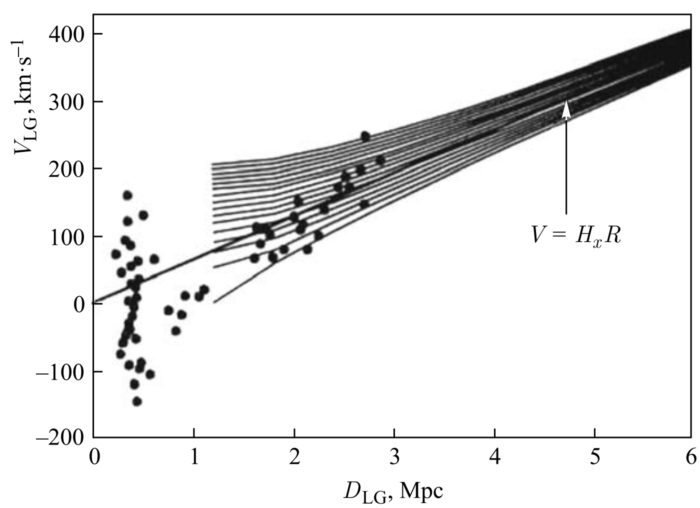

Рис. 2. Фазовые траектории Местного потока и фазовый аттрактор

Он отмечал в [8]: «В глобальном потоке имеется тот же аттрактор, что и в локальных потоках. Наблюдаемое значение глобального потока не так далеко от асимптотического, если судить по современному значению [9] космологического фактора Хаббла $H_0 = (69 \pm 1)$ км $\cdot$ с$^{-1} \cdot$ Мпк$^{-1}$, которое отличается от параметра H_l всего на 15 %». Тем самым парадокс Хаббла–Сэндиджа о справедливости хаббловского потока на малых масштабах 1–200 Мпк с неоднородно распределенным веществом был разрешен.

2. ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ БЛИЖНЕЙ ВСЕЛЕННОЙ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

Рассмотрим теперь задачу о Местном потоке и Местной группе в рамках релятивистской теории гравитации (РТГ) [10]. Напомним, что в основе РТГ лежит представление о гравитационном поле как о тензорном поле $\phi^{\alpha\beta}$, развивающемся в фоновом пространстве-времени с метрикой $\gamma_{\alpha\beta}$. Источником этого поля является сохраняющийся полный, включающий вклад самого гравитационного поля, тензор энергии-импульса.

Движение вещества в фоновом пространстве под действием этого гравитационного поля проявляется как движение в эффективном римановом пространстве, имеющем простую топологию, с метрикой $g_{\mu\nu}$, причем лагранжиан вещества геометризован ($L_M = L_M(g_{\mu\nu}, \phi_A)$, ϕ_A — поля вещества) и

$$\sqrt{-g} g^{\alpha\beta} = \sqrt{-\gamma}(\gamma^{\alpha\beta} + \phi^{\alpha\beta}), \quad g = \det(g_{\mu\nu}), \quad \sqrt{-\gamma} = \det(\gamma_{\alpha\beta}). \tag{8}$$

Наличие 10 интегральных законов сохранения (интегралов движения) определяется симметриями пространства-времени Минковского с метрикой $\gamma_{\alpha\beta}$, и их число совпадает с числом векторов Киллинга в этом пространстве.

Уравнения гравитационного поля с массой m запишем в виде [10]

$$R^{\mu}_{\nu} - \frac{1}{2}\delta^{\mu}_{\nu} R + \frac{m^2}{2}\delta^{\mu}_{\nu} + \frac{m^2}{2}\left(g^{\mu\lambda}\delta^{\tau}_{\nu} - \frac{1}{2}\delta^{\mu}_{\nu} g^{\lambda\tau}\right)\gamma_{\lambda\tau} = 8\pi G T^{\mu}_{\nu}, \tag{9}$$

$$D_{\beta}\sqrt{-g} g^{\alpha\beta} = 0, \tag{10}$$

где D_β — ковариантная производная по метрике Минковского $\gamma_{\alpha\beta}$; T^{μ}_{ν} — тензор энергии-импульса вещества.

Нам нужно найти решение (9), (10) для задачи о группе галактик в ближней Вселенной с учетом темной энергии. Для этого потребуется фридмановское космологическое решение. Различные аспекты этого сценария в РТГ изучались в работах [11–17]. Для однородной и изотропной плоской фридмановской метрики, удовлетворяющей принципу причинности, имеем выражения для интервалов риманова пространства и пространства Минковского:

$$ds^2 = a^6(t)\,dt^2 - \beta^4 a^2(t)(dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin\theta^2\,d\phi^2)), \tag{11}$$

$$d\sigma^2 = dt^2 - dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin\theta^2\,d\phi^2), \tag{12}$$

где $a(t)$ — масштабный фактор; $\beta = a_{\max} = \mathrm{const}$ — постоянная, отвечающая за соблюдение принципа причинности. Вселенная развивается циклически, так что

$$a_{\min} \leqslant a \leqslant a_{\max}.$$

Масштабный фактор $a(t)$ удовлетворяет уравнению (τ — собственное время)

$$\left(\frac{1}{a^4}\frac{da}{dt}\right)^2 = \left(\frac{1}{a}\frac{da}{d\tau}\right)^2 = \frac{8\pi}{3}G\rho - \frac{m^2}{6}\left[1 - \frac{3}{2\beta^4 a^2} + \frac{1}{2a^6}\right], \tag{13}$$

где полная плотность материи ρ состоит из трех основных компонент — барионного вещества и темной материи с константой A_{CDM}, реликтового излучения с константой A_r и темной энергии, моделируемой скалярным полем — квинтэссенцией [14] с константой A_ν (наиболее употребительная в ОТО модель темной энергии в виде космологической постоянной Λ в РТГ неприменима, так как она противоречит принципу причинности [16]):

$$\rho = \rho_m + \rho_r + \rho_\nu = \frac{A_{\mathrm{CDM}}}{a^3} + \frac{A_r}{a^4} + \frac{A_\nu}{a^{3\nu}}.$$

Подчеркнем, что первый член войдет в состав плотности ρ только на фридмановских масштабах, превышающих размеры ячейки однородности ~ 200 Мпк. На интересующей нас шкале нескольких мегапарсек плотность вещества неоднородна, так как оно сосредоточено в галактиках и в гало галактик. Микроволновое же излучение и темная энергия (квинтэссенция), как мы предполагаем, имеют одинаковую плотность энергии на всех пространственных масштабах.

Вводя стандартные относительные плотности и новую переменную x:

$$\Omega_r = \frac{\rho_r^0}{\rho_c^0}, \quad \Omega_m = \frac{\rho_{\mathrm{CDM}}^0}{\rho_c^0}, \quad \Omega_\nu = \frac{\rho_\nu^0}{\rho_c^0},$$

$$\rho_c^0 = \frac{3}{8\pi G}H_0^2, \quad H_0 = \left(\frac{1}{a}\frac{da}{d\tau}\right)_0^2, \quad x = \frac{a}{a_0},$$

где индекс «0» отвечает современному моменту эволюции Вселенной, из (13) получаем

$$\left(\frac{1}{x}\frac{dx}{d\tau}\right)^2 = H_0^2\left[\frac{\Omega_r}{x^4} + \frac{\Omega_m}{x^3} + \frac{\Omega_\nu}{x^{3\nu}} - \frac{m^2}{6H_0^2}\left(1 - \frac{3}{2\beta^4 a_0^2 x^2} + \frac{1}{2a_0^6 x^6}\right)\right]. \tag{14}$$

Отличие нашего уравнения эволюции (14) от стандартной ΛCDM-модели ОТО с квинтэссенцией состоит в трех m^2-членах.

Радиационная плотность рассчитана точно и составляет в настоящую эпоху эволюции Вселенной менее одной сотой процента от полной плотности:

$$\Omega_r = 2{,}5\cdot 10^{-5}/h^2, \quad h = H_0/100\ \text{км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{Мпк}^{-1}. \tag{15}$$

Параметры H_0, Ω_m, Ω_ν, m, ν должны быть найдены из сопоставления с данными астрономических наблюдений. Чтобы получить максимальную плотность вещества $\rho_{\max}$, достаточную для реализации процесса нуклеосинтеза в горячей Вселенной, нам необходимо выбрать большое значение масштабного фактора в современную эпоху: $a_0 > 10^5$ [13], так как $\rho_{\max}$ сильно зависит от a_0:

$$\rho_{\max} = 9\pi\frac{GH_0^4}{m^2}\Omega_r^3 a_0^{12}.$$

В ближней Вселенной, т. е. на масштабах красного смещения $z = (1-x)/x \ll 1$, можно получить оценки

$$\frac{1}{\beta^4 a_0^2} = o(10^{-30}), \quad \frac{1}{a_0^6} = o(10^{-30}). \tag{16}$$

Для более далеких объектов с ростом z вторым и третьим m^2-членами в круглой скобке (14) можно будет пренебрегать по сравнению с единицей вплоть до $z = 10^4$, что превышает красное смещение окончания этапа плазмы ($z \sim 10^3$):

$$\left(\frac{1}{x}\frac{dx}{d\tau}\right)^2 = H_0^2\left[\frac{\Omega_r}{x^4} + \frac{\Omega_m}{x^3} + \frac{\Omega_\nu}{x^{3\nu}} - \frac{m^2}{6H_0^2}\right], \tag{17}$$

$$\Omega_r + \Omega_m + \Omega_\nu - \frac{m^2}{6H_0^2} = 1. \tag{18}$$

Оценки по порядку величины (16) очень важны. Они означают, что в современной Вселенной (при $a = a_0$) имеется огромное, практически постоянное по времени космологическое гравитационное поле, что следует из (16) и определения (8):

$$\phi^{tt} = \sqrt{-g}g^{tt} - 1 = \beta^6 - 1 \gg 10^{30}, \tag{19}$$

$$\phi^{ii} = \sqrt{-g}g^{ii} - 1 = a_0^4\beta^2 - 1 \gg 10^{30}. \tag{20}$$

Какое влияние оказывает это поле на гравитацию в ближней Вселенной? Если следовать нашей работе [18] и работе С. М. Копейкина [19], для того чтобы выбрать естественную сопутствующую систему координат, нам нужно избавиться от больших значений космологического поля (19), (20) путем соответствующего изменения масштабов фридмановских времени и радиуса:

$$\mathcal{R} = r\beta^2 a_0, \quad \frac{d\tau}{dt} = \frac{1}{a^3(t)},$$

где τ — сопутствующее время. Тогда можно записать интервалы риманова пространства и пространства Минковского (11), (12) в виде

$$ds^2 = d\tau^2 - \frac{a^2(\tau)}{a_0^2}(d\mathcal{R}^2 + \mathcal{R}^2(d\theta^2 + \sin\,\theta^2\,d\phi^2)), \tag{21}$$

$$d\sigma^2 = \frac{1}{a^6(\tau)}d\tau^2 - \frac{1}{\beta^4 a_0^2}(d\mathcal{R}^2 + \mathcal{R}^2(d\theta^2 + \sin\,\theta^2\,d\phi^2)). \tag{22}$$

Разлагая масштабный фактор $a(\tau) = a_0(1 + H_0(\tau - \tau_0) + \ldots)$, находим отсюда

$$ds^2 = d\tau^2 - (1 + 2H_0\delta\tau)(d\mathcal{R}^2 + \mathcal{R}^2(d\theta^2 + \sin\,\theta^2\,d\phi^2)), \tag{23}$$

$$d\sigma^2 = (1 - 6H_0\delta\tau)\frac{d\tau^2}{a_0^6} - \frac{1}{\beta^4 a_0^2}(d\mathcal{R}^2 + \mathcal{R}^2(d\theta^2 + \sin\,\theta^2\,d\phi^2)), \tag{24}$$

где $\delta\tau \equiv \tau - \tau_0$ — характерное время конкретной локальной задачи (звезды, галактики, скопления галактик) в ближней Вселенной, а постоянная Хаббла имеет порядок величины $H_0 \sim 1/10^{10}$ г$^{-1}$. Для рассматриваемой задачи о движении галактик в Местной группе и Местном потоке характерное время составляет

$$\delta\tau \sim \frac{R}{v} = \frac{2\ \text{Мпк}}{200\ \text{км}\cdot\text{с}^{-1}} = 10^4\ \text{г}.$$

Поэтому

$$H_0 \delta\tau \sim 10^{-6} \ll 1.$$

Для процессов в Солнечной системе это соотношение еще значительно меньше [18].

Мы подробно рассмотрели эти оценки, чтобы обосновать следующее утверждение: *при описании астрофизических процессов в ближней Вселенной мы можем пренебречь зависимостью космологического гравитационного поля от времени τ и считать, что оно постоянно*. Это, в свою очередь, позволит нам использовать статическое решение в задаче о Местном потоке галактик.

Таким образом, в сопутствующей земному наблюдателю системе отсчета и, соответственно, в системе центра масс Местной группы все влияние космологического гравитационного поля на физику в ближней Вселенной свелось к тому, что компоненты метрического тензора пространства Минковского являются чрезвычайно малыми постоянными величинами:

$$\gamma_{\tau\tau} = \frac{1}{a_0^6} \ll 10^{-30}, \quad |\gamma_{ii}| = \frac{1}{\beta^4 a_0^2} \ll 10^{-30}, \tag{25}$$

а тензор энергии-импульса вещества содержит постоянную (с указанной точностью) плотность квинтэссенции:

$$T_\nu^{\alpha\beta} = (\rho_\nu + p_\nu) u^\alpha u^\beta - p_\nu g^{\alpha\beta},$$

$$\rho_\nu = \frac{A_\nu}{a^{3\nu}}, \quad p_\nu = \omega_\nu \rho_\nu, \quad \omega_\nu = -(1-\nu), \quad 0 < \nu < \frac{2}{3},$$

$$T_{\nu 0}^0 = \rho_\nu, \quad T_{\nu k}^i = (1-\nu)\rho_\nu \delta_k^i.$$

При этом компоненты римановой метрики имеют порядок величины $O(1)$ (23). В уравнения поля РТГ (9) входит именно метрика Минковского $\gamma_{\alpha\beta}$ с нижними индексами, поэтому для всех физических задач и процессов во Вселенной вплоть до, как минимум, самых дальних из видимых объектов — квазаров, находящихся на удалении $z = 2{-}3$, мы можем пренебречь в этих уравнениях членами, явно содержащими метрику Минковского:

$$\frac{m^2}{2}\left(g^{\mu\lambda}\delta_\nu^\tau - \frac{1}{2}\delta_\nu^\mu g^{\lambda\tau}\right)\gamma_{\lambda\tau}. \tag{26}$$

Уравнения поля (10), вырезающие спиновые состояния 2 и 0,

$$D_\beta \sqrt{-g} g^{\alpha\beta} = 0$$

устанавливают связь между координатами сопутствующей системы отсчета, в которой задана риманова метрика, и координатами инерциальной системы отсчета пространства Минковского [10]. В рассматриваемом приближении эти уравнения никак не влияют на уравнения, определяющие $g_{\mu\nu}$ (9).

Таким образом, мы показали, что вплоть до больших красных смещений $z \sim 10^2{-}10^3$, сопоставимых со временем рекомбинации Вселенной, уравнения поля РТГ с массой гравитона значительно упрощаются:

$$R_0^0 - \frac{1}{2}R - 3H_0^2\left[\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\nu(1+z)^{3\nu} - \frac{m^2}{6H_0^2}\right] = 8\pi G T_0^0, \tag{27}$$

$$R_k^i - \frac{1}{2}\delta_k^i R - 3H_0^2 \left[(1-\nu)\Omega_\nu (1+z)^{3\nu} - \frac{m^2}{6H_0^2}\right]\delta_k^i = 8\pi G T_k^i, \tag{28}$$

$$D_\beta \sqrt{-g} g^{\alpha\beta} = 0. \tag{29}$$

Здесь в тензор энергии-импульса T_ν^μ уже не входят никакие космологические поля, он задается только локальными источниками, содержащими барионы и темную материю. До $z < 10^3$ можно, очевидно, пренебречь и вкладом космологического микроволнового излучения в тензор энергии-импульса вещества. Как видно из (27), (28), уравнения РТГ после рекомбинации Вселенной приобрели форму уравнений ОТО с квинтэссенцией, уменьшенной на Λ-член, содержащий квадрат массы гравитона:

$$\Omega_\nu (1+z)^{3\nu} \to \Omega_\nu (1+z)^{3\nu} - \frac{m^2}{6H_0^2}.$$

Местная группа и Местный поток галактик располагаются в ближней Вселенной на расстоянии $z \ll 1$, где с хорошей точностью $(1+z)^{3\nu} = 1$.

3. ЗАДАЧА О СКОРОСТЯХ МЕСТНОГО ПОТОКА ГАЛАКТИК В РТГ

Возвратимся к рассмотрению задачи о скоростях Местного потока галактик. Поскольку уравнения РТГ в ближней Вселенной свелись к уравнениям ОТО с квинтэссенцией и Λ-членом, мы можем воспользоваться теоремой Биркгофа и утверждать, что вещество, находящееся вне сферы Местного потока, включая темную энергию и оставшийся m^2-член, который можно перенести в правую часть, формально сделав его частью T_ν^μ, не оказывает на нее никакого воздействия. Тогда для расчета величины ускорения галактики нам нужно рассмотреть лишь источники гравитационного поля внутри сферы. Выясним вначале, какое гравитационное поле создают темная энергия и космологический m^2-член для нашей сферически-симметричной статической задачи. Пока никаких локальных источников гравитационного поля мы не рассматриваем.

Выбор координат в этом случае был обоснован выше:

$$ds^2 = U(R)\, d\tau^2 - V(R)\, dR^2 - R^2(d\theta^2 + \sin\,\theta^2\, d\phi^2), \tag{30}$$

$$d\sigma^2 = \frac{d\tau^2}{a_0^6} - \frac{1}{\beta^4 a_0^2}(d\mathcal{R}^2 + \mathcal{R}^2(d\theta^2 + \sin\,\theta^2\, d\phi^2)), \tag{31}$$

где R — шварцшильдовская радиальная координата (не путать со скалярной кривизной); $r = 1/\beta^2 a_0 \mathcal{R}(R)$ — радиальная координата пространства Минковского (12). Так как для рассматриваемой задачи $z \ll 1$, то, вводя обозначения

$$\Lambda_1 \equiv 3H_0^2\left(\Omega_m + \Omega_\nu - \frac{m^2}{6H_0^2}\right), \quad \Lambda_2 \equiv 3H_0^2\left[(1-\nu)\,\Omega_\nu - \frac{m^2}{6H_0^2}\right],$$

запишем уравнения гравитационного поля (27)–(29) в виде

$$R_0^0 - \frac{1}{2}R - \Lambda_1 = 8\pi G T_0^0, \tag{32}$$

$$R^i_k - \frac{1}{2}\delta^i_k R - \Lambda_2 \delta^i_k = 8\pi G T^i_k, \tag{33}$$

$$D_\beta \sqrt{-g} g^{\alpha\beta} = 0. \tag{34}$$

Подставляя сюда риманову метрику (30), получаем

$$1 - \left(\frac{R}{V}\right)' - \Lambda_1 R^2 = 0, \tag{35}$$

$$1 - \frac{R}{V} \left(\ln (UR)\right)' - \Lambda_2 R^2 = 0, \tag{36}$$

$$\frac{(\mathcal{R}^2)'}{\beta^4 a_0^2} = \frac{1}{\sqrt{UV}} \left(R^2 \sqrt{\frac{U}{V}}\right)', \tag{37}$$

где $()' = d/dR$.

Выражения для $U(R)$, $V(R)$ и $r(R)$ находятся точно. Нам же понадобятся только первые члены разложения, так как $\Lambda_1 R^2$, $\Lambda_2 R^2 \ll 1$:

$$U(R) = \left(1 - \frac{\Lambda_1}{3} R^2\right)^{\frac{3\Lambda_2 - \Lambda_1}{2\Lambda_1}} \cong 1 - \frac{1}{6}\left(3\Lambda_2 - \Lambda_1\right) R^2, \tag{38}$$

$$V(R) = \frac{1}{1 - \frac{\Lambda_1}{3} R^2} \cong 1 + \frac{\Lambda_1}{3} R^2, \tag{39}$$

$$\mathcal{R}^2 = \frac{R^2 \left(1 - \frac{\Lambda_1}{3} R^2\right)^{\frac{7\Lambda_1 - 3\Lambda_2}{4\Lambda_1}}}{\left(\frac{5\Lambda_1 + 3\Lambda_2}{8\Lambda_1}\right)} \left[\frac{11\Lambda_1 - 3\Lambda_2}{8\Lambda_1} - 9 \frac{\left(1 - \left(1 - \frac{\Lambda_1}{3} R^2\right)^{-\left(\frac{7\Lambda_1 - 3\Lambda_2}{4\Lambda_1}\right)}\right)}{R^2 \left(7\Lambda_1 - 3\Lambda_2\right)}\right] \cong$$

$$\cong R^2 \left[1 - \frac{1}{3}\Lambda_1 R^2\right]. \tag{40}$$

Если теперь добавить в правую часть уравнений (32), (33) тензор энергии-импульса вещества галактик Местной группы, учитывая, что их скорости малы:

$$v^2 \sim 10^{-6}, \quad T^0_0 = \sum_i M_i \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}_i) = M\delta(R), \tag{41}$$

$$T^i_k \cong 0, \tag{42}$$

то из (32), (33) и (38), (39), (41), (42) в первом приближении получим окончательно

$$U(R) = 1 - \frac{2GM}{R} - \frac{1}{6}(3\Lambda_2 - \Lambda_1) R^2, \tag{43}$$

$$V(R) = 1 + \frac{2GM}{R} + \frac{\Lambda_1}{3}R^2, \tag{44}$$

$$\mathcal{R} = R\left[1 - \frac{GM}{R} - \frac{\Lambda_1}{6}R^2\right]. \tag{45}$$

Теперь можно вычислить выражение для ускорения, с которым в таком поле двигаются пробные частицы — галактики Местного потока. Для этого воспользуемся уравнением геодезических в римановом пространстве:

$$\frac{d^2x^\mu}{ds^2} = -\Gamma^\mu_{\alpha\beta}\frac{dx^\alpha}{ds}\frac{dx^\beta}{ds}.$$

Пренебрегая членами со скоростями и переходя к сопутствующему времени τ, отсюда находим величину ускорения:

$$\ddot{R} = -\frac{GM}{R^2} + 2\frac{4\pi}{3}G\widetilde{\rho_X}R, \tag{46}$$

совпадающую с формулой Чернина–Теерикорпи–Барышева [4, 5], полученную из простого ньютоновского рассмотрения, но где вместо плотности темной энергии ρ_X стоит величина $\widetilde{\rho_X}$:

$$\rho_X = \frac{3}{8\pi G}H_0^2\Omega_\Lambda \to \widetilde{\rho_X} = \frac{3\Lambda_2 - \Lambda_1}{16\pi G} = \frac{3}{8\pi G}H_0^2\left[\left(1 - \frac{3\nu}{2}\right)\Omega_\nu - \frac{m^2}{6H_0^2}\right], \tag{47}$$

где $\Omega_\Lambda = \Lambda/3H_0^2$ — удельная плотность космологического вакуума в ОТО; Λ — эйнштейновская космологическая постоянная. Поэтому в РТГ величина локальной постоянной Хаббла в задаче о Местном потоке, в соответствии с (15), (18), (47), будет равна

$$H_l = \sqrt{\frac{8\pi G\widetilde{\rho_X}}{3}} = H_0\sqrt{\left(1 - \frac{3\nu}{2}\right)\left(\Omega_\nu - \frac{m^2}{6H_0^2}\right) - \nu\frac{m^2}{4H_0^2}} = \\ = H_0\sqrt{\left(1 - \frac{3\nu}{2}\right)(1 - \Omega_m) - \nu\frac{m^2}{4H_0^2}}. \tag{48}$$

Еще до открытия темной энергии на основе измерения пекулярных скоростей галактик в скоплениях, гравитационного линзирования скоплениий, кривых вращения галактик, температуры рентгеновских скоплений и др. [20] было показано, что полная плотность массы нерелятивистской материи, из которой состоит неоднородная структура нашей материи, т. е. галактики и их образования, включая темную массу, составляет примерно 30 % от критической плотности:

$$\Omega_m \approx 0{,}3 \pm 0{,}1. \tag{49}$$

Этот результат будет справедлив и в РТГ, поскольку для описания всех этих астрофизических объектов, находящихся на расстоянии $z \ll 1$, достаточно использовать лишь ньютоновскую гравитацию, а «радиус начала влияния темной энергии» (5) заметно превышает размеры этих систем.

Подставляя в (48) измеренную величину аттрактора [8]

$$H_l \cong 60\ \text{км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1},$$

постоянную Хаббла

$$H_0 = (69 \pm 1)\ \text{км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1},$$

а также оценку (49), находим ограничение сверху на параметр квинтэссенции в РТГ:

$$0{,}92 \leqslant 1 - \frac{3\nu}{2} \leqslant 1{,}22.$$

Отсюда

$$-0{,}15 \leqslant \nu \leqslant 0{,}05, \quad -1{,}15 \leqslant \omega_\nu \leqslant -0{,}95. \tag{50}$$

Так как параметр ν может быть только положительным [14], мы получаем для него довольно сильную оценку:

$$0 \leqslant \nu \leqslant 0{,}05, \quad \text{или} \quad -1 \leqslant \omega_\nu \leqslant -0{,}95.$$

Подчеркнем, что этот результат справедлив и в ОТО, где в качестве темной энергии используется скалярное поле квинтэссенции, а масса гравитона равна нулю. Ограничение на ω_ν (50) практически не отличается от оценки, полученной в ОТО на основе результатов по анизотропии спектра реликтового излучения WMAP и обработки данных по сверхновым типа Ia [21]:

$$-1{,}051 \leqslant \omega_\nu \leqslant -0{,}961.$$

Из результата (48) можно найти и ограничение сверху на массу гравитона, но лишь в том случае, когда известен параметр квинтэссенции ν:

$$m < H_0\sqrt{\frac{0{,}26}{\nu} - 4{,}8}.$$

Так, при $\nu = 0{,}03$ $m < 1{,}97H_0 = 5{,}2 \cdot 10^{-66}$ г, а при $\nu = 0{,}01$ $m < 4{,}6H_0 = 1{,}2 \cdot 10^{-65}$ г.

И в ОТО, и в РТГ локальная постоянная H_l не может равняться глобальной H_0, так как в рассматриваемом объеме нет других галактик, что и отражают итоговые формулы (47), (48). По мере роста масштаба ячейки R_0 в ее объем будет попадать все большее количество барионного вещества и темной материи, так что член $\dfrac{M}{R}$ $\left(\dfrac{M}{R} = \dfrac{M}{R_0}\left(\dfrac{R}{R_0}\right)^{2-\gamma},\ \gamma = 3\right)$ в (3) нужно будет сначала заменить на $\dfrac{M}{R_0}\left(\dfrac{R}{R_0}\right)^{2-\gamma}$, где $\gamma \approx 1{,}8$ — фрактальная размерность [22], а при $R > 200$ Мпк — на $\dfrac{4\pi}{3}\rho_m R^2$, где $\rho_m = \dfrac{3}{8\pi G}H_0^2\Omega_m = \text{const}$ и $\gamma = 0$.

По мере уточнения параметров H_l, H_0 и Ω_m можно будет улучшить ограничения на два важнейших параметра РТГ — параметр квинтэссенции ν и массу гравитона m.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрение задачи о скоростях локального потока галактик в рамках РТГ позволило установить, что из-за присутствия во Вселенной темной энергии, для которой использовалась модель скалярного поля квинтэссенции, галактики такой группы будут находиться в движении по закону Хаббла, удаляясь от ее центра масс. Получено выражение для гравитационного поля в такой системе, на основе которого вычислены ускорения и скорости галактик. Показано, что постоянная Хаббла локального потока зависит от плотности барионной материи, параметра квинтэссенции и массы покоя гравитона. Сравнение с наблюдательными данными HST позволило установить жесткое ограничение на параметр квинтэссенции: $0 \leqslant \nu \leqslant 0{,}05$, или $-1 \leqslant \omega_\nu \leqslant -0{,}95$.

В заключение автор хотел бы выразить свою искреннюю благодарность А. А. Логунову, М. А. Мествиришвили, Ю. В. Барышеву и К. А. Модестову за обсуждения и интерес к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sandage A. et al.* The Hubble Constant: A Summary of the HST Program for the Luminosity Calibration of Type Ia Supernovae by Means of Cepheids // Astrophys. J. 2006. V. 653. P. 843–860; arXiv:astro-ph/0603647.
2. *Sandage A. et al.* // Astrophys. J. 1999. V. 527. P. 479.
3. *Чернин А. Д.* Темная энергия и всемирное антитяготение // УФН. 2008. Т. 178, № 3. С. 267–300.
4. *Chernin A., Teerikorpi P., Baryshev Yu.* Why Is the Hubble Flow So Quiet? // Adv. Space Res. 2003. V. 31. P. 479; astro-ph/0012021.
5. *Чернин А. Д.* Космический вакуум // УФН. 2001. Т. 171, № 3. С. 1153–1175.
6. *Karachentsov I. D. et al.* The Hubble Flow around the Local Group // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2009. V. 393. P. 1265–1284; astro-ph/0811.4610.
7. *Kogut A. et al.* // Astrophys. J. 1993. V. 419. P. 1.
8. *Чернин А. Д.* Темная энергия в ближней Вселенной: данные телескопа «Хаббл», нелинейная теория, численные эксперименты // УФН. 2013. Т. 183, № 7. С. 741–747.
9. *Hinshow G. et al.* arXiv:1212.5226.
10. *Логунов А. А.* Релятивистская теория гравитации. М.: Наука, 2011.
11. *Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Чугреев Ю. В.* Развитие Вселенной в релятивистской теории гравитации // ТМФ. 1988. Т. 74, № 1. С. 3–15.
12. *Чугреев Ю. В.* Космологические следствия релятивистской теории гравитации с массивными гравитонами // ТМФ. 1989. Т. 79, № 2. С. 307–313.
13. *Герштейн С. С. и др.* Масса гравитона, квинтэссенция и осциллирующий характер эволюции Вселенной // ЯФ. 2004. Т. 67, № 8. С. 1618–1626.
14. *Мествиришвили М. А., Модестов К. А., Чугреев Ю. В.* Скалярное поле квинтэссенции в релятивистской теории гравитации // ТМФ. 2006. Т. 152, № 3. С. 551–560.
15. *Герштейн С. С., Логунов А. А., Мествиришвили М. А.* Самоограничение гравитационного поля и его роль во Вселенной // УФН. 2006. Т. 176, № 11. С. 1207–1225.
16. *Герштейн С. С., Логунов А. А., Мествиришвили М. А.* Космологическая постоянная и пространство Минковского // ЭЧАЯ. 2007. Т. 38, № 3. С. 569–586.

17. *Чугреев Ю. В.* Единственность вакуумного космологического решения в релятивистской теории гравитации // ТМФ. 2009. Т. 161, № 1. С. 115–119.
18. *Чугреев Ю. В.* Постньютоновское приближение релятивистской теории гравитации на космологическом фоне // ТМФ. 1990. Т. 82, № 3. С. 466–473.
19. *Kopeikin S. M., Petrov A.* Post-Newtonian Celestial Dynamics in Cosmology: Field Equations // Phys. Rev. D. 2013. V. 87. P. 044029; arXiv:1301.5706 [gr-qc].
20. *Лукаш В. Н., Рубаков В. А.* Темная энергия: мифы и реальность // УФН. 2008. Т. 178, № 3. С. 301–308.
21. arXiv:1502.01589.
22. *Peebles P. J. E.* Principles of Physical Cosmology. Princeton Univ. Press, 1993. 718 p.

Получено 24 апреля 2015 г.