

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Проект РФФИ # 10-02-00178

Темная энергия в системах галактик

А. Д. Чернин¹⁾

*Государственный астрономический институт им. Штернберга, МГУ им. Ломоносова,
119899 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 августа 2013 г.

Высокоточные наблюдательные данные Космического телескопа “Хаббл” (HST) используются для изучения близких систем галактик. Основной результат – обнаружение темной энергии в группах, скоплениях и потоках галактик в пространственном масштабе $\sim 1\text{--}10$ Мпк. Найдено, что локальная плотность темной энергии в этих системах, определенная различными способами, близка по величине к глобальному значению, если не совпадает с ним точно. Построена теоретическая модель Ближней Вселенной, которая описывает Местную группу галактик с потоком разбегающихся от нее галактик-карликов. Ключевой физической параметр системы группа–поток – радиус нулевого тяготения, т.е. расстояние, на котором тяготение темной материи компенсируется антитяготением темной энергии. Модель предсказывает существование локальных областей пространства, в которых эйнштейновское антитяготение сильнее ньютоновского тяготения. По данным HST обнаружено 6 таких областей. Ближайшая из них находится на расстоянии 1–3 Мпк от центра Млечного Пути. В ней сила антитяготения в несколько раз превосходит (по модулю) силу тяготения. В этих областях существуют квазирегулярные потоки разбегания галактик, которые ускоряются антитяготением темной энергии. Модель Ближней Вселенной масштаба групп галактик (~ 1 Мпк) может быть распространена на масштаб скоплений (~ 10 Мпк). Системы галактик с ускоряющимися потоками разбегания – новый и, по-видимому, повсеместно распространенный класс метагалактических популяций. Главный отличительный признак этих систем – сильные динамические эффекты локальной темной энергии.

DOI: 10.7868/S0370274X13180100

1. Введение. Темная материя и темная энергия – основные компоненты наблюдаемой Вселенной. Согласно астрономическим данным, впервые полученным в работах [1, 2], на темную энергию приходится примерно 70% всей массы/энергии мира. Вклад темной материи – 26%. На обычное (барионное) вещество, из которого состоят звезды, Земля и все, что ней находится, остается около 4%. Эти данные находят надежное подтверждение (и некоторое уточнение) в новейших исследованиях с помощью космических аппаратов WMAP [3] и Planck [4]. Темная материя вместе с барионами образует космические структуры самых больших масштабов: галактики, их группы, скопления и сверхскопления. Эти системы, как и все тела природы, погружены в темную энергию. Последняя представляет собой идеально однородную

космическую среду постоянной плотности, заполняющую весь объем видимой Вселенной.

О существовании темной материи известно с середины 1930-х годов (см. исторический обзор [5] и цитируемые там оригинальные работы), когда она была обнаружена в гигантском скоплении галактик Кома. В 1950-е годы ее присутствие было замечено в Местной группе галактик. В 1973–79 гг. выяснилось, что темная материя образует протяженные невидимые гало (короны) вокруг изолированных галактик. Как полагают, темная материя состоит из нерелятивистских (“холодных”) электрически нейтральных слабо взаимодействующих элементарных частиц, которые должны быть стабильными или по крайней мере долгоживущими на космологической шкале времен (~ 10 млрд лет). Не исключено, что их массы велики и приближаются к 1 ТэВ. Увидеть эти частицы в лабораторном эксперименте пока не удастся. Что же

¹⁾e-mail: chernin@sai.msu.ru

касается теории, то в стандартной модели микрофизики не существует подходящих кандидатов на эту роль.

Темная материя и темная энергия не излучают и не поглощают света, не рассеивают его. Они проявляют себя в наблюдениях только своим тяготением. Точнее, темная материя (вместе с барионами) создает тяготение, а темная энергия – антитяготение, всеобщее космическое отталкивание. Всемирное антитяготение было предсказано Эйнштейном в 1917 г. В предложенных им тогда уравнениях общей теории относительности (ОТО) оно описывается всего одной, и к тому же постоянной величиной – космологической константой Λ . Возможное присутствие в природе эйнштейновского антитяготения учитывается в созданной Фридманом в 1922–24 гг. теории однородной расширяющейся Вселенной. Эта теория содержит космологическую константу в качестве эмпирической постоянной, подлежащей измерению в астрономических наблюдениях. Предсказание Эйнштейна нашло наблюдательное подтверждение в 1989–99 гг. [1, 2] (Нобелевская премия 2011 года). Оказалось, что антитяготение определенно присутствует в природе, причем оно сильнее тяготения в масштабе всей наблюдаемой Вселенной как целого. Преобладание антитяготения приводит к тому, что глобальное космологическое расширение происходит с ускорением: относительные скорости разбегающихся галактик возрастают со временем. Этот феномен ускоренного расширения и был обнаружен [1, 2] на самых больших доступных наблюдениям расстояниях порядка 1000 мегапарсек (Мпк), вблизи горизонта мира.

В теории Эйнштейна антитяготение – универсальный физический фактор, действующий, вообще говоря, везде, где применима ОТО, во всех пространственных масштабах от глобальных космологических до микроскопических. Наблюдения [1, 2] подтвердили космологические предсказания общей теории относительности, т.е. теорию однородной расширяющейся Вселенной Фридмана с отличной от нуля (и притом положительной) космологической константой. Модель применима в больших масштабах, где распределение галактик и их систем в пространстве является статистически однородным. Это расстояния, превышающие размер космологической “ячейки однородности”, который оценивается в 100–300 Мпк. На меньших расстояниях, ≤ 100 Мпк, галактики и их системы располагаются в пространстве крайне неравномерно. Здесь требуются другая теория и другая модель, способная учитывать реальное пространственное распределение астрономических структур. Как и глобальная космология Фрид-

мана, локальная модель (в общих чертах она была намечена [6–8] в 2000–01 гг.) строится на основе ОТО с привлечением новейших астрономических данных. Ключевая роль в ней принадлежит динамическим эффектам темной энергии [9–12].

В настоящей статье, подготовленной по предложению редакции Писем в ЖЭТФ, дается краткий обзор новых результатов в изучении темной энергии в масштабах $\sim 1–10$ Мпк.

2. Модель Ближней Вселенной. В последние 10 лет произошел резкий прорыв в наблюдательных исследованиях ближнего объема Вселенной. Это стало возможным прежде всего благодаря Космическому телескопу “Хаббл” (HST), позволившему достичь небывалой до того точности (и массовости) определения расстояний до галактик. Подробнее всего в наблюдениях исследовано наше ближайшее галактическое окружение до расстояний 3 Мпк [13–19]. К настоящему времени найдены и детально изучены практически все имеющиеся там галактики. Ближний объем не похож на Большую Вселенную: в нем нет ни однородности, ни космологического расширения.

2.1. Ближняя Вселенная. На расстоянии 0.8 Мпк от центра Галактики (Млечный Путь) находится гигантская галактика М31 (Туманность Андромеды), которая приближается к нашей Галактике со скоростью 110 км/с. Вокруг этих двух гигантов в объеме с поперечником в два Мпк наблюдается 50 галактик-карликов. Все вместе эти объекты составляют Местную группу галактик – гравитационно связанную систему с полной массой вещества (темная материя и барионы) $M = (2–4) \cdot 10^{12} M_{\odot}$. Эта масса складывается главным образом из темной материи, сосредоточенной в протяженных невидимых гало галактик-гигантов. Вне группы на расстояниях от 1.5 до 3 Мпк от ее центра наблюдаются 24 маломассивные карликовые галактики. Все они без исключения движутся прочь от группы. Это Местный поток разбегающихся галактик. Такова даваемая наблюдателями [17] астрономическая картина Ближней Вселенной.

Здесь и ниже под Ближней Вселенной понимается местный объем поперечником в 6 Мпк вокруг барического центра пары Галактика–Андромеда. В этом объеме располагаются массивная Местная группа и “легкий” поток разбегающихся галактик вокруг нее. Система группа-поток обладает, как мы увидим, определенной регулярностью и приближенной симметрией. Подобные ей структуры наблюдаются и вне Ближней Вселенной.

2.2. Наблюдения. Наблюдательной основой наших исследований служат высокоточные сведения о

галактиках до расстояний около 10 Мпк, представленные в Каталоге близких галактик Караченцева [13, 18] и работах [14–17, 19]. В них содержатся, в частности, данные о скоростях и расстояниях около 200 галактик, которые изучались в наблюдениях на HST на протяжении в общей сложности 300 его орбитальных периодов, а также на БТА (шестиметровом телескопе САО РАН), радиотелескопе Аресибо Диск и других крупных инструментах. Точность измерения скоростей не хуже 1–5 км/с (в основном по радионаблюдениям в линии 21 см). Точность определения расстояний, измеренных по методу “вершины ветви красных гигантов”, 8–12%. Это наивысшая точность определения скоростей и расстояний, достигнутая к настоящему времени во внегалактической астрономии.

Сведения о скоростях и расстояниях в Ближней Вселенной дают весьма полное представление как о пространственной, так и о фазовой структуре местной системы группа–поток. На заимствованной из работы [17] фазовой диаграмме (рис. 1) представлены галактики Ближней Вселенной с ради-

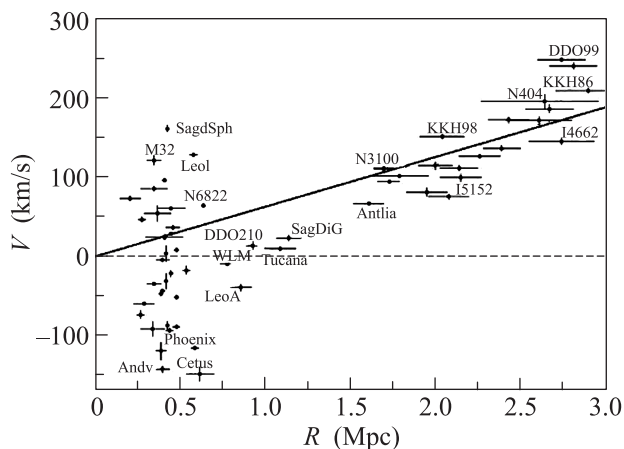


Рис. 1. Диаграмма скорость–расстояние для Местной группы галактик и потока вокруг нее. Каждая из точек соответствует галактике с измеренными значениями расстояния и скорости в системе отсчета, связанной с центром Местной группы [17]. В области группы ($R < (1.3–1.5)$ Мпк) преобладает тяготение, вне группы в области потока ($R > 1.5$ Мпк) преобладает анти-тяготение

альными скоростями V и радиальными расстояниями R , измеренными в системе барицентра Местной группы. На фазовой плоскости скорость–расстояние изображающие точки заполняют две четко различимые области. Первую из них, отвечающую расстояниям до 1–1.3 Мпк, занимают галактики группы. В этой области скорости имеют как положитель-

ные, так и отрицательные значения в интервале от -150 до $+170$ км/с. Средняя скорость галактик близка здесь к нулю. Средняя линейная дисперсия (радиальных) скоростей карликовых галактик системы составляет 72 км/с.

Вторую область фазовой диаграммы на расстояниях от 1.5 до 3 Мпк занимает поток разбегания. В области потока нет отрицательных скоростей. Скорости галактик имеют значения от 60 км/с вблизи расстояния 1.5 Мпк до 250 км/с на расстоянии в 3 Мпк. Изображающие точки занимают здесь неширокую полосу, наклон которой служит важной физической характеристикой потока. На рис. 1 изображен луч, выходящий из начала координат, который делит совокупность наблюдательных точек потока на две равные по числу части, расположенные выше и ниже него. Уравнение “медианного луча”, $V = H_{\text{med}}R$, отвечает линейной зависимости скорость–расстояние (известной в астрономии как закон Хаббла). Его наклон дает эмпирическое значение “локального фактора Хаббла”: $H_{\text{med}} = 59$ км/с/Мпк. Линейная дисперсия скоростей вокруг этой прямой составляет 25 км/с. Столь низкая (почти в 3 раза ниже, чем в группе) дисперсия скоростей указывает на определенную регулярность в кинематической структуре потока как целого: “холодный” поток довольно близко следует линейному закону Хаббла.

2.3. Модель. В предложенной нами теоретической модели для Ближней Вселенной [6–12] массивная группа представлена парой гигантских галактик Галактика–Андромеда. Поток разбегания вокруг нее рассматривается как совокупность “пробных частиц”, движущихся в потенциале тяготения–анти-тяготения, создаваемом темной материей и барионами группы, а также темной энергией, в которую погружена система. В соответствии с данными о расположении соседних объектов локального объема предполагается, что местная система является в значительной степени изолированной. Таким образом, влиянием на нее внешнего окружения в первом и главном приближении можно пренебречь.

Для описания темной энергии и производимых ею локальных динамических эффектов мы пользуемся ОТО и следуем “материальной” (в противоположность “геометрической” или “полевой”) интерпретации космологической постоянной, предложенной Э.Б. Глинером [20] еще в 1960-х годах и ставшей теперь (почти) общепринятой. Мы принимаем, что темная энергия представляет собой макроскопическую сплошную среду, плотность которой определяется космологической постоянной: $\rho_\Lambda = \frac{c^2}{8\pi G}\Lambda$. Эта величина известна сейчас по космологическим изме-

рениям [3, 4] с точностью до нескольких процентов: $\rho_\Lambda = (0.721 \pm 0.025) \cdot 10^{29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. В такой трактовке темная энергия обладает рядом особых, присущих ей и только ей макроскопических свойств: 1) ее плотность идеально однородна; 2) величина плотности одна и та же всегда и везде, и притом во всех системах отсчета; 3) плотность темной энергии положительна, а ее давление отрицательно и равно плотности энергии (по абсолютной величине), умноженной на квадрат скорости света, $P_\Lambda = -\rho_\Lambda c^2$; 4) ее эффективная гравитирующая плотность отрицательна: $\rho_{\text{эф}} = \rho_\Lambda + 3P_\Lambda/c^2 = -2\rho_\Lambda < 0$ (по этой причине темная энергия создает “отрицательное тяготение”, т.е. антитяготение); 5) по своим механическим свойствам она представляет собой вакуум, так как подобно тривиальной пустоте не может служить системой отсчета (подробности см., например, в [7, 9–12]). Первоначально [20] эти свойства темной энергии рассматривались в космологическом контексте. Учитывая универсальный (в смысле пространственных масштабов) характер ОТО, мы распространяем их также и на относительно малые астрономические масштабы Ближней Вселенной.

Наша модель Ближней Вселенной опирается на классический результат ОТО, известный как статическое пространство-время Шварцшильда–де Ситтера (см., например, [12]). Это точное сферически-симметричное решение уравнений ОТО для точечной массы на фоне темной энергии, описываемой космологической постоянной Λ :

$$ds^2 = A(r)dt^2 - r^2 d\Omega^2 - A(r)^{-1} dr^2, \quad (1)$$

где

$$A(r) = 1 - 2GM/r - \frac{8\pi G}{3} \rho_\Lambda r^2. \quad (2)$$

Здесь G , M – гравитационная постоянная и масса тела соответственно. Скорость света в (1), (2) и далее принимается равной единице.

Везде в Ближней Вселенной (как в Местной группе, так и в потоке разбегания) скорости движения тел сравнительно малы (в тысячи раз меньше скорости света), а перепады гравитационного потенциала слабы (в миллионы раз меньше квадрата скорости света). Это означает, что динамика системы может быть с хорошей точностью описана в ньютоновском нерелятивистском приближении, вытекающем из решения (1), (2). При этом описание динамических эффектов темной энергии (хотя это и существенно релятивистская среда) тоже может быть дано на ньютоновском языке сил и потенциалов.

В этом приближении отклонения от галилеевой метрики малы и мы из (2) имеем

$$A(r)^{1/2} \simeq 1 - GM/r - \frac{4\pi G}{3} \rho_\Lambda r^2 = 1 + U(r) = 1 + U_M(r) + U_\Lambda(r). \quad (3)$$

Здесь

$$U_\Lambda(r) = -\frac{4\pi G}{3} \rho_\Lambda r^2 \quad (4)$$

есть потенциал антитяготения, создаваемый темной энергией. Он добавляется в (3) к ньютоновскому потенциалу тяготения $U_M(r)$, создаваемому массой M . В соответствии с (3), (4), на частицу, находящуюся на расстоянии r от тяготеющего центра, действует сила

$$F(r) = -\frac{d}{dr}(U_M + U_\Lambda) = -GM/r^2 + \frac{8\pi G}{3} \rho_\Lambda r. \quad (5)$$

Это радиальная сила в расчете на единицу массы частицы, т.е. ее радиальное ускорение. Ньютоновская сила $F_M = -GM/r$ притягивает частицу к центру, а эйнштейновская сила $F_\Lambda = +\frac{8\pi G}{3} \rho_\Lambda r$ отталкивает ее от центра. Первая из сил убывает по модулю с расстоянием, тогда как вторая с расстоянием растет. Эти силы сравниваются по абсолютной величине на расстоянии

$$r = R_\Lambda = \left(\frac{3M}{8\pi \rho_\Lambda} \right)^{1/3}. \quad (6)$$

Здесь R_Λ – критическая величина, введенная в [6–8] и получившая название радиуса нулевого тяготения. При $r < R_\Lambda$ преобладает тяготение, при $r > R_\Lambda$ – антитяготение. Принимая, что локальная плотность темной энергии ρ_Λ имеет значение $0.72 \cdot 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, найденное в космологических наблюдениях (см. выше), получим

$$R_\Lambda = 1.1 \left(\frac{M}{10^{12} M_\odot} \right)^{1/3} \text{ Мрс}. \quad (7)$$

Ньютоновское описание (3)–(7), вытекающее из решения (1), (2), мы применяем по отдельности к каждой из двух компонент системы группа–поток. Для Местной группы, где основная масса заключена в паре Галактика–Андромеда, решается задача двух тел на фоне темной энергии. Как и в классическом варианте, эта задача сводится к задаче о движении одного тела, масса которого есть сумма масс двух тел, $M = M_1 + M_2$ в центральном потенциале. В качестве последнего у нас служит суммарный потенциал $U(r) = U_M(r) + U_\Lambda(r)$ (показан штрихпунктиром на рис. 2). Решение для радиальных орбит (вполне приемлемое приближение в случае пары Галактика–Андромеда) следует из уравнения

$$\ddot{r} = -GM/r^2 + \frac{4\pi G}{3} \rho_\Lambda r, \quad (8)$$

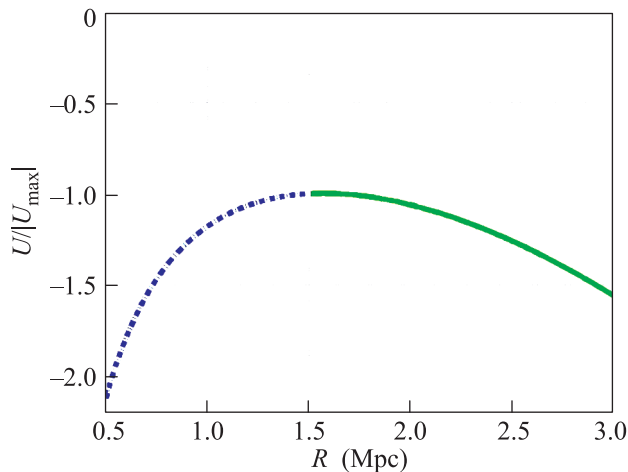


Рис. 2. Потенциал тяготения–антитяготения в Ближней Вселенной (профиль)

где теперь r – расстояние между телами, а начальные условия ($V = -110$ км/с, $r_0 = 0.8$ Мпк) записаны на эпоху наблюдения $t_0 = 13.8$ млрд лет. (Точное аналитическое решение общей задачи двух тел в присутствии темной энергии дано в недавних работах [21, 22].)

Численное интегрирование уравнения (8) показывает, что за космологическое время две галактики успевают сблизиться на наблюдаемое расстояние и приобрести наблюдаемую относительную скорость сближения, если 8–10 млрд лет назад их относительная скорость была равна нулю при расстоянии между ними около 1 Мпк. Этот результат находится в согласии с теорией гравитационной неустойчивости в мире с темной энергией [23]. Согласно последней космологическое расширение в масштабе наблюдаемых гравитационно связанных систем (галактик, их групп и скоплений) должно быть погашено до начала эпохи преобладания антитяготения, т.е. не позже чем при возрасте мира в 7 млрд лет.

Другой результат касается пространственной структуры суммарного потенциала $U(r)$, создаваемого массивной двойной системой и фоном темной энергии в объеме Ближней Вселенной. Эквипотенциальные кривые для наблюдаемого состояния системы (рис. 3) обнаруживают, что в области группы (на расстояниях до примерно одного мегапарсека от барицентра системы) доминирует потенциал двойной системы. Вне группы (в области потока на расстояниях от 1.5 до 3 Мпк) потенциал быстро сферизуется. Это обстоятельство привносит в динамику и кинематику потока симметрию и упорядоченность.

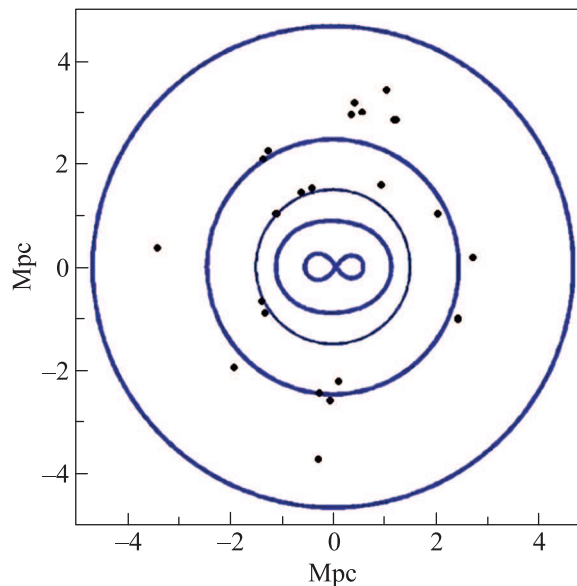


Рис. 3. Потенциал тяготения–антитяготения в Ближней Вселенной (эквипотенциали). Точки указывают положение галактик потока (в проекции на сверхгалактическую плоскость)

В приближении сферической симметрии для области вне Местной группы по формуле (7) можно найти радиус нулевого тяготения для системы группа–поток. При массе группы $M = (2-4) \cdot 10^{12} M_{\odot}$ критическая величина R_{Λ} составляет 1.3–1.5 Мпк. Как мы видим, радиус нулевого тяготения R_{Λ} весьма близок к известному из наблюдений радиальному размеру Местной группы $R_0 \simeq 1$ Мпк. Объем гравитационно связанной квазистационарной системы не должен, очевидно, выходить за пределы критической сферы радиуса R_{Λ} во внешнюю область, где тяготение слабее антитяготения. Замечательно, однако, что этот теоретический верхний предел для размера группы практически совпадает с ее реальным наблюдаемым размером, $R_{\Lambda} \simeq R_0$.

В сферическом объеме радиуса R содержится масса (гравитирующая) темной энергии $M_{\Lambda} = -\frac{8\pi}{3}\rho_{\Lambda}R^3$. Если $R = R_{\Lambda}$, то, как видно из (6), $M_{\Lambda\text{eff}} = -M$. Тогда полная гравитирующая масса, $M_{\Lambda\text{eff}} + M$, внутри этой сферы обращается в нуль. Этого, очевидно, и следовало ожидать, поскольку по определению R_{Λ} есть радиальное расстояние, на котором сумма сил тяготения и антитяготения равна нулю. В результате наблюдательные значения плотности темной энергии ρ_{Λ} , массы вещества Местной группы M и радиального размера группы R_0 оказываются связанными между собой:

$$\frac{8\pi}{3M}\rho_{\Lambda}R_0^3 \simeq 1. \quad (9)$$

Таким образом, зная две из этих трех величин, мы можем по формуле (9) вычислить третью (см. ниже).

2.4. Поток. Тот факт, что радиальный размер Местной группы приблизительно равен радиусу нулевого тяготения $R_0 \simeq \rho_\Lambda$ (во всяком случае не превышает его), означает, что местный поток разбегания целиком лежит на расстояниях $> R_\Lambda$, где преобладает антитяготение. Это ближайшая к нам область пространства, в которой динамический эффект антитяготения, создаваемого темной энергией, оказывается столь же сильным (по сравнению с эффектом тяготения), что и у горизонта мира на расстояниях порядка 1000 Мпк от нас. Таков один из основных результатов работы. Обсудим его более подробно.

Движение карликовых галактик потока (пробные частицы нашей модели) происходит в сферическом потенциале $U = U_M + U_\Lambda$, показанном сплошной линией на рис. 2. Это область правее максимума суммарного потенциала. При этом, как легко убедиться, положение максимума приходится на радиальное расстояние, равное радиусу нулевого тяготения R_Λ . Уравнение движения отдельной частицы (сходное по структуре с уравнением (8) в задаче двух тел) имеет вид

$$\ddot{R} = F_M + F_\Lambda = -\frac{GM}{R^2} + \frac{8\pi}{3}G\rho_\Lambda R, \quad (10)$$

где R – расстояние частицы от центра системы. Обозначение R введено вместо r для того, чтобы зафиксировать отличие задачи о радиальных движениях в потоке от задачи двух тел для группы. Первый интеграл уравнения (10) дает закон сохранения механической энергии частицы:

$$E = \frac{1}{2}\dot{R}^2 - \frac{GM}{R} - \frac{4\pi}{3}G\rho_\Lambda R^2, \quad (11)$$

где $E = \text{const}$ – полная механическая энергия частицы в расчете на единицу ее массы. Уравнения (10), (11) справедливы в области $R \geq R_\Lambda$, где доминирует темная энергия и потенциал близок к сферическому. Уравнение (11) определяет фазовые траектории разбегающихся частиц потока в пространстве скорость–расстояние (рис. 4). Из этого уравнения вытекает, что в пределе больших расстояний ($R \rightarrow \infty$) единственным динамическим фактором в потоке оказывается антитяготение темной энергии. В указанном пределе фазовые траектории выходят на линейную зависимость скорости от расстояния (закон Хаббла): $V = \dot{R} = H_\Lambda R$, где

$$H_\Lambda = \left(\frac{8\pi}{3}G\rho_\Lambda\right)^{1/2} = 61 \text{ km/s/Mpc} \quad (12)$$

есть постоянная величина, определяемая одной только плотностью темной энергии. Прямая линия $V =$

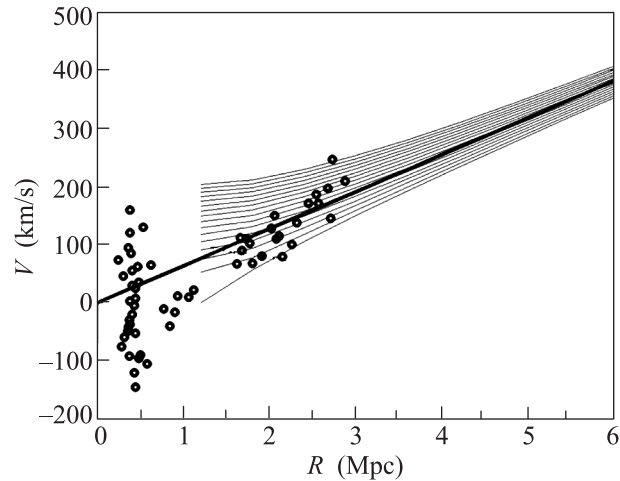


Рис. 4. Фазовые траектории Местного потока и фазовый аттрактор

$= H_\Lambda R$ (рис. 4) в фазовом пространстве потока представляет динамический аттрактор системы. Это геометрическое место точек, к которому стремятся с ростом расстояния все возможные фазовые траектории потока. Величина H_Λ – параметр аттрактора. Фазовые траектории местного потока разбегания, построенные по уравнению (11), для реальных частиц потока представлены на рис. 4. Из рисунка видно, что траектории потока образуют пучок, действительно сходящийся к линии аттрактора $V = H_\Lambda R$ (которая не является одной из траекторий потока).

Из рис. 4 видно, что линия аттрактора лишь слабо отклоняется от медианного луча для потока (см. выше). Параметр луча $H_{\text{med}} = 59 \text{ km/s/Mpc}$ отличается по величине от параметра аттрактора $H_\Lambda = 61 \text{ km/s/Mpc}$ менее чем на 5%. Столь близкое совпадение вряд ли можно считать случайным. Скорее, это внутренняя статистическая закономерность, присущая потоку разбегания. Если это так, то отсюда следует указание на возможный способ эмпирического определения параметра аттрактора по фазовым диаграммам наблюдаемых потоков. Действительно, измерив на эмпирической диаграмме наклон H_{med} , мы можем отождествить его с не известной заранее величиной H_Λ . Вместе с тем уравнение (12) прямо связывает $H_\Lambda \simeq H_{\text{med}}$ с плотностью темной энергии:

$$\rho_\Lambda \simeq \left(\frac{3}{8\pi G}H_{\text{med}}\right)^2. \quad (13)$$

Таким образом, наша модель дает прямой метод эмпирической оценки локальной плотности темной энергии. Вычисленная по формуле (13) локальная плотность темной энергии ρ_Λ отличается от величины, известной из космологии, всего на 10%. Ниже

мы увидим, что этот метод, подсказанный местной системой группа–поток, действует также и в случае других систем того же типа.

С помощью соотношения (13) мы можем переписать соотношение (9) в виде

$$M \simeq \frac{H_{\text{med}}}{G} R_0^3. \quad (14)$$

При указанных выше значениях двух эмпирических параметров, R_0 и H_{med} , уравнение (14) дает значение массы Местной группы, которое хорошо согласуется (в пределах 20–30%) с астрономическими данными (см. выше).

Как мы видим, карликовые галактики, разбегающиеся от Местной группы, несут информацию как о темной энергии, так и о темной материи в Ближней Вселенной.

По найденным таким путем двум физическим параметрам модели – массе M и плотности ρ_Λ – можно, в частности, получить количественную меру эффекта антитяготения в потоке галактик. Ею может служить отношение

$$|F_\Lambda/F_M| \propto R^3, \quad (15)$$

которое на расстояниях 2.5 Мпк от центра группы достигает значения 6–8. Для сравнения укажем, что соответствующее безразмерное отношение в глобальном космологическом масштабе составляет в современную эпоху заметно меньшую величину (4.9). Отсюда видно, что местный поток не может рассматриваться как реликтовый участок глобального космологического потока. Местный ускоряющийся поток представляет собой существенно локальный феномен, хотя в обоих случаях за видимой картиной движения галактик стоит общий для всех астрономических систем динамический фактор – универсальный фон темной энергии.

3. Соседние системы. Местная система группа–поток, описываемая в ее главных чертах теоретической моделью (6)–(12), представляет собой образец распространенной (и притом, возможно, повсеместно) двухкомпонентной метагалактической структуры, насколько об этом можно судить по данным о соседних системах того же [13–16] или даже еще заметно большего масштаба. Наша модель предсказывает, что во всех таких структурах эмпирическая величина H_{med} , характеризующая поток на фазовой диаграмме системы, должна быть близка к универсальной величине H_Λ , если локальная плотность темной энергии не отличается от глобальной.

3.1. Системы группа–поток. Согласно наблюдательным данным [13–18, 24–26] на расстояниях до 7–10 Мпк имеется по крайней мере еще три системы типа группа–поток, подобные Местной системе [27–29]. Весьма полные сведения собраны о потоке вокруг одной из ближайших групп галактик, которая лежит на расстоянии 4 ± 0.4 Мпк от центра Местной группы и содержит гигантскую галактику Cen A, а также массивную галактику M83. Относительная радиальная скорость движения центров этих двух главных галактик группы близка к нулю. Расстояние (трехмерное) между центрами оценивается в пределах 1.3–2 Мпк. Галактики-карлики группы сосредоточены главным образом в двух семействах, одно из которых (вокруг галактики Cen A) содержит в основном эллиптические карлики, а другое (вокруг M83) – в основном спиральные. Масса первого из этих семейств составляет $(6–8) \cdot 10^{12} M_\odot$, а масса второго – около $1 \cdot 10^{12} M_\odot$. Группа в целом заполняет несколько вытянутый по форме объем с наибольшим поперечником около 4 Мпк. В этом объеме для 29 галактик известны как высокоточные радиальные скорости, так и измеренные с помощью HST с точностью не хуже 10% расстояния. Скорость барицентра группы относительно центра Местной группы составляет 280–300 км/с. Скорости галактик группы относительно ее барицентра имеют положительные и отрицательные значения в пределах от –180 до +230 км/с. Средняя скорость галактик в группе близка к нулю.

Вокруг группы Cen A–M83 наблюдается около пятидесяти галактик-карликов. Для 21 из них имеются высокоточные определения скоростей и расстояний относительно барицентра группы. В интервале расстояний 2–3 Мпк от центра группы все скорости галактик положительны. При этом они растут с расстоянием. Наибольшее значение скорости в этом потоке достигает 250 км/с на расстоянии около 3 Мпк. Медианный луч с уравнением $V = H_{\text{med}} R$ отвечает локальной постоянной Хаббла $H_{\text{med}} = 62$ км/с/Мпк. Линейная дисперсия скоростей составляет 40 км/с. Радиус нулевого тяготения для этой системы ($R_\Lambda \simeq \simeq 2$ Мпк), определенный по эмпирической фазовой диаграмме тем же способом, что и для Местной системы, неплохо согласуется с приведенным выше значением полной массы группы, несмотря на то что объем группы заметно отклоняется от сферической формы.

Еще одна хорошо изученная в наблюдениях группа ближнего объема содержит две основные галактики, M81 и M82, которые имеют массы приблизительно $7 \cdot 10^{11} M_\odot$ и $4 \cdot 10^{11} M_\odot$ соответственно. Цен-

тры этих галактик находятся на расстоянии около 0.04 Мпк друг от друга. Они сближаются со скоростью 240 км/с. Барицентр группы M81 лежит на расстоянии 3.5 ± 0.4 Мпк от центра Местной группы. Скорость барицентра группы относительно центра Местной группы составляет 220–250 км/с. Две основные галактики группы окружены галактиками-карликами, для 18 из которых имеются данные о расстояниях, измеренных с помощью HST. Радиальные скорости галактик группы (относительно ее барицентра) имеют оба знака и заключены в пределах от -150 до $+100$ км/с. Средняя дисперсия скоростей карликов составляет 70 км/с, а их средняя скорость близка к нулю. Группа заполняет несколько вытянутой объем с наибольшим поперечником около 2 Мпк.

На расстояниях 1–3 Мпк от центра группы наблюдается поток разбегания. Для 22 галактик потока известны высокоточные скорости и расстояния, измеренные с помощью HST. Скорости потока заключены в пределах от нуля до 220 км/с. Медианное значение локальной постоянной Хаббла $H_{\text{med}} = 57$ км/с/Мпк. Дисперсия скоростей 30 км/с. Радиус нулевого тяготения, $R_{\Lambda} \sim 1$ Мпк, оцениваемый по положению границы между группой и потоком, отвечает массе группы $M \simeq 1 \cdot 10^{12} M_{\odot}$.

Центр группы Canes Venaticy I Cloud (далее CV I) лежит вблизи крупной спиральной галактики M94 = NGC 4736 на расстоянии около 6 Мпк от центра Местной группы. Имеются данные о 32 галактиках группы и потока вокруг нее. Масса группы оценивается как $M = (2-4) \cdot 10^{12} M_{\odot}$, что неплохо согласуется с найденным нами значением радиуса нулевого тяготения, $R_{\Lambda} = (1.3-1.5)$ Мпк. Скорости потока относительно барицентра группы заключены в пределах от 10 до 200 км/с. Значение локальной постоянной Хаббла, найденной по данным о 7 карликах потока, составляет $H_{\text{med}} = 52$ км/с/Мпк. Дисперсия скоростей 50 км/с.

К каждой из этих систем применима [27–33] (с теми или иными не очень существенными оговорками) модель группы с потоком (3)–(8). При этом во всех трех случаях поток разбегания находится в области преобладания антитяготения. Значения H_{med} для всех потоков отличаются от универсальной величины H_{Λ} не более чем на 15%.

3.1. Системы скопление–поток. Недавно представленные наблюдательные данные [34, 35] позволяют распространить поиски областей антитяготения от групп к скоплениям галактик [36]. Ближайшее скопление галактик Вирго находится на расстоянии около 20 Мпк от нас. По своему строению оно напоминает Местную группу с ее двумя гигантскими

галактиками. В скоплении Вирго тоже имеется два основных компонента. Однако, в отличие от Галактики и M31, они заметно (раза в 3 по крайней мере) различаются по массе. Полный набор данных включает в себя сведения о расстояниях и скоростях 1371 галактики до расстояний 30 Мпк от центра скопления.

Особый интерес представляет выборка, содержащая 35 ближних к нам галактик, с точными расстояниями, полученными по наблюдениям на HST. Расстояния в этой выборке находятся в интервале от 10 до 25 Мпк от центра скопления. Все эти галактики – галактики виргоцентрического потока. Их скорости в системе отсчета, связанной с центром скопления, являются положительными. (Поток по традиции называют виргоцентрическим, имея в виду систему отсчета, опирающуюся на сетку регулярного космологического расширения. В ней он направлен к центру скопления. В системе же центра скопления, которой мы здесь пользуемся, поток направлен прочь от центра.)

Скорости 35 галактик потока находятся в пределах от 500 до 1500 км/с. Медианное значение локальной постоянной Хаббла $H_{\text{med}} = 59$ км/с/Мпк [29]. Дисперсия скоростей 250 км/с. Радиус нулевого тяготения, оцениваемый по положению в потоке галактики с наименьшей положительной скоростью, составляет $R_{\Lambda} \simeq 10$ Мпк. Этой величине отвечает масса скопления $M \sim 10^{15} M_{\odot}$. Такая оценка согласуется с другими независимыми оценками массы вещества в скоплении Вирго.

Существует и еще одно столь же близкое к нам скопление. Это скопление Южного неба Форнакс. Расстояние до его центра близко к 20 Мпк. Вместе с тем данные о нем не так богаты, как в случае Вирго. Пространственная структура скопления Форнакс включает в себя 3 основных компонента. В первом приближении можно, однако, говорить о двойной структуре (как и в Вирго), состоящей из собственно скопления Форнакс (точнее, его центральной области) и комплекса Эридан с заметно меньшей массой.

Имеются данные о 109 галактиках комплекса Форнакс–Эридан. Для 26 из них расстояния измерены в наблюдениях на HST и по цефеидам. Эти ближние к нам 26 галактик находятся в области потока на расстояниях от 14 до 20 Мпк от центра скопления. Все они имеют положительные скорости относительно центра скопления. Скорости потока заключены в пределах от 200 (при расстоянии 7–8 Мпк) до 1500 км/с на самых дальних (20 Мпк) расстояниях от центра скопления. Медианное значение локаль-

ной постоянной Хаббла $H_{\text{med}} = 60 \text{ км/с/Мпк}$. Дисперсия скоростей 240 км/с . Поток начинается на расстоянии в $7\text{--}8 \text{ Мпк}$ от центра скопления. Если отождествить с этим расстоянием радиус нулевого тяготения, $R_{\Lambda} = (7\text{--}8) \text{ Мпк}$, то масса комплекса Форнакс–Эридан может быть оценена как $M = (3\text{--}5) \cdot 10^{14} M_{\odot}$. Это весьма близко к оценке, иным способом впервые полученной в [15].

Как и ожидалось по нашей модели, во всех шести близких системах группа/скопление–поток эмпирический параметр потока H_{med} имеет сходные значения. Его средняя величина, $\langle H_{\text{med}} \rangle = 59 \text{ км/с/Мпк}$, отличается от универсального H_{Λ} всего на 3% . Этот результат означает, что локальная плотность темной энергии совпадает (приблизительно, если не точно) с глобальной величиной, известной по космологическим наблюдениям.

Системы группа/скопление–поток – новый тип метagalacticких популяций. Опираясь на нашу модель и рассмотренные здесь примеры, мы можем сделать ряд определенных теоретических предсказаний, проверяемых в текущих и будущих наблюдениях. Во-первых, можно предположить, что многие (а возможно, и все) не исследованные пока группы и скопления галактик повсеместно в пространстве Вселенной имеют размер, близкий к радиусу нулевого тяготения, соответствующему их массе. Во-вторых, можно ожидать, что вокруг таких групп и скоплений существуют потоки разбегания, ускоряемые антитяготением темной энергии. В-третьих, как в системах с группами, так и в системах со скоплениями потоки должны обладать сходной кинематической структурой, а их основной физический параметр H_{med} должен быть близок к универсальному значению. Сходство динамической и кинематической структуры потоков при различии их физического размера почти в 10 раз указывает на автомодельный характер этих систем (подробнее см. в [10, 37]).

4. Скопление Кома. Скопление галактик Кома в созвездии Волосы Вероники (A1656 по каталогу Эйбела) – богатое и лучше всего изученное в наблюдениях правильное скопление галактик. В отличие от скоплений Virgo или Fornax, речь о которых шла выше, скопление Кома обладает весьма регулярной почти сферической формой (почему его и относят к классу правильных систем). Центр скопления находится на расстоянии около 100 Мпк (при принимаемом здесь и ниже значении космологической постоянной Хаббла $H_0 = 70 \text{ км/с/Мпк}$). Характерная дисперсия скоростей галактик в скоплении близка к 1000 км/с . В качестве радиального размера системы обычно принимается величина $3\text{--}5 \text{ Мпк}$. Массу веще-

ства в скоплении оценивают по классической теореме вириала:

$$M_{\text{vir}} = \frac{V^2 R}{G} = 6 \cdot 10^{14} V_{1000}^2 R_3 M_{\odot}, \quad (16)$$

где V , R – характерные значения скорости галактик в скоплении и характерный радиальный размер системы; V_{1000} , R_3 – те же величины, измеренные в единицах 1000 км/с и 3 Мпк соответственно. При скорости $V_{1000} = 1$ и характерном радиусе $R = 3\text{--}5 \text{ Мпк}$ уравнение (16) дает $M_{\text{vir}} = (0.6\text{--}1) \cdot 10^{15} M_{\odot}$. Оценки такого рода для скопления Кома привели в свое время к обнаружению “недостающей массы”, называемой сейчас темной материей [38].

В действительности размер в $3\text{--}5 \text{ Мпк}$ относится лишь к внутренней центральной области системы. По данным [39, 40] радиус скопления гораздо больше. Он превышает 14 Мпк . Если это так, то скопление Кома – самая большая по размеру гравитационно связанная система из всех до сих пор известных в астрономии. Согласно [39, 40] масса скопления в пределах сферы радиуса $R = 14 \text{ Мпк}$ составляет $2.4 \cdot 10^{15} M_{\odot}$. Это немного (на 16%) меньше, чем дала бы для такого размера формула (16).

Полезно сравнить эту массу с эффективной массой темной энергии в объеме скопления. Учтем, что эффективная гравитирующая (точнее, антигравитирующая) плотность темной энергии составляет величину $\rho_{\Lambda\text{eff}} = -2\rho_{\Lambda}$. Тогда антигравитирующая масса темной энергии внутри сферы радиуса R есть

$$M_{\Lambda}(R) = -\frac{8\pi}{3} \rho_{\Lambda} R^3 = -2.1 \cdot 10^{13} R_3^3 M_{\odot}. \quad (17)$$

Здесь принято, что локальная плотность темной энергии внутри скопления не отличается по величине от глобальной. При $R = 14 \text{ Мпк}$ формула (17) дает $M_{\Lambda} = -2.1 \cdot 10^{15} M_{\odot}$. Эта величина практически совпадает (по модулю) с величиной массы вещества, оцениваемой в [39, 40] для того же радиуса.

Вспомним теперь, что темная материя и темная энергия проявляют себя в наблюдениях только своим тяготением/антитяготением. Это относится и к наблюдательным измерениям соответствующих масс для групп и скоплений галактик. Поэтому измерения такого рода дают в действительности значение полной эффективной гравитирующей массы системы. Последняя представляет собой сумму гравитирующей массы нерелятивистской материи (темной материи и барионов) M_M и антигравитирующей массы темной энергии M_{Λ} :

$$M_G = M_M + M_{\Lambda}. \quad (18)$$

Для крупной системы типа Комы второе слагаемое в (18) может быть существенно. Можно полагать, что именно эта эффективная величина M_G (а не масса материи M_M) была в действительности измерена астрономами [39, 40] в объеме радиуса в 14 Мпк. Тогда $M_G = 2.4 \cdot 10^{15} M_\odot$ и масса темной материи и барионов в том же объеме

$$M_M = M_G + |M_\Lambda| = 4.5 \cdot 10^{15} M_\odot. \quad (19)$$

Очевидно, что поправка на темную энергию не очень значительна для малых объемов в центральной области скопления. Однако, как мы видим, она существенна для оценки полной массы крупного скопления: для радиуса в 14 Мпк учет темной энергии увеличивает оценку массы материи почти вдвое.

Учет темной энергии позволяет заметно уточнить общий характер распределения нерелятивистской материи в объеме системы. Как оказывается [41], пересмотренным данным (19) лучше всего отвечает профиль плотности материи вида

$$\rho_M(R) = \frac{3}{4\pi} M_* R_* (R + R_*)^{-4}, \quad (20)$$

где $M_* = 8.7 \cdot 10^{15} M_\odot$, $R_* = 2.4$ Мрс. Параметры профиля найдены по наблюдательным данным о массе скопления для радиусов 1.4 и 4.8 Мпк (см. [42]). В этих центральных областях вклад темной энергии в полную гравитирующую массу пренебрежимо мал (см. выше), так что там измеренная в наблюдениях масса относится именно к темной материи и барионам. Центральная (при $R = 0$) плотность материи в профиле (20) конечна, в отличие от ранее предлагавшихся вариантов [41, 43, 44], где центральная плотность уходит в бесконечность.

Соответствующий уравнению (20) профиль массы в скоплении Кома

$$M_M(R) = 4\pi \int_0^R \rho_M(r) r^2 dr = M_* \left[\frac{R}{R + R_*} \right]^3. \quad (21)$$

Как и в случае групп и скоплений галактик, рассмотренных выше, эффект антитяготения темной энергии ведет к ограничению сверху на полный размер скопления Кома. Этот размер для гравитационно связанной системы не может выходить за пределы радиуса нулевого тяготения R_Λ . Данное условие также можно выразить через три характерные массы системы: $M_G \geq 0$, $M_M \geq |M_{DE}|$. Из этих неравенств для нового профиля массы (21) находим верхние предельные значения размера и массы материи в скоплении Кома:

$$R \leq R_{\max} = R_\Lambda = 20 \text{ Мпк}, \quad (22)$$

$$M \leq M_{\max} = M_M(R_\Lambda) = 6.2 \cdot 10^{15} M_\odot.$$

Пример обсуждавшихся выше скоплений Вирго и Форнакс подсказывает, что скопление Кома могло бы иметь полный размер и полную массу вблизи этих предельных значений. Более того, можно ожидать, что вне предельного размера скопления мог бы существовать поток разбегания галактик, ускоряемый антитяготением темной энергии. Эти теоретические предсказания в принципе доступны наблюдательной проверке в исследованиях данного скопления и окружающего его большого объема размером в 30–60 Мпк.

Восемьдесят лет назад скопление Кома послужило природным “инструментом”, позволившим впервые обнаружить темную материю [38]. Теперь мы видим, что в этом скоплении имеется также и темная энергия, и притом в сравнимых количествах.

5. Вириальный эстиматор темной энергии.

Формула для массы системы (16), вытекающая из классической теоремы вириала, применима к скоплениям галактик лишь тогда, когда речь идет только о центральных областях скопления, где эффекты темной энергии пренебрежимо малы. Для скопления в целом требуется обобщенная вириальная формула, которая учитывала бы эти эффекты. Первые варианты теоремы с отличной от нуля космологической постоянной обсуждались еще в начале 1970-х гг. [45, 46] (см. также более поздние работы, цитируемые в [47]). Покажем, что обобщенная теорема может быть использована не только для оценки массы больших скоплений, но также и для определения локальной плотности темной энергии в объеме этих систем.

Рассмотрим нерелятивистское обобщение теоремы вириала, при котором темная энергия описывается в ньютоновском приближении. Такое описание полностью сохраняет и точно воспроизводит релятивистский эффект, согласно которому эффективная гравитирующая плотность темной энергии дается суммой $\rho_{\Lambda \text{ eff}} = \rho_\Lambda + 3p_\Lambda = -2\rho_\Lambda < 0$ (чем мы не раз пользовались выше). К тому, что уже было сказано в п. 2 об особых свойствах темной энергии, нужно добавить еще одну существенную деталь: собственное антитяготение никак не воздействует на саму темную энергию. Действительно, вопреки третьему закону Ньютона в общей теории относительности никакого “противодействия” в этом случае не возникает. Дело в том, что темная энергия (и только она одна) обладает нулевой пассивной гравитационной массой. В релятивистской гидродинамике пассивная масса (или пассивный гравитационный заряд) любой среды в расчете на единицу объема есть сумма $\rho_{\text{pass}} = \rho + P$. Для темной энергии эта величина равна

нулю: $\rho_{\Lambda \text{ pass}} = \rho_{\Lambda} + P_{\Lambda}$. По этой причине темная энергия не “чувствует” никакого тяготения, ни собственного, ни внешнего по отношению к ней. В соответствии с принципом эквивалентности Галилея, принятым в общей теории относительности, пассивная гравитационная масса равна инертной массе. Равенство нулю обеих этих масс делает темную энергию неизменной и неподвижной в пространстве-времени. По той же причине равна нулю и собственная гравитационная потенциальная энергия темной энергии, т.е. энергия ее взаимодействия с самой собой. При этом в потенциальную энергию обычных тел и их систем темная энергия вносит вклад, соответствующий ее внешнему (по отношению к телам) потенциалу. Данное обстоятельство учитывается при формулировке теоремы вириала для систем с темной энергией.

Как известно, в общем случае теорема вириала классической механики утверждает, что если потенциал есть однородная функция порядка n координат, то связь между кинетической (K) и потенциальной (W) энергиями стационарной связанной системы имеет вид $K = \frac{n}{2}W$. Для системы, погруженной в темную энергию, к ньютоновскому потенциалу тяготения $U_M \propto 1/r$ порядка $n = -1$ добавляется эйнштейновский потенциал $U_{\Lambda} \propto r^2$ порядка $n = 2$, создаваемый антитяготением темной энергии. В результате обобщенное вириальное соотношение выглядит как

$$K = -\frac{1}{2}W_M + W_{\Lambda}. \quad (23)$$

Здесь W_M – ньютоновская потенциальная энергия системы, равная сумме попарных взаимных потенциальных энергий всех частиц:

$$W = -\frac{1}{2} \sum \sum \frac{Gm_i m_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}, \quad (24)$$

где двойное суммирование производится по всем i и j , причем $i \neq j$. Слагаемое W_{Λ} в правой части уравнения (23) есть потенциальная энергия тех же частиц в поле антитяготения темной энергии. Величина W_{Λ} может быть найдена из уравнений движения для системы материальных точек в суммарном потенциале

$$U = C/r + Dr^2, \quad C = -GM_M = \text{const} < 0, \quad (25)$$

$$D = -\frac{4\pi}{3}G\rho_{\Lambda} = \text{const} < 0.$$

Рассмотрим сначала движение одной частицы в таком потенциале. Уравнение движения для нее имеет вид

$$\dot{\mathbf{v}} = C\mathbf{r}/r^3 - 2D\mathbf{r}, \quad (26)$$

где \mathbf{v} , \mathbf{r} – скорость и координата частицы. Умножим скалярно обе части этого уравнения на \mathbf{r} :

$$\mathbf{r}\dot{\mathbf{v}} = C/r - 2Dr^2. \quad (27)$$

Замечая, что

$$\frac{d}{dt}\mathbf{r}\mathbf{v} = \dot{\mathbf{r}}\mathbf{v} + \mathbf{r}\dot{\mathbf{v}} = v^2 + \mathbf{r}\dot{\mathbf{v}}, \quad (28)$$

с учетом (27) найдем

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dt}\mathbf{r}\mathbf{v} = \frac{1}{2}v^2 + \frac{1}{2}C/r - Dr^2. \quad (29)$$

В случае финитного движения точки среднее по большому промежутку времени от левой части равенства (29) обращается в нуль. В результате имеем

$$\langle K_i \rangle = \frac{1}{2}\langle Gm_i M_M/r \rangle - \langle \frac{4\pi}{3}Gm_i \rho_{\Lambda} r^2 \rangle. \quad (30)$$

Здесь $K_i \equiv \frac{1}{2}m_i v^2$ – кинетическая энергия частицы. Ее суммарная потенциальная энергия есть $W_i = W_{Mi} + W_{\Lambda i} = -Gm_i M_M/r - \frac{4\pi}{3}Gm_i \rho_{\Lambda} r_i^2$.

Соотношение (30), в котором фигурируют усредненные по времени значения энергий для одной частицы, представляет собой вириальное соотношение для одной частицы. Оно в точности воспроизводит структуру уравнения (23). Переход от одной частицы ко всем частицам системы и соответствующее суммирование дают соотношение (23) для квазистационарной системы многих тел с финитными орбитами, погруженной в темную энергию. При этом $K = \sum K_i$ есть полная кинетическая энергия системы, а величина $W_{\Lambda} = \sum W_{\Lambda i} = \sum m_i U_{\Lambda i}$ есть та дополнительная составляющая ее потенциальной энергии, которая обязана темной энергии. Записывая новое слагаемое в явном виде, имеем

$$K = -\frac{1}{2}W_M + W_{\Lambda} = -\frac{1}{2}W_M - \sum m_i \frac{4\pi}{3}\rho_{\Lambda} r_i^2. \quad (31)$$

Заметим, что W_{Λ} – существенно отрицательная величина. Вследствие этого, как видно из соотношения (31), кинетическая энергия вириализованной системы с темной энергией меньше, чем в случае той же системы в отсутствие темной энергии. Действительно, антитяготение темной энергии частично компенсирует тяготение обычного вещества, так что глубина потенциальной ямы, в которой происходит движение, а с ней и энергия этого движения уменьшаются. Однако полная компенсация такого рода все же невозможна, поскольку кинетическая энергия системы положительна. Последнее условие ведет к неравенству $|W_M| > 2|W_{\Lambda}|$. Так выглядит необходимое

условие существования квазистационарной гравитационно связанной системы. Оно гарантирует, что внутри системы тяготение вещества сильнее антитяготения темной энергии. Действительно, если установившийся характерный размер системы есть R , а масса вещества в ней есть M_M , то $W_M = -GM_M^2/R$, $2W_\Lambda = -\frac{8\pi}{3}G\rho_\Lambda R^2$. Тогда из записанного выше неравенства следует, что $R < R_\Lambda = [\frac{3M}{8\pi\rho_\Lambda}]^{1/3}$, где, как и в пп. 2–4, R_Λ – радиус нулевого тяготения. Это условие гравитационной связанности имеет весьма общий смысл: ему должны удовлетворять (и действительно удовлетворяют, см. пп. 2–4) наблюдаемые размеры и массы реальных групп и скоплений галактик.

Эстиматор массы, вытекающий из обобщенной теоремы вириала, таков:

$$M_M = \frac{V^2 R}{G} + \frac{8\pi}{3}\rho_\Lambda R^3 = 0.6 \cdot 10^{15} [V_{1000}^2 + 0.04 R_3^2] R_3 M_\odot, \quad (32)$$

где, как и выше, V , R – характерная скорость частиц системы и ее характерный радиальный размер. Для скопления Кома $V_{1000} = 1$. Тогда новое дополнительное слагаемое в правой части этого соотношения сравнимо с “классическим” слагаемым и превосходит его, если $R \geq 15$ Мпк.

В уравнении (32) принято значение плотности темной энергии ρ_Λ , равное космологической величине. Между тем из теоремы (31) вытекает, что локальная плотность темной энергии может быть найдена из вириального эстиматора вида

$$\begin{aligned} \rho_\Lambda &= \frac{3}{8\pi G} \left(\frac{V}{R}\right)^2 \left[\frac{GM_M}{V^2 R} - 1\right] = \\ &= 2 \cdot 10^{-28} \left(\frac{V_{1000}}{R_3}\right)^2 \left[1.6 \frac{M_{15}}{V_{1000}^2 R_3} - 1\right] \text{ г/см}^3, \quad (33) \end{aligned}$$

где M_{15} – масса вещества в единицах $10^{15} M_\odot$.

Эстиматор (33) предполагает, что масса вещества M_M известна из независимой оценки. Последнее возможно, если по наблюдательным данным о распределении вещества в центральном объеме системы строится профиль массы, который затем экстраполируется на периферические области. Так, в случае скопления Кома профиль массы (21) дает по соотношению (33) значение локальной плотности темной энергии ρ_Λ , которое практически совпадает численно с космологической величиной (см. п. 4).

Более прямой способ определения массы вещества M_M для эстиматора темной энергии (33) возможен в случае Местной группы галактик. Как мы уже говорили в п. 2, темная материя этой системы сосредоточена в основном в невидимых протяженных гало двух гигантских галактик. При характерном радиусе

гало 0.15 Мпк и характерной скорости частиц в нем 220 км/с эффект темной энергии пренебрежимо мал. Поэтому для определения массы темной материи для каждого из гало можно пользоваться теоремой вириала в ее классической форме. Это дает (при указанных характерных величинах) $1.5 \cdot 10^{12} M_\odot$ для гало Галактики и примерно вдвое большую массу для системы в целом. Принимая в (33) за размер Местной группы величину $R_3 = 1/3$, а за характерную скорость карликовых галактик в объеме группы – величину $V_{1000} = 0.12$ (см. данные в п. 2), получим по (33) $\rho_\Lambda = 0.5 \cdot 10^{-29}$ г/см³, что не так далеко от стандартной космологической величины.

Эту процедуру можно проделать и для трех других хорошо изученных в наблюдениях соседних групп галактик (см. п. 3), которые тоже имеют бинарную структуру, а также для скоплений галактик Вирго и Форнакс. Все указанные системы, как и Местная группа, имеют бинарную структуру. Во всех этих случаях применение обобщенной теоремы вириала в форме (33) в качестве локального эстиматора темной энергии дает приемлемые по точности значения локальной плотности темной энергии, близкие к космологической величине.

6. Заключение. Внегалактическая астрономия и наблюдательная космология начинались с изучения ближнего объема Вселенной. В 1917 г. Эрнст Эпик в Москве дал оценку расстояния до Туманности Андромеды и показал, что это не “туманное облачко” внутри Млечного Пути, а движущаяся навстречу нам гигантская звездная система, сравнимая по размеру и массе с Галактикой. В том же году Весто Слайфер в Аризоне измерил скорости нескольких близких туманностей и нашел, что, в отличие от Туманности Андромеды, они не приближаются к нам, а удаляются от нас с непривычно большими для тогдашней астрономии скоростями (подробнее об истории этих открытий см., например, в [11]). Заметим, что это был тот самый 1917 г., когда Эйнштейн сформулировал идею всемирного антитяготения. Спустя почти сто лет эти три направления исследований были объединены общей целью – поиском темной энергии в Ближней Вселенной. Две гигантские галактики, Млечный Путь и Андромеда, вместе с удаляющимися от них галактиками-карликами образуют систему группа–поток, которая служит естественным физическим инструментом для детектирования эйнштейновского антитяготения на близких расстояниях. Наши работы, инициированные открытием темной энергии в космологии, опираются на созданную в последние годы И.Д. Караченцевым и его сотрудниками обширную базу данных о Ближней Вселенной.

ной. Как космологические, так и локальные масштабы Вселенной стали доступными для массовых наблюдений и точных измерений главным образом благодаря Космическому телескопу “Хаббл”.

Подведем текущий (на лето 2013 г.) итог наших работ.

1. Основной результат наших исследований – обнаружение темной энергии в группах, скоплениях и потоках галактик по данным HST в пространственном масштабе $\sim 1\text{--}10$ Мпк. Тем самым подтверждается эмпирический статус эйнштейновского антигравитационного как универсального, “всемирного” феномена в том же смысле, в котором всемирным считается ньютоновское тяготение.

2. Показано, что локальная плотность темной энергии, определенная эмпирически различными методами и в разных астрономических системах, весьма близка к глобальному значению, если не совпадает с ним точно. С этим результатом не совместимы модифицированные варианты теории тяготения, в которых темная энергия рассматривается как динамический фактор, действующий в глобальном, и только глобальном космологическом масштабе.

3. Построена нелинейная теоретическая модель Ближней Вселенной, описывающая местную группу галактик с потоком разбегающихся от нее галактик-карликов. Ключевым физическим параметром системы группа–поток является радиус нулевого тяготения. Это расстояние от центра группы, на котором тяготение темной материи компенсируется антигравитационным темной энергией.

4. Построенная модель предсказывает существование локальных областей пространства, в которых эйнштейновское антигравитационное, создаваемое темной энергией, сильнее ньютоновского тяготения, создаваемого темной материей и барионами. Пользуясь данными HST, мы нашли шесть таких областей. Ближайшая из них находится на расстоянии 1–3 Мпк от центра Млечного Пути. В ней сила антигравитационного тяготения несколько раз превосходит (по модулю) силу ньютоновского тяготения. В этих областях потоки разбегающихся галактик ускоряются антигравитационным темной энергией.

5. Наконец, модель Ближней Вселенной, разработанная для масштаба групп галактик, распространена на масштаб скоплений галактик. Системы, в которых группа или скопление окружены ускоряющимся потоком разбегающихся галактик, представляют собой новый и притом распространенный (возможно, повсеместно) класс метagalactic популяций. Главный отличительный признак этих систем – сильные динамические эффекты локальной темной энергии.

Автор благодарен Дж.Дж. Бёрду, Г.С. Бисноватому-Когану, М.Ю. Валтонену, Л.М. Доможиловой, А.Е. Кантору, И.Д. Караченцеву, Д.И. Макарову, О.Г. Насоновой, П. Нурми, П. Теерикорпи, П. Хейнмяки за сотрудничество, а также Н.В. Емельянову, Ю.Н. Ефремову, А.В. Засову и А.М. Черепашуку за полезные обсуждения. Работа поддержана грантом РФФИ # 10-02-00178 “Темная материя и темная энергия в близких группах галактик”.

1. A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis et al., *Astron. J.* **116**, 1009 (1998).
2. S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber et al., *Astrophys. J.* **517**, 565 (1999).
3. G. Hinshaw, D. Larson, E. Komatsu et al., *astro-ph/1212.5226* (2012).
4. P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan et al., *astro-ph/1303.5076* (2013).
5. J. Einasto, *astro-ph/0901.0632* (2009).
6. A. D. Chernin, P. Teerikorpi, and Yu. V. Baryshev, *astro-ph/0012021* (2000) [*Adv. Space Res.* **31**, 459 (2003)].
7. А. Д. Чернин, *УФН* **171**, 1153 (2001).
8. Yu. V. Baryshev, A. D. Chernin, and P. Teerikorpi, *Astron. Astrophys.* **378**, 729 (2001).
9. А. Д. Чернин, *УФН* **178**, 267 (2008).
10. А. Д. Чернин, *УФН* **183**, 741 (2013).
11. G. G. Byrd, A. D. Chernin, and M. J. Valtonen, *Cosmology: Foundations and Frontiers*, M., URSS, 2007.
12. G. G. Byrd, A. D. Chernin, P. Teerikorpi, and M. J. Valtonen, *Paths to Dark Energy: Theory and Observation*, N.Y., de Gruyter (2012).
13. I. D. Karachentsev, *Astron. J.* **129**, 178 (2005).
14. I. D. Karachentsev, R. B. Tully, A. Dolphin et al., *Astron. J.* **133**, 504 (2007).
15. I. D. Karachentsev, A. Dolphin, R. B. Tully et al., *Astron. J.* **131**, 1361 (2006).
16. I. D. Karachentsev, V. E. Karachentseva, W. K. Huchtmeier et al., *Astron. J.* **127**, 2031 (2004).
17. I. D. Karachentsev, O. G. Kashibadze, D. I. Makarov, and R. B. Tully, *MNRAS* **393**, 1265 (2009).
18. I. D. Karachentsev, D. I. Makarov, and E. I. Kaisina, *Astron. J.* **145**, 101 (2013).
19. E. I. Kaisina, D. I. Makarov, I. D. Karachentsev, and S. S. Kaisin, *Астрофиз. Бюлл. (CAO)* **67**, 120 (2012).
20. Э. Б. Глинер, *ЖЭТФ* **49**, 542 (1965).
21. N. V. Emelyanov and M. Yu. Kovalyov, *MNRAS* **429**, 3475 (2013).
22. N. V. Emelyanov and M. Yu. Kovalyov (in press) (2013).
23. A. D. Chernin, D. I. Nagirner, and S. V. Starikova, *Astron. Astrophys.* **399**, 19 (2003).
24. D. I. Makarov and I. D. Karachentsev, *MNRAS* **412**, 2498 (2011).

25. I. D. Karachentsev, R. B. Tully, A. Dolphin et al., *Astron. J.* **133**, 504 (2007).
26. I. D. Karachentsev, A. Dolphin, R. B. Tully et al., *Astron. J.* **131**, 1361 (2006).
27. A. D. Chernin, I. D. Karachentsev, O. G. Kashibadze et al., *Astrophys.* **50**, 405 (2007).
28. A. D. Chernin, I. D. Karachentsev, D. I. Makarov et al., *An&ApTr* **26**, 275 (2007).
29. A. D. Chernin, I. D. Karachentsev, M. J. Valtonen et al., *Astron. Astrophys.* **467**, 933 (2007).
30. P. Teerikorpi, A. D. Chernin, I. D. Karachentsev, and M. J. Valtonen, *Astron. Astrophys.* **483**, 383 (2008).
31. P. Teerikorpi and A. D. Chernin, *A&A* **516**, 93 (2010).
32. A. D. Chernin, I. D. Karachentsev, M. J. Valtonen et al., *Astron. Astrophys.* **415**, 19 (2004).
33. A. D. Chernin, I. D. Karachentsev, M. J. Valtonen et al., *Astron. Astrophys.* **507**, 1271 (2009).
34. I. D. Karachentsev and O. G. Nasonova, *MNRAS* **405**, 197 (2010).
35. O. G. Nasonova, J. A. de Freitas Pacheco, and I. D. Karachentsev, *Astron. Astrophys.* **532**, 104 (2011).
36. A. D. Chernin, I. D. Karachentsev, O. G. Nasonova et al., *Astron. Astrophys.* **520**, A104 (2010).
37. А. Д. Чернин, П. Теерикорпи, В. П. Долгачев и др., *Астрон. ж.* **89**, 723 (2012).
38. F. Zwicky, *Helvetica Phys. Acta* **6**, 110 (1933).
39. M. J. Geller, A. Diaferio, and M. J. Kurtz, *Astrophys. J.* **517**, L23 (1999).
40. M. J. Geller, A. Diaferio, and M. J. Kurtz, *Astron. J.* **142**, 143 (2011).
41. J. Einasto and U. Haud, *Astron. Astrophys.* **223**, 89 (1989).
42. A. D. Chernin, G. S. Bisnovatyi-Kogan, P. Teerikorpi et al., *Astron. Astrophys.* **553**, 101 (2013).
43. J. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White, *Astropjys. J.* **463**, 563 (2005).
44. L. Hernquist, *Astropjys. J.* **356**, 359 (1990).
45. W. R. Forman, *Astrophys. J.* **159**, 719 (1970).
46. J. C. Jackson, *MNRAS* **148**, 249 (1970).
47. A. D. Chernin, P. Teerikorpi, and M. J. Valtonen, *Grav. Cosm.* **18**, 1 (2012).