

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Хаббловский поток в картине наблюдателя

А.В. Топоренский, С.Б. Попов

Рассматриваются некоторые особенности космологического расширения с точки зрения наблюдателя. Указывается и обсуждается особая роль скорости изменения углового расстояния v_θ , измеряемой по часам наблюдателя, в создании адекватного образа картины расширения. Использование этой скорости и углового расстояния (в дополнение к традиционному способу иллюстрации) позволяет более наглядно представить картину космологического расширения и должно являться ключевым при его адекватной визуализации.

PACS numbers: 98.62.Py, **98.80. – k**, 98.80.Es

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201407f.0767

Содержание

1. Введение (767).
 2. Расстояния в космологии (767).
 3. Скорости в космологии (770).
 4. С точки зрения наблюдателя... (772).
 5. Заключение (773).
- Список литературы (773).

1. Введение

Как мы представляем себе расширение Вселенной? Обычно перед глазами возникает образ, традиционно фигурирующий как в научно-популярной, так и в учебной и даже специальной литературе. Это взгляд "с высоты птичьего полёта", или "точка зрения бога", когда мы представляем себя вне нашего пространства, наблюдая его как будто бы со стороны. Например, мы представляем перед собой раздувающийся шар или растягивающуюся плоскость, которые и олицетворяют нашу расширяющуюся Вселенную. Более того, нам удобно представлять все точки этого шара или плоскости наблюдаемыми как будто одновременно, т.е. в рамках такого представления мы воспринимаем всю картину "как она есть сейчас". Таким образом, обычно мы не только представляем себе Вселенную "извне", но и "видим" все её точки в один и тот же момент времени.

Этот образ хорош (и, возможно, необходим для понимания), но реальный наблюдатель собственно такую картину никогда не сможет увидеть, даже теоретически.

А.В. Топоренский, С.Б. Попов. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга,
Университетский просп. 13, 119991 Москва, Российская Федерация
Тел. (495) 939-50-06. Факс (495) 932-88-41
E-mail: polar@sai.msu.ru

Статья поступила 2 сентября 2013 г.,
после доработки 15 октября 2013 г.

Как же будет выглядеть расширение Вселенной с точки зрения реального наблюдателя "внутри"?

Представим себе, что мы можем проводить наблюдения со сколь угодно высокой точностью или можем наблюдать достаточно долго для того, чтобы измерить с помощью каких-либо инструментов изменение характеристик далёких объектов из-за их удаления. Как нам лучше, нагляднее представить результаты, непосредственно отражающие космологическое расширение? Или пусть нашей задачей будет реалистичное трёхмерное (3D) моделирование (скажем, для планетария) той картины, которую увидит наблюдатель в расширяющейся Вселенной. Выбор каких параметров предпочтителен с точки зрения выполнения такой задачи? В частности, какую скорость нам надо выбрать для описания разлёта галактик?

В настоящей статье мы показываем, что одной из наиболее иллюстративных величин является скорость, связанная с так называемым угловым расстоянием d_θ . Мы обсуждаем некоторые особенности этой величины, а также её поведение во вселенных с различным набором параметров. Такой подход, как нам представляется, являясь существенным дополнением традиционной иллюстрации ("картины бога"), позволит создать более адекватный образ расширяющейся Вселенной. Это важно, так как многие явления в космологии не слишком наглядны и, на первый взгляд, они противоречат здравому смыслу, в том числе весьма "продвинутому" (см., например, интересную дискуссию о допустимости сверхсветовых скоростей хаббловского потока и возникающих недоразумениях и ошибках в [1], а также [2] и цитируемые там работы). Недостаточная наглядность вызывает, в частности у студентов, затруднения в качественном понимании космологического расширения и связанных с ним эффектов. Именно это мы и попытаемся преодолеть.

2. Расстояния в космологии

Рассмотрение различных расстояний, вводимых в космологии, является стандартным элементом изложения

основ этой науки (см., например, [3, 4]). В этом разделе мы кратко суммируем основные понятия, касающиеся расстояний в космологии, так как они будут необходимы нам в дальнейшем.

В качестве примера космологической модели мы будем рассматривать фридмановскую вселенную. Следует напомнить, что во фридмановской вселенной существует выделенный выбор временной координаты, при котором соответствующие пространственные сечения однородны, и естественно пользоваться именно таким "космическим временем" (англ. *cosmic time* является общепринятым термином и для удобства мы воспользуемся русской калькой с него).

Можно записать плоскую метрику Фридмана

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) dl^2. \quad (1)$$

Здесь dl — элемент длины в пространстве постоянной кривизны, c — скорость света, t — космическое время, $a(t)$ — масштабный фактор. Второй член в правой части (1) отражает существование хаббловского потока: при пренебрежении пекулярными скоростями далёкие объекты удаляются друг от друга вследствие увеличения масштабного фактора $a(t)$ при сохранении их сопутствующих координат неизменными.

При определении сопутствующих координат естественно ввести сферическую систему с центром в точке нахождения наблюдателя, тогда единственной величиной, от которой будут зависеть определяемые ниже расстояния и скорости хаббловского потока, будет радиальная сопутствующая координата χ . Мы ограничимся рассмотрением только таких моделей, в которых вселенная заполнена баротропной материей (т.е. с плотностью, зависящей лишь от одного параметра — давления) одного вида, что позволяет получить все необходимые формулы в замкнутом (и достаточно простом) виде. Действительно, для вселенной, заполненной веществом с уравнением состояния

$$p = w\rho c^2, \quad (2)$$

где p — давление вещества, ρ — его плотность, w — постоянный параметр, однородное решение уравнения Фридмана выражается степенным законом $a \sim t^{1/\alpha}$, где $\alpha = 3(w + 1)/2$. Поскольку постоянная Хаббла $H = \dot{a}/a = 1/(\alpha t)$ и $t \propto a^\alpha$, мы можем, используя определение красного смещения $1 + z(t) = a(t_0)/a(t)$, где t_0 — настоящий момент времени, выразить хаббловский параметр в терминах красного смещения: $H = H_0(1 + z)^\alpha$, где H_0 — современная постоянная Хаббла.

Используя закон распространения света $ds^2 = 0$, стандартным образом получаем общее выражение для сопутствующей координаты объекта, наблюдаемого сейчас на красном смещении z :

$$\chi = \frac{c}{a(t_0)H_0} \int_0^z \frac{dz}{H(z)} = \frac{c}{a(t_0)H_0} \frac{1}{1-\alpha} [(1+z)^{1-\alpha} - 1]. \quad (3)$$

Для моделей с $\alpha > 1$, соответствующих замедленному расширению, интеграл в (3) сходится при $z \rightarrow \infty$, что, как известно, приводит к наличию в модели горизонта частиц (частицы с большим значением χ в данный момент времени наблюдению не доступны). При $\alpha < 1$ горизонта

частиц нет, но появляется горизонт событий, сопутствующая координата которого даётся формулой

$$\chi_{e.h.} = \frac{c}{a(t_0)H_0} \int_{-1}^0 \frac{dz}{H(z)}, \quad (4)$$

т.е. это координата, которую испущенный сейчас луч света достигнет за бесконечное время. Соответственно, события, происшедшие начиная с текущего момента по космическому времени на объектах с $\chi > \chi_{e.h.}$ никогда не будут доступны наблюдателю.

Поучительно сравнить пересечение космологического горизонта событий объектом в ускоренно расширяющейся Вселенной с другим "архетипическим" процессом в общей теории относительности (ОТО) — падением объекта в шварцшильдовскую чёрную дыру (где есть время бесконечно удалённого наблюдателя, время свободно падающего объекта, но нет никакого выделенного времени для картины "в целом"). Взирая на вселенную "с позиции бога", можно "видеть" горизонт событий при $\chi = \chi_{e.h.}$ и делать утверждения наподобие следующего: если Λ CDM-модель с современными значениями космологических параметров верна, то галактики с $z > 1,8$ находятся за горизонтом событий, — которое совершенно немыслимо при описании падения тела в чёрную дыру. Наблюдатель, не имеющий доступа к полной картине вселенной "сейчас", естественно, никакого горизонта не видит, и для него сопутствующая координата $\chi = \chi_{e.h.}$ ничем не выделена. В этом смысле аналогом бесконечно растянутого (теоретически) процесса $r \rightarrow r_g$ для падения в чёрную дыру является процесс $z \rightarrow \infty$. Конечно, приведённому выше высказыванию можно придать смысл и без упоминания момента "сейчас" по космическому времени, если "поменять местами" источник и наблюдателя. А именно, приведённое утверждение означает, что испущенный "нами" сейчас сигнал никогда не достигнет этой самой галактики (см. более подробное обсуждение в [5]).

Перейдём к описанию расстояний в двух случаях, первый из которых образно называется "картиной бога", а второй — "картиной наблюдателя".

Собственное расстояние до объекта, по определению, равно $d = a\chi$. В зависимости от того, какое расстояние до объекта представляет интерес — существующее "сейчас" (т.е. одновременно с нами по космическому времени) или имевшееся тогда, когда объект испустил принимаемый нами сейчас свет, — под масштабным фактором следует понимать его нынешнее значение $a(t_0)$ или значение в момент испускания света $a(t_{em})$.

Собственное расстояние до объекта "сейчас" можно записать как

$$d = \frac{c}{(1-\alpha)H_0} [(1+z)^{1-\alpha} - 1]. \quad (5)$$

Определённое таким образом расстояние полезно с точки зрения создания для наблюдателя более или менее понятного образа вселенной, в которой он живёт. Такое расстояние монотонно возрастает с увеличением красного смещения, стремясь при $\alpha > 1$ и $z \rightarrow \infty$ к конечному пределу, что согласуется с интуитивной картиной конечного расстояния до горизонта частиц.

Однако нам сейчас более интересен другой вариант определения расстояния, так как он отражает то, что воспринимает наблюдатель. Собственное расстояние до

источника в момент излучения $d(t_{\text{em}})$ совпадает с хорошо известным в астрофизике (и в ряде важных случаев непосредственно наблюдаемым) расстоянием по угловому диаметру d_θ , описывающему изменение углового размера объекта с фиксированным линейным размером при возрастании красного смещения. Для баротропной материи в общем случае

$$d_\theta = \frac{c}{H_0} \frac{1}{1-\alpha} \frac{(1+z)^{1-\alpha} - 1}{1+z}. \quad (6)$$

Угловое расстояние, в отличие от расстояния по собственному движению (см. ниже), немонотонно зависит от красного смещения для большинства реалистических космологических моделей (собственно, если отбросить экзотику, то лишь в мире де Ситтера, где $\alpha = 0$, функция $d_\theta(z)$ не имеет локального максимума). Например, для чисто пылевой вселенной (в которой $p = 0$, т.е. $\alpha = 3/2$) $d_\theta(z)$ достигает максимума при не таком уж и большом значении своего аргумента, а именно $z = 5/4$. Поэтому, на первый взгляд, тяжело признать эту функцию как наиболее логичную меру расстояния. Однако для наблюдений это расстояние представляет большой интерес. В частности, доказательство того, что наша Вселенная близка к плоской, с помощью наблюдений реликтового излучения основано именно на определении углового расстояния до поверхности последнего рассеяния. И как это ни покажется странным на первый взгляд, пятна на поверхности последнего рассеяния ($z \sim 1100$), которые мы видим на картах распределения температуры реликтового излучения, находились в момент излучения принимаемого сейчас светового сигнала на том же расстоянии (около 13 Мпк, точное значение зависит от параметров модели), что и какая-нибудь близкая галактика с $z \approx 0,003$ (понятно, что этот момент излучения принимаемого сейчас света по космическому времени для галактики наступил значительно позднее)¹.

Поскольку траектории световых лучей в плоском мире остаются прямыми, увеличение углового размера объекта с возрастанием красного смещения отражает именно этот факт — объекты с большим красным смещением в момент излучения были ближе к нам, чем объекты с меньшим красным смещением (для достаточно больших z) (рис. 1). Естественно, переход к z как к "мере удалённости" источников света тут же восстанавливает привычную картину. Однако если речь идёт о придании смысла расстояниям до далёких объектов в картине вселенной, непосредственно фиксируемой наблюдателем, то именно угловое расстояние наилучшим образом играет эту роль.

В заключение этого раздела для полноты картины кратко остановимся на фотометрическом расстоянии d_{ph} и расстоянии по собственному движению d_{pm} .

Фотометрическое расстояние, которое весьма популярно в наблюдательной космологии, определяется как

$$d_{\text{ph}} = \left(\frac{L}{4\pi f} \right)^{1/2} = a^2(t_0) \frac{\chi}{a(t_{\text{em}})}, \quad (7)$$

где L — светимость источника, f — поток принимаемого излучения. Отметим, что фотометрическое расстояние

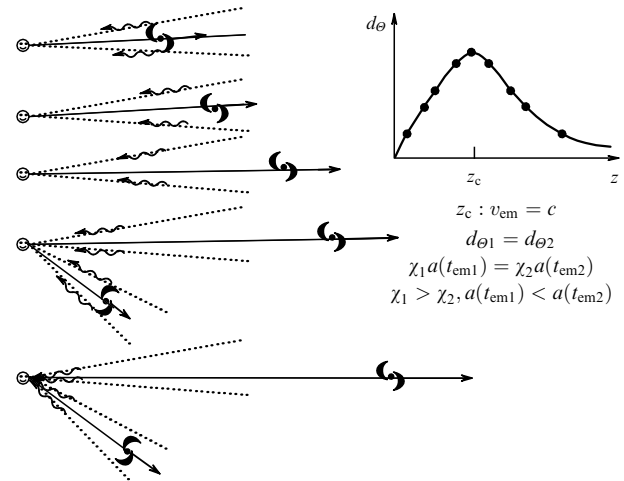


Рис. 1. Схематично показано, что объекты с одинаковыми угловыми расстояниями, но разными сопутствующими координатами образуют пары относительно максимума зависимости d_θ от z . Максимум соответствует красному смещению, при котором скорость на момент излучения равна скорости света. Световые лучи от более далёкой галактики изначально удаляются от наблюдателя и лишь потом начинают приближаться к нему, но угол между ними сохраняется.

обращается в бесконечность на горизонте событий (если такой присутствует), но это связано не с расстоянием как таковым, а с тем, что d_{ph} , согласно его определению, будет возрастать с уменьшением интенсивности излучения из-за красного смещения.

Расстояние по собственному движению примечательно тем, что оно совпадает с собственным расстоянием в момент наблюдения: $d_{\text{pm}} = a(t_0) \chi$. На настоящий момент, с точки зрения наблюдений, нет хороших методик определения этого параметра. Однако они могут появиться в связи с изучением джетов далёких источников.

Следует отметить, что сейчас в наблюдательной космологии фотометрическое расстояние является более часто используемым благодаря наличию "стандартных свечей" (т.е. астрономических источников с известной светимостью), а не по причине выделенности этого расстояния в теоретических моделях. Угловое расстояние пока играет меньшую роль, но ситуация может измениться после появления "стандартной линейки". Некоторое время назад были высказаны предложения использовать для этого характерный масштаб барионных акустических осцилляций [6]. В ряде работ такой подход уже был применён [7–9]. Используя данные по распределению большого числа квазаров или галактик (до нескольких десятков или сотен тысяч соответственно), авторы указанных работ получили оценки основных космологических параметров.

Подчёркнём, что выделенность углового расстояния в нашем рассмотрении не связана с определённым уровнем астрофизических знаний, а следует из того, что угловое расстояние совпадает с фундаментальным объектом теории — собственным расстоянием в момент излучения принимаемого сейчас сигнала.

Разные расстояния связаны между собой следующим образом:

$$d_\theta = a(t_{\text{em}}) \chi = \frac{d_{\text{pm}}}{1+z} = \frac{d_{\text{ph}}}{(1+z)^2}. \quad (8)$$

¹ Многие численные оценки удобно делать с помощью онлайн-овых космологических калькуляторов, например калькулятора Нэда Райта (<http://www.astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html>).

3. Скорости в космологии

Обращаясь к вопросу о скорости хаббловского потока, необходимо отметить, что наличие разных видов скоростей, применимых в различных ситуациях, вообще типично для ОТО. Классическим примером является описание свободного падения объекта в шварцшильдовскую чёрную дыру, которое, с точки зрения наблюдателя на бесконечности, видится вначале ускоренным, а потом из-за гравитационного замедления времени — замедленным после достижения максимальной координатной скорости, равной (в случае падения с нулевой начальной скоростью) $2c/(3\sqrt{3})$ [10]. Естественно, что вводимая таким образом скорость, равная отношению пройденного объектом расстояния к промежутку времени, измеренного на бесконечности, важна только при описании видимой картины падения в чёрную дыру и совершенно бесполезна для описания процессов вблизи самой чёрной дыры (например, аккреции вещества на неё).

Скорость хаббловского потока в традиционной трактовке, в которой по умолчанию под расстоянием подразумевается собственное расстояние в настоящий момент времени, выражается как

$$\dot{d} = \dot{a}\chi, \quad (9)$$

поскольку сопутствующая координата остаётся постоянной при расширении вселенной (мы игнорируем пекулярные скорости, т.е. полагаем $\dot{\chi} = 0$).

Используя формулы (3) и (9), легко получить, что во вселенной, заполненной баротропной материей, скорость "сейчас" имеет вид

$$v_{\text{now}} = \frac{c}{1-\alpha} [(1+z)^{1-\alpha} - 1], \quad (10)$$

в то время как скорость в момент излучения:

$$v_{\text{em}} = \frac{c}{1-\alpha} [1 - (1+z)^{\alpha-1}]. \quad (11)$$

Напомним некоторые величины, касающиеся введённых выше скоростей. Именно они обычно фигурируют в стандартных иллюстрациях процесса расширения (отметим, что многие тонкие вопросы хорошо изложены в работе [11]). Видно, что для замедляющейся вселенной ($\alpha > 1$) асимптотическое значение скорости расширения в момент испускания излучения для z , стремящегося к бесконечности, является бесконечно большой величиной (что естественно, так как свет был испущен в момент, близкий к моменту Большого взрыва, когда производная масштабного фактора была сколь угодно велика). Для ускоряющейся вселенной ($\alpha < 1$) эта скорость при $z \rightarrow \infty$ стремится к конечному пределу, большему c (за исключением скорости в модели де Ситтера, где этот предел равен c).

Более интересной является асимптотика для скорости удаления "сейчас" (по космическому времени), которая в различных моделях может быть как больше, так и меньше скорости света² при $z \rightarrow \infty$. Пограничным

²Заметим, что, говоря в данном случае о скорости света, мы имеем в виду именно значение $c \approx 300000$ км с⁻¹. При этом если мы говорим, что некоторая галактика удаляется от нас со скоростью, превышающей скорость света, то фотон, испущенный источником в этой галактике в направлении от нас, будет удаляться от самого источника в галактике со скоростью c , а от нас — со скоростью, большей скорости удаления галактики.

является случай с $w = 1/3$ ($\alpha = 2$, это вселенная, заполненная излучением). В этом случае $H = H_0(1+z)^2$, соответственно, $v_{\text{em}} = cz$, $v_{\text{now}} = cz/(1+z)$. Отсюда следует, что v_{now} стремится к c при $z \rightarrow \infty$. Для вселенной, в которой доминирует вещество ($w = 0$, $\alpha = 3/2$), v_{now} стремится к величине $2c$, а значения $v_{\text{now}} = c$ она достигает при некотором конечном z (это так называемая сфера Хаббла, $R_c = c/H$). Напротив, если $w = 1$ ($\alpha = 3$), то $v_{\text{now}}(\infty) = c/2$ и, соответственно, v_{now} не достигает значения скорости света ни при каких z . Общая формула для предела $z \rightarrow \infty$ довольно проста: $v_{\text{now}}(z = \infty) = c/(\alpha - 1)$. При $\alpha < 1$ последняя формула неприменима, так как конечного предела для рассматриваемой скорости не существует и она неограниченно возрастает при $z \rightarrow \infty$.

На первый взгляд кажется, что введённые скорости решают проблему — скорость "сейчас" соответствует "взгляду бога", который может "видеть" все точки вселенной в один и тот же момент космического времени, тогда как скорость v_{em} должна соответствовать тому, что видит находящийся во вселенной наблюдатель. Однако справедливость последнего утверждения оказывается под вопросом, если мы вспомним, что в выводе формулы для v_{em} тоже использовалось космическое время, которое, как мы отметили, непосредственно наблюдателю не доступно. Суть дела в том, что световые сигналы, испущенные объектом за некоторый временной промежуток, измеренный по космическому времени, достигнут наблюдателя за больший промежуток времени, приводя к меньшей по сравнению с v_{em} видимой скорости хаббловского потока. Поэтому v_{em} тоже соответствует "взгляду бога" (причём путешествующего во времени), который, очутившись в момент излучения и, как и прежде, озирая вселенную "целиком и одновременно", увидит объект и наблюдателя, удаляющихся друг от друга со скоростью v_{em} . А что увидит реальный наблюдатель?

Следует отметить, что подобная постановка вопроса (при которой мы вообще абстрагируемся от космического времени и рассматриваем только привязанные к наблюдателю величины) начала приобретать актуальность в связи со скорым возможным обнаружением изменения красного смещения с течением времени. Соответствующая формула для изменения z за интервал времени по часам наблюдателя имеет вид (см., например, [12])

$$\frac{dz}{dt} = H_0 [1 + z - (1+z)^\alpha]. \quad (12)$$

Используя (12) и учитывая, что $\dot{H}/H^2 = -\alpha$, получаем для производной собственного расстояния в момент излучения:

$$\begin{aligned} \frac{dd_{\text{em}}}{dt} &\equiv \tilde{v}_{\text{em}} = \frac{dd_{\text{em}}}{dH} \frac{dH}{dt} + \frac{dd_{\text{em}}}{dz} \frac{dz}{dt} = \\ &= \frac{c}{1-\alpha} \frac{1 - (1+z)^{\alpha-1}}{1+z}. \end{aligned} \quad (13)$$

Скорость (13), претендующая на роль той скорости хаббловского потока, которую непосредственно измеряет по своим часам находящийся в расширяющейся вселенной наблюдатель, в общем случае не совпадает ни с одной из рассмотренных ранее скоростей. Скорость расширения в момент излучения, определённая по отношению к космическому времени, отличается от (13)

наличием множителя $1+z$, что отражает различие интервалов времени на объекте в момент излучения и для наблюдателя в момент приёма. По сути, это есть скорость изменения углового расстояния, поэтому далее мы будем обозначать её как v_θ ($v_\theta \equiv \dot{\tilde{v}}_{\text{em}}$).

Скорость v_θ имеет совершенно другие асимптотики при больших z . Прежде всего, легко увидеть, что для моделей с горизонтом событий ($\alpha < 1$) v_θ обращается в нуль при $z \rightarrow \infty$, проходя через максимум. В частности, наибольшего значения в мире де Ситтера, равного $c/4$, скорость v_θ достигает при $z = 1$. Ситуация с горизонтом частиц более сложная. И тут вновь неожиданно проявляется особая роль моделей с радиационно-доминированным уравнением состояния. При $w < 1/3$ скорость продолжает проходить через максимум и достигать нулевого значения на горизонте частиц. Максимум исчезает при $w = 1/3$ (скорость на горизонте частиц равна c). Для более жёстких уравнений состояния скорость стремится к бесконечности с возрастанием z .

Скорость достигает максимума (если он существует) при

$$z_m = (2 - \alpha)^{1/(1-\alpha)} - 1. \quad (14)$$

Положение максимума плавно возрастает от $z_m = 1$ для мира де Ситтера до бесконечности для $w = 1/3$, проходя через $z_m = 3$ в важном случае пылевой вселенной. Скорость в максимуме плавно возрастает от $c/4$ (мир де Ситтера) до c (радиационно-доминированная вселенная), проходя через $c/2$ в случае пылевой вселенной. Случай $\alpha = 1$ во всех формулах надо рассматривать отдельно. Для такой вселенной (модель Милна) масштабный фактор возрастает линейно со временем, скорости v_{em} и v_{now} совпадают, а v_θ достигает максимума, равного c/e , при $1 + z_m = e$, где e — основание натурального логарифма.

Любопытно, что ещё лет 50 назад введённая указанным образом скорость могла бы претендовать на роль такой характеристики хаббловского потока, которая всегда остаётся досветовой, достигая значения c только на горизонте в пределе ультрарелятивистского уравнения состояния заполняющего вселенную вещества. Это уравнение считалось предельно жёстким, например, в классическом курсе Ландау и Лифшица [13]. Справедливости ради отметим, что единственным "неэкзотичным" примером материи с более жёстким уравнением состояния является безмассовое скалярное поле — объект, строго говоря, продолжающий оставаться лишь теоретической конструкцией. Тем не менее, учитывая допустимость в ОТО сверхсветовых скоростей хаббловского потока и отсутствия особо выделенной роли для материи с $p = \rho/3$ в современной физике, мы не склонны настаивать на каком-то более глубоком смысле указанных выше асимптотик, отмечая их просто как любопытный факт.

На рисунках 2–5 показано поведение трёх рассмотренных нами скоростей как функций красного смещения для интересных с космологической точки зрения уравнений состояния вещества.

В мире де Ситтера ($\alpha = 0$) вселенная расширяется с ускорением, поэтому скорость в момент излучения v_{em} всегда меньше, чем скорость "сейчас" v_{now} (см. рис. 2). Как уже говорилось, первая из них стремится к c при $z \rightarrow \infty$, а вторая неограниченно возрастает, проходя

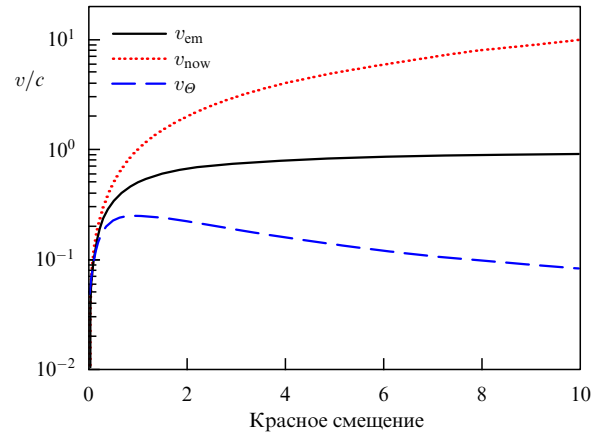


Рис. 2. Зависимости скоростей v_{em} , v_{now} и v_θ от красного смещения z в случае $\alpha = 0$ (мир де Ситтера). Сплошной кривой показана скорость v_{em} , пунктирной кривой — v_{now} , штриховой — v_θ .

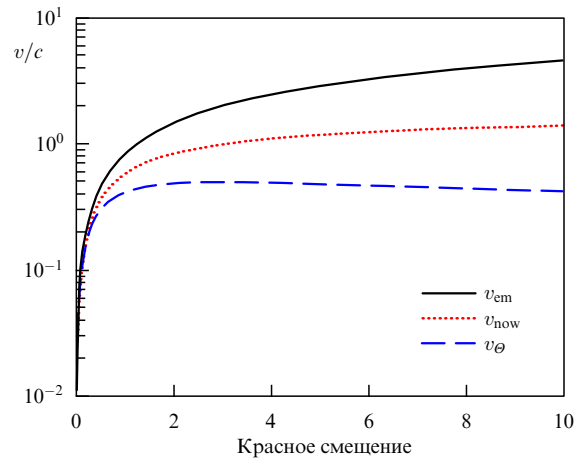


Рис. 3. Зависимости скоростей v_{em} , v_{now} и v_θ от красного смещения z в случае $\alpha = 3/2$ (пылевая вселенная). Сплошной кривой показана скорость v_{em} , пунктирной кривой — v_{now} , штриховой — v_θ .

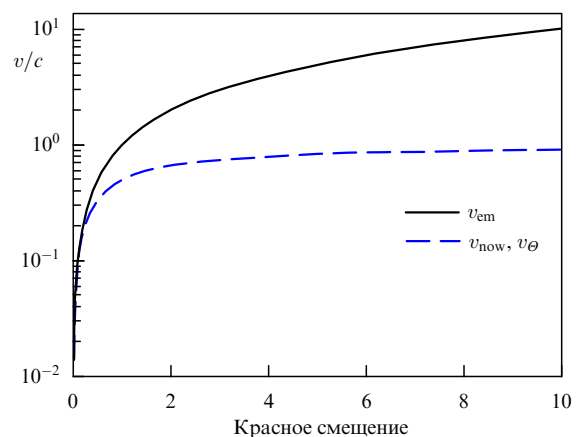


Рис. 4. Зависимости скоростей v_{em} , v_{now} и v_θ от красного смещения z в случае $\alpha = 2$ (радиационно-доминированная вселенная). Сплошной кривой показана скорость v_{em} . В данном случае скорости v_{now} и v_θ совпадают между собой — они показаны штриховой кривой.

через c при $z = 1$. Что касается видимой скорости расширения, v_θ , то она достигает максимума, равного $(1/4)c$, при $z = 1$, а при дальнейшем возрастании красного смещения убывает до нуля.

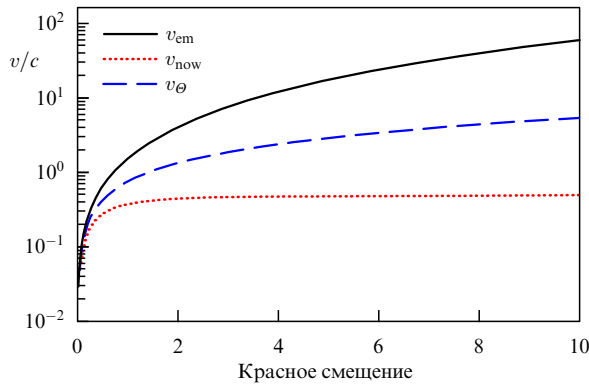


Рис. 5. Зависимости скоростей v_{em} , v_{now} и v_{θ} от красного смещения в случае $\alpha = 3$ (предельно жёсткая материя). Сплошной кривой показана скорость v_{em} , пунктирной кривой — v_{now} , штриховой — v_{θ} .

В пылевой вселенной расширение замедленное, поэтому всегда $v_{em} > v_{now}$ (см. рис. 3). Первая из скоростей неограниченно возрастает, вторая выходит на асимптоту, равную $2c$, при приближении к горизонту частиц. Видимая скорость v_{θ} достигает половины скорости света при $z = 3$ и затем убывает. При том же красном смещении $v_{now} = c$. Из приведённых выше формул видно, что это не простое совпадение. А именно, в однокомпонентной космологической модели Фридмана с баротропной материей $v_{now} = c$ в точности при том же z , при котором v_{θ} имеет максимум (это происходит, когда $(1+z)^{1-\alpha} = 2 - \alpha$).

Случай радиационно-доминированной вселенной ($\alpha = 2$) — особый (см. рис. 4). Ему соответствует наименьшее значение α , при котором v_{θ} как функция z не имеет максимума. Более того, в такой вселенной обе скорости, v_{now} и v_{θ} , тождественно равны $cz/(1+z)$. Что касается v_{em} , то она становится сверхсветовой при z , больших единицы, и монотонно возрастает до бесконечности (имея очень простой вид: $v_{em} = cz$).

Читателю предлагается самостоятельно исследовать любопытную "симметрию" в поведении скоростей в диапазоне $0 \leq \alpha \leq 2$ при замене $\alpha \rightarrow 2 - \alpha$.

Наконец, для вселенной, заполненной предельно жёсткой материей (см. рис. 5), и v_{em} , и v_{θ} монотонно возрастают с увеличением z до бесконечности. Напротив, скорость "сейчас" всегда остаётся досветовой.

4. С точки зрения наблюдателя...

Безусловно, наша трактовка видимой скорости хаббловского потока не лишена недостатков. Мы с самого начала опирались на понятие собственного расстояния, которое ни в коей мере не является непосредственно наблюдаемой величиной. Для строгого определения этой величины необходима цепь наблюдателей, каждый из которых в фиксированный момент космического времени измеряет расстояние до соседнего, после чего данные всех наблюдателей суммируются. Поскольку осуществление такого, по выражению Стивена Вайнберга, "космического заговора" относится к категории ненаучной фантастики, приходится искать обходные пути. Мы используем совпадение собственного расстояния в момент излучения (именно такое расстояние мы считаем осмысленным в постановке задачи о видимой

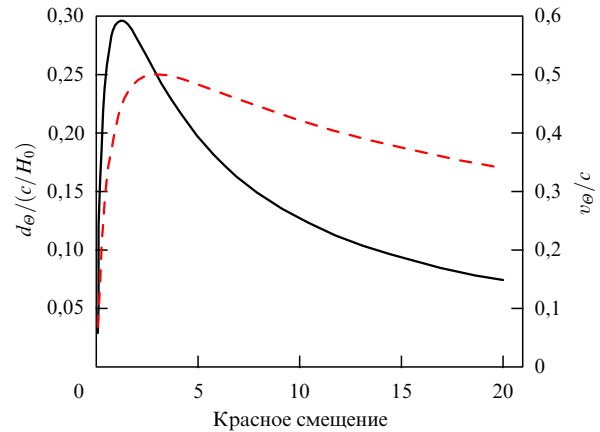


Рис. 6. Зависимость углового расстояния (сплошная кривая) и скорости (штриховая кривая) от красного смещения для пылевой вселенной ($w = 0$). Угловое расстояние выражено в единицах c/H_0 (современный радиус сферы Хаббла), соответствующая ось ординат слева. Скорость дана в единицах скорости света, соответствующая ось ординат справа.

картине наблюдателя, который всё-таки "видит" объект, а не вычисляет его положение по формулам) с принципиально доступным для измерения угловым расстоянием. В этом смысле допустимо полагать, что наблюдатель всё-таки измеряет собственное расстояние до объекта в момент излучения. При этом величина v_{θ} является наиболее осмысленной характеристикой видимой скорости хаббловского потока, если вообще пытаться придать "видимой наблюдателем скорости расширения вселенной" какой-либо смысл.

Конечно, существование наглядной картины с точки зрения наблюдателя не является обязательным требованием для решения многих задач. Например, на практике в качестве меры удалённости обычно используют лишь красное смещение. Этого достаточно для проведения всех необходимых вычислений. Поэтому некоторые специалисты полагают, что обсуждение многочисленных скоростей и расстояний, вводимых в космологии, часто является излишним и может лишь запутать картину. Например, в статье [1] приводится мнение (впрочем, не разделяемое самим автором статьи), что скорость удаления является нефизичной величиной, поскольку она непосредственно не наблюдается. Однако, на наш взгляд, наличие ясных образов с понятным физическим смыслом позволяет более эффективно подключить интуицию при проведении исследований. Наблюдаемые величины, отражающие важные особенности космологических моделей, заслуживают тщательного анализа.

Интересно рассмотреть, как соотносятся максимумы для углового расстояния и скорости в зависимости от z в разных моделях. Максимум скорости при разных параметрах может лежать как на меньших, так и на больших z , в отличие от максимума для углового расстояния (см. рис. 6, который построен для пылевой вселенной). Однако общим свойством является то, что в ускоряющихся вселенных максимум скорости имеет место при меньших z , чем максимум d_{θ} , тогда как в замедляющихся — наоборот. Пограничным случаем является вселенная Милна с $a \sim t$, для которой оба максимума совпадают при $z = e - 1 \approx 1.71$. Любопытно, что угловое расстояние достигает максимума тогда, когда $v_{em} = c$ (для

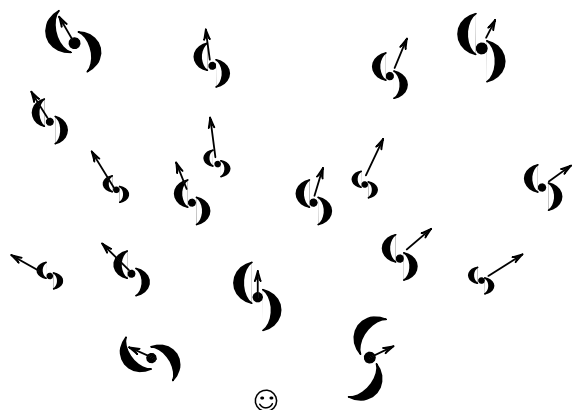


Рис. 7. Схематично показаны изменение углового размера стандартной галактики с расстоянием и аналогичное изменение скорости, связанной с угловым расстоянием. Поведение обеих величин немонотонно, и они могут достигать максимума на разных красных смещениях.

однокомпонентной вселенной это происходит при $(1+z)^{z-1} = \alpha$ (см. рис. 1)).

Отметим, что изменение углового расстояния соответствует нашему психологическому восприятию удаляющегося объекта, согласно которому объект удаляется, если он становится меньше в размерах, и, конечно, мы имеем в виду угловые размеры. Поэтому, создавая адекватную визуализацию расширения вселенной с точки зрения земного наблюдателя, мы должны были бы воспроизвести в первую очередь именно изменение углового расстояния.

Пусть в нашей визуализации (представьте её на куполе планетария) вселенная заполнена (скажем, при z вплоть до $z \approx 10$) идентичными галактиками одного постоянного размера. Более далёкие галактики мы видим более слабыми и покрасневшими. Угловой размер ведёт себя согласно представленному на рис. 6: начиная с некоторого расстояния более далёкие галактики выглядят большими (угловое расстояние до них уменьшается). В динамике мы будем видеть, как галактики становятся всё краснее и слабее. Однако основной эффект "разбегания" будет обусловлен уменьшением углового размера всех галактик, скорость уменьшения размера начиная с некоторого расстояния также будет убывать (см. рис. 6 и качественную картину, представленную на рис. 7). Существенно, что в соответствии с интуитивным представлением о горизонте событий динамика будет "замирать" для самых далёких (и самых красных) объектов.

С точки зрения реальных наблюдений, первые результаты, касающиеся непосредственной регистрации динамики расширения, видимо, будут связаны с измерением $\dot{z}$ с помощью ультрастабильных спектрографов на телескопах нового поколения (см., например, обзор [12]). Кроме того, есть надежда, что спутник GAIA (Global Astrometric Interferometer for Astrophysics) сможет обнаружить эффект уменьшения размера гравитационно-связанных систем вследствие космологического расширения [14].

5. Заключение

В преддверии прямого экспериментального обнаружения временной зависимости величин, характеризующих хаббловское расширение, имеет смысл ещё раз напомнить, какие величины доступны наблюдателю непосредственно, а какие, хотя и важные для понимания и адекватного описания расширения Вселенной, представляют собой чисто теоретическое построение. В этом и состояла цель настоящей заметки.

Кратко наша аргументация сводится к следующему.

- Мы хотим определить величины, максимально соответствующие интуитивному пониманию видимых наблюдателем расстояния и скорости хаббловского потока в расширяющейся Вселенной.

- Собственное расстояние является выделенным в теории, а также не зависящим от технических средств наблюдений и наших текущих астрофизических познаний.

- Поскольку мы видим объект таким, каким он был, когда излучил принимаемый нами свет, естественно рассматривать расстояние на момент излучения (его наблюдатель в большей степени "видит", а не вычисляет) в качестве характеристики источника.

- Собственное расстояние, измеренное в момент излучения принимаемого сейчас сигнала, вычисляется по той же формуле, что и угловое расстояние. Кроме того, само угловое расстояние и поведение его производной отвечают как психологическому восприятию удаляющегося объекта, так и интуитивно ожидаемому поведению объектов "на горизонте". Соответственно, именно угловое расстояние и его производная по времени являются наиболее естественными характеристиками хаббловского потока с точки зрения наблюдателя.

Благодарности. Мы признательны К.А. Постнову и С.А. Тюльбашеву за комментарии и обсуждения. Работа А.В.Т. поддержана грантом РФФИ 11-02-00643.

Список литературы

1. Murdoch H S *Quart. J. R. Astron. Soc.* **18** 242 (1977)
2. Davis T M, Lineweaver C H, Webb J K *Am. J. Phys.* **71** 358 (2003)
3. Weinberg S *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity* (New York: Wiley, 1972); Вайнберг С *Гравитация и космология: Принципы и приложения общей теории относительности* (М.: Мир, 1975)
4. Coles P, Lucchin F *Cosmology. The Origin and Evolution of Cosmic Structure* (Chichester: John Wiley, 2002)
5. Starobinsky A A *Gravit. Cosmol.* **6** 157 (2000)
6. Bassett B, Hlozek R, in *Dark Energy: Observational and Theoretical Approaches* (Ed. P Ruiz-Lapuente) (Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2010) p. 246; arXiv:0910.5224
7. Percival W J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **401** 2148 (2010)
8. Blake C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **415** 2892 (2011)
9. Busca N G et al. *Astron. Astrophys.* **552** A96 (2013)
10. Блинников С И, Высоцкий М И, Окунь Л Б *УФН* **173** 1131 (2003); Blinnikov S I, Okun L B, Vysotskii M I *Phys. Usp.* **46** 1099 (2003)
11. Davis T M, Lineweaver C H *Publ. Astron. Soc. Australia* **21** 97 (2004)
12. Quercellini C et al. *Phys. Rep.* **521** 95 (2012)

13. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1988) § 36; Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press, 1980)
14. Darling J *Astrophys. J.* **777** L21 (2013); arXiv:1310.0500

The Hubble flow: an observer's perspective

A.V. Toporensky, S.B. Popov

P.K. Sternberg Astronomical Institute, M.V. Lomonosov Moscow State University,

prosp. Universitetskii 13, 119991 Moscow, Russian Federation

Tel. + 7 (495) 939 50 06

Fax + 7 (495) 932 88 41

E-mail: polar@sai.msu.ru

This paper discusses some aspects of cosmological expansion as viewed by an observer. It identifies the rate of change of the angular distance v_θ with respect to the observer's clock as a crucial quantity in adequately understanding the expansion. Using this quantity and the angular distance in addition to the traditional illustration approach provides a more vivid picture of the cosmological expansion and is key for its adequate visualization.

PACS numbers: 98.62.Py, **98.80. – k**, 98.80.Es

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201407f.0767

Bibliography — 14 references

Received 2 September 2013, revised 15 October 2013

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **184** (7) 767–774 (2014)

Physics – Uspekhi **57** (7) (2014)