

РАСШИРЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ С УВЕЛИЧИВАЮЩИМСЯ УСКОРЕНИЕМ

В. В. Попов

ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Рассмотрена модель Вселенной с увеличивающимся ускорением по мере ее расширения. Показано, что проявление эффекта космологического красного смещения связано с нелинейностью временной шкалы. Получены следствия, согласующиеся с наблюдениями. Рассмотрены общие принципы преобразования эйлеровых и лагранжевых координат тел, движущихся инерциально относительно системы отсчета, связанной с расширяющейся Вселенной, при условиях: τ – истинный скаляр, $c\tau = \text{const}$ (c – скорость света зависит от скорости движения, τ – продолжительность временного интервала).

Приведен ряд следствий, предложена редакция эксперимента по выявлению этого движения и гипотеза о нереликтовой природе микроволнового фонового излучения.

Введение

Обнаружение ускорения в расширении Вселенной (Saul Perlmutter, 1998 г.) привлекло внимание исследователей к поиску причины, вызывающей это явление (темное вещество, темная энергия). Предположить, что это явление существует, можно исходя из результатов многочисленных измерений постоянной Хаббла. Постоянная Хаббла практически представляет собой для наблюдателя величину ускорения в расширяющейся Вселенной, отнесенной к некоторому расстоянию.

Это ускорение в расширении Вселенной, независимо от причины, привлекает внимание к вопросу о постоянстве продолжительности временного интервала в ходе ее эволюции. Автор полагает, что уже достаточно установленных в наблюдениях закономерностей, чтобы однозначно ответить на этот вопрос.

Пусть тела покоятся в расширяющейся с постоянным ускорением Вселенной в сопутствующих этому движению системах координат, т.е. движутся вместе с ней со скоростью ее расширения, и пусть каждому телу приданы его собственные часы, ход которых был синхронизирован в некоторый ранний момент космического времени. Поскольку в этом случае тела и их часы находятся в «свободном падении» относительно фона микроволнового излучения, то ход часов остается синхронизированным для любого времени, продолжительность их временного интервала постоянна, временная шкала линейна. Но если ускорение движения относительно фонового излучения возрастает со временем, то синхронизация часов существует только для всех текущих моментов времени, а шкала времени нелинейна относительно любого фиксированного значения вре-

менного интервала, временной интервал уменьшается с ходом времени.

В работе [1] была сделана попытка с этим эффектом, а не с эффектом Доплера, связать наблюдаемое космологическое красное смещение.

Замедление вращения Земли вокруг своей оси и неравномерность шкалы космического времени. Расширение Вселенной с возрастающим ускорением

В работе [2] была выдвинута гипотеза, объясняющая эффект «долгопериодического замедления скорости вращения Земли вокруг своей оси» (составляющий $\sim 0,75$ с/год, [2]) уменьшением продолжительности временного интервала в системе Солнце-Земля, взятого по атомным часам, ее движением относительно фона микроволнового излучения с увеличивающимся ускорением. Эта гипотеза позволила получить меру величины постоянной Хаббла для движения относительно фона микроволнового излучения для настоящего времени ($H_0 \approx 31,0$ км/с·Мпс, [2]). В работе [2] было предположено, что скорость движения тела относительно фона микроволнового излучения v и продолжительность временного интервала τ , взятого по атомным часам (далее будем это время по атомным часам называть электромагнитным), связаны соотношением

$$v\tau = \text{const}. \quad (1)$$

Отсюда следуют частные решения

$$\dot{v}/v = -\dot{\tau}/\tau = p_0, \quad (2)$$

где τ и v – хорошо дифференцируемые по некоторому параметру n функции.

По многолетним наблюдениям (см. таблицу в [2]) для современной эпохи экспериментально получена величина $\dot{\tau} = 0,75$ с/год. Здесь взят эфемеридный год. Поэтому

$$-\dot{\tau}/\tau = p_0 = 0,75/31556925,9747 = 2,38 \cdot 10^{-8} \text{ 1/год.}$$

Здесь приведена продолжительность эфемеридного года в современных электромагнитных секундах. Таким образом,

$$\dot{v} = p_0 v; \quad \dot{\tau} = -p_0 \tau.$$

В работе [1] была введена линейная, в отличие от электромагнитной временной шкалы, эфемеридная временная шкала n , построенная на постоянстве продолжительности эфемеридного года, и было обосновано введение этой шкалы как линейной. Различие в продолжительности электромагнитного года и эфемеридного года приводит к эффекту виртуального «долгопериодического замедления скорости вращения Земли вокруг своей оси» [2]. Далее в [2] было предположено, что скорость расширения Вселенной относительно фона микроволнового излучения в современную эпоху равна скорости движения системы Солнце–Земля относительно фона микроволнового излучения, $v_0 = 400$ км/с.

Направим ось эфемеридного времени $\{n\}$ из прошлого (от момента образования Вселенной, от момента $n = 0$) в будущее. Интегрируя уравнение (2), получим

$$\tau(n) = \tau_H \exp(-p_0 n); \quad (3)$$

$$v(n) = v_H \exp(p_0 n), \quad (4)$$

где $\tau_H = \tau(n = 0)$ и $v_H = v(n = 0)$.

Введем новую ось эфемеридного времени $\{m\}$ и направим ее из настоящего в прошлое. На этой оси момент, при котором $\tau = \tau_H$, соответствует времени m_k ,

возрасту Вселенной по эфемеридному времени. Примем $m_k = 13,8 \cdot 10^9$ лет. Для современной эпохи примем, что $\tau_{m=0} = \tau_0 = 1$ год (эфемеридный). Тогда возраст Вселенной по эфемеридному времени m_k равен величине $\tau_0 m_k$ по электромагнитному времени (здесь m_k – безразмерная величина). Для гипотетического наблюдателя, расположившегося на оси $\{n\}$ в точке $n = 0$ и измеряющего электромагнитное время в своем масштабе τ_H , современная нам эпоха отстоит на временном расстоянии $\tau_H n_k$. Здесь n_k некоторая пока не определенная безразмерная величина на оси $\{n\}$. Уже в силу симметрии задачи об условии равенства электромагнитных времен мы можем написать, что

$$\tau_0 m_k = \tau_H n_k. \quad (5)$$

Переменной величине m , взятой на оси $\{m\}$, соответствует некоторое n на оси $\{n\}$, в общем случае $m \neq n$. С помощью уравнения (5) найдем соответствие между ними

$$\tau(m)(m_k - m) = \tau_H n, \quad n = \tau(m)(m_k - m)/\tau_H$$

и из (3) получим

$$\tau(m) = \tau_H \exp(-p_0 \tau(m)(m_k - m)/\tau_H). \quad (6)$$

Имея в виду, что при $m = 0$ $\tau_0 = 1$ год, $m_k = 13,8 \times 10^9$ лет, $p_0 = 2,38 \cdot 10^{-8}$ 1/год, из (6) получим, что $\tau_H = 75,87$ лет.

В таблице в столбце 3 представлены величины $\tau(m)$ в их зависимости от m , рассчитанные по формуле (6); в столбце 4 таблицы представлена величина параметра космологического красного смещения $z = (\tau(m)/\tau_0 - 1)$. Обратим внимание на то, что астрономы

Рассчитанные величины временных интервалов, параметров z , скоростей расширения Вселенной, постоянной Хаббла и ускорений в их зависимости от космических расстояний

$m \cdot 10^{-9}$, лет	Расстояние, Мпс $\cdot 10^{-3}$	$\tau(m)$, лет	z	v , км/с	H , км/(с \cdot Мпс)	$a = 2 p_0 v_0, \frac{\text{М}}{\text{с} \cdot \text{год}} \cdot 10^3$
1	2	3	4	5	6	7
0	0	1,00	0	400,00		19,02
0,5	0,1533	1,031	0,031	387,97	59,78	18,47
1	0,3066	1,063	0,063	376,29	59,78	17,91
2	0,6132	1,135	0,135	352,42	61,67	16,78
3	0,9198	1,22	0,22	327,87	64,09	15,61
4	1,2264	1,32	0,32	303,03	66,27	14,42
5	1,5330	1,44	0,44	277,78	68,43	13,22
6	1,8400	1,59	0,59	251,57	70,71	11,98
7	2,1463	1,77	0,77	225,99	72,22	10,76
8	2,4529	2,00	1,00	200,00	73,46	9,52
9	2,7595	2,32	1,32	172,41	74,74	8,20
10	3,0661	2,78	1,78	143,89	75,50	6,85
11	3,3727	3,50	2,50	114,29	75,62	5,44
12	3,6793	4,87	3,87	83,14	75,03	3,91
13	3,9859	8,65	7,65	46,24	73,37	2,21
13,5	4,1392	16,325	15,325	24,50	72,16	1,17
13,8	4,2312	75,87	74,87	5,272	70,84	0,25

наблюдают объекты, удаленные на $\sim (11 \div 12)10^9$ лет, ($z \leq 3,5$). Определим n_k , используя (5): $n_k = 1,82 \times 10^8$ лет. Следовательно, астрономы в принципе не могут наблюдать процессы, происходившие ранее $1,82 \cdot 10^8$ лет эфемеридного времени от момента образования Вселенной.

Ускоряющееся расширение Вселенной носит объемный характер, т. е. две точки, расположенные в пространстве достаточно близко одна от другой и покоящиеся в системе координат, связанной с расширяющейся Вселенной, удаляются одна от другой с ускорением $a = 2\dot{v} = 2p_0v$ ($a = 19,01 \cdot 10^{-3}$ м/(с·год) или 62,0 км/с·Мпс в настоящее время).

Постоянная p_0 имеет фундаментальный характер, она остается неизменной для всех точек пространства Вселенной во все время ее существования. Это мы приняли без обсуждения при написании уравнения (4). Ответить на вопрос, насколько это положение соответствует действительности, можно, если сравнить результаты измерения величины постоянной Хаббла и результаты вычислений этой величины согласно уравнению (6).

В таблице в столбце 5 представлены величины скоростей $v(m)$ расширения Вселенной относительно фона микроволнового излучения, т.е. скоростей системы координат, связанных с расширяющейся Вселенной, относительно абсолютно покоящегося фона микроволнового излучения. Они рассчитаны, исходя из зависимостей $v(m)\tau(m) = \text{const}$ (1), для которых $\tau(m)$ взяты из столбца 3 таблицы.

В астрофизике общепринято, что космологическое красное смещение является следствием увеличения скорости расширения Вселенной, эффекта, открытого в 1929 г. (530 км/с·Мпс, Хаббл). Открытие в 1965 г. микроволнового излучения дало основание полагать, что фон этого излучения является некоторой нулевой, абсолютной системой отсчета для всех тел, движущихся во Вселенной. Для системы Солнце–Земля эта скорость измерена и составляет ~ 400 км/с. Но объекты, удаленные от Земли и поэтому отнесенные в прошлое, согласно измеренным величинам z имеют скорости движения относительно Земли, сопоставимые с околосветовыми. Таким образом, их скорости движения относительно фона микроволнового излучения также должны быть очень большими, $\gg 400$ км/с, а это противоречит теперь уже очевидно правильному выводу о расширении Вселенной с ускорением или тому, что в более ранние времена скорость движения объектов, покоящихся в системах координат, связанных с расширяющейся Вселенной, относительно фона микроволнового излучения должна быть в общем случае меньше ~ 400 км/с и поэтому относительная скорость их движения, измеряемая с Земли, не может соответствовать измеряемым большим z .

В этой работе мы разрешаем это противоречие, используя величины $\tau(m)$ из столбца 3 таблицы и известную доплеровскую зависимость

$$\tau(m) = \tau_0 \left(\frac{1 + \beta(m)}{1 - \beta(m)} \right)^{\frac{1}{2}},$$

где $\beta(m) = \tilde{v}(m)/c_0$. С помощью этой зависимости находим некоторые условные величины скоростей $\tilde{v}(m)$ относительного перемещения источника излучения с его временным интервалом $\tau(m)$ и приемника излучения с его временным интервалом $\tau_0 = 1$. И далее, разделив полученные величины условных скоростей на расстояния в Мпс из столбца 2 таблицы, находим величины $H(m)$. Они приведены в столбце 6 таблицы.

Современные исследователи, используя шкалу космических расстояний, построенную на различных способах их оценки, а также измеряемые ими величины z для этих расстояний аналогично определяют величины H , только воспринимают определяемые ими скорости не как условные, а как действительные.

Из результатов, приведенных в столбце 6 таблицы видно, что величины $H(m)$, рассчитанные по формуле доплеровской зависимости с использованием полученных в этой работе величин $\tau(m)$, хорошо совпадают с получаемыми в измерениях ($\cong 70$ км/(с·Мпс)), а также то, что $H(m) \neq \text{const}$. Возможно, что полученные в этой работе результаты послужат для калибровки шкалы космических расстояний.

Это хорошее совпадение результатов подтверждает правильность концепции модели Вселенной с законом ее расширения $v\tau(m) = \text{const}$ и, в частности, то, что постоянную p_0 можно считать фундаментальной.

В столбце 7 таблицы приведены результаты расчетов ускорения, с которым две близкорасположенные точки пространства Вселенной удалялись одна от другой в различные моменты ее истории (в зависимости от m , или $\tau_0 m$). Эти вычисления выполнены по формуле

$$a(m) = 2p_0v(m).$$

О возможности нереликтовой природы микроволнового излучения

Мы получили, что максимальная величина z космологического красного смещения должна быть не более 75. Оценка величины z для микроволнового фонового излучения ($z \geq 1500$ [3]) значительно больше. Поэтому закономерен вопрос: имеет ли фоновое космическое излучение реликтовую природу? Автор [4] в 1971 г. пишет о реликтовой природе микроволнового излучения как о широко распространенном мнении. Такое отношение к этому вопросу сохранилось и сейчас. В работе [5], например, обосновывается гипотеза, что фоновое излучение представляет собой газ квазичастиц, соответствующих возбуждениям вакуумного состояния и переходам из одного такого состояния в другое. Но в этой работе не показано, почему спектр излучения имеет планковский характер, хотя авторами [5] точно определена длина волны энергетического максимума микроволнового фонового излучения.

Возможно, что микроволновое излучение [5] является вынужденным, и далее автор предлагает свою гипотезу о природе явления, индуцирующего это излучение.

Введем τ как величину временного интервала для некоторого определенного, эталонного физического процесса; τ – временное расстояние для парного события: t_1 – время для первого события, начало процесса, t_2 – время для второго события, окончание процесса, $\tau = t_2 - t_1$. Здесь t_1 и t_2 заданы не в собственных, эйлеровых, времениподобных координатах инерциальной системы отсчета (ИСО), в которой произошел процесс, а по часам, покоящимся в системе отсчета, связанной с расширяющейся Вселенной. Величину τ будем измерять по электромагнитному времени.

Для краткости изложения введем Наблюдателя. Определим, что Наблюдатель находится в ИСО, которая покоится в системе отсчета, связанной с расширяющейся Вселенной. Эталонный процесс для тела, покоящегося в ИСО Наблюдателя, продолжается τ_0 , скорость распространения света в его ИСО постоянна по всем направлениям и равна c_0 . Далее везде значок «0» будет означать, что величина относится к ИСО Наблюдателя.

Рассмотрение будем проводить на достаточно малых расстояниях, для которых можно принять, что за время прохождения света от источника излучения, покоящегося в эйлеровых координатах одной ИСО, к приемнику излучения, покоящемуся в эйлеровых координатах другой ИСО, продолжительность электромагнитного временного интервала вследствие расширения Вселенной с увеличивающимся ускорением в окрестности, общей для источника и приемника, не изменилась на существенную величину.

Постулируем:

– продолжительность временного интервала τ является истинным тензором нулевого порядка, истинно скалярной величиной, неизменной при ее измерении в секундах ИСО Наблюдателя в различных ИСО (условие, вытекающее из требования тождественности эталонных процессов, происходящих в эйлеровых координатах различных ИСО);

– в эйлеровых координатах для всех ИСО, движущихся относительно Наблюдателя, выполняется условие

$$c_0 \tau_0 = c \tau, \quad (7)$$

где c – скорость света в эйлеровых координатах произвольной ИСО, для которой определен временной интервал τ эталонного процесса.

Сущность понятия «скорость света» в физике проявляется двояко: во-первых, это величина, входящая во многие уравнения и определяющая в них темп протекания физических процессов, и, во-вторых – скорость распространения электромагнитной волны. В вакууме, в отсутствие полей в ИСО Наблюдателя величины этих скоростей равны. Но, как мы увидим позже, в других ИСО эти скорости в общем случае различны, причем $c_0 > c_i$. Здесь c_i взята как величина, определяющая

температура физических процессов в эйлеровых координатах i -й ИСО, для которой определена величина τ_i .

Найдем соотношение между τ и τ_0 в зависимости от скорости v_0 перемещения относительно Наблюдателя некоторой ИСО, связанной с движущимся телом и имеющей временной интервал τ .

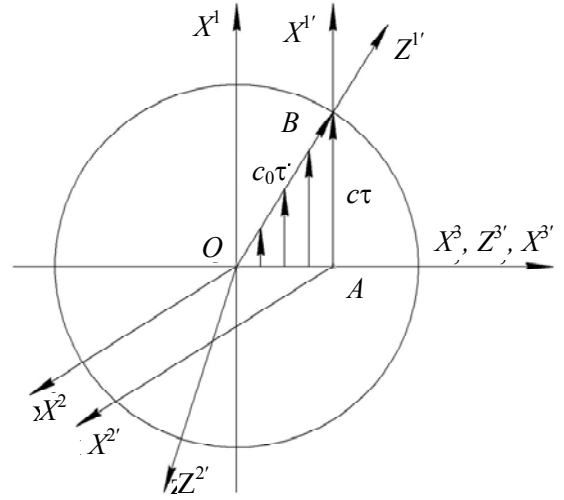


Рис. 1. Получение зависимости $\tau = \tau_0 (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$

Рассмотрим опыт рис. 1. Пусть луч лазера, который движется вдоль оси X^3 со скоростью v_0 , ориентирован вверх вдоль оси X^1 . Пусть он вспыхивает в момент прохождения лазером точки O , в этот момент точки O и A совпадают. В момент τ лазер находится на расстоянии $v_0 \tau$ от точки O . Примем, что в эйлеровых координатах ИСО лазера луч света прошел путь $AB = c \tau$. В ИСО Наблюдателя точка конца луча лазера прошла путь $OB = c_0 \tau'$. Из рис. 1 следует, что

$$c = c_0 (1 - \beta_0^2)^{1/2}. \quad (8)$$

где $\beta_0 = v_0 / c_0$.

Исходя из условия (7), получим, что

$$\tau_0 = \tau (1 - \beta_0^2)^{1/2}. \quad (9)$$

Здесь (8) мы приняли очевидное: если бы Наблюдатель одновременно с началом движения лазера A в точке O зажег бы другой лазер, луч которого был бы направлен в точку B , то лучи AB и OB попали бы в точку B одновременно. Скорость перемещения точки конца луча лазера A вдоль прямой OB в лагранжевых координатах ИСО этого лазера является фазовой ($c_0 > c$), в ИСО Наблюдателя – групповой. Поскольку при распространении света в вакууме дисперсии не наблюдается, то нам здесь нет основания различать по этому признаку скорости света в различных ИСО.

На рис. 1 оси координат в эйлеровой ИСО лазера A отмечены как X^1, X^2, X^3 , оси координат в лагранжевой ИСО этого лазера – как Z^1, Z^2, Z^3 . Оси Z^1 и Z^2

наклонены по отношению к осям X^1 и X^2 . Причину этого наклона мы проясним ниже.

Зададимся вопросом: если тело удаляется от Наблюдателя со скоростью v_0 вдоль оси OX^3 , то с какой относительной скоростью удаляется Наблюдатель от тела?

Пусть v – относительная скорость удаления Наблюдателя от тела. Как это следует из рис. 1, $c_0^2 = v^2 + c^2 = c^2(1 + \beta^2) = c^2/(1 - \beta_0^2)$, $\beta = v/c$, $\beta_0 = v_0/c_0$. Отсюда

$$\beta^2 = \beta_0^2 / (1 - \beta_0^2) = v^2 / c^2 = v^2 / c_0^2 (1 - \beta_0^2);$$

$$\beta_0^2 = v^2 / c_0^2 = v_0^2 / c_0^2; \quad v = v_0.$$

Таким образом, Наблюдатель от движущегося тела удаляется тоже со скоростью v_0 . Но вместе с тем мы получили, что в лагранжевых координатах своей ИСО тело движется с приведенной скоростью $\beta > \beta_0$.

Итак, мы получили:

- п. 1) $v = v_0$; п. 2) $\beta = v/c = v_0/c = \beta_0 / (1 - \beta_0^2)^{1/2}$;
 п. 3) $c_0 = c / (1 - \beta_0^2)^{1/2}$; п. 4) $\tau_0 = \tau / (1 - \beta_0^2)^{1/2}$;
 п. 5) $c_0^2 \tau_0^2 = c^2 \tau^2 = c_0^2 \tau^2 - v_0^2 \tau^2$.

Введем массу тела m_0 и из п. 2) для импульса получим

$$m_0 c_0 \beta_0 / (1 - \beta_0^2)^{1/2} = m_0 v_0 / (1 - \beta_0^2)^{1/2} = m_0 c_0 v_0 / c.$$

Обозначив $m_0 c_0 / c = m$, получим для импульса

$$m_0 v_0 / (1 - \beta_0^2)^{1/2} = m v_0. \text{ Отсюда}$$

$$m = m_0 (1 - \beta_0^2)^{-1/2}; \quad (10)$$

$$m_0 c_0 = m c. \quad (11)$$

Из (11), имея в виду (7), получим

$$\tau / \tau_0 = c_0 / c = m / m_0. \quad (12)$$

Из п. 5), используя (12), получим

$$c_0^2 m^2 - v_0^2 m^2 = c_0^2 m_0^2. \quad (13)$$

И далее, умножив (13) на c_0^2 , получим

$$H = (E^2 - c_0^2 p^2)^{1/2} = m_0 c_0^2 = E_0.$$

Мы получили функцию Гамильтона, выражение для энергии-импульса. Заметим, что для функции Лагранжа

$$-L = m_0 c_0^2 / (1 - \beta_0^2)^{1/2} \equiv m c^2,$$

т. е. мы получили достаточно очевидное тождество и можем заключить, что разность потенциальной и кинетической энергий тела, движущегося в лагранжевых координатах своей ИСО, записывается форминвари-

антно к выражению для E_0 тела, покоящегося в ИСО Наблюдателя, при подстановке $m = m_0 c_0 / c$.

Приведенные выше выражения (например, для энергии-импульса) не являются прямыми выводами соответствующих зависимостей. Мы показали, что подстановки, являющиеся следствиями (7), не изменяют формы известных уравнений. Но кроме того нам удалось показать, что «увеличение массы» в специальной теории относительности (СТО) является лишь формально-математическим приемом. За «увеличением массы» стоит увеличение β в лагранжевых координатах ИСО движущегося тела по сравнению с β_0 , реальное существование этой лагранжевой ИСО движущегося тела.

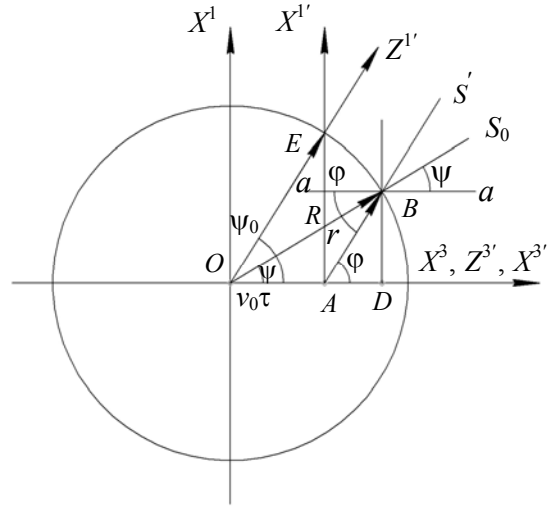


Рис. 2. Получение зависимостей: $r(\beta_0, \psi)$, $r(\beta_0, \psi)$, $c(\beta_0, \psi)$

Пусть (рис. 2) тело движется вдоль оси OX^3 . В момент прохождения этим телом точки начала координат на очень короткое время ($\ll \tau$) вспыхивает источник света, покоящийся в ИСО Наблюдателя в этой точке. Источник света формирует сферическую световую волну. За время τ тело проходит расстояние $OA = v_0 \tau$, фронт световой волны за это время проходит расстояние $R = c_0 \tau$. Для того чтобы в момент τ фронт световой волны оставался в эйлеровых координатах ИСО движущегося тела сферическим, или для того чтобы, следуя принципу относительности, сопоставить законы движения в эйлеровых координатах ИСО тела и в эйлеровых координатах ИСО Наблюдателя, необходимо, чтобы в эйлеровых координатах ИСО тела пространство представлялось бы как оптически неоднородное.

Для момента τ на поверхности фронта световой волны выберем некоторую точку B (рис. 2). К этой точке свет от источника прошел по лучу $OB = R$, $\angle BOA = \psi$, или по лучу $AB = r$, $\angle BAD = \phi$. Из рис. 2 видно, что

$$\frac{R}{r} = \frac{\sin \psi}{\sin \phi} = n(\beta_0, \psi). \quad (14)$$

Введем $c(\beta_0, \varphi)$ – скорость распространения света в эйлеровых координатах ИСО движущегося тела таким образом, чтобы $r = c(\beta_0, \varphi)\tau$. Поскольку $R = c_0\tau$, то $c_0/c(\beta_0, \varphi) = n(\beta_0, \varphi)$.

Далее с помощью геометрических построений получим в этих координатах

$$r(\beta_0, \varphi) = R \left(\left(1 - \beta_0^2 \sin^2 \varphi \right)^{\frac{1}{2}} - \beta_0 \cos \varphi \right) = k(\beta_0, \varphi) R; \quad (15)$$

$$c(\beta_0, \varphi) = c_0 \left(\left(1 - \beta_0^2 \sin^2 \varphi \right)^{\frac{1}{2}} - \beta_0 \cos \varphi \right) = k(\beta_0, \varphi) c_0. \quad (16)$$

И также

$$r(\beta_0, \psi) = R \left((\cos \psi - \beta_0)^2 + \sin^2 \psi \right)^{\frac{1}{2}} = k(\beta_0, \psi) R. \quad (17)$$

Пусть источник движется вдоль оси OX^3 . В момент прохождения им начала координат он дает вспышку на очень короткое время ($\ll \tau$) и формирует сферическую световую волну. Мы теперь не можем потребовать, чтобы в ИСО Наблюдателя фронт световой волны имел бы сферическую форму, поскольку нам известно, что пространство, наблюдаемое в этой ИСО, оптически однородно (в отличие от пространства, наблюдаемого в ИСО движущегося источника), для него $c_0 = \text{const}$ по всем направлениям прохождения света. Следовательно, в ИСО Наблюдателя должно присутствовать искажение фронта световой волны. Из геометрических построений на рис. 2 найдем, что

$$R(\cos \psi - \beta_0) = r \cos \varphi.$$

Пусть $\varphi_0 = \pm \pi/2$, тогда $\cos \varphi_0 = \beta_0$. Таким образом, сферический в эйлеровых координатах ИСО источника фронт излучения при $-\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2$ в лагранжевых координатах его ИСО преобразуется в конус излучения, осью которого является ось OX^3 и угол полураствора конуса равен $\arccos \beta_0$, координатным осям OX^1 и OX^2 , ортогональным к оси OX^3 эйлеровых координат ИСО движущегося тела, соответствуют оси OZ^1 и OZ^2 лагранжевых координат этой ИСО, наклоненных под углом $\arccos \beta_0$ к оси OX^3 .

Системы координат движущегося тела являются различными по построению: ортогональными в эйлеровом рассмотрении и косоугольными в лагранжевом рассмотрении. Вектора в этих системах координат преобразуются по известному тензорному закону. Например, выше мы произвели преобразования радиус-векторов в полярных координатах (15) и (16) и показали, что в плоскости $X^1 OX^3$

$$r(\beta_0, \varphi) = Rk(\beta_0, \varphi), \quad c(\beta_0, \varphi) = c_0 k(\beta_0, \varphi).$$

Здесь $k(\beta_0, \varphi)$ – тензор второго порядка. Величина $n(\beta_0, \varphi)$, обратная тензору $k(\beta_0, \varphi)$, может быть пред-

ставлена как показатель преломления среды в эйлеровых координатах ИСО движущегося тела. Как мы видим, только при $\varphi_0 = \pm \pi/2$ скорость распространения света $c(\beta_0, \varphi)$ в эйлеровых координатах ИСО движущегося тела равна скорости света c_i .

Оптическую неоднородность пространства в эйлеровых координатах ИСО движущегося тела не следует понимать как следствие того, что в своем движении тело изменяет геометрию пространства. Эта неоднородность проявляется только в эйлеровых координатах самого тела и является следствием отличия величины c_i движущегося тела от c_0 . Проявление эффекта этой оптической неоднородности хорошо известно как абerrация света звезд при наблюдении их с Земли. Пусть S (рис. 2) – месторасположение звезды в ИСО Наблюдателя. Тогда эта звезда при наблюдении с Земли (т. е. в эйлеровых координатах) видна под углом φ в точке S' . На этом рисунке линия $a-a$ является условной линией, перпендикулярной к линии «раздела сред» с разными скоростями света (линия DB). Поскольку точка A – мгновенная координата движущегося тела, то реально линии DB и AE совпадают, т.е. преломление происходит непосредственно в точке A , где в этот момент расположено тело, и поэтому линия $a-a$ совпадает с осью OX^3 .

Пусть вдоль оси OX^3 движутся два тела. Для тела A_1 определены v_{01} , τ_1 , для тела A_2 – v_{02} , τ_2 . Из (9) следует, что $\tau_1 = \tau_0 / \left(1 - \beta_{01}^2 \right)^{\frac{1}{2}}$, $\tau_2 = \tau_0 / \left(1 - \beta_{02}^2 \right)^{\frac{1}{2}}$. Как и раньше, значок «0» обозначает, что величина относится к ИСО Наблюдателя. Мы будем сравнивать величины перемещений точек концов луча света $x_1^{3'}$ и $x_2^{3'}$ вдоль оси OX^3 в эйлеровых координатах за времена эталонного процесса в этих ИСО, исходя из тождества эталонного процесса в них. Совершим преобразования Галилея

$$c_0 \tau_1 - v_{01} \tau_1 = x_1^{3'}, \quad c_0 \tau_2 - v_{02} \tau_2 = x_2^{3'}.$$

$$\text{Пусть } v_{02} - v_{01} = \Delta v_0; \quad \beta_{02} - \beta_{01} = \Delta \beta_0.$$

Тогда получим

$$x_2^{3'} = \frac{x_1^{3'} (1 - \beta_{01} \beta_{02}) - \Delta v_0 \tau_1 (1 - \beta_{01})}{\sqrt{(1 - \beta_{01} \beta_{02})^2 - \Delta \beta_0^2}}. \quad (18)$$

Мы получили (18) уравнение преобразования координаты точки для окончания эталонного процесса в теле A_2 , точки $x_2^{3'}$, в ортогональных (эйлеровых) координатах ИСО движущегося вдоль оси OX^3 тела A_1 , соответствующая координата которого ($x_1^{3'}$) также преобразована вследствие его движения в ИСО Наблюдателя, его движения относительно среды, покоящейся в системе отсчета, связанной с расширяющейся Вселенной. При $\beta_{01} = 0$ мы получим

$$x_2' = (x_0 - \Delta v_0 \tau_0) / \left((1 - \beta_{02}^2) \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (19)$$

т. е. известное уравнение преобразования координаты в СТО. Отличие уравнений (18) и (19) состоит в том, что уравнение (19) является упрощением, идеализацией уравнения (18) с допущением того, что всегда $\beta_{01} = 0$.

Уравнение (18) удобно записывается в следующей форме:

$$x_2^3 = x_1^3 (1 - \Delta\beta_0 - \beta_{01}\beta_{02})^{\frac{1}{2}} (1 + \Delta\beta_0 - \beta_{01}\beta_{02})^{-\frac{1}{2}}. \quad (19)$$

Пусть два тела A_1 (приемник) и A_2 (источник) движутся друг за другом вдоль оси OX^3 . Пусть для тела A_1 определены τ_1, v_1 , а для тела A_2 соответственно τ_2 и v_2 . Рассмотрим явление Доплера для наблюдателя A_1 , для случая двух тел, движущихся в среде друг за другом, для которой задано, что $c_0 = \text{const}$. Для этого случая, согласно [6, с. 436], определено

$$\tau' = \tau_2 (1 + \beta_{02}) / (1 + \beta_{01}). \quad (20)$$

Здесь $\beta_{01} = v_1 / c_0$, $\beta_{02} = v_2 / c_0$, τ_2 – временной интервал эталонного процесса для тела A_2 , τ' – доплеровский временной интервал в эйлеровых координатах ИСО тела A_1 .

Имея в виду, что $\tau_1 = \tau_0 / (1 - \beta_{01}^2)^{\frac{1}{2}}$, $\tau_2 = \tau_0 / (1 - \beta_{02}^2)^{\frac{1}{2}}$, из (20) получим (если $\beta_{02} > \beta_{01}$)

$$\tau' = \tau_1 (1 + \Delta\beta_0 - \beta_{01}\beta_{02})^{\frac{1}{2}} (1 - \Delta\beta_0 - \beta_{01}\beta_{02})^{-\frac{1}{2}}. \quad (21)$$

При $\beta_{01} = 0$ из (21) получаем

$$\tau' = \tau_0 (1 + \beta_{02})^{\frac{1}{2}} (1 - \beta_{02})^{-\frac{1}{2}}$$

– идеализированный случай при обязательном отсутствии движения тела A_1 как перемещения в неподвижной среде, принятой в СТО.

Таким образом, вследствие концепции (7) движение происходит в среде и поэтому в явлении Доплера наблюдаемая частота $\nu = (\tau')^{-1}$ зависит от самих величин β_{01} и β_{02} , а не только от их разности, и «в данном случае это явление позволяет определить не только скорость источника относительно прибора, но и скорость источника и прибора относительно среды» [6, с. 436].

На графиках рис. 3 приведены для сравнения две зависимости

$$\nu'/\nu_1 = (1 - \Delta\beta_0 - \beta_{01}\beta_{02})^{\frac{1}{2}} (1 + \Delta\beta_0 - \beta_{01}\beta_{02})^{-\frac{1}{2}};$$

$$\text{и } \nu'/\nu_1 = (1 - \Delta\beta_0)^{\frac{1}{2}} (1 + \Delta\beta_0)^{-\frac{1}{2}},$$

при $\Delta\beta_0 = \beta_{02} - \beta_{01} = 0,05 = \text{const}$ для различных β_{01} . Из этих графиков видно, что по мере увеличения β_{01} для больших $\beta_{01} < 1$ проявляется эффект красного смещения (кривая 2), отсутствующий в модели СТО (кривая 1).

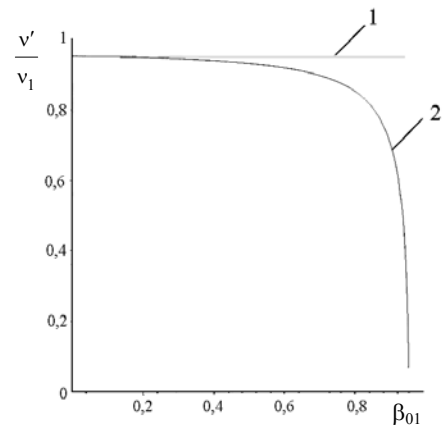


Рис. 3. Эффект Доплера, движение приемника за источником; $\Delta\beta = 0,05$; 1 – зависимость из СТО

$$\nu'/\nu_1 = (1 - \Delta\beta_0)^{\frac{1}{2}} (1 + \Delta\beta_0)^{-\frac{1}{2}}; \quad 2 - \text{зависимость}$$

$$\nu'/\nu_1 = (1 - \Delta\beta_0 - \beta_{01}\beta_{02})^{\frac{1}{2}} (1 + \Delta\beta_0 - \beta_{01}\beta_{02})^{-\frac{1}{2}}$$

То, что пространство в эйлеровых координатах ИСО движущегося тела оптически не однородно (14), подтверждает результат известного опыта Майкельсона. Сама постановка этого опыта хорошо известна (см., например, [6, с. 450]). В интерферометре Майкельсона оптические пути луча света, направленные по любому направлению согласно (16) соотносятся в лагранжевых координатах ИСО и в эйлеровых координатах ИСО как

$$k(\beta_0, \varphi) c_0 \tau = c(\beta_0, \varphi) \tau.$$

Здесь $c_0 \tau = R$ – оптический путь в лагранжевых координатах ИСО движущегося тела, $c(\beta_0, \varphi) \tau = r(\beta_0, \varphi)$ – оптический путь в эйлеровых координатах ИСО этого тела. Несмотря на отличие величин R и $r(\beta_0, \varphi)$, времена, за которые луч света проходит по этим путям, всегда равны – это таутохронные оптические пути, причем таутохронными они остаются и в эйлеровых координатах ИСО, в которых проводятся измерения. Поэтому смещения полос интерференционной картины наблюдаться не должно, что и показал результат опыта Майкельсона.

Рассмотрим явление интерференции в следующей задаче: пусть лазер движется вдоль оси OX^3 и постоянно излучает в направлении своего движения, в его ИСО по направлению луча покоятся два плоскопараллельных зеркала, из них левое – полупрозрачное.

Если точечный монохроматический источник движется в среде и излучает во всех направлениях, то очевидно, что в эйлеровых координатах его ИСО частота излучения должна оставаться постоянной для всех направлений, но длина волны излучения должна изменяться в зависимости от направления излучения. Например, для этой задачи

$$\text{const} = v_1 = \frac{c(\beta_0, \varphi)_{\varphi=0}}{\lambda_{\varphi=0}} = \frac{c(\beta_0, \varphi)_{\varphi=\pi}}{\lambda_{\varphi=\pi}} = \frac{c_0 - v_0}{\lambda_{\varphi=0}} = \frac{c_0 + v_0}{\lambda_{\varphi=\pi}},$$

если в среде $c_0 = \text{const}$.

$$\text{Следовательно, для этой задачи } \Delta\lambda = \lambda_{\varphi=\pi} - \lambda_{\varphi=0} = 2\beta_0\lambda_{\varphi=\pi/2} \left(1 - \beta_0^2\right)^{-\frac{1}{2}}.$$

Пусть $\lambda_{\varphi=\pi/2} = 5 \cdot 10^{-7}$ м, лазер и его зеркала закреплены на рабочем столе в лаборатории, направление излучения прямого луча лазера совпадает с направлением движения Земли по ее орбите, т. е. пусть $\beta_0 = 10^{-4}$. Тогда $\Delta\lambda = 10^{-10}$ м. Следовательно, при интерференции прямого и отраженного монохроматических лучей на каждой волне должен происходить сдвиг $\Delta\lambda = 10^{-10}$ м, этот сдвиг составит одну волну на $5 \cdot 10^3$ волнах, т. е. сложение амплитуд волн (интерференция) сопровождается биением с длиной волны $\lambda \cong 5 \cdot 10^{-7} \times 5 \cdot 10^3$ м = 2,5 мм.

Это возмущение волнового фронта группы из двух волн движется справа налево со скоростью $c(\beta_0, \varphi)_{\varphi=\pi} - c(\beta_0, \varphi)_{\varphi=0} = 2v_0$. Если свет от луча лазера распространяется, например, в стекле, то можно с уверенностью говорить, что это стекло представит собой цилиндрический источник микроволнового излучения с $\lambda \cong 2,5$ мм, и если оно исчезнет при повороте всей системы на $\pi/2$, то это явится доказательством существования «эфира». Но если это излучение проявится и при прохождении лучей в вакууме, то тогда следует, что как среда этот эфир – «светоносный».

Если в лабораторных условиях это микроволновое излучение (в вакууме) удастся обнаружить, то естественно окажется предположить, что природа космического микроволнового излучения связана с интерференцией света в видимой части спектра звезд, когда они излучают друг на друга. Длина цуга условно монохроматических волн в этом диапазоне составляет ≤ 1 мм. Поэтому можно предположить, что вплоть до этой границы излучение звезд может интерферировать, образуя волны с длиной цуга ≤ 1 мм в микроволновом диапазоне, спектр которых со смещением повторяет спектр планковского излучения звезд в видимом диапазоне. Вот это излучение, возможно, индуцирует излучение [5] и которое является космическим микроволновым.

Заключение

В стандартном представлении космологическое красное смещение, связанное с общим расширением Вселенной, обусловлено в значительной мере эффектом Доплера. Но это представление входит в противоречие в модели с расширяющейся Вселенной с наличием в ней фона микроволнового излучения как неподвижной системы отсчета. Поэтому автор в своих работах [1], [2]

предложил модель Вселенной с увеличивающимся ускорением, в которой $v\tau = \text{const}$ и космологическое красное смещение получило свое объяснение как следствие уменьшения продолжительности временного интервала по мере ее расширения. В предлагаемой работе эта модель была развита. Было получено, что в момент образования Вселенной ($m = 13,8 \cdot 10^9$ лет) $\tau = 76\tau_0$, оно быстро уменьшилось с ходом времени ($\tau = 8,65\tau_0$ при $13,0 \cdot 10^9$ лет, $\tau = 2,0\tau_0$ при $8,0 \cdot 10^9$ лет и т. д.). На основании этой модели были получены величины постоянной Хаббла и были сравнены с наблюдаемой ($H \cong 70$ км/(с·Мпс)). Это сравнение показывает, что полученные значения величин (от 60 км/(с·Мпс)) при $m = 0$ лет до ~ 75 км/(с·Мпс) при $m = 10 \cdot 10^9$ лет и далее – спад до ~ 71 км/(с·Мпс) при $m = 13,8 \cdot 10^9$ лет), хорошо, как видно, совпали. Возможно даже, что полученные результаты послужат для калибровки шкалы расстояний. Это совпадение подтверждает правильность выбранного закона расширения Вселенной $v\tau = \text{const}$ и снимает противоречие, о котором писалось выше. Кроме того, получены значения скоростей расширения Вселенной относительно микроволнового фонового излучения на разные моменты ее истории и ускорений, с которыми расходились две близкорасположенные точки пространства Вселенной в эти моменты. Эти результаты приведены в таблице.

В этой работе была получена величина $z \cong 75$ в момент образования Вселенной. Это значение много меньше такового для микроволнового излучения, если исходить из его реликтовой природы ($z \geq 1500$, [3]). Поэтому существенным является вопрос о природе фонового излучения. В работе [5] обосновывается гипотеза, что фоновое излучение представляет собой газ квазичастиц, соответствующих возбуждениям вакуумного состояния, и переходам из одного такого состояния в другое. Если бы это излучение можно было бы индуцировать, то можно было бы экспериментально подтвердить его существование в лаборатории. Но встал бы вопрос о природе явления, индуцирующего это излучение в пространстве Вселенной. Поэтому во второй части статьи автор предложил гипотезу о возможной природе этого явления.

Четырехмерное выстраивание кинематических, динамических и прочих физических параметров, связанных с движением, придание времени пространственной характеристики, безусловно, является примером универсального и плодотворного математического решения, но которое, в свою очередь, является лишь следствием введения в рассмотрение физических процессов парадигмы о лоренцевском времени. «Фиктивного», как назвал его сам Лоренц, или относительно недавно – автор [7]. Постулат об универсальном постоянстве скорости света для всех ИСО и математическое оформление этого постулата наряду с его следствием – парадигмой «лоренцевского времени» как реально существующего – в форме инвариантного интервала про-

странства Минковского не позволяет *a priori* исследователю рассматривать движение в вакууме как движение в среде («эфире»), ее влияние на это движение.

Автор в предлагаемой работе провел рассмотрение движения, привлекая наряду с принципом относительности, два постулата: признание за временным интервалом его чисто скалярной характеристики и принятие соотношения $c_0\tau_0 = c\tau$ для всех ИСО. Это позволило построить преобразования координат для различных ИСО, не воспользовавшись лоренцевским временем. Для этих преобразований лоренцевские преобразования координат ИСО являются частным случаем $\beta_{01} = 0$.

В качестве следствий можно перечислить следующие:

– объяснение эффекта «увеличения массы» через полученное соотношение $\beta \geq \beta_0$ (при $v = v_0$);

– зависимость величины красного смещения в движущейся системе источник-приемник выражена не только от разности их скоростей, но и от самих скоростей движения (графики рис. 3);

– исчезновение «парадокса близнецов» *a priori*;

– результат опыта Майкельсона подтверждает существование «эфира» как среды с неоднородными оптическими свойствами в пространстве наблюдателя, покоящегося в движущейся ИСО, поскольку результат опыта показывает, что лучи света в этой ИСО проходят по таутохронным оптическим путям, как это следует из рассмотрения в этой работе;

Автор в своей работе предложил также редакцию опыта по фактическому выявлению наличия движения относительно системы отсчета, связанной с расширяющейся Вселенной, и гипотезу о нереликтовой природе микроволнового фонового излучения (как дополнение к гипотезе авторов [5]).

Список литературы

1. Попов В. В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теор. и прикл. физика, 2006. Вып. 1. С. 28.
2. Попов В. В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теор. и прикл. физика, 2004. Вып. 3. С. 52.
3. Физическая энциклопедия. Т. 2. М.: Советская энциклопедия, 1990.
4. Вайнберг С. Гравитация и космология. Волгоград: Изд-во «Платон», 2000. С. 543.
5. Горбатенко М. В., Пушкин А. В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теор. и прикл. физика, 2006. Вып. 1. С. 3.
6. Ландсберг Г. С. Оптика. М.: Наука, 1976.
7. Дмитриев Н. А. Воспоминания, очерки, статьи. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2002. С. 196.

Статья поступила в редакцию 14.04.2009