

КАМНИ ПРЕТКНОВЕНИЯ СТАНДАРТНОЙ КОСМОЛОГИИ В СВЕТЕ ШЕСТИМЕРНОЙ КОСМОЛОГИИ

И. А. Урусовский

Акустический институт им. академика Н.Н. Андреева, Москва, Россия

В рамках простейшей шестимерной трактовки расширяющейся Вселенной как трёхмерной сферы, являющейся пересечением трёх простейших геометрических объектов конечных размеров в шестимерном евклидовом пространстве – трёх равномерно расширяющихся пятимерных сфер, обсуждаются данные астрономических наблюдений, не объясненных стандартной космологией. Рассматривается сценарий, в котором скорость света в шестимерном пространстве постоянна во времени, что соответствует условию сохранения энергии каждой элементарной частицы в этом пространстве. Проводится учёт влияния возрастания скорости света в трёхмерной Вселенной на красное смещение спектра удалённых источников и на теоретические зависимости от красного смещения, сопоставляемые с данными наблюдений.

Успехи наблюдательной космологии за последние два десятилетия выявили следующие факты, не имеющие объяснения в рамках стандартной космологии.

- В 1997 г. была обнаружена сверхновая SN 1997ff с красным смещением 1.7 и яркостью в 1.5 раза меньше, чем предписывала стандартная космология. Для устранения этого расхождения между экспериментом и теорией пришлось космологическую постоянную положить равной величине, при которой параметр замедления расширения Вселенной q_0 оказался отрицательным, что соответствует расширению Вселенной с ускорением, а не с замедлением, как полагали ранее [1]. Однако по данным Келлермана [2], измерившего зависимость углового размера компактных радиоисточников, линейный размер которых оценивается в 41 пк, от красного смещения z и сравнившего её с соответственными теоретическими кривыми, видно, что удовлетворительное согласие с наблюдениями достигается только при $q_0 = 0.5$. При остальных двух значениях q_0 расхождение теории с наблюдениями неприемлемо велико (см. рис.1). При $q_0 < 0$ оно ещё больше. Поэтому введение в уравнения теории космологического члена не спасает положения. Тем не менее, среди специалистов утвердилось мнение, что «Гурвиц исправил эту ошибку Келлермана» и что в последующих совместных публикациях проблема снята. Однако в совместной статье [3] этих авторов, опубликованной через шесть лет после [2], отмечено, что все предыдущие результаты по этой теме сохраняют силу. На самом деле в [3] к прежним данным добавлены новые данные, относящиеся к радиоисточникам меньших линейных размеров (рассмотрены случаи, для которых $\ell h = 9.6$ пк и 22.7 пк, где ℓ – линейный размер, h равно постоянной Хаббла, отнесенной к 100 км в секунду на мегапарсек). В [3] использовано 330 источников против 79 – в [2]. Чем меньше линейный размер, тем больше погрешность измерения углового размера источника. В результате «разбавления» прежних данных новыми достоверные интервалы увеличились настолько, что они зашли нижними краями в область углов, соответствующих отрицательным значениям q_0 . Это создало видимость благополучия. Однако данные работы [2] статистически самодостаточны, имеют меньшие достоверные интервалы и явно свидетельствуют о невозможности согласования стандартной теории при отрицательных значениях q_0 с наблюдениями.

- Максимум распределения галактик по красному смещению z наблюдается при $z = 0.72$ [4]. В книге [5] дана формула для плотности распределения вещества во Вселенной $n(z, \Omega)$ в зависимости от красного смещения z и отношения Ω плотности вещества к критической плотности,

$$n(z, \Omega) = \left[\Omega z + (\Omega - 2)(\sqrt{1 + \Omega z} - 1) \right]^2 \frac{4}{\Omega^3 (1 + z)^3 \sqrt{1 + \Omega z}},$$

но вычисления по ней проведены не были. На рис. 2 рассматриваемая функция представлена для четырёх значений Ω , указанных на рисунке вблизи соответствующих кривых. Видно, что при критической плотности максимум функции расположен при слишком большом значении красного смещения $z = 1.7$ сравнительно с $z = 0.72$, соответствующем наблюдениям. По этой формуле максимум оказывается в нужном месте при относительной плотности $\Omega = 6.4$, неприемлемо большой для стандартной космологии, считающей, что плотность равна критической. Учёт космологической постоянной не спасает положения, поскольку её увеличение (начиная от нуля) действует противоположно увеличению плотности вещества, так что расхождение теории и наблюдений только увеличится.

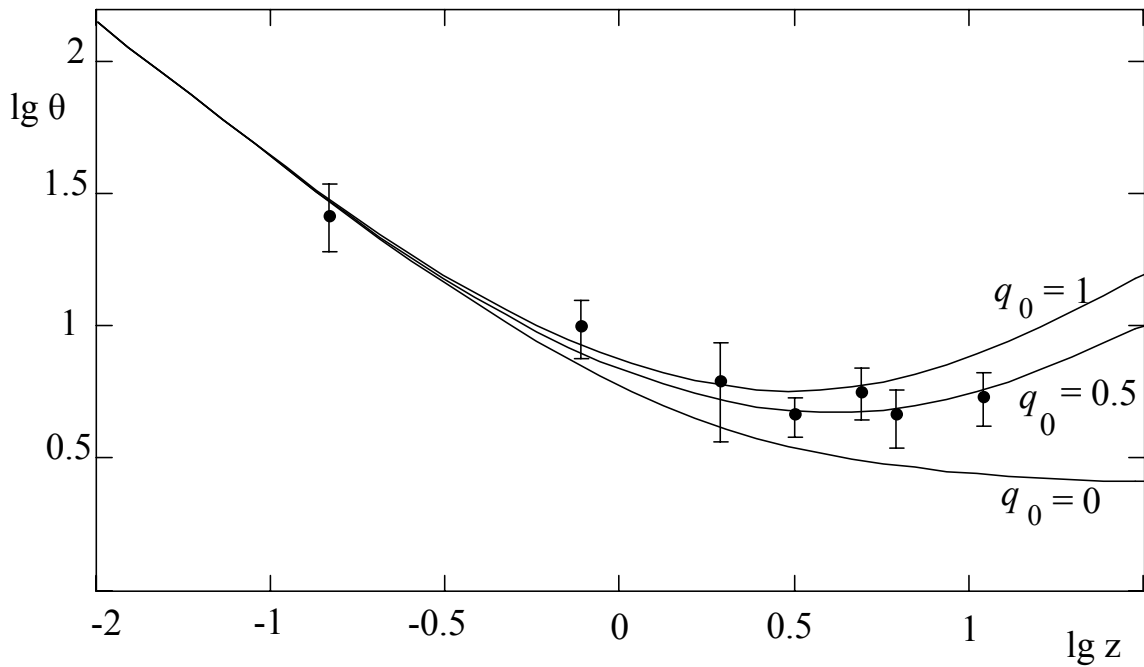


Рис. 1

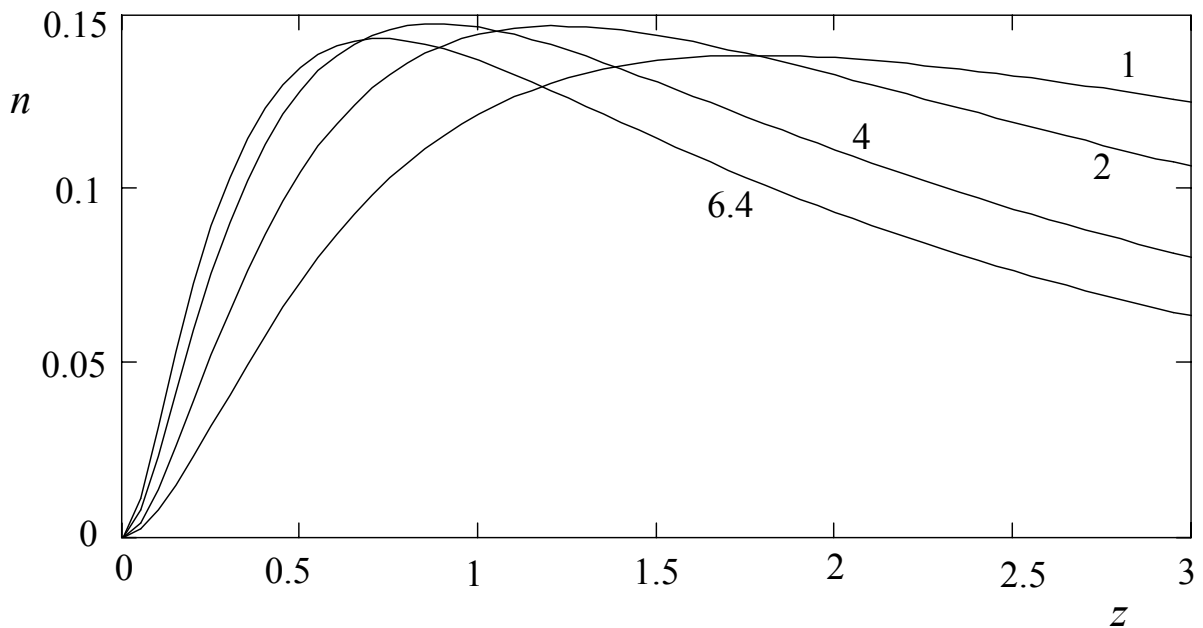


Рис. 2

- Наблюдения показывают, что при больших красных смещениях металличность галактик и межгалактического газа – относительная плотность химических элементов, более массивных, чем водород и гелий – не зависит от красного смещения [6]. Такие химические элементы образуются при взрывах сверхновых, на образование и разогрев которых нужно время. По стандартной космологии время с момента начала расширения Вселенной до момента, соответствующего данному значению z , стремится к нулю с ростом z . Когда же при этом сверхновые успели возникнуть и подготовиться к взрыву? Без ответа на этот вопрос создается впечатление, что галактики появились во Вселенной уже в готовом виде. Применительно к квазарам прямо указано на такое впечатление [7] уже в 1995 г.
- По данным работы [8], максимум темпа звездообразования наблюдается при $z = 1.1$. Объяснения этому факту стандартная космология не даёт и не содержит никакого механизма, который мог бы быть ответственным за этот факт.

Уравнение дисперсии для акустического волновода, для электромагнитного волновода и для волн де Бройля одно и то же: $v_{ph}v_g = c^2$, где v_{ph} – фазовая скорость волн, v_g – групповая скорость (для волн де Бройля равная скорости соответствующей частицы), c – скорость волн в свободной среде (скорость звука в первом случае и света в двух других). Основной характеристикой любого волновода является то, что он имеет конечные поперечные размеры. Они и обуславливают дисперсию волн. Это указывает на то, что пространство, с которым мы имеем дело в экспериментах, является трёхмерным лишь приближенно и имеет малую (комптоновскую) толщину в дополнительном подпространстве.

Шестимерная физика [9-14] основана на принципе простоты [15], отдающем предпочтение той из конкурирующих гипотез, которая основана на меньшем числе постулатов, т.е. более проста. Она восходит к утверждению Эйнштейна, что "природа экономит на принципах", и к идее Ф. Клейна [16-18] о движении частиц со скоростью света в многомерном пространстве, также вписывающихся в принцип простоты и его конкретизирующих.

В принцип простоты вписывается принцип одинаковости основных свойств вещества и света. Этому принципу соответствует предположение о движении частиц вещества со скоростью света в многомерном пространстве в комптоновской окрестности трёхмерной сферы. Тем самым предполагается, что в дополнительном пространстве на каждую элементарную частицу действует космологическая сила, удерживающая частицу на комптоновском расстоянии от трёхмерной сферы. Если бы таких сил не было, то образование макроскопических тел было бы невозможно. Космологическая сила должна быть ортогональной к трёхмерной сфере.

Как известно, свет и частицы вещества обладают как корпускулярными, так и волновыми свойствами, примерами чего являются дифракция электронов, когда электрон ведёт себя как волна, и фотоэффект, когда свет проявляет себя как частица. Поэтому, следуя принципу простоты, естественно предположить, что некоторые основные свойства света и частиц вещества одинаковы. Основным свойством света является то, что он распространяется с одинаковой скоростью в любой системе отсчёта. Следуя принципу одинаковости основных свойств вещества и света, полагаем, что элементарные частицы вещества движутся с той же скоростью. Это невозможно в трёхмерном пространстве, но возможно в многомерном, если положение частиц регистрируется наблюдателем в проекции на трехмерное пространство $x_1 x_2 x_3 (X)$, которое будем полагать однородным и изотропным. При этом ньютоновские представления, распространённые на шестимерное евклидово пространство (R_6) , при проецировании событий на трёхмерное подпространство X дают общепринятые релятивистские результаты. Здесь используется малый в космологическом масштабе участок X , касательный к трёхмерной Вселенной как трёхмерной сфере в R_6 , в пренебрежении кривизной этого участка.

Пространство предполагается шестимерным, поскольку лишь для него возможна простая трактовка спина и изоспина. В шестимерном евклидовом пространстве скорость элементарных частиц предполагается постоянной. Первое обоснование шестимерности пространства дано ди Бартини в [19], где получены теоретические значения фундаментальных физических постоянных.

Частица, неподвижная в проекции на X в инерциальной системе трёхмерного наблюдателя движется со скоростью света в простейшем случае по окружности, расположенной в одной из плоскостей дополнительного трёхмерного подпространства $y_1 y_2 y_3 (Y)$ с центром окружности, расположенным в X (при $y_1 = y_2 = y_3 = 0$). В любой другой инерциальной системе отсчёта рассматриваемая частица движется в R_6 по винтовой линии, расположенной на цилиндрической поверхности, которую для краткости будем называть трубкой движения, с осью, принадлежащей X .

Естественной мерой собственного времени частицы является число её оборотов в дополнительном подпространстве Y вокруг оси трубки. Поэтому будем считать собственное время частицы пропорциональным этому числу или пути, пройденному в Y .

Вообще, число оборотов частицы пропорционально $|\cos\theta|$, где θ – угол наклона винтовой линии к направляющей трубки движения (рис. 3). Поэтому, если частица совершает один оборот за собственное время τ , то по часам неподвижного наблюдателя, относительно которого частица движется вдоль трубки со скоростью $v = c \sin\theta$, где c – скорость света, это произойдёт за время $t = \tau / |\cos\theta|$. Очевидно, что

$$\sin\theta = v/c, \quad \cos\theta = \pm\sqrt{1 - (v/c)^2}, \quad (1)$$

где верхний знак перед квадратным корнем относится к частице, вращающейся вокруг оси трубки в положительном направлении, нижний – к её античастице, вращающейся в противоположном направлении. Такой выбор знака соответствует следующему соотношению между промежутками собственного времени частицы (или античастицы) $d\tau$ и времени неподвижного наблюдателя dt :

$$dt = \pm d\tau / \cos\theta = d\tau / \sqrt{1 - (v/c)^2}. \quad (2)$$

Частица, движущаяся со скоростью света c в неподвижной системе отсчёта (K) под углом θ к направляющей трубки, имеет составляющую скорости по направляющей, равную $v \cos\theta$. Ход собственного времени частицы с точки зрения неподвижного наблюдателя замедляется согласно (2) также пропорционально $\cos\theta$. Поэтому рассматриваемая частица и в собственной системе отсчёта (K') движется по направляющей со скоростью света c . Неподвижная в системе K частица также движется по направляющей со скоростью света c , перемещаясь за собственное время $d\tau$ на интервал ds , равный

$$ds = \pm c d\tau. \quad (3)$$

Количество движения частицы есть вектор, направленный по касательной к направляющей в точке, в которой частица в данный момент находится, и по величине равный mc – произведению массы частицы m на её скорость. Эта величина равна импульсу покоя релятивистской механики. Энергия покоя E_0 по определению равна произведению импульса покоя на скорость частицы по направляющей, так что $E_0 = mc^2$. В общем случае полный импульс частицы есть вектор, направленный по касательной к её винтовой траектории на трубке движения и по величине p равный произведению массы частицы m на отношение пройденного ею пути

$$d\zeta = c dt \quad (4)$$

в полном пространстве к затраченному на этот путь собственному времени $d\tau$:

$p = m \frac{d\zeta}{d\tau} = \frac{mc}{|\cos\theta|} = \frac{mc}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$. Это релятивистская формула для полного импульса частицы [20].

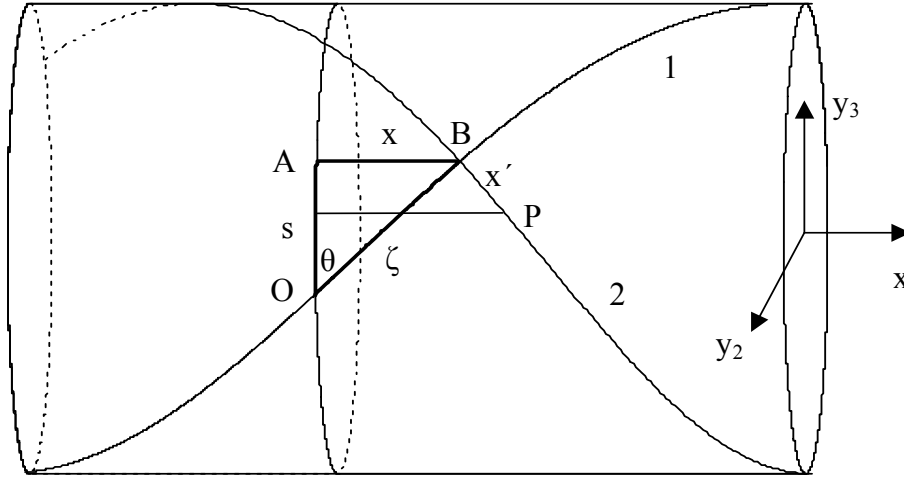


Рис. 3

1 – винтовая траектория частицы, движущейся в шестимерном пространстве со скоростью света c по цилиндрической поверхности комптоновского радиуса $a = \hbar/(mc)$ с осью в подпространстве X и направляющей в подпространстве Y ;

2 – винтовая линия равного собственного времени этой частицы, проходящая через частицу перпендикулярно её винтовой траектории и движущаяся по той же цилиндрической поверхности со скоростью волн де Бройля; шаг этой линии равен длине волны де Бройля.

Проекции p_x и p_y полного импульса на образующую и направляющую трубки равны соответственно координатной и временной компонентам 4-импульса частицы [20]:

$$p_x = \pm mctg\theta = mv/\sqrt{1-(v/c)^2}, \quad p_y = \pm mc. \quad (5)$$

В общем случае $\theta \neq 0$ и полная энергия частицы E равна произведению полного импульса p на скорость движения c по винтовой линии:

$$E = pc = mc^2/|\cos\theta| = mc^2/\sqrt{1-(v/c)^2}. \quad (6)$$

Этой величине равна полная релятивистская энергия частицы. Заметим, что отношение полной энергии к полному импульсу частицы оказывается таким же, как и для фотона, что является ещё одним общим свойством света и вещества.

Будем считать, что противоположно заряженные частицы вращаются вокруг оси трубки движения в противоположных направлениях. Частицы и античастицы имеют противоположные заряды и вращаются в противоположных направлениях. При обращении времени вспять частица должна будет двигаться вспять по своей траектории – винтовой линии – и поэтому вращаться в противоположном направлении. Значит, и знак её заряда должен будет измениться, так что частица должна будет превратиться в свою античастицу. При этом движение частицы будет зеркально отражённым. Совокупность всех этих свойств частиц и античастиц составляют содержание СРТ-теоремы.

Перемещение частицы на интервал ds по направляющей трубки движения и соответственный ему поворот на центральный угол $d\varphi = ds/a$, где a – радиус поперечного сечения трубки, являются инвариантами. Инвариантность интервала является исходным пунктом

теории относительности. Шестимерная трактовка делает эту инвариантность очевидной: угол поворота φ частицы вокруг оси трубки не зависит от скорости наблюдателя относительно этой частицы.

Обозначим через dx в системе отсчёта K проекцию перемещения $d\zeta$ частицы по поверхности трубки на её образующую и применим теорему Пифагора к прямоугольному треугольнику OAB на поверхности трубки, представленному на рисунке. В результате получим выражение для интервала $(ds)^2 = (cdt)^2 - (dx)^2$. Проецируя стороны этого треугольника на траекторию частицы, находим

$$s \cos \theta + x \sin \theta = \zeta. \quad (7)$$

Выберем начальные условия в виде $t = \tau = 0$ при $x = s = 0$. Им соответствуют в согласии с (3) и (4) соотношения

$$s = \pm c\tau, \quad \zeta = ct. \quad (8)$$

Подставив (1) и (8) в (7), получим преобразование Лоренца во времени

$$\tau = \pm [t - (x/c) \sin \theta] / \cos \theta = [t - (xv/c^2)] / \sqrt{1 - (v/c)^2}.$$

Аналогичное рассуждение применительно к системе отсчёта K' с учётом того, что система K движется относительно рассматриваемой частицы со скоростью $-v$, приводит к обратному преобразованию

$$t = \pm [\tau + (x'/c) \sin \theta] / \cos \theta = [\tau + (x'v/c^2)] / \sqrt{1 - (v/c)^2},$$

где x' – координата вдоль образующей в системе K' . Переходу от системы K к системе K' соответствует поворот на угол $-\theta$ вокруг точки $x = s = 0$ координатной сетки x, s на поверхности трубки движения вместе с траекториями частиц на ней, который переводит винтовую траекторию в направляющую трубки.

Для геометрической интерпретации и остальных преобразований Лоренца рассмотрим траекторию частицы, движущейся вдоль трубки с той же скоростью v и пересекающей в момент $t = 0$ перпендикулярную ей винтовую линию $s \cos \theta + x \sin \theta = 0$ в произвольной точке P . В системе отсчёта K траектории, составляющие угол θ с направляющей, являются линиями постоянных значений координаты x' системы K' . Координата $x' = BP$ отсчитывается по винтовой линии, описываемой уравнением (7), от нормального сечения трубки $x = vt = \zeta \sin \theta$ до сечения, которого частица P достигает в момент времени t ; координата x частицы есть её расстояние от направляющей OA . Проецируя отрезки x', x , отрезок ζ траектории частицы и отрезок s на образующую и направляющую трубки, траекторию частицы и перпендикулярное к траектории направление (вдоль x'), получим при $\cos \theta > 0$:

$$x' \cos \theta + \zeta \sin \theta = x, \quad s \cos \theta + x \sin \theta = \zeta, \quad \zeta \cos \theta - x' \sin \theta = s, \quad x \cos \theta - s \sin \theta = x'.$$

Поделив эти равенства на $\cos \theta$ и исключив s, ζ и θ посредством (1) и (8), согласно которым в рассматриваемом случае $s = c\tau$, $\zeta = ct$, $\sin \theta = v/c$, $\cos \theta = \sqrt{1 - (v/c)^2}$, трудно получить преобразования Лоренца в их стандартной форме.

Собственная длина движущегося твёрдого масштаба есть разность координат x' его концов и в системе K равна длине отрезка винтовой линии, ортогональной траекториям движущихся с ним частиц, – линии одинакового времени системы отсчёта K' , связанной с частицами, между нормальными сечениями трубки движения, соответствующим этим концам. Длина того же движущегося масштаба в неподвижной системе отсчёта – это разность координат x его концов, равная расстоянию по образующей между указанными сечениями, что в $1/\cos \theta$ раз меньше собственной длины. Таким образом, лоренцово сокращение

движущихся масштабов оказывается результатом проецирования длин в многомерном пространстве на трёхмерное пространство.

Данная выше интерпретация формулы (2) сохраняет силу и при криволинейной оси трубки движения, поскольку и тогда все нормальные сечения трубки движения перпендикулярны всем направлениям в подпространстве X , содержащем ось трубки.

Энергия фотона равна $h\nu$, где ν – частота света, h – постоянная Планка. В силу принципа одинаковости основных свойств вещества и света энергия покоя частицы mc^2 также должна представляться в виде кванта энергии $h\nu$. Поэтому $mc^2 = h\nu$. Единственной и естественной частотой для элементарной частицы вещества является частота её оборотов в дополнительном подпространстве Y . А поскольку частица движется в Y со скоростью света c , то частота ν связана с радиусом a поперечного сечения трубки движения соотношением $2\pi a = c/\nu$. Исключив из двух последних формул ν , найдём, что длина направляющей на трубке равна комптоновской длине волны: $2\pi a = h/mc$, откуда $a = \hbar/mc$ [9,10,12].

Расположенная на той же трубке движения винтовая линия, проходящая через частицу и перпендикулярная винтовой траектории частицы, является линией одинакового текущего времени системы отсчёта K' . Эта линия движется вдоль трубки со скоростью волн де Бройля $v_{ph} = c/\sin\theta = c^2/v$, где v – скорость частицы в подпространстве X . Шаг ℓ этой винтовой линии равен длине волны де Бройля

$$\ell = 2\pi a |\operatorname{ctg}\theta| = \frac{h}{mc} |\operatorname{ctg}\theta| = h/p_x = \frac{h}{m\nu} \sqrt{1 - (v/c)^2}, \text{ как это видно из (5) и рис. 3.}$$

Угловая координата s/a винтовой линии, описываемой формулами (7) и (8), равна $\frac{s}{a} = \frac{\zeta}{a \cos\theta} - \frac{x}{a} \operatorname{tg}\theta = \frac{ct - x \sin\theta}{\cos\theta} \frac{mc}{\hbar}$ где $\hbar = h/2\pi$. Отсюда и из (5) и (6) видно, что эта угловая координата равна фазе волны де Бройля $\pm [Et - p_x(x/\hbar)]$. Угол поворота самой частицы на трубке движения равен этой фазе. Отметим, что функция $\exp(is/a)$ удовлетворяет уравнению Клейна-Гордона.

Собственный момент количества движения частицы \mathbf{S} равен векторному произведению её собственного импульса и радиус-вектора. Составляющие радиуса-вектора и скорости частицы вдоль оси трубки движения перпендикулярны плоскости вращения частицы в Y . Поэтому они не вносят вклада в \mathbf{S} , так что для частицы, движущейся в шестимерном пространстве по винтовой линии, а значит, прямолинейно в проекции на подпространство X , \mathbf{S} есть векторное произведение проекций импульса и радиус-вектора частицы на подпространство Y . При этом величина момента количества движения равна $S = |\mathbf{S}| = |p_y a| = mc\hbar/mc = \hbar$. Эта формула оставляет известный произвол в ориентации вектора \mathbf{S} в шестимерном пространстве: он может быть ориентирован по любым направлениям четырёхмерного подпространства, перпендикулярным плоскости вращения частицы в Y . Момент импульса \mathbf{S} в общем случае имеет четыре ненулевые компоненты по направлениям, перпендикулярным одно другому и плоскости вращения частицы. В случае вращения в плоскости $y_2 y_3$ такими компонентами будут S_1, S_2, S_3, S_4 по осям x_1, x_2, x_3, y_1 соответственно. При этом $S = (S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 + S_4^2)^{1/2} = \hbar$. Компоненты S_1, S_2, S_3 являются компонентами спина частицы, компонента S_4 есть проекция изоспина частицы, поскольку спин есть проекция вектора \mathbf{S} на подпространство X , а изоспин – проек-

ция вектора S на подпространство Y . Согласно (5) p_y не зависит от скорости v , поэтому спин и изоспин не зависят от v и преобразованиям Лоренца не подвергаются.

Простейшим геометрическим объектом конечных размеров в шестимерном евклидовом пространстве является пятимерная сфера. Поэтому простейшей шестимерной трактовкой расширяющейся трехмерной сферы является представление её как пересечения трёх расширяющихся в шестимерном евклидовом пространстве пятимерных сфер – трёх пятимерных сферических фронтов возмущений, распространяющихся в этом пространстве. Тем самым предполагается, что эти возмущения (их природа здесь несущественна) произошли в результате трёх самостоятельных "взрывов" в центрах указанных пятимерных сфер. Точка первого соприкосновения всех трёх пятимерных сфер соответствует месту возникновения трёхмерной вселенной в шестимерном пространстве. Неограниченное расширение трёхмерной сферы может происходить лишь при одинаковой скорости расширения всех трёх пятимерных сфер, её образовавших (далее эти скорости полагаем одинаковыми), в противном случае расширение трёхмерной сферы сменится её сжатием, стягиванием в точку и исчезновением.

Указанные пятимерные сферы описываются уравнениями

$$\sum_{\alpha=1}^6 (z_{\alpha} - z_{\alpha j})^2 = R_{5j}^2, \quad (9)$$

где z_{α} – декартовы координаты в шестимерном пространстве, $z_{\alpha j}$ – координаты центра j -ой сферы, R_{5j} – её радиус, $j=1,2,3$; $\alpha=1,2,3,4,5,6$. Центры этих сфер будем считать расположенными в плоскости $z_5 z_6$, так что $z_{1j} = z_{2j} = z_{3j} = z_{4j} = 0$. Пересечением любых двух пятимерных сфер является четырехмерная сфера. Её центр расположен на линии, проходящей через центры пятимерных сфер. Пересечением каждой пары четырехмерных сфер является трехмерная сфера с центром, расположенным на линии, проходящей через центры этих четырехмерных сфер. Таким образом, пересечением трёх пятимерных сфер являются три четырехмерные сферы, которые, в свою очередь, пересекаясь, образуют три трёхмерные сферы [9,13].

Разности выражений (9), соответствующих j -ой и k -ой пятимерным сферам, связывают z_5 и z_6 уравнениями $2(z_5 - z_{5j})z_{5kj} + 2(z_6 - z_{6j})z_{6kj} = b_{jk}$, где $z_{akj} = z_{ak} - z_{aj}$,

$$b_{jk} = R_{5j}^2 - R_{5k}^2 + z_{5k}^2 + z_{6k}^2 - z_{5j}^2 - z_{6j}^2. \text{ Решение этой системы уравнений таково:}$$

$$z_5 = (b_{jk}z_{6ij} - b_{ji}z_{6kj})/2D_{jki}, \quad z_6 = (b_{ji}z_{5kj} - b_{jk}z_{5ij})/2D_{jki}, \quad (10)$$

где $k \neq i \neq j$, $k \neq j$, $D_{jki} = z_{5kj}z_{6ij} - z_{6kj}z_{5ij}$, $|D_{jki}| = 2S$, S – площадь треугольника в плоскости $z_5 z_6$ с вершинами в центрах пятимерных сфер. Значения z_5 и z_6 в (10) являются координатами центра j -ой трехмерной сферы, образованной пересечением двух четырехмерных сфер, каждая из которых есть пересечение j -ой пятимерной сферы и одной из остальных пятимерных сфер. Уравнение этой трехмерной сферы и её радиус R_{3j} описываются формулами $z_1^2 + z_2^2 + z_3^2 + z_4^2 = R_{3j}^2$, $R_{3j}^2 = R_{5j}^2 - (z_5 - z_{5j})^2 - (z_6 - z_{6j})^2$ и (10).

Ограничимся далее простейшим случаем расширения пятимерных сфер с одинаковой постоянной скоростью c_5 , когда их радиусы R_{5j} представимы в виде $R_{5j} = R_5 + r_j$, где r_j – расстояние между центром j -ой пятимерной сферы и точкой первого пересечения трёх пятимерных сфер, R_5 – разность текущего радиуса какой-либо из пятимерных сфер и

его значения в момент первого пересечения. Тем самым равенством $R_5 = c_5 t$ вводится космологическое время t , отсчитываемое от момента первого пересечения всех трёх пяти-мерных сфер, когда $R_5 = 0$. Без ограничения общности можно выбрать эту точку за начало координат и выбрать ориентацию осей пятой и шестой координат таким образом, чтобы $z_{6i} = z_{6k}$. Тогда $r_j = \sqrt{z_{5j}^2 + z_{6j}^2}$, $R_{3j} = \sqrt{A_j R_5^2 + 2\rho_j R_5}$, где $\rho_j = r_j + z_{5j}\rho_{6j} - z_{6j}\rho_{5j}$, $A_j = 1 - \rho_{5j}^2 - \rho_{6j}^2$, $\rho_{6j} = (r_i - r_k)/z_{5ki} = -(z_{5k} + z_{5i})/(r_i + r_k)$, $\rho_{5j} = (r_j - r_k - \rho_{6j})z_{5kj}/z_{6jk}$, $\rho_{aj} = (r_j z_{aik} + r_k z_{aji} + r_i z_{akj})/D_{jki}$, $D_{jki} = z_{6jk} z_{5ik}$.

Опуская далее в формуле $R_{3j} = \sqrt{A_j R_5^2 + 2\rho_j R_5}$ несущественные для дальнейшего анализа индексы, текущий радиус R' трёхмерной сферы в момент t' космологического времени напомним в виде

$$R' = \sqrt{AR_5'^2 + 2\rho R_5'} \quad (11)$$

где A и ρ – постоянные, $R_5' = c_5 t'$, откуда следует:

$$dR'/dR_5' = (AR_5' + \rho)/R' = \sqrt{A + (\rho/R')^2} \quad (12)$$

С увеличением радиуса каждой трёхмерной сферы происходит и её перемещение как целого. При этом её центр движется прямолинейно в плоскости $z_5 z_6$. Производная пройденного им пути по R_5 , как следует из (10), равна постоянной $\sqrt{1-A}$ [9, 13].

Из (11) и (12) видно, что при $A > 0$ радиус R' монотонно возрастает с увеличением R_5' на полуоси $R_5' > 0$ при $\rho > 0$ и на полуоси $R_5' > -2\rho/A$ при $\rho < 0$. Последний случай относится к наблюдаемой Вселенной. Из (11) и (12) следует также, что $\dot{R}/R = (\tau + 1)/[(\tau + 2)t]$ для нынешнего радиуса трёхмерной сферы R и сегодняшнего космологического момента времени t , когда $\tau = AR_5/\rho = Ac_5 t/\rho$. Началу расширения трёхмерной сферы соответствует момент времени $t_1 = (|\rho| - \rho)/(Ac_5)$. Поэтому

$$t_1/t = (1/|\tau|) - (1/\tau), \quad t - t_1 = [1 + (2/\tau)]t \quad \text{при } \tau < 0. \quad (13)$$

При $\tau = -6.1$ $t_1/t = 0.328$, $(\tau + 1)/(\tau + 2) = 1.244$.

Из формул (11) и (12) найдём параметр замедления расширения трёхмерной сферы: $q_0 = -R\ddot{R}/\dot{R}^2 = 1/(1 + \tau)^2$, что при выбранных параметрах равно 0.038 – величине, полученной в статье [21] по методу EMN (Evrard, Metzler, Navarro), не связанному с постоянной Хаббла.

В простейшем сценарии величина скорости света в шестимерном пространстве c_6 постоянна во времени в системе отсчета, связанной с центром самой трёхмерной сферы. Ограничимся рассмотрением этого случая.

Все направления на трёхмерной сфере в любой её точке перпендикулярны направлению расширения сферы. Поэтому скорость света на трёхмерной сфере $c(R')$ и скорость расширения сферы по радиусу \dot{R}' связаны теоремой Пифагора $c^2(R') + \dot{R}'^2 = const$. Подставив сюда (12) и положив $c_6^2 = c_5^2(A + B)$, где B – произвольная постоянная, найдём

$$c^2(R') = c_5^2 [B - (\rho/R')^2]. \quad (14)$$

Скорость света на трёхмерной сфере получилась зависящей от радиуса этой сферы, а значит, и от времени. Однако, будучи вещественной величиной, она удовлетворяет (14) лишь при положительной правой его части. Поэтому следует принять

$$c(R') = c_5 \operatorname{Re} \sqrt{B - (\rho/R')^2} = c \operatorname{Re} \sqrt{(1 - wr^{-2})/(1 - w)}, \quad (15)$$

где $c = c(R)$ – скорость света сегодня, $r = R'/R$, $w = q/p$, $q = A/B$, $p = A(R/\rho)^2$, причём согласно (11) $p = (\tau + 2)\tau$. На рис. 4 кривой 1 представлена в зависимости от r скорость света $c_* = c(Rr)$ в месте расположения источника, отнесённая к c , а кривой 2 – квадрат этой функции. Здесь и далее звёздочкой помечается соответствующая величина в месте излучения. Все количественные результаты здесь и далее приводятся для $\tau = -6.1$, $q = 1.8$.

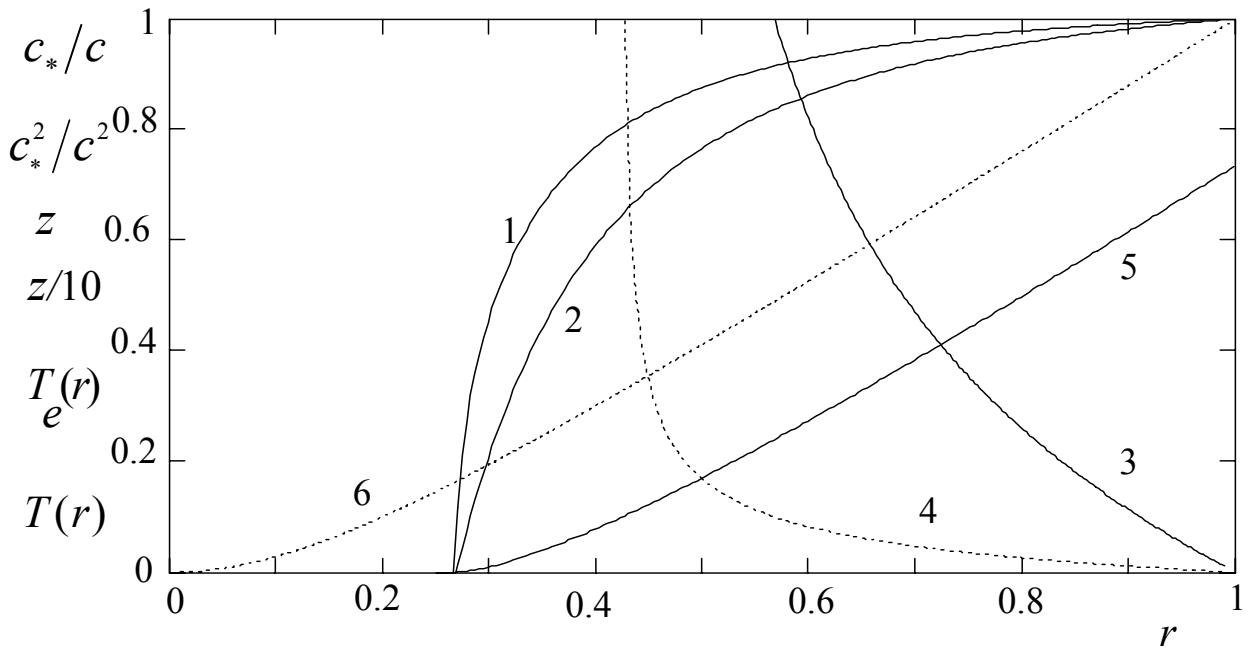


Рис. 4

Расстояние на трёхмерной сфере радиуса R' от её полюса до точки с угловой координатой χ' будет $R'\chi'$. Пусть в полюсе находится наблюдатель, а в произвольной точке трёхмерной сферы с фиксированными угловыми координатами – источник света, χ – угол между направлениями в точку источника и точку наблюдения, проведёнными из центра трёхмерной сферы. При расширении трёхмерной сферы скорость удаления по ней источника от наблюдателя пропорциональна этому удалению (закон Хаббла) и равна $v = \chi\dot{R} = R\chi\dot{R}/R = s\dot{R}/R$, где $s = R\chi$. Однако наблюдатель видит источник света не там, где этот источник находится (на трёхмерной сфере радиуса R), и не таким, каким он является в момент наблюдения, а там, где он находился (на трёхмерной сфере радиуса R_*) и таким, каким он был в момент излучения. Луч света, вышедший из какой-либо точки расширяющейся трёхмерной сферы, описывает спираль, раскручивающуюся в плоскости, проходящей через центр этой сферы, точку источника и точку наблюдения. На пути $d\zeta$ по этой сфере фотон поворачивается в указанной плоскости на угол

$$-d\chi' = d\zeta/R', \quad (16)$$

откуда следует, что свет от источника, находящегося от наблюдателя на фиксированном

угловом расстоянии χ в этой плоскости, проходит по расширяющейся трёхмерной сфере путь

$$\zeta(\chi) = \int_0^\chi R' d\chi' . \quad (17)$$

Скорость удаления источника от наблюдателя – изменение этого пути в единицу времени $u(\chi) = \dot{\zeta}(\chi)$ – согласно (16) и (17) будет

$$u(\chi) = \int_0^\chi \dot{R}' d\chi' = \int_{R_*}^R \frac{d\chi'}{dt} dR' = \int_{R_*}^R \frac{c(R')}{R'} dR' . \quad (18)$$

Подставив (15) в (18), после интегрирования получим при соответственном значении R_* :

$$u(R_*)/c_* = 1 - L_w(r) \left(r / \sqrt{r^2 - w} \right) \text{ при } r > \sqrt{w}, \quad (19)$$

где $L_w(r) = \sqrt{1-w} + \ln \left[\frac{r + \sqrt{r^2 - w}}{1 + \sqrt{1-w}} \right]$, $r = R_*/R$. При

$$1 - r \ll 1 \quad L_w(r) \approx \sqrt{r^2 - w}, \quad u(R_*)/c(R_*) \approx 1 - r .$$

Красное смещение, обусловленное только эффектом Доплера (его мы пока обозначим z_d , оставляя обозначение z для общепринятой в космологии величины), удовлетворяет соотношению $u(R_*)/c(R_*) = \left[(1 + z_d)^2 - 1 \right] / \left[(1 + z_d)^2 + 1 \right]$ [5], откуда и из (19) следует

$$1 + z_d = \sqrt{[2/L_w(r)] \sqrt{1 - wr^{-2}} - 1} . \quad (20)$$

Однако энергия каждой элементарной частицы, в том числе фотона, увеличивается пропорционально квадрату скорости света. Этот эффект обусловлен постоянством полной энергии элементарных частиц в шестимерном пространстве и замедлением расширения трёхмерной сферы. При этом энергия фотона в момент прихода в точку наблюдения с учётом космологического расширения трёхмерной сферы будет равна

$$h\nu = (c/c_*)^2 h_* \nu_* / (1 + z_d) , \quad (21)$$

где ν_* – частота излучения в системе источника. В наблюдательной космологии красное смещение z определяют из соотношения

$$\nu = \nu_{lab} / (1 + z) \quad (22)$$

между регистрируемой частотой ν характеристического излучения и соответственной частотой ν_{lab} излучения, полученного в лаборатории. Из (21) и (22) следует

$$(c/c_*)^2 h_* \nu_* / (1 + z_d) = h\nu_{lab} / (1 + z) . \quad (23)$$

Для частот характеристического излучения водородоподобного атома при переходе электрона с какого-либо m -го энергетического уровня на n -й имеем:

$$\nu_{lab} = [s(m) - s(n)] m_e c^2 / h, \quad \nu_* = [s_*(m) - s_*(n)] m_e c_*^2 / h_*, \quad (24)$$

где m_e – масса электрона, $s(m) = \sqrt{1 - (Z\alpha/m)^2}$, $s_*(m) = \sqrt{1 - (Z\alpha_*/m)^2}$, Z – зарядовое число ядра атома, $\alpha = e^2/\hbar c$ – постоянная тонкой структуры, $\alpha_* = e_*^2/\hbar_* c_*$. Из

(23),(24) найдём $1 + z = (1 + z_d) \frac{s(m) - s(n)}{s_*(m) - s_*(n)} = (1 + z_d) \frac{s(m) + s(n)}{s_*(m) + s_*(n)} (\alpha/\alpha_*)^2$. Отсюда

видно, что если постоянная тонкой структуры не меняется во времени, а это с большой

точностью подтверждено наблюдениями, то $z_d = z$, что далее и принято. На рис. 4 кривыми 3 и 4 представлены функции $z(r)$ и $z(r)/10$, рассчитанные по формулам (15), (20).

Для плотности мощности излучения звезды как черного тела U_* с учётом того, что согласно формуле Планка лучеиспускательная способность черного тела зависит от скорости света c_* в месте излучения, имеем [5, 22-25]:

$$U_* = \int_0^{\infty} 2\pi\nu_*^3 \frac{h_*}{c_*^2} [\exp(h_*\nu_*/kT_*) - 1]^{-1} d\nu_* = \pi^5 \frac{2}{15c_*^2 h_*^3} (kT_*)^4, \quad (25)$$

где T_* – температура фотосферы в системе звезды.

С увеличением скорости света увеличиваются не только скорости частиц вдоль их винтовых траекторий, но и проекций этих скоростей, в той же пропорции. Поэтому температура, будучи пропорциональна среднему квадрату скорости броуновского движения частиц, пропорциональна c_*^2 . Отсюда имеем: $T_* = T(c_*/c)^2$.

Поскольку энергия частицы вещества пропорциональна c_*^2 , то согласно принципу одинаковости основных свойств вещества и света энергия фотона $h_*\nu_*$ также пропорциональна c_*^2 в месте его излучения. Но частота излучения ν_* пропорциональна c_* . Отсюда следует, что

$$h_* = hc_*/c, \quad \nu_* = \nu_{lab} c_*/c, \quad (26)$$

а следовательно, $U_* = \pi^5 \frac{2}{15c_*^2 h_*^3} (kT)^4 (c_*/c)^3$, где T – температура фотосферы такой же звезды на космологически близком расстоянии, так что светимость L_* далекого источника оказывается меньше светимости L такого же источника на космологически близком расстоянии: $L_* = L(c_*/c)^3$. Однако с точки зрения удаленного наблюдателя гравитационная потенциальная энергия, а следовательно, и гравитационная постоянная G_* тоже пропорциональны c_*^2 . С этой точки зрения давление гравитационного сжатия внешних слоев звезды, где темп времени пропорционален c_* , а следовательно, и противодействующее ему давление света внутри звезды также пропорциональны c_*^2 . С другой стороны, мощность излучения пропорциональна давлению света. Поэтому множитель $(c_*/c)^3$ в формуле для L_* следует заменить на $(c_*/c)^5$, так что будет

$$L_* = L(c_*/c)^5. \quad (27)$$

Из (26) и неизменности во времени постоянной тонкой структуры $\alpha_* = e_*^2/h_*c_*$ следует, что и заряд изменяется во времени вместе со скоростью света: $e_* = ec_*/c$. Подстановка (26) в (21) даёт $\nu = \nu_{lab}/(1 + z_d)$, сопоставление чего с формулой (22) вновь приводит к полученному выше результату $z_d = z$.

Исходя из (16), для углового расстояния до источника имеем $\chi = \int_{t_*}^t [c(R')/R'] dt'$. Подставив сюда (12) и (15), найдём при $r \geq \sqrt{w}$ после интегрирования:

$$\chi = \frac{1}{2} \int_{pr^2}^p \frac{\operatorname{Re} \sqrt{(x/q)-1}}{x\sqrt{1+x}} dx =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{q}} \ln \frac{\sqrt{p-q} + \sqrt{p+1}}{\sqrt{pr^2-q} + \sqrt{pr^2+1}} - \frac{1}{2} \left[\arcsin \frac{(1-q)p-2q}{(1+q)p} - \arcsin \frac{(1-q)pr^2-2q}{(1+q)pr^2} \right].$$

Из (19) видно, что на горизонте событий ($z = \infty$, $r = r_\infty$) $L_w(r) = 0$, откуда следует, где $\Phi = (1 + \sqrt{1-w}) \exp(-\sqrt{1-w})$. Предельные значения $\chi = \chi_\infty$ соответствуют $r = r_\infty$. При $q = 1.8$ имеем: $r_\infty = 0.423$, $\chi_\infty = 0.549$. Радиус Метагалактики равен $R \sin \chi_\infty$. Доступная наблюдению часть объёма трёхмерной сферы равна $[2\chi_\infty - \sin(2\chi_\infty)]/2\pi$ и при том же q составляет 3.3%. История Вселенной при $r \leq r_\infty$ скрыта от наблюдений. Это согласуется с данными [23-28] о спектре микроволнового фонового излучения, который оказался звёздным, сильно сдвинутым в низкочастотную область.

Видимая светимость S равна $S = \frac{L_*}{4\pi(R \sin \chi)^2} \frac{1}{(1+z)^2} (c/c_*)^2$. Здесь L_* – абсолютная светимость источника, $4\pi(R \sin \chi)^2$ – площадь поверхности двумерной сферы, по которой растеклось излучение к моменту наблюдения; $(1+z)^{-2}$ учитывает уменьшение энергии кванта из-за эффекта Доплера и уменьшения частоты прихода квантов к наблюдателю [5]; множитель $(c/c_*)^2$ описывает относительное увеличение энергии фотона на пути от источника до наблюдателя вследствие возрастания скорости света за время пути. Отсюда с учётом того, что свет распределяется по поверхности двумерной сферы радиуса $R \sin \chi$, а не $\zeta(\chi)$ и не $R\chi$, из (27) видно, что $S = \frac{L}{4\pi(R \sin \chi)^2 (1+z)^2} (c_*/c)^3$, что меньше соот-

ветственной величины при $c_* \equiv c$. При $z = 1.7$ $(c/c_*)^3 = 1.494$. Отсюда видно, что недостаток яркости космологически далёких источников объясняется возрастанием скорости света с течением времени [13,14], так что в космологически далёком прошлом, соответствующем большим z , скорость света была существенно меньше для предпочтительных параметров теории, при которых удовлетворительно согласуются теоретические и наблюдательные данные.

Вместо формулы (17) для функции $\zeta(\chi)$ можно использовать представление $\zeta(\chi) = \int_{t_*}^t c[R'(t')] dt' = \int_{R_*}^R [c(R')/\dot{R}'] dR'$, где t_* – момент излучения, R_* – радиус трёхмерной сферы в этот момент. Подставив сюда (15) и (12), найдём

$$\frac{\zeta}{R} = \frac{1}{2\sqrt{p}} \int_{pr^2}^p \operatorname{Re} \sqrt{\left(\frac{1}{q} - \frac{1}{x}\right) \frac{1}{1+x}} dx. \quad (28)$$

Отсюда и (20) можно видеть, что при $1-r \ll 1$ $z_d \approx 1-r$,

$$\zeta/R \approx (1-r^2) \sqrt{(p-q)/[(p+1)q]}/2 \approx \sqrt{(p-q)/[(p+1)q]} z_d. \quad (29)$$

С другой стороны, при $z \ll 1$ справедлив закон Хаббла, выражающий расстояние ζ через z и постоянную Хаббла H_0 :

$$\zeta = z c / H_0 . \quad (30)$$

Исключив ζ и z_d из (29) и (30), найдём:

$$RH_0/c = \sqrt{q(p+1)/(p-q)} . \quad (31)$$

Отсюда видно, что при $H_0 = 50$ км/сМпк радиус Вселенной – трёхмерной сферы – составляет 8522 Мпк, а радиус Метагалактики равен $R \sin \chi_\infty = 4444$ Мпк. При этом $RH_0/c=1.42$. При $z \ll 1$ согласно (17) и (18) имеем: $u = \dot{R}\chi = \zeta \dot{R}/R = cz_d$. Отсюда и из (30), (11) и (13) получим $\dot{R}/R = H_0$,

$$\dot{R} = c\sqrt{q(p+1)/(p-q)}, \quad H_0(t-t_1) = 1 + (1/\tau). \quad (32)$$

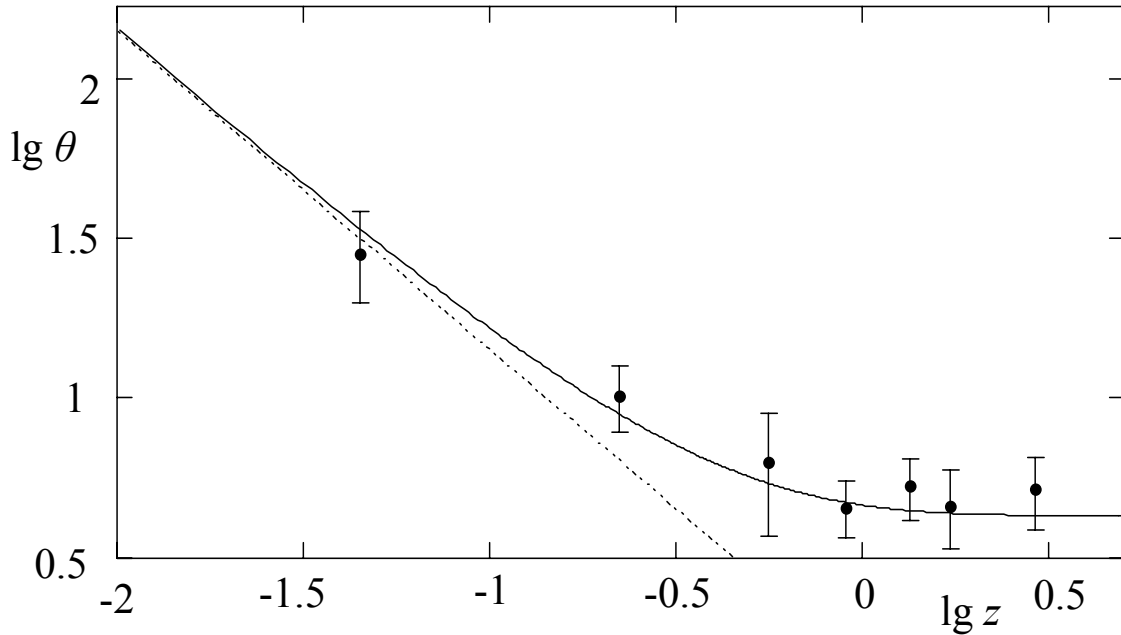


Рис. 5

Угол, под которым виден объект, удаленный на расстояние, соответствующее красному смещению z и радиусу трехмерной сферы R' , равен $\theta(z) = \ell/R'\chi(z)$, где ℓ – линейный размер объекта. Это соотношение следует из того, что каждый луч находится в своей меридиональной плоскости, проходящей через точки источника и наблюдения и центр трёхмерной сферы, а угол между меридиональными плоскостями не меняется со временем. При $z \ll 1$ правая часть этого соотношения сводится к виду $\ell H_0/(cz)$. Она не зависит от параметров теории, что удобно для определения постоянной Хаббла H_0 по измерениям $\theta(z)$ и ℓ для космологически близких источников. С этой точки зрения в качестве приемлемой величины положим в расчётах $H_0 = 50$ км/с Мпк. На рис. 5 в двойном логарифмическом масштабе представлена сплошной кривой функция $\theta(z)$ в угловых миллисекундах с учётом соотношения (31) для $\ell = 41$ пк. Эта функция стремится с ростом z к постоянному значению, отличному от нуля, что согласуется с наблюдаемой зависимостью угловых размеров источников заданных линейных размеров [2, 29]. Такая асимптотика объясняется тем, что горизонт событий находится на конечном расстоянии от наблюдателя. Пунктиром представлено $\ell H_0/(cz)$.

Только с момента, когда скорость света становится отличной от нуля и $r \geq \sqrt{w}$, становятся возможными взаимодействия между частицами и начинается рост неоднородностей плотности вещества во вселенной с последующим звездообразованием. К этому моменту её относительный радиус достиг довольно большого значения 0.268 при $q = 1.8$. Для такого большого радиуса существенное гравитационное взаимодействие неоднородностей возможно лишь внутри сравнительно малых областей Вселенной, так что эволюция неоднородностей в каждой такой области слабо связана с эволюцией в соседних областях. Поэтому в больших объёмах, содержащих много таких областей, распределение вещества по пространству должно быть весьма однородным, что и соответствует наблюдаемому распределению галактик. Начало роста неоднородностей скрыто от наблюдений горизонтом событий, так что на горизонте событий они и должны присутствовать, возможно, уже в виде звёзд. В работах [23-27] утверждается, что так оно и есть на самом деле. В инфляционных же сценариях [30-33] приходится задействовать далеко идущие предположения, чтобы ценой модернизации стандартной космологии обеспечить приемлемое малое отношение скорости света к скорости расширения вселенной на его первом этапе, когда вселенная ещё не расширилась настолько, что достаточная однородность крупномасштабного распределения вещества уже не может нарушиться гравитационным взаимодействием его неоднородностей.

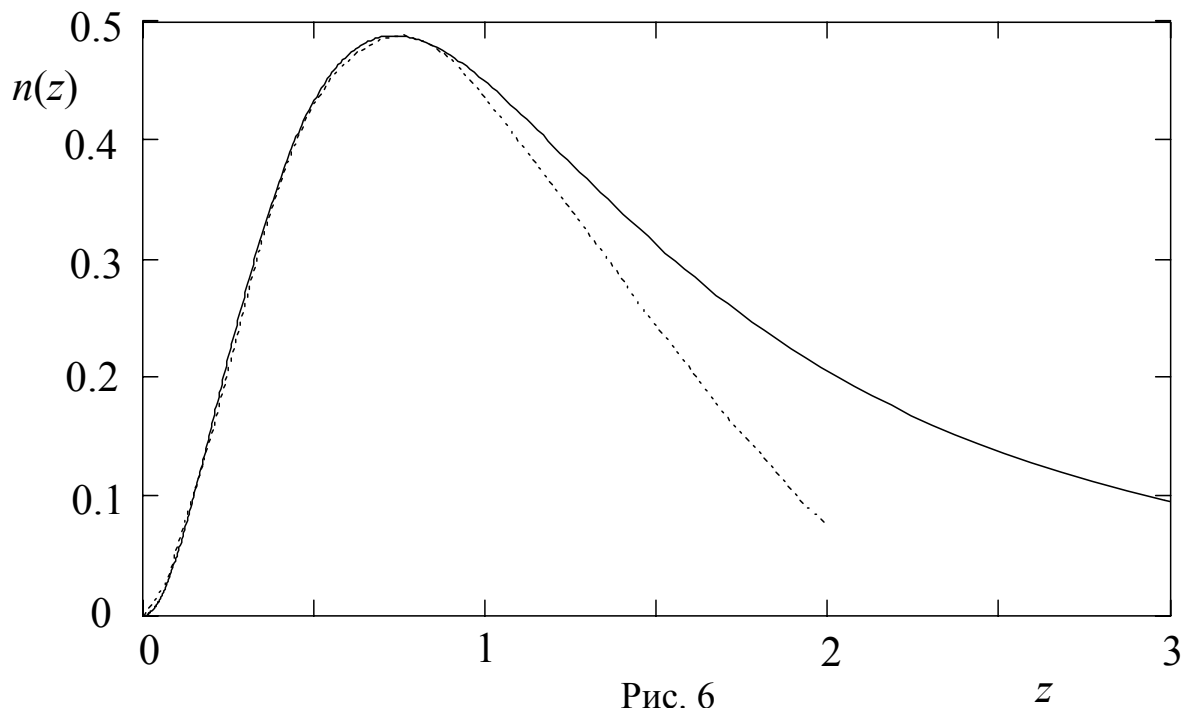


Рис. 6

При достаточно равномерном распределении вещества по трёхмерной сфере его количество в малом интервале $d\chi$ угла χ пропорционально $\sin^2 \chi d\chi$, этой же величине пропорционально число галактик в интервале $d\chi$, если их формирование к моменту излучения наблюдаемого света уже завершилось. Относительные плотности распределения числа источников по r и z даются формулами:

$$n_r(r, q) = \left| \frac{d\chi(r, q)}{dr} \right| \frac{1}{N_\infty} \sin^2 \chi, \quad n(z, q) = n_r(r, q) \left| \frac{dr}{dz} \right|, \quad \text{где}$$

$$\frac{d\chi}{dr} = -\frac{1}{r} \operatorname{Re} \sqrt{\frac{r^2 - w}{qr^2 + w}}, \quad \frac{dz}{dr} = \frac{(1+z)^2 + 1}{4(1+z)(r^2 - w)} \left\{ \frac{2w}{r} - r[(1+z)^2 + 1] \right\}, \quad N_\infty = N(\infty) - \text{пре-}$$

дельное значение функции $N(z) = \int_0^{\chi} \sin^2 \chi \, d\chi = \{2\chi[r(z)] - \sin 2\chi[r(z)]\}/4$, а $1+z$ выражается через r по формуле (12). Функция $n(z, q)$ представлена на рис. 6 сплошной кривой. Пунктирной кривой воспроизведена полученная из наблюдений в ближнем инфракрасном диапазоне плотность распределения по z десятков тысяч слабосветящихся галактик [4]; она нормирована так, чтобы максимумы обеих кривых совпадали.

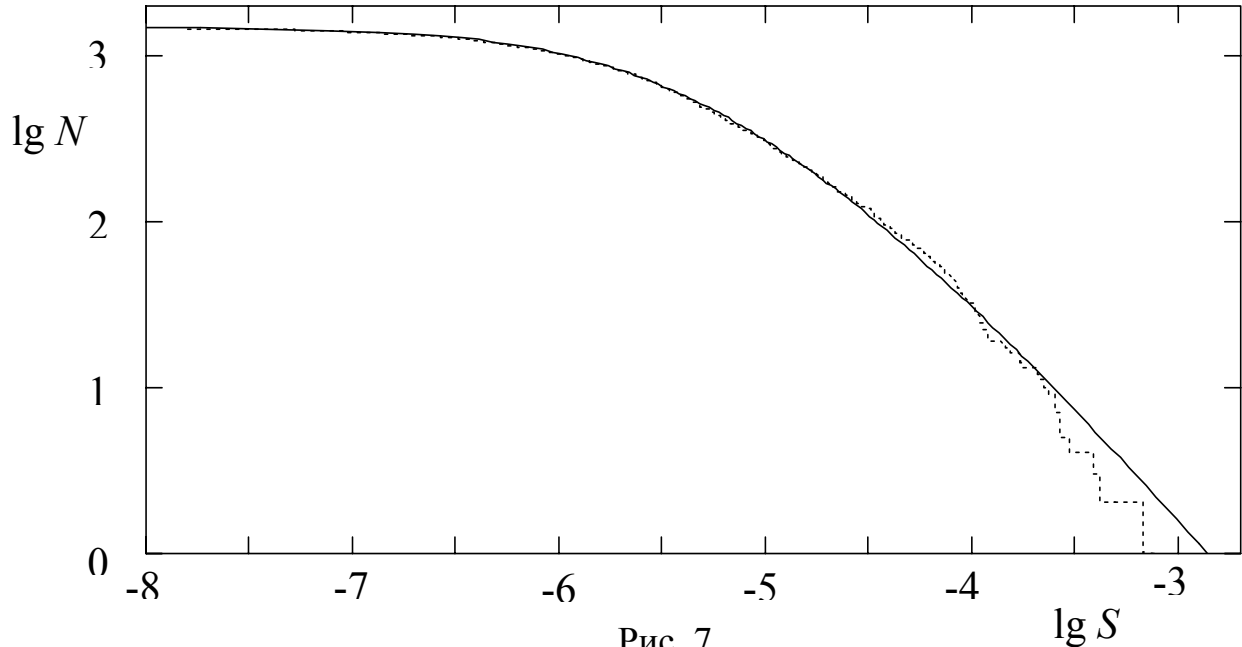


Рис. 7

Более крутой спад правых ветвей этой кривой при больших z по сравнению с теоретической может быть отнесен к большей вероятности затенения источников более близкими галактиками и пылевыми облаками. Если бы галактики были равномерно распределены по небосводу, то на каждую галактику приходился бы участок небесной сферы, примерно равный одной квадратной угловой секунде. Угловой размер далёких галактик также примерно равен одной угловой секунде, так что примерно половина галактик с большими z затеняется более близкими галактиками. Однако в каталогах нет галактик с одинаковыми угловыми координатами. Этим можно объяснить основную часть расхождений при $z > 1$ между теоретической кривой и данными каталога. Существенно, что $n(z, q)$ убывает как $(1+z)^{-3}$ с ростом z , в отличие от убывания по закону $(1+z)^{-3/2}$ по стандартной космологии [5]. По наблюдениям двух групп исследователей [7] плотность распределения квазаров по z убывает как z^{-3} [34], либо как $(1+z)^{-2.75}$ [35].

Источники гамма-всплесков находятся в галактиках, поэтому они также равномерно распределены по трёхмерной сфере с той же функцией распределения N . Очевидно, что для однотипных источников $\lg S = \lg[(c_*/c)^3(1+z)^{-2} \sin^{-2} \chi] + C_S$, $\lg N = \lg[2\chi - \sin 2\chi] + C_N$, где S – регистрируемый поток энергии, C_N и C_S – постоянные. На рис. 7 зависимость $\lg N$ от $\lg S$ (здесь S выражено в единицах эрг/см²) представлена сплошной кривой для $C_N = 4.45$ и $C_S = -5.45$. Пунктирная кривая – данные наблюдений, приведённые в [36]. Заметим, что затенение гамма-всплеска галактиками на пути лучей от него к наблюдателю мало и поэтому существенного расхождения соответствующих кривых на рис. 7 при больших z не наблюдается.

Эйнштейновские световые часы начинают отсчитывать время с момента, когда скорость света становится отличной от нуля и $r \geq \sqrt{w}$. Космологическому времени t_* , как видно из (28), соответствует показание световых часов

$$t_e(r) = \zeta_0(r)R/(2c\sqrt{p}), \quad (33)$$

где $\zeta_0(r) = \int_q^{pr^2} \sqrt{\left(\frac{1}{q} - \frac{1}{x}\right) \frac{1}{1+x}} dx$. Из (31) и (33) следует

$$H_0 t_e(1) = \frac{1}{2} \zeta_0(1) \sqrt{\frac{(p+1)q}{(p-q)p}}, \quad \text{что составляет } 0.615, \text{ в то время как по формуле (32)}$$

$H_0(t - t_1)$ равно 0.836. Это даёт 12.02 миллиардов лет для возраста Вселенной по световым часам $t_e(1)$ и 16.35 миллиардов лет для космологического её возраста $t - t_1$. На рис. 4 кривой 5 представлено отношение $T_e(r) = t_e(r)/(t - t_1) = |\tau/2| \zeta_0(r) \sqrt{q/(p-q)p}$. Отношение возраста Вселенной по световым часам к её космологическому возрасту равно $T_e(1) = 0.735$.

Из (12) и (13) найдём $t_*/t = \left(1 + \sqrt{1 + pr^2}\right) / \left(1 + \sqrt{1 + p}\right)$ и для $T(r) = (t_* - t_1)/(t - t_1)$ получим $T(r) = \left(\sqrt{1 + pr^2} - 1\right) / \left(\sqrt{1 + p} - 1\right)$. Функция $T(r)$ представлена на рис. 4 кривой 6. Кривыми 1-4 представлены соответственно функции c_*/c , c_*^2/c^2 , $z(r)$, $z(r)/10$.

Частицы, составляющие ядро атома, сталкиваются (испытывают взаимодействие) друг с другом в дополнительном подпространстве со световыми скоростями. Радиоактивность и есть следствие таких столкновений. Частота столкновений пропорциональна частоте вращения частицы в дополнительном подпространстве, так что скорость распада пропорциональна скорости света, а время, по которому отсчитывается радиоактивный распад, оказывается равным времени по световым часам.

Оценивая распад изотопов за миллиарды лет методами космохронологии [37], основанными на изучении изменения относительной распространённости изотопов с большими периодами полураспада, следует учитывать зависимость скорости света от времени согласно (15), (13), (20), (33), связывающими $c(R_*)$ с z .

Увеличение кинетической энергии частиц, вызванное возрастанием скорости света, равно как и увеличение потенциальной энергии, вызванное возрастанием гравитационной постоянной, казалось бы, представляет явное нарушение закона сохранения энергии. Однако, при составлении баланса энергии в многомерном пространстве необходимо учитывать энергии всех видов движения, включая движение в дополнительном пространстве по винтовой линии вокруг трёхмерной проекции траектории частицы на комптоновском расстоянии $a = \hbar/mc$ от этой проекции, а также движение в дополнительном пространстве, вызванное расширением в нём трехмерной Вселенной. В шестимерной космологии полная скорость частицы в шестимерном пространстве остается постоянной по величине, независимо от вида траектории в трёхмерном пространстве. Поэтому и закон сохранения энергии в полном пространстве не нарушается. При замедлении расширения трехмерной вселенной скорость света увеличивается, а при ускорении расширения – уменьшается. Заметим, что недавний вывод стандартной космологии об ускоренном расширении Вселенной сделан в неявном предположении о применимости уравнений Эйнштейна к космологии. В шестимерной трактовке расширения Вселенной это предположение не задействовано.

Рост скорости света ограничен. Предельное значение квадрата скорости света равно $c^2/(1-w) = 1.078 \cdot c^2$. Таким образом, имеется ни с чем не сравнимый запас энергии, которой предстоит ещё поступить во Вселенную. Это 7.8% от всех видов энергии, включая собственную энергию частиц (равную энергии движения со скоростью света $E = mc_*^2$ в дополнительном пространстве вокруг трёхмерной проекции траектории частицы на комптоновском расстоянии $a = \hbar/mc$ от неё [9,10,12]). Соответствующий приток энергии в единицу времени, который в основном и определяет темп наблюдаемого непрерывного звездообразования в галактиках в течение всей их истории, пропорционален

$$\frac{dc_*^2}{dt} = c^2 \frac{2H_0q}{r^3(p-q)} \sqrt{\frac{p+r^{-2}}{p+1}}.$$

Значит, когда радиус Вселенной удвоится, приток энергии уменьшится в 8.1 раз. В эпоху, когда этот радиус был вдвое меньше нынешнего, чему соответствует красное смещение $z = 1.67$, приток был в 8.4 раз больше нынешнего. Значению $z = \infty$ соответствуют $r = 0.423$ и приток в 14.4 раз больший нынешнего притока.

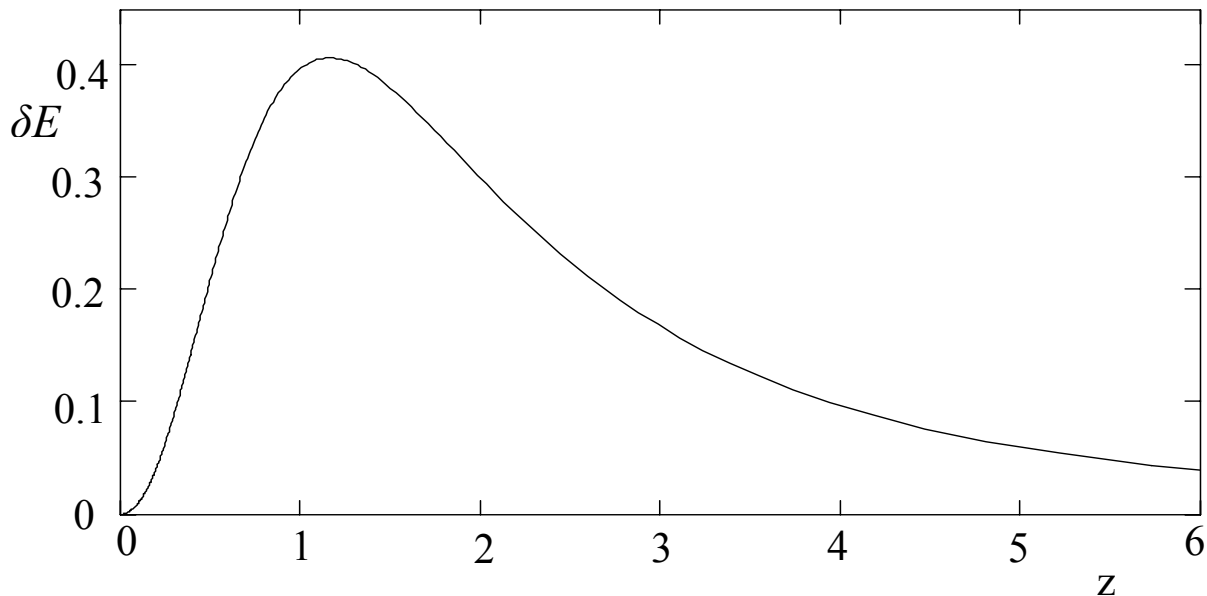


Рис. 8

Плотность распределения по z притока полной энергии во вселенную, включая собственную энергию частиц $E = mc_*^2$, пропорциональна функции $n dc_*^2/dt$. Максимум её достигается при $z = 1.158$. По данным работы [8] максимум темпа звездообразования наблюдается при $z = 1.1$. Функция $\delta E = (n dc_*^2/dt)/H_0c^2$ представлена на рис. 8. Она спадает с ростом z как $(1+z)^{-3}$ просто потому, что плотность распределения галактик по z также уменьшается в этой пропорции, хотя приток энергии в каждую галактику с ростом z увеличивается.

При накоплении энергии массивная звезда не может расширяться всё время квазистационарно. При возрастании радиуса звезды путешествие фотонов от её центра к периферии (в рассеивающей среде) занимает всё большее время и потому энергия накапливается всё быстрее. Когда из-за возрастания светимости L , соответствующей возрастающей тепловой энергии звезды L/ε при квазистационарном её расширении, градиент давления света на её периферии превысит плотность силы тяготения, вещество будет уноситься с поверхности звезды давлением света. При этом градиент давления света на обновляющейся периферии

звезды растёт в соответствии с более высокой температурой более глубоких слоев звезды, и тогда звезда взрывается как новая или как сверхновая. Разреженное в результате взрыва вещество звезды вновь собирается силами тяготения и процесс звездообразования во Вселенной продолжается, пока ещё квадрат скорости света растёт со временем не слишком медленно.

Из рис. 4 видно, что области изменения величин r и $t_e(r)$, приходящиеся на область больших значений красного смещения, относительно малы. За такой малый промежуток времени существенной эволюции металличности и остальных характеристик галактик произойти не успевает. Но от момента $t_e(\sqrt{w})=0$, соответствующего значению $r = \sqrt{w} = 0.268$, начиная с которого скорость света начала расти от нуля, до момента, соответствующего $r = r_\infty = 0.423$ и красному смещению $z = \infty$, прошло довольно много времени: $t_e(r_\infty) = \zeta_0(r_\infty)R/(2c\sqrt{p}) = t_e(1)\zeta_0(r_\infty)/\zeta_0(1) = t_e(1) \cdot 0.134$, т.е., по световым часам, 13.4% от времени существования Вселенной. Этого достаточно для образования галактик, тем более, что к моменту $t_e(r_\infty)$ энергии во Вселенную поступило 64% от нынешней величины.

Заметим, что Метагалактика – доступная наблюдениям часть трёхмерной сферы – расширяется вместе с трёхмерной сферой, хотя лишь с момента, когда скорость света перестала быть равной нулю, и по мере расширения Метагалактика охватывает всё новые и новые объёмы пространства вместе со сформировавшимися за время $t_e(r_\infty)$ галактиками. Таким образом, для глаза наблюдателя галактики появляются в его поле зрения действительно уже в готовом виде, хотя, естественно, формирование галактик происходит не до возникновения Вселенной, а после того, как скорость света перестала быть равной нулю.

Энергия движения частицы в дополнительном подпространстве $E = mc_*^2$ [9,10,12] пропорциональна c_*^2 . Её приращение в единицу времени равно $dE/dt = m dc_*^2/dt = E\varepsilon$, где $\varepsilon = c_*^{-2} dc_*^2/dt$. То же относится к энергии фотонов $h_*\nu_*$ и к кинетической энергии, а значит, и к плотности U тепловой энергии. Поэтому $dU/dt = \varepsilon U$. Таким образом, в единицу объёма в единицу времени накачивается энергия, равная εU . Полагая, что накачка происходит квазистационарно, так что излучаемая поверхностью звезды или планеты энергия почти равна накачиваемой, получим, интегрируя εU по объёму небесного тела радиуса R ,

$$\varepsilon \int_0^R r'^2 U(r') dr' = R^2 w,$$

где r' – расстояние от центра небесного тела, w – плотность мощности излучения его поверхностью, $\varepsilon(r) = \frac{2H_0 q}{r(pr^2 - q)} \sqrt{\frac{p+r^{-2}}{p+1}}$. В настоящую эпоху $\varepsilon = 2H_0 q/(p-q)$. При

выбранных выше параметрах теории $\varepsilon = 2.51 \cdot 10^{-19} \text{ с}^{-1}$. В эпоху, соответствующую $z = 1$, ε было больше нынешней величины в 6.84 раз, при $z = 3$ – в 16.1 раз, при $z = 6$ – в 20 раз.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. Schwarzschild. Farthest Supernova Strengthens Case for Accelerating Cosmic Expansion // *Physics Today*, June 2001, pp. 17-18

2. K. I. Kellermann. The Cosmological Deceleration Parameter Estimated from the Angular-Size/Redshift Relation for Compact Radio Sources. // *Nature*, 1993, V. 361, N 6408, pp. 134-136.
3. L. I. Gurvits, K. I. Kellermann, S. Frey. The angular "size – redshift" relation for compact radio structures in quasars and radio galaxies. // *Astronomy and astrophysics*, 1999. V. 342, N 2, pp. 378-388.
4. T. E. Broadhurst, R. S. Ellis and K. K. Glasebrook. Faint Galaxies: Evolution and Cosmological Curvature. // *Nature*, 1992. V. 355, N 6355, pp. 55-58.
5. Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков, Строение и эволюция Вселенной. М.: "Наука", ГРФ-МЛ, 1975. 735 с.
6. T. Nagao, R. Maiolino, A. Marconi. Metallicity Evolution of Active Galactic Nuclei. <http://arxiv.org/astro-ph/0612570>.
7. P. A. Shaver. High Redshift Quasars. / 17-th (1994) Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology. The N.Y. Acad. Of Sci., 1995, pp. 87-109.
8. L. Tresse *et al.* The cosmic star formation rate evolution from $z = 0$ to $z = 5$ from VIMOS VLT Deep Survey. <http://arxiv.org/astro-ph/0609005>.
9. И.А. Урусовский. Шестимерная трактовка релятивистской механики и спина, метрической теории тяготения и расширения Вселенной. // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*. 1996, № 3, С. 3-21.
10. И.А. Урусовский. Шестимерная трактовка кварковой модели нуклонов. // *ibid.*, 1999, № 6, С. 64-74.
11. I. A. Urusovskii. Gravity as a projection of the cosmological force/ Proceedings of International Scientific Meeting PIRT-2003. Moscow, Liverpool, Sunderland. Bauman University, 30 June – 03 July 2003. Pp. 359-367. http://www.chronos.msu.ru/RREPORTS/urusovsky_gravity.pdf
12. I. A. Urusovskii. *Six-Dimensional Treatment of CPT-symmetry*// Proc. Int. Sci. Meeting 'Physical Interpretations of Relativity Theory'. Pp. 318-326. Moscow: 4-7 July, 2005. Bauman Moscow State Tech. Univ. & Univ. Sanderland, Great Britain. Moscow, Liverpool, Sanderland. http://www.chronos.msu.ru/RREPORTS/urusovsky_six.pdf
13. И.А. Урусовский. Шестимерная трактовка расширения Вселенной. // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*. 2000. № 6. С. 66-77.
14. И.А. Урусовский. Космологическая подпитка внутривселенского тепла в её шестимерной трактовке. / Ежегодник РАО 2006. Сборник трудов семинара научной школы проф. С. А. Рыбака. М., 2006. С. 223-237.
15. А. А. Марголин. Принцип простоты // *Химия и жизнь*. 1981. № 9. С. 79.
16. F. Klein. *Über neuere englische Arbeiten zur Gesammelte matematische Abhandlungen*, B.2, Springer, Berlin, 1922, 601 S// *Zeit. f. Math. u. Phys.* 1901, S. 375.
17. Ф. Клейн, Высшая геометрия. М.-Л.: Гостехиздат, 1939. 219 с. Klein F., *Vorlezungen über die höhere Geometrie*, 3. Aufl. Berlin, 1926.
18. Ю. Б. Румер, Исследования по 5-оптике. Гостехиздат, Москва, 1956. 192 с.
19. Роберт Орос ди Бартини// *ДАН СССР*. 1965. Т. 163. № 4. С. 861.
20. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Механика, Электродинамика. М.: Наука. 1969. 272 с.
21. K. Rines, W. Forman, U. Pen, C. Jones, R. Burg. Constraining q_0 with cluster gas mass fractions. Feasibility study.// *Astrophys. J.*, 1999, May 20, V. 517, N 1. Pt. 1, pp. 70-77.
22. В.Г. Левич. Курс теоретической физики. Т. 1. М.: "Наука", ГРФ-МЛ. 1969.
23. В.С. Троицкий, Наблюдательная проверка космологической теории, состояние и перспективы. // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*. 1996, № 4, С. 21-36; V.S. Troitsky. Observational Test of the Cosmological Theory Testifies to the Static Universe and New Redshift-Distance Relation. // *Astrophys. and Space J.* 1996, V. 240, N 1, pp. 89-121.

24. В.С. Троицкий, В.И. Алешин. Экспериментальные свидетельства образования микроволнового фона через тепловое излучение. // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*. 1996, № 5, С. 28-39.
25. В.С. Троицкий, В.И. Алешин. Наблюдательные свидетельства образования микроволнового фона через тепловое излучение звёзд Метагалактики. // *Изв. Вузов. Сер. Радиофизика*. 1996, Т. 39, № 7, С. 817-843; Troitsky V.S., Aleshin V.I. Observed Evidence of Microwave-Background Formation by Thermal Radiation of Metagalaxy Stars. // *Radiophys. Quantum Electron. (USA)*, 1996, V. 39, N 7, pp. 539-557.
26. В.С. Троицкий. Экспериментальные свидетельства против космологии Большого взрыва. // *УФН*, 1995, Т. 165, С. 703-707.
27. V. S. Troitsky. // *Astrophys. Space Sci.*, 1993, V. 201, pp. 89-121.
28. В.С. Троицкий, В.С. Горбачёва. Отсутствие зависимости оптических спектров квазаров от их красного смещения. // *Письма в Астрон. Журн.*, 1993, Т. 19, С. 329-333.
29. H.L. Ferguson, R.E. Williams and L.L. Cowie. Probing of Faintest Galaxies. // *Phys. Today*, April 1997, pp. 24-30.
30. А.Д. Линде. Физика элементарных частиц и инфляционная космология. М.: "Наука". 1990; A. D. Linde. Particle Physics and Inflationary Cosmology. N.Y.: Harvard Univ. Press. 1990.
31. P.J.E. Peebles. Principle of Physical Cosmology. Princeton (New York): Princeton Univ. Press, 1993.
32. В.М. Журавлев, С.В. Червон, В.К. Щиголов. Новые классы точных решений в инфляционной космологии. // *ЖЭТФ*, 1988, № 2 (8). С. 406-417.
33. A. Linde. Open hybrid inflation. // *Phys. Rev. D.*, 1997, V. 55, N 12, pp. 7480-7488.
34. M. Schmidt, D. P. Schneider and J. E. Gunn, in: Space Distribution of Quasars (Astron. Soc. Pacific Conf. Series. Ed. D. Crampton), 1991, pp. 109.
35. P. Möller, S. Warren. // *ibid*, pp. 96.
36. В.Г. Курт. Экспериментальные методы изучения космических гамма-всплесков. // *Сороковский образовательный журнал*. 1998, № 6, С. 71-76.
37. A. Renzini. The Age of the Universe. // *Texas/Pascos' 92: Relativistic Astrophysics and Particle Cosmology, Annals of the N.Y. Acad. of Sci.*, 1993, V. 688, pp. 124-135.

***I.A. Urusovskii.* Stumbling blocks for standard cosmology in the light of six-dimensional one**

An account of an increase of speed of light in the actual three-dimensional Universe and its effect on redshift for distant sources and on theoretical redshift dependencies compared with observed data is given. The investigation is carried out on the basis of the simplest six-dimensional treatment of the expanding Universe in the form of a three-dimensional sphere appeared as a result of the intersection of three simplest geometrical objects of finite dimensions in the six-dimensional Euclidean space – of three uniformly expanding five-dimensional spheres. A scenario in which the speed of light (and the energy of each elementary particle) in the six-dimensional space is constant in time is considered. Some difficulties of standard cosmology are discussed on the base of six-dimensional cosmology.