

Эксперимент В.С. Троицкого как свидетельство звездной природы микроволнового космического излучения

© Автор, 2010

И. А. Урусовский – д.ф.-м.н., гл. науч. сотрудник ГНЦ РФ ФГУП «Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева»
E-mail: urusovskii_ia@mail.ru

На основе 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 объясненные стандартной космологией. Рассматривается сценарий, в котором скорость элементарных частиц, в том числе фотонов, в шестимерном пространстве постоянна в космологическом времени, что соответствует условию сохранения их энергии в этом пространстве. Проводится учёт влияния возрастания скорости света в космологическом времени на красное смещение спектра удалённых источников и на теоретические зависимости от красного смещения, сопоставляемые с данными наблюдений. Полученные результаты находятся в согласии с утверждением В.С. Троицкого, основанным на данных его радиофизического эксперимента, что микроволновое космическое излучение обусловлено совокупным излучением звёзд.

Ключевые слова: реликтовое излучение, космология

An account of an increase of speed of light in cosmic time in the actual three-dimensional Universe and its effect on redshift for distant sources and on theoretical redshift dependencies compared with observed data are given. The investigation is carried out on the basis of the simplest six-dimensional treatment of the expanding Universe in the form a three-dimensional sphere appeared as a result of the intersection of three simplest geometrical objects of finite sizes in the six-dimensional Euclidean space – of three uniformly expanding five-dimensional spheres. A scenario in which the speed of elementary particles, including photons, in the six-dimensional space is constant in cosmic time is considered. This scenario corresponds to the energy conservation condition in that space. Some difficulties of standard cosmology are discussed on the base of six-dimensional cosmology. Obtained results correspond to the Troitsky's assertion based on data of his radio physic experiment that cosmic microwave background is caused by summed radiation of stars.

Keywords: cosmic microwave background, cosmology

В.С. Троицкий утверждал, что реликтового излучения не существует и что вместо него наблюдается совокупное излучение звёзд в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне длин волн со всеми характерными особенностями спектра принимаемого излучения [1-4]. Совокупное излучение, принимаемое в эксперименте Троицкого остронаправленной антенной, таково, что, как всегда, интенсивность излучения звезды обратно пропорциональна площади поверхности, по которой растеклось излучение этой звезды, а число звёзд с таким уменьшением принимаемой интенсивности, находящихся в телесном угле главного лепестка характеристики направленности антенны, пропорционально этой площади. Поэтому при интегрировании излучения распределенных по объёму источников одна и та же величина оказывается и в числителе, и в знаменателе. В итоге эти величины сокращаются, а результат оказывается зависящим только от распределения галактик по красному смещению, если распределения звёзд по спектральным классам считать одинаковыми или мало различающимися для галактик, вносящих основной вклад в принимаемое излучение. Этот результат слабо зависит от космологической модели.

Какую бы космологическую модель ни выбрать, максимум распределения галактик будет при красном смещении порядка единицы (реально наблюдается максимум при красном смещении, равном 0.7). Поэтому средняя плотность галактик (в расчёте на кубический мегапарсек), соответ-

ствующая температуре черного тела 2.7К (реликтовой, как общепринято считать, температуре) для любой сколько-нибудь приемлемой космологической модели будет иметь тот же порядок величины, что и наблюдаемая величина. Но тогда возникает вопрос: как отделить совокупное излучение звёзд от реликтового излучения, если, вопреки Троицкому, таковое существует? Даже если бы удалось выполнить такое отделение, в результате «истинное» реликтовое излучение и соответствующая температура реликтового фона оказались бы уменьшенными на величину своего порядка, что лишило бы стандартную космологию её главного аргумента.

Радиус Метагалактики составляет величину порядка 10^5 средних расстояний между галактиками. Поэтому неоднородная по угловым координатам часть дальнего микроволнового фона должна быть во столько же раз меньше его однородной части, что действительно и наблюдается. Более того, если Троицкий прав, то неоднородная по угловым координатам часть «реликтового» фона должна быть обусловлена компонентами пространственного спектра распределения галактик. В 80-е годы была обнаружена периодичность в распределении галактик с периодом порядка 100 Мпк. Наблюдаемый максимум на 200-й сферической гармонике в угловом спектре неоднородной части «реликтового» фона соответствует пространственному периоду такого же порядка. Разумеется, сравниваемые периоды не обязаны быть точно равными друг другу, поскольку микроволновый фон анализируется в проекции на небесную сферу. Интересно было бы сравнить и ориентации этих двух периодических структур на ней.

Применение уравнений Эйнштейна к космологии приводит к следствиям, не совместимым с результатами эксперимента В.С. Троицкого.

Признанию результатов эксперимента В.С. Троицкого специалистами помешало отрицание им расширения Вселенной. Он выступал против «гипотезы расширения Вселенной», якобы принятой в стандартной космологии [1-4]. Однако в космологии нет такой гипотезы. В ней есть предположение о применимости уравнений Эйнштейна к космологии, а уж из этих уравнений получается, что Вселенная расширяется (или может расширяться). Поскольку Вселенная может расширяться по совсем другой причине, при обсуждении данного эксперимента было бы достаточно отрицать применимость уравнений Эйнштейна к космологии.

Для сравнения наблюдаемых данных с теоретическими необходимо достаточно точно знать величину постоянной Хаббла (H_0). По последним данным [5] она составляет величину 74.2 ± 3.6 км/с Мпк. Однако данное значение получено с использованием уравнений Эйнштейна в космологии. Действительно, работа [5] делится на две части. В первой части по наблюдениям космологически близких сверхновых находится значение постоянной Хаббла $H_0 = 47_{-12}^{+14}$ км/с Мпк. На этом этапе уравнения Эйнштейна никак не задействованы. На втором этапе с целью уточнения полученного результата авторы работы [5] использовали ограничения, основанные на применении уравнений Эйнштейна к космологии. Этим ограничениям было отдано очевидное предпочтение перед результатом первого этапа работы в такой мере, что окончательный результат 74.2 ± 3.6 км/с Мпк оказался далеко за верхним пределом $47 + 14 = 61$ км/с Мпк доверительного интервала для постоянной Хаббла, установленного на первом этапе работы.

Шестимерная трактовка расширения Вселенной не использует уравнений Эйнштейна и содержит всего два независимых параметра, в отличие от шести параметров стандартной космологии. В шестимерной космологии ни при каких значениях параметров, при которых расхождения соответствующих результатов теории и наблюдений не являются недопустимо большими, постоянная Хаббла не превышает заметно 50 км/с Мпк и вполне согласуется с результатом $H_0 = 47_{-12}^{+14}$ км/с Мпк, полученном на первом этапе работы [5] без применения уравнений Эйнштейна к космологии. В сущности, почти такой же результат ($H_0 = 55_{-7}^{+7}$ км/с Мпк) был ранее получен Г.А. Тамманом [6].

Стандартная космология содержит и другие противоречия и недостатки.

- 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 [7]. Однако по данным Келлермана [8], 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 [9] этих авторов, опубликованной через шесть лет после [8], отмечено, что все предыдущие результаты по этой теме сохраняют силу. На самом деле в [9] 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 [9] использовано 330 источников против 79 – в [8]. Чем меньше линейный размер, тем больше погрешность измерения углового размера источника. В результате «разбавления» прежних данных новыми доверительные интервалы увеличились настолько, что они зашли нижними краями в область углов, соответствующих отрицательным значениям q_0 . Это создало видимость благополучия. Однако данные работы [8] статистически самодостаточны, имеют меньшие доверительные 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 $z = 0.72$ [10]. В книге [11] 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, $n(z, \Omega) = [\Omega z + (\Omega - 2)(\sqrt{1 + \Omega z} - 1)]^2 \frac{4}{\Omega^3(1+z)^3 \sqrt{1 + \Omega z}}$, но вычисления по ней проведены не были.

При критической плотности максимум этой функции расположен при слишком большом значении

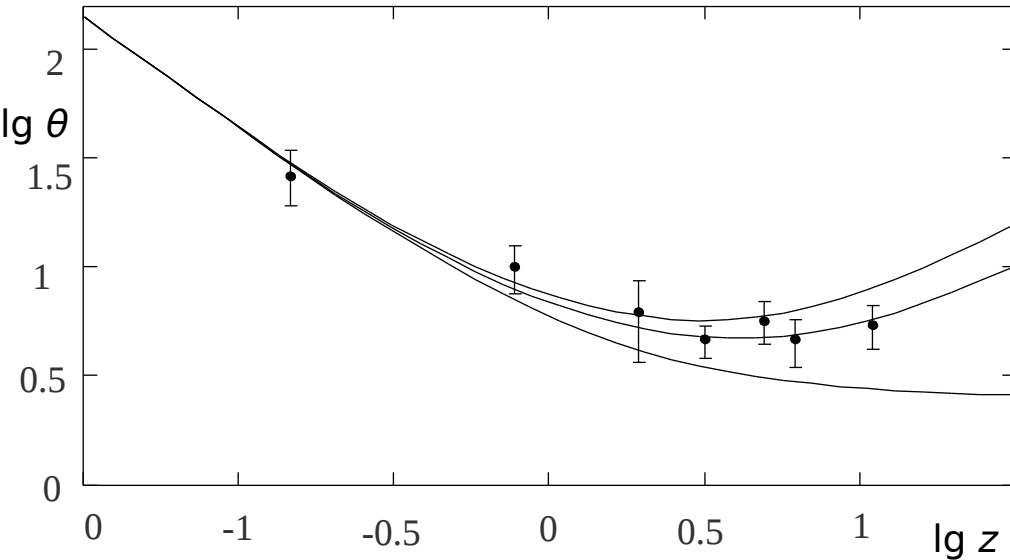


Рис. 1. Зависимость углового размера компактных радиоисточников, имеющих линейный размер 41 пк, от красного смещения

90

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, так как её увеличение (начиная от нуля) действует противоположно увеличению плотности вещества, так что расхождение теории и наблюдений только увеличится.

• 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 [12]. 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 [13] уже в 1995 г.

• По данным работы [14], 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.

Прежде обсуждения результатов шестимерной космологии применительно к эксперименту В.С. Троицкого, приведём исходные положения шестимерной трактовки физики. Заметим, что уравнение дисперсии одинаково как для акустического и электромагнитного волновода, так и для волн де Бройля: $v_{ph}v_g = c^2$, где v_{ph} — фазовая скорость волн, v_g — групповая скорость, для волн де Бройля равная скорости частицы, c — скорость волн в безграничной среде. Конечные поперечные размеры волновода обуславливают дисперсию волн. Это указывает на то, что та часть пространства, с которой мы имеем дело в опыте, трёхмерна лишь приближенно, имея весьма малые (комптоновские) размеры в дополнительном подпространстве.

Шестимерная трактовка физики [15-19], в том числе тяготения, основана на принципе простоты [20]. В него вписывается утверждение Эйнштейна, что «природа экономит на принципах», и предположение об одинаковости основных свойств вещества и света, примерами чего являются дифракция электронов и фотоэффект. Это предположение восходит к идее Ф. Клейна [21-23] о движении частиц со скоростью света в многомерном пространстве, в котором механика представлена как квазиоптика. Первое обоснование шестимерности пространства дано ди Бартини в статье [24], где вычислены фундаментальные физические постоянные.

Основным свойством света является то, что в отсутствие тяготения он распространяется с одинаковой скоростью в любой системе отсчета. Если основные свойства вещества и света одинаковы, что соответствует принципу простоты, то и частицы вещества должны двигаться со скоростью света, что возможно только в многомерном пространстве. Далее предполагаем, что частицы вещества движутся со скоростью света в многомерном пространстве в комптоновской окрестности трёхмерной сферы. Это означает, что в дополнительном пространстве на каждую элементарную частицу действует космологическая сила, ортогональная к трёхмерной сфере и удерживающая частицу на комптоновском расстоянии от этой сферы. Без таких сил макроскопических тел не было бы. Полное пространство полагаем шестимерным евклидовым (R_6), поскольку только для него возможна простая интерпретация спина и изоспина.

Полагаем, что в полном пространстве R_6 применимы формулы механики Ньютона при подходящем выборе времени, указанном ниже, и что положение частиц фиксируется наблюдателем в проекции на трёхмерное подпространство $x_1 x_2 x_3 (X)$, касательное к трёхмерной Вселенной как трёхмерной сфере в R_6 в точке нахождения наблюдателя. При этом формулы Ньютона, отнесенные к R_6 , при проецировании событий на X дают формулы релятивистской механики, преобразования Лоренца, интервал теории относительности, спин и изоспин, собственный магнитный момент, волны де Бройля, формулу тонкой структуры, уравнение Клейна – Гордона, СРТ-симметрию, кварковую модель всех частиц, составленных из u - и d -кварков, описание тяготения. Здесь используется малый в космологическом масштабе участок X в пренебрежении кривизной этого участка.

Частица, неподвижная в проекции на X в инерциальной системе отсчёта K «неподвижного» наблюдателя, движется со скоростью света c в простейшем случае по окружности в трёхмерном подпространстве $y_1 y_2 y_3 (Y)$, дополняющем X до R_6 , с центром окружности в X . В любой другой инерциальной системе отсчёта эта частица движется по винтовой линии на цилиндрической поверхности (трубке движения) в R_6 с осью, принадлежащей X .

Собственное время частицы считаем пропорциональным длине её пути в Y . Эта длина пропорциональна $|\cos\vartheta|$, где ϑ — угол наклона винтовой линии к направляющей трубки (рис.2). Если частица совершает один оборот за собственное время τ , то по часам «неподвижного» наблюдателя, относительно которого частица движется вдоль трубки со скоростью $v = c \sin\vartheta$, это произойдет за время $t = \tau / |\cos\vartheta|$, где $\sin\vartheta = v/c$, $\cos\vartheta = \pm\sqrt{1 - (v/c)^2}$. Здесь и далее положительный знак относится к частице, вращающейся вокруг оси трубки в положительном направлении, отрицательный — к античастице, вращающейся в противоположном направлении. Противополож-

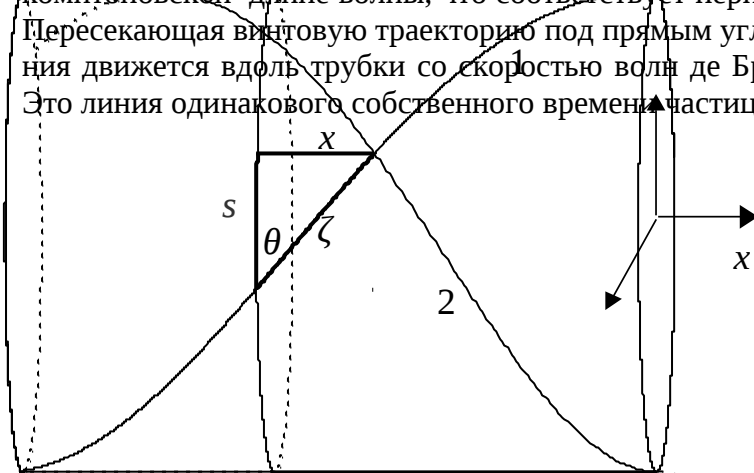
но заряженные частицы вращаются вокруг оси трубки движения в противоположных направлениях. Античастицы имеют противоположные заряды и вращаются в противоположных направлениях. При обращении времени вспять частица должна будет двигаться вспять по своей траектории – винтовой линии – и поэтому вращаться 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 указанных свойств частиц и античастиц составляют содержание СРТ-теоремы.

Промежутки собственного времени частицы (или античастицы) $d\tau$ и времени неподвижного наблюдателя dt связаны соотношением

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

В неподвижной системе отсчета K частица имеет составляющую скорости по направляющей, равную $c \cdot \cos\theta$. Собственное время частицы с точки зрения неподвижного наблюдателя согласно (1) тоже пропорционально $\cos\theta$, так что частица и в собственной системе отсчета K' движется со скоростью C . Перемещение частицы на интервал ds по направляющей трубки движения и соответственный ему поворот на угол $d\alpha = ds/a$ вокруг оси трубки, где a – радиус трубки, одинаковы в любой системе отсчета. Обозначив через dx в системе K проекцию перемещения $d\zeta$ частицы по поверхности трубки на её образующую и применив теорему Пифагора, получаем, что $ds^2 = (cdt)^2 - dx^2$. Если же рассматривать это соотношение как исходное, то из него следует $d\zeta = cdt$, т.е. что частица движется в R_6 со скоростью C . Частица, неподвижная в X , движется в Y со скоростью света C , перемещаясь по направляющей за собственное время $d\tau$ на интервал $ds = \pm cdt$. Поэтому она обладает в Y импульсом покоя $p_y = mc$, где m – масса частицы, и энергией покоя $E_0 = p_y \cdot c = mc^2$. 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 $d\zeta = cdt$ в полном пространстве к затраченному на этот путь собственному времени $d\tau$: $p = m \frac{d\zeta}{d\tau} = \frac{mc}{|\cos\theta|} = mc / \sqrt{1 - (v/c)^2}$. Это релятивистская формула для полного импульса частицы [25]. При этом её полная энергия E равна $E = pc = mc^2 / |\cos\theta| = mc^2 / \sqrt{1 - (v/c)^2}$.

В силу принципа одинаковости основных свойств вещества и света энергия покоя mc^2 должна равняться $h\nu$, где ν – частота вращения частицы вокруг оси трубки движения, h – постоянная Планка. Отсюда следует, что радиус трубки равен $a = h/mc$, а длина направляющей – комптоновской длине волны, что соответствует периоду h координаты действия в 5-оптике [23]. Пересекающая винтовую траекторию под прямым углом и проходящая через частицу винтовая линия движется вдоль трубки со скоростью волны де Бройля; её шаг равен длине волны де Бройля. Это линия одинакового собственного времени частицы [15,16,18].



Шестимерная трактовка расширяющейся трехмерной вселенной строится также по принципу простоты. 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

Рис. 2. 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

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 сфер можно считать расположенными в плоскости $z_5 z_6$, так что $z_{1j} = z_{2j} = z_{3j} = z_{4j} = 0$. Пересечением 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 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 [26-28].

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 $z_{\alpha kj} = z_{\alpha k} - z_{\alpha j}$, $b_{jk} = R_{5j}^2 - R_{5k}^2 + z_{5k}^2 + z_{6k}^2 - z_{5j}^2 - z_{6j}^2$. 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 (10) суть координаты 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 $R_{5j} = R_5 + r_j$, так что $b_{jk} = 2R_5(r_j - r_k)$, где $r_j = \sqrt{z_{5j}^2 + z_{6j}^2}$ – 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 пятимерных сфер. 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 $R_{3j} = \sqrt{A_j R_5^2 + 2\rho_j R_5}$, где $A_j = 1 - \rho_{5j}^2 - \rho_{6j}^2$, $\rho_j = r_j + z_{5j}\rho_{6j} - z_{6j}\rho_{5j}$, $\rho_{5j} = (r_j - r_k - \rho_{6j})z_{5kj}/z_{6jk}$, $\rho_{6j} = (r_i - r_k)/z_{5ki} = -(z_{5k} + z_{5i})/(r_i + r_k)$, $\rho_{aj} = (r_j z_{aik} + r_k z_{aji} + r_i z_{akj})/D_{jki}$, $D_{jki} = z_{6jk} z_{5ik}$. 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 напишем в виде

$$R' = \sqrt{AR_5'^2 + 2\rho R_5'} \tag{11}$$

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

$$dR'/dR_5' = (AR_5' + \rho)/R' = \sqrt{A + (\rho/R_5')^2} \tag{12}$$

С ростом R_5 наряду с изменением радиуса каждой трёхмерной сферы происходит и её перемещение как целого. При этом её центр движется по прямой в плоскости $z_5 z_6$. Производная пройденного им пути по R_5 , как следует из (11), (12), равна постоянной $\sqrt{1-A}$ [26- 28].

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 $t_1 = (|\rho| - \rho)/(Ac_5)$. Отсюда

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

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 $\tau = -6.1$ равно 0.038 – величине, полученной в статье [29] по методу EMN (Evrard, Metzler, Navarro), не связанному с постоянной Хаббла.

В простейшем сценарии величина скорости света и элементарных частиц 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

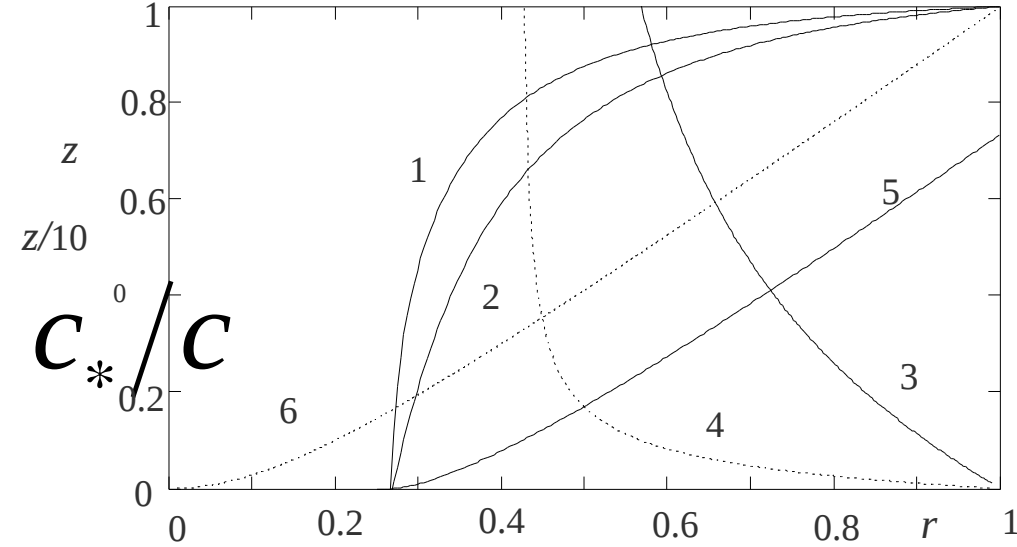
$$c^2(R') = c_5^2 [B - (\rho/R_5')^2] \tag{14}$$

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

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

$c = c(R)$ – 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. 3 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 соответственная величина в месте излучения. Все количественные результаты здесь и далее приводятся для $\tau = -6.1$, $Q = 1.8$.

Расстояние на трёхмерной сфере радиуса R' от её полюса до точки с угловой координатой χ' равно $R'\chi'$. 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 $v = \dot{\chi}R = R\dot{\chi}R/R = s\dot{R}/R$, где $s = R\chi$. Однако наблюдатель видит источник света не там, где этот источник находится (на трёхмерной сфере радиуса

Рис. 3. 1 – относительная скорость света, 2 – её квадрат в зависимости от относительного радиуса Вселенной, 3 – красное смещение $z(r)$, 4 – $z(r)/10$, 5 – относительный возраст Вселенной по световым часам, 6 – то же по космологическому времени

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) равна

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

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

Красное смещение, обусловленное только эффектом Доплера (его мы пока обозначим z_d , оставляя обозначение Z для общепринятой в космологии величины), удовлетворяет соотношению $u(R_*)/c(R_*) = \left[(1 + z_d)^2 - 1 \right] / \left[(1 + z_d)^2 + 1 \right]$ [11], 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 трехмерной 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:

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

электрона, $s(m) = \sqrt{1 - (Z\alpha/m)^2}$, $s_*(m) = \sqrt{1 - (Z\alpha_*/m)^2}$, Z — зарядовое число ядра атома, $\alpha = e^2 / \square c$ — постоянная тонкой структуры, $\alpha_* = e_*^2 / \square_* c_*$. Из (23), (24) найдём

$1 + z = (1 + z_d) \frac{s(m) - s(n)}{s_*(m) - s_*(n)}$. 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. 3 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 [11, 2,3,30-32] при температуре T_* фотосферы в системе звезды:

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

постоянная Больцмана. 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. Частота же излучения ν_* пропорциональна c_* . Отсюда следует, что

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

$U_* = \pi^5 \frac{2}{15c^2 h^3} (kT)^4 (c_*/c)^3$, 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 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 значит, и противодействующее сжатию давление света внутри звезды также пропорциональны c_*^2 . С другой стороны, мощность излучения пропорциональна давлению света. Для учёта этого множитель $(c_*/c)^3$ в формуле для L_* следует заменить на $(c_*/c)^5$:

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

Из (26) и неизменности во времени постоянной тонкой структуры $\alpha_* = e_*^2/h_*c_*$ следует, что заряд пропорционален скорости света: $e_* = ec_*/c$. Подстановка (26) в (21) даёт $v = v_{lab}/(1+z_d)$, сопоставление чего с формулой (22) вновь приводит к 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: $\chi = \frac{1}{2} \int_{pr^2}^p \frac{\text{Re} \sqrt{(x/q)-1}}{x\sqrt{1+x}} dx = \frac{1}{\sqrt{q}} \ln \frac{\sqrt{p-q} + \sqrt{p+1}}{\sqrt{pr^2-q} + \sqrt{pr^2+1}} - \frac{1}{2} \left[\arcsin \frac{(1-q)p-2q}{(1+q)p} - \arcsin \frac{(1-q)pr^2-2q}{(1+q)pr^2} \right]$.

Из (19) видно, что на горизонте частиц ($Z = \infty, r = r_\infty$) $L_w(r) = 0$, откуда следует $r_\infty = [\Phi + (w/\Phi)]/2$, 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 Вселенной 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.

Видимая светимость равна $S = \frac{L_*}{4\pi(R \sin \chi)^2} \frac{1}{(1+z)^2} (c/c_*)^2$. Здесь $4\pi(R \sin \chi)^2$ — площадь поверхности двумерной сферы, по которой растеклось наблюдаемое излучение; $(1+z)^{-2}$ учитывает уменьшение энергии кванта из-за эффекта Доплера и уменьшения частоты прихода квантов к наблюдателю [11]; 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 $\varsigma(\chi)$ 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 соответственной 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 [26-28], так что в космологически далёком прошлом, соответствующем большому Z , скорость света была существенно меньше.

Вместо формулы (17) для функции $\varsigma(\chi)$ можно использовать представление $\varsigma(\chi) = \int_{t_*}^t c[R'(t')] dt' = \int_{R_*}^R [c(R')/\dot{R}'] dR'$, 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 $1-r \ll 1$ $z \approx 1-r$,

$$\zeta/R \approx \left(1-r^2\right) \sqrt{\frac{p-q}{(p+1)q}} / 2 \approx \sqrt{(p-q)/((p+1)q)} z. \quad (29)$$

С другой стороны, при $Z \ll 1$ расстояние \mathcal{S} выражается через Z и постоянную Хаббла H_0 :

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

Исключив \mathcal{S} и Z 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 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 $\dot{R}/R = H_0$,

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

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. Правая часть этого соотношения при $Z \ll 1$ и $\ell \ll \mathcal{S}$ сводится к виду $\ell H_0/(cz)$, не зависящему от параметров теории, что удобно для определения постоянной Хаббла H_0 по измерениям

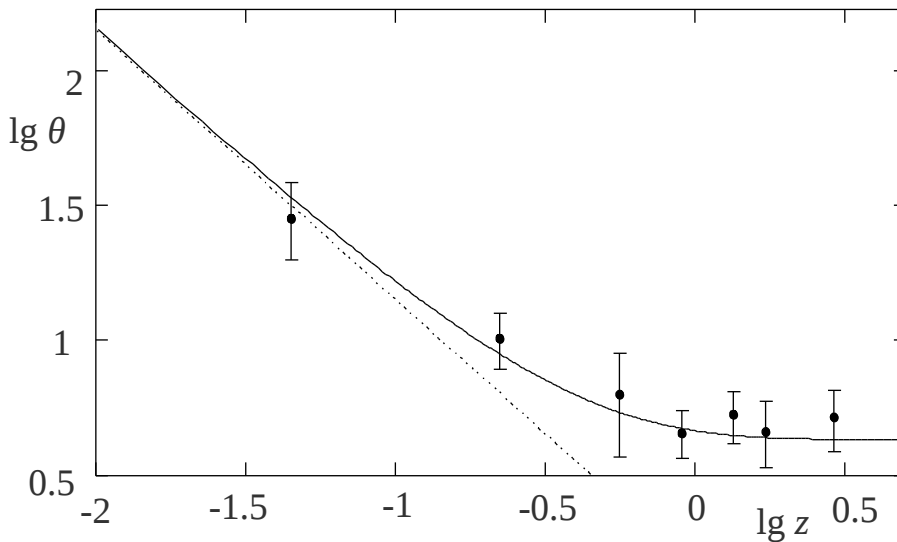


Рис. 4. Зависимость углового размера объекта, имеющего линейный размер 41 пк, от красного смещения

$\theta(z)$ 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. 4 в двойном логарифмическом масштабе представлена сплошной кривой функция $\theta(z)$ в угловых миллисекундах с учётом соотношения (31) для $\ell = 41$ пк. С ростом Z она стремится к постоянному ненулевому значению, что согласуется с наблюдаемой зависимостью угловых размеров источников заданных линейных размеров [8,33] и объясняется тем, что горизонт видимости находится на конечном расстоянии от наблюдателя. Пунктиром представлена функция $\ell H_0/(cz)$.

Только 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,

свещению 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. Правая часть этого соотношения при $Z \ll 1$ и $\ell \ll \mathcal{S}$ сводится к виду $\ell H_0/(cz)$, не зависящему от параметров теории, что удобно для определения постоянной Хаббла H_0 по измерениям

распределение вещества по пространству должно быть весьма равномерным, что и соответствует наблюдаемому распределению галактик. Начало роста неоднородностей скрыто от наблюдений горизонтом видимости, так что на нём неоднородности могут присутствовать уже в виде звёзд. В работах[2,3,30,31] это фактически и утверждается.

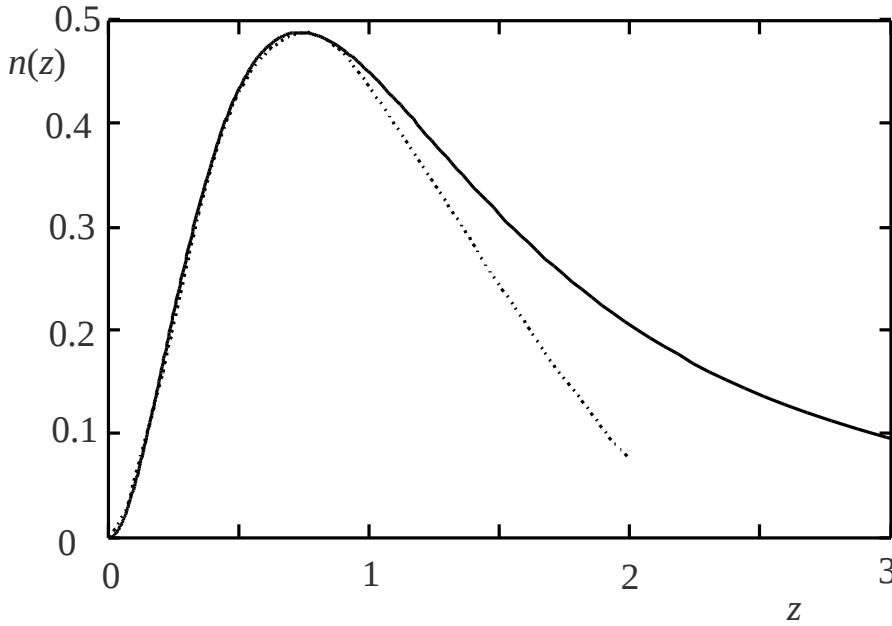


Рис. 5. Относительные плотности распределения числа галактик: рассчитанная (сплошная кривая) и измеренная (пунктирная)

При 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 среднее число галактик в интервале $d\chi$, если их формирование к моменту излучения наблюдаемого света уже завершилось. Относительные плотности распределения числа источников по Γ и Z даются формулами:

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

$$n(z, q) = n_r(r, q) \left| \frac{dr}{dz} \right|, \quad \text{где}$$

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

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 Γ по формуле (12). Функция $n(z, q)$ представлена на рис. 5 сплошной кривой. Пунктирной кривой воспроизведена полученная из наблюдений в ближнем инфракрасном диапазоне плотность распределения по Z десятков тысяч слабосветящихся галактик [10]; она нормирована так, чтобы максимумы обеих кривых совпадали.

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 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.

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 [11]. По наблюдениям двух групп исследователей [13] 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 $\lg N = \lg[2\chi - \sin 2\chi] + C_N$, $\lg S = \lg[(c_*/c)^3(1+z)^{-2} \sin^{-2} \chi] + C_S$, где

S — регистрируемый поток энергии, C_N и C_S — постоянные. На рис. 6 зависимость $\lg N$ от $\lg S$

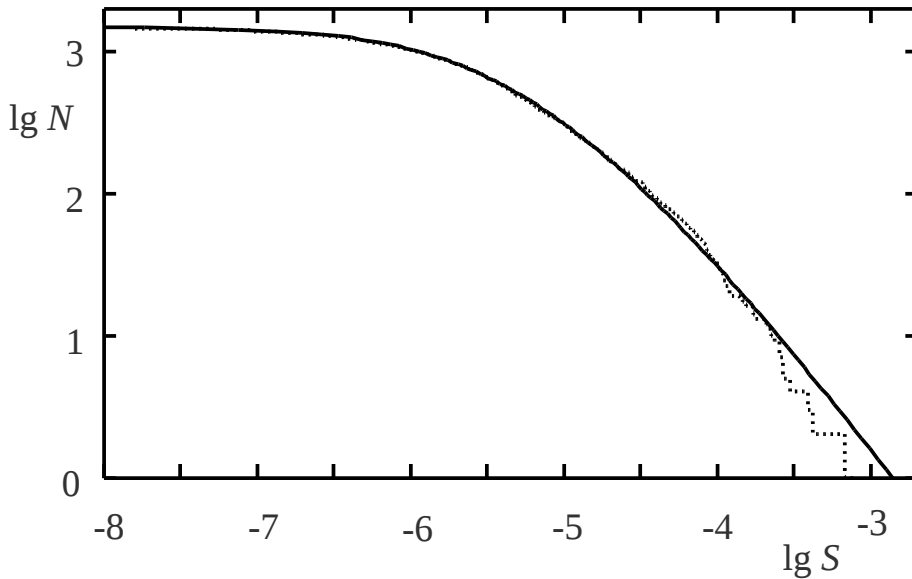


Рис. 6. Логарифм функции распределения гамма-всплесков в зависимости от логарифма регистрируемого потока энергии: рассчитанные (сплошная кривая) и измеренные (пунктирная)

(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]. Затенение гамма-всплеска галактиками на пути лучей от него к наблюдателю мало и поэтому существенного расхождения соответствующих кривых на рис. 6 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 показани-

ние световых часов

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

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 $H_0 t_e(1) = \frac{1}{2} \zeta_0(1) \sqrt{\frac{(p+1)q}{(p-q)p}}$, что со-

ставляет 0.615, 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. 3 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 $t_*/t = (1 + \sqrt{1 + pr^2}) / (1 + \sqrt{1 + p})$ и для $T(r) = (t_* - t_1)/(t - t_1)$ получим $T(r) = (\sqrt{1 + pr^2} - 1) / (\sqrt{1 + p} - 1)$. Функция $T(r)$ представлена на рис. 4 кривой 6. Кривыми 1-4 представлены соответственно функции c_*/c , c_*^2/c^2 , $z(r)$, $z(r)/10$.

Увеличение кинетической энергии частиц, вызванное возрастанием скорости света, также 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 по винтовой линии вокруг трёхмерной проекции траектории частицы на комптоновском расстоянии $a = \square/mc$ от этой проекции, а также движение в дополнительном пространстве, вызванное расширением в нём трёхмерной Вселенной. 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 трёхмерной 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 энергию движения частиц со скоростью света по указанной винтовой линии [15,16,18]. Соответствующий приток энергии в единицу времени, который в основном и определяет темп наблюдаемого непрерывного звездообразования в галактиках в течение всей их истории, пропорционален величине

$$\frac{dc_*^2}{dt} = c^2 \frac{2H_0 q}{r^3(p-q)} \sqrt{\frac{p+r^{-2}}{p+1}}$$

. Значит, когда радиус Вселенной удвоится, приток энергии уменьшится в 8.1 раз. В эпоху, когда 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 энергии в 14.4 раз больший нынешнего притока.

δE

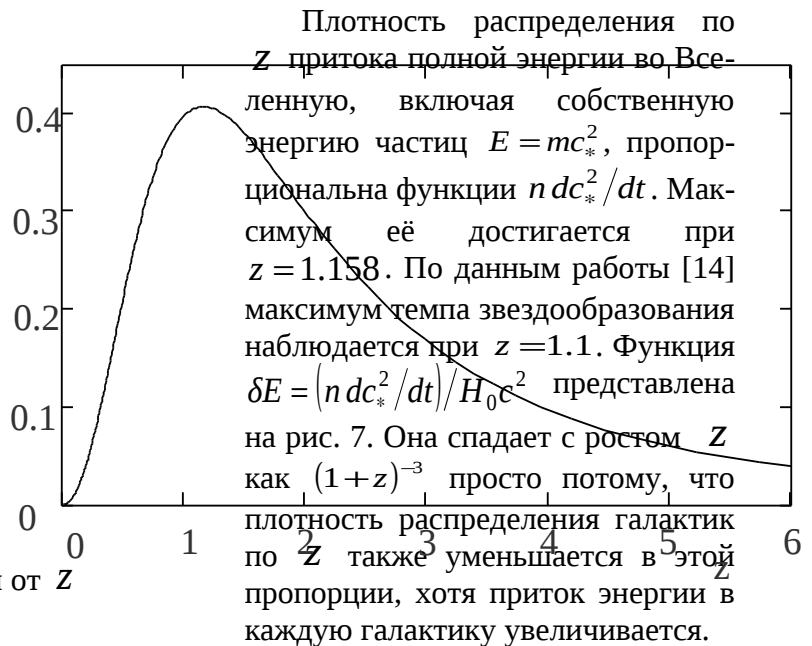


Рис.7. $\delta E = (n dc_*^2/dt)/H_0 c^2$ в зависимости от Z

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 успевают. 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:

$$t_e(r_\infty) = \zeta_0(r_\infty) R / (2c\sqrt{p}) = t_e(1) \zeta_0(r_\infty) / \zeta_0(1) = t_e(1) \cdot 0.134, \text{ т.е. } 13.4\% \text{ времени существования}$$

Вселенной по световым часам. 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 $E = mc_*^2$ [15,16,18] пропорциональна c_*^2 . Её приращение в единицу времени равно $dE/dt = mdc_*^2/dt = E\varepsilon$, где $\varepsilon = c_*^{-2} dc_*^2/dt$. То же относится к энергии фотонов h_*v_* и к кинетической энергии, а значит, и к плотности U тепловой энергии. Поэтому имеем $dU/dt = \varepsilon U$. 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 ,

$$\varepsilon \int_0^R r'^2 U(r') dr' = R^2 w, \quad \text{где } r' -$$

расстояние от центра небесного тела, w — плотность мощности излучения его поверхностью,

$$\varepsilon(r) = \frac{2H_0 q}{r(p r^2 - q)} \sqrt{\frac{p+r^{-2}}{p+1}}. \text{ В настоящую эпоху } \varepsilon = 2H_0 q / (p - q). \text{ При выбранных выше параметрах}$$

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.

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 сверхновая. Разреженное в результате взрыва вещество звезды вновь собирается силами тяготения, и процесс звездообразования во Вселенной продолжается, пока квадрат скорости света растёт со временем ещё не слишком медленно.

В [1-4,31,32] проанализирован отклик радиантенны, принимающей излучение звёзд галактик в заданном телесном угле. На основе проделанного анализа В.С. Троицким был сделан вывод о звёздной природе микроволнового фона: «Наблюдаемое фоновое излучение на СВЧ объясняется суммарным тепловым излучением звёзд в оптическом и радиодиапазонах волн».

Мощность излучения звезды в полосе частот $\nu_* - \delta\nu_* \leq \nu_* \leq \nu_* + \delta\nu_*$ равна $4\pi a^2 \delta F$, где

$$\delta F = 2\pi\nu_*^3 \frac{h_*}{c_*^2} [\exp(h_* \nu_* / kT_*) - 1]^{-1} \delta\nu_*, \quad a - \text{ радиус звезды, } T_* - \text{ температура её фотосферы, } k -$$

постоянная Больцмана, звёздочкой отмечены величины в системе звезды. Учитывая (26) и соотно-

$$\text{шения } \frac{\nu_*}{c_*} = \frac{\nu}{c}(1+z), \quad \frac{\delta\nu_*}{c_*} = \frac{\delta\nu}{c}(1+z), \text{ где } \nu - \text{ частота принимаемого излучения, можно предста-}$$

$$\text{вить } \delta F \text{ в виде } \delta F = (1+z)^2 \frac{c_*^3}{c^3} 2\pi\nu^3 \frac{h}{c^2} f(\nu, T) \delta\nu, \quad f(\nu, T) = (1+z)^2 \left[\exp\left(h\nu \frac{1+z}{kT} \right) - 1 \right]^{-1}. \text{ От-}$$

сюда следует, что видимая светимость звезды в полосе частот $\nu - \delta\nu \leq \nu \leq \nu + \delta\nu$ равна

$$\delta S = 2\pi\nu^3 \frac{h}{c^2} f(\nu, T) \frac{c_*^3 a^2}{c^3 R^2 \sin^2 \chi} \delta\nu.$$

Вклад однотипных источников в совокупное принимаемое излучение пропорционален интег्रा-

$$\text{лу } \frac{1}{4} \int_{r_\infty}^1 n_r \delta S dr = \frac{a^2}{R^2} I(\nu, T) \frac{2\pi}{2\chi_\infty - \sin 2\chi_\infty} \nu^3 \frac{h}{c^2}, \text{ где } \chi_\infty = \chi(r_\infty),$$

$$I(\nu, T) = \int_{r_\infty}^1 \left[\frac{1-wr^{-2}}{1-w} \right]^2 \sqrt{\frac{1-w}{qr^2+w}} f(\nu, T) dr. \text{ Отсюда, учитывая, что среднее по телесному углу } 2\pi$$

значение косинуса угла между осью антенны и направлением на источник равно $1/2$, получим суммарный принимаемый поток излучения галактик в рассматриваемой полосе частот в виде

$$U(\nu)2\pi\nu^3 \frac{h}{c^2} \delta\nu, \text{ где } U(\nu) = \frac{N_g m}{2\chi_\infty - \sin 2\chi_\infty} \sum_M \phi_1(M) I[\nu, T(M)] \frac{a^2(M)}{R^2}, \quad \frac{1}{R^2} = \left(\frac{H_0}{c}\right)^2 \frac{p-q}{(p+1)q}, \quad m -$$

среднее число звёзд в галактиках, N_g – число галактик в Метагалактике, $a(M)$ – радиус звезды, $T(M)$ – температура её фотосферы, $\phi_1(M)$ – нормированная на единицу функция распределения звёзд по светимости M , $\sum_M \phi_1(M) = 1$, $\phi_1(M) = \phi(M) / \sum_M \phi(M)$, $\phi(M)$ – обычная функция распределения звёзд по светимости [37], заданная таблицей:

M	-6	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2
$\log \phi + 10$	1.29	2.43	3.18	3.82	4.42	5.04	5.60	6.17	6.60
M	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$\log \phi + 10$	7.00	7.30	7.45	7.56	7.63	7.66	7.72	7.81	7.95
M	12	13	14	15	16	17	18	19	20
$\log \phi + 10$	8.11	8.22	8.21	8.12	7.98	7.76	7.40	6.58	5.28

Более 80% звёзд галактик составляют звёзды главной последовательности. Поэтому, как и в [31], в расчётах приближенно положим, что температуры фотосфер и радиусы всех звёзд зависят от M так же, как для звёзд главной последовательности. При этом $T(M) = 26 \cdot 10^3 / (0.37M + 2.4)$ К, а квадрат отношения радиуса звезды к радиусу Солнца равен $10^{-0.223M + 1.05}$ [31]. Приравнявая принимаемый поток излучению абсолютно черной полости с соответствующей температурой T_{ph} , получим $U(\nu) = 1 / [\exp(h\nu/kT_{ph}) - 1]$, откуда следует, что $kT_{ph} = h\nu / \ln\{1 + [1/U(\nu)]\}$. При длине волны 3 см отсюда получим наблюдаемую температуру $T_{ph} = 2.725$, если принять, что полное число звёзд в Метагалактике равно $1.184 \cdot 10^{24}$. Это соответствует плотности звёзд $6.83 \cdot 10^{11}$ на кубический мегапарсек, поскольку объём Метагалактики равен $2\pi^2 (R \sin \chi_\infty)^3 = 1.73 \cdot 10^{12}$ кубических мегапарсек. Для остронаправленной антенны соответственная плотность звёзд вдвое меньше: $3.42 \cdot 10^{11}$ на кубический мегапарсек – величина порядка наблюдаемой. Отсюда видно, что вклад совокупного излучения звёзд в микроволновый космический фон по меньшей мере существенен.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.С. Троицкий. Экспериментальные свидетельства против космологии Большого взрыва. // УФН, 1995, Т. 165, С.703-707.
2. 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, p. 539-557.
3. 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, p. 89-121.
4. 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.

5. A.G. Riess *et al.* A Redetermination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope from a Differential Distance Ladder /arxiv: 09.05.0695
6. А.Г. Тамман. Постоянная Хаббла и параметр ускорения. /В сб. Космология. Теории и наблюдения. М.: «Мир», 1978.
A. G. Tammann. /In: Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data. /IAU, Symposium No. 63 (Copernicus Symposium II) in Cracow, Poland, 10-12 September, 1973.
7. B. Schwarzschild. Farthest Supernova Strengthens Case for Accelerating Cosmic Expansion // *Physics Today*, June 2001, p. 17-18.
8. K.I. Kellermann. The Cosmological Deceleration Parameter Estimated from the Angular-Size/Redshift Relation for Compact Radio Sources. // *Nature*, 1993, V. 361, N 6408, p. 134-136.
9. 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, p. 378-388.
10. T.E. Broadhurst, R.S. Ellis and K.K. Glazebrook. Faint Galaxies: Evolution and Cosmological Curvature. // *Nature*, 1992. V. 355, N 6355, p. 55-58.
11. Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков, Строеение и эволюция Вселенной. М.: "Наука", ГРФ-МЛ, 1975.
12. T. Nagao, R. Maiolino, A. Marconi. Metallicity Evolution of Active Galactic Nuclei. <http://arxiv.org/astro-ph/0612570>.
13. P.A. Shaver. High Redshift Quasars. / 17-th (1994) Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology. The N.Y. Acad. Of Sci., 1995, p. 87-109.
14. 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>.
15. 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.
16. И.А. Урусовский. Шестимерная трактовка кварковой модели нуклонов. // *ibid.*, 1999, № 6, С. 64-74.
17. 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. P. 359-367. http://www.chronos.msu.ru/RREPORTS/urusovsky_gravity.pdf
18. I.A. Urusovskii. Six-Dimensional Treatment of CPT-symmetry.// Proc. Int. Sci. Meeting ‘Physical Interpretations of Relativity Theory’. P. 318-326. Moscow: 4-7 July, 2005. Bauman Moscow State Tech. Univ. http://www.chronos.msu.ru/RREPORTS/urusovsky_six.pdf
19. И.А. Урусовский. Метрика Папапетру в шестимерной трактовке тяготения. / Ежегодник РАО 2009. Сборник трудов семинара научной школы проф. С.А. Рыбака. М., 2009. С. 147-155.
20. А.А. Марголин. Принцип простоты // *Химия и жизнь*. 1981. № 9. С. 79.
21. F. Klein. Uber neuere englische Arbeiten zur Gesammelte matematische Abhandlungen, B.2, Springer, Berlin, 1922, 601 S// *Zeit. f. Math. u. Phys.* 1901, S. 375.
22. Ф. Клейн, Высшая геометрия. М.-Л.: Гостехиздат, 1939. 219 с. Klein F., Vorlezungen über die höhere Geometrie, 3. Aufl. Berlin, 1926.
23. Ю.Б. Румер, Исследования по 5-оптике. Гостехиздат, Москва, 1956. 192 с.
24. Орос ди Бартини // *ДАН СССР*. 1965. Т. 163. № 4. С. 861.
25. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Механика, Электродинамика. М.: Наука. 1969. 272 с.
26. И.А. Урусовский. Шестимерная трактовка расширения Вселенной. // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*. 2000. № 6. С. 66-77.
27. И.А. Урусовский. Космологическая подпитка внутриземного тепла в её шестимерной трактовке. / Ежегодник РАО 2006. Сборник трудов семинара научной школы проф. С.А. Рыбака. М., 2006. С. 223-237.
28. И.А. Урусовский. Камни преткновения стандартной космологии в свете шестимерной космологии. // *Гиперкомплексные числа в геометрии и физике*. 2007. Т. 4. № 2(8). С. 146-166.
29. K. Rines, W. Forman, U. Pen, C. Jones, R. Burg. Constraining \mathcal{C}_0 with cluster gas mass fractions. Feasibility study.// *Astrophys. J.*, 1999, May 20, V. 517, N 1. Pt. 1, p. 70-77.
30. В.Г. Левич. Курс теоретической физики. Т. 1. М.: "Наука", ГРФ-МЛ. 1969.

31. В.С. Троицкий, В.И. Алешин. Экспериментальные свидетельства образования микроволнового фона через тепловое излучение. // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*. 1996, № 5, С. 28-39.
32. V. S. Troitsky. // *Astrophys. Space Sci.*, 1993, V. 201, p. 89-121.
33. H.L. Ferguson, R.E. Williams and L.L. Cowie. Probing of Faintest Galaxies.// *Phys. Today*, April 1997, p. 24-30.
34. M. Schmidt, D.P. Schneider and J.E. Gunn, in: Space Distribution of Quasars (Astron . Soc. Pacific Conf. Series. Ed. D. Crampton) , 1991, p. 109.
35. P. Möller, S. Warren. // *ibid*, p. 96.
36. В.Г. Курт. Экспериментальные методы изучения космических гамма-всплесков. // *Соросовский образовательный журнал*. 1998, № 6, С. 71-76.
37. К. Ленг. Астрофизические формулы, ч. 2, «Мир». 1978.