

И. А. Урусовский

## КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ НЕПОСТОЯНСТВА СКОРОСТИ СВЕТА ВО ВРЕМЕНИ

*Акустический институт им. академика Н.Н. Андреева,  
117036, Россия, Москва, ул. Шверника, 4*

*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 – для сценария, 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.*

В 1997 г. была обнаружена самая далёкая сверхновая, SN 1997ff с красным смещением  $z$ , равным 1.7. Её яркость оказалась в 1.5 раза меньше, чем предписывала стандартная космология. Для устранения этого расхождения между теорией и экспериментом в рамках применения уравнений Эйнштейна к космологии 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 стандартных радиоисточников линейного размера в 41 пк от красного смещения  $z$  и сравнившего её с соответствующими теоретическими кривыми при  $q_0$ , равных 0, 0.5 и 1, видно, что удовлетворительное согласие с наблюдениями достигается при  $q_0 = 0.5$ , а 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, недостаток яркости космологически далёких источников объясняется шестимерной космологией [3,4]. Причиной этой недостаточности является возрастание скорости света с течением времени, так что в космологически далёком прошлом, соответствующем большому  $z$ , скорость света была существенно меньше для предпочтительных параметров теории  $\tau = -4.9$ ,  $q = 0.9$ , при которых удовлетворительно согласуются теоретические и наблюдательные данные. Все количественные результаты далее приводятся также для  $\tau = -4.9$ . Дело в том, что согласно используемой в космологии формуле Планка спектральная плотность интенсивности излучения черного тела зависит от скорости света  $c_*$  в месте излучения [5-7]. Здесь и далее звёздочкой помечается соответствующая величина в месте излучения.

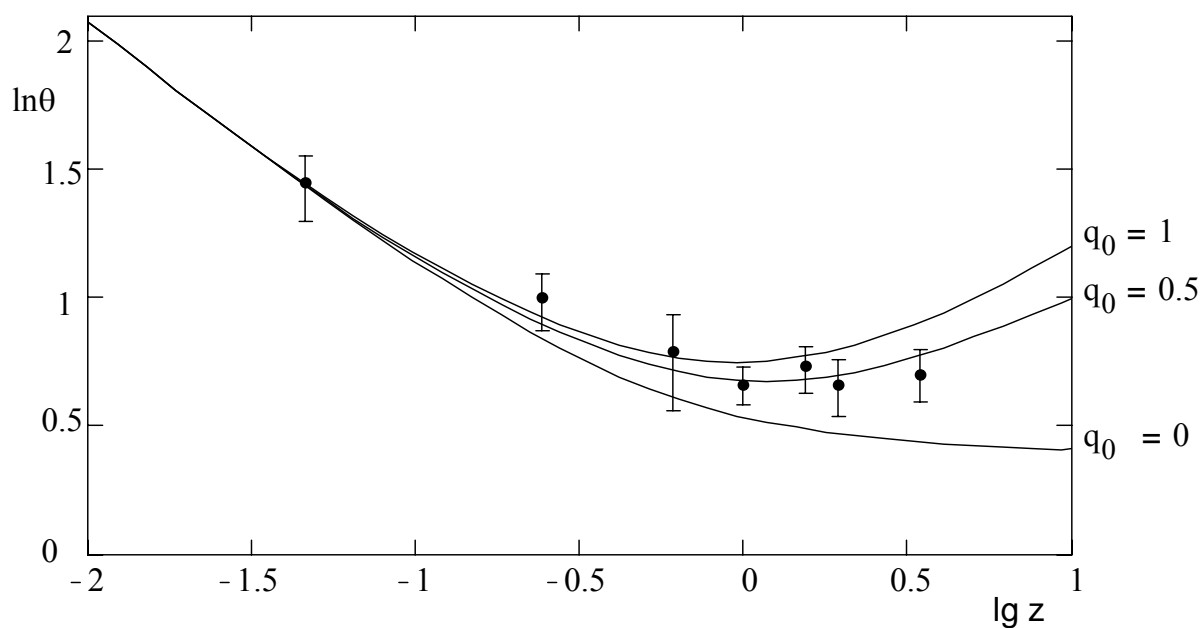


Рис . 1

В [3,8,9] дана шестимерная геометрическая трактовка преобразований Лоренца, интервала теории относительности, релятивистской механики, спина и изоспина, собственного магнитного момента, формулы тонкой структуры, различия между частицами и античастицами, длины, фазы и скорости волн де Бройля, уравнения Клейна – Гордона, СРТ-теоремы, кварковой модели нуклонов, метрической теории тяготения. Трактовка основана на принципе одинаковости основных свойств света и вещества, примерами чего являются дифракция электронов и фотоэффект. Этому принципу соответствует предположение о движении частиц вещества со скоростью света в многомерном пространстве. Пространство предполагается шестимерным, поскольку только для него возможна простая трактовка спина и изоспина. Рассматриваемый подход ведёт начало от идеи Ф. Клейна о движении частиц со скоростью света в многомерном пространстве [10-12] и утверждения Эйнштейна, что «природа экономит на принципах». Первое обоснование шестимерности пространства было дано в [13], где получены теоретические значения фундаментальных физических постоянных.

Простейшим геометрическим объектом конечных размеров в шестимерном евклидовом пространстве является пятимерная сфера. Поэтому простейшей шестимерной трактовкой расширяющейся трёхмерной 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.

Расширение пятимерных сфер предполагается равномерным. Тем самым вводится космологическое время  $t$ , отсчитываемое от момента первого пересечения всех трёх пятимерных сфер:  $R_5 = c_5 t$ , где  $c_5$  – постоянная скорость расширения этих сфер,  $R_5$  – разность текущего радиуса какой-либо из пятимерных сфер и его значения в момент первого пересечения. В [4] показано, что текущий радиус  $R'$  трёхмерной сферы в момент  $t'$  равен

$$R' = \sqrt{AR_5'^2 + 2\rho R_5'} \quad (1)$$

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

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

Из (1) и (2) 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 (1) и (2) следует также, что для нынешнего радиуса трёхмерной сферы  $R$  и настоящего времени  $t$

$$\dot{R}/R = (\tau + 1)/[(\tau + 2)t],$$

где  $\tau = AR_5/\rho = Ac_5 t/\rho$ . Началу расширения трёхмерной сферы соответствует момент времени  $t_1 = (|\rho| - \rho)/(Ac_5)$ , поэтому

$$t_1/t = (1/|\tau|) - (1/\tau), \quad t - t_1 = \left(1 + \frac{2}{\tau}\right)t \text{ при } \tau < 0. \quad (3)$$

При выбранном  $\tau$   $t_1/t = 0.408$ .

Из (1) и (2) найдём параметр замедления расширения трёхмерной сферы

$$q_0 = -R\ddot{R}/\dot{R}^2 = 1/(1 + \tau)^2,$$

что равно 0.066 – того же порядка величине, что и  $q_0 = 0.04$ , полученной в [14] по методу EMN (Evrard, Metzler, Navarro), не связанному с величиной постоянной Хаббла.

В простейшем космологическом сценарии величина скорости света в шестимерном пространстве  $c_6$  постоянна во времени в системе отсчета, связанной с центрами пятимерных сфер, образующих трёхмерную сферу, либо с центром самой трёхмерной сферы. Ограничимся рассмотрением лишь последнего 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 (2) и положив  $c_6^2 = c_5^2(A + B)$ , где  $B$  – произвольная постоянная, найдём

$$c^2(R') = c_5^2 \left[ B - (\rho/R')^2 \right]. \quad (4)$$

Скорость света на трёхмерной сфере получилась зависящей от радиуса этой сферы, а значит, и от времени. Однако, будучи вещественной величиной, она удовлетворяет (4) лишь при положительной правой его части. Поэтому следует принять

$$c(R') = c_5 \operatorname{Re} \sqrt{B - (\rho/R')^2} = c \operatorname{Re} \sqrt{\frac{1 - wr^{-2}}{1 - w}}, \quad (5)$$

где  $c$  – скорость света сегодня,  $r = R'/R$ ,  $w = q/p$ ,  $q = A/B$ ,  $p = A(R/\rho)^2$ , причём согласно (1)  $p = (\tau + 2)\tau$ . На рис. 2 представлена скорость света, отнесённая к  $C$ , для  $q = 0.9, 1.1, 1.3$ . На всех рисунках нумерация кривых, соответствующих различным  $q$ , идёт в порядке возрастания  $q$ .

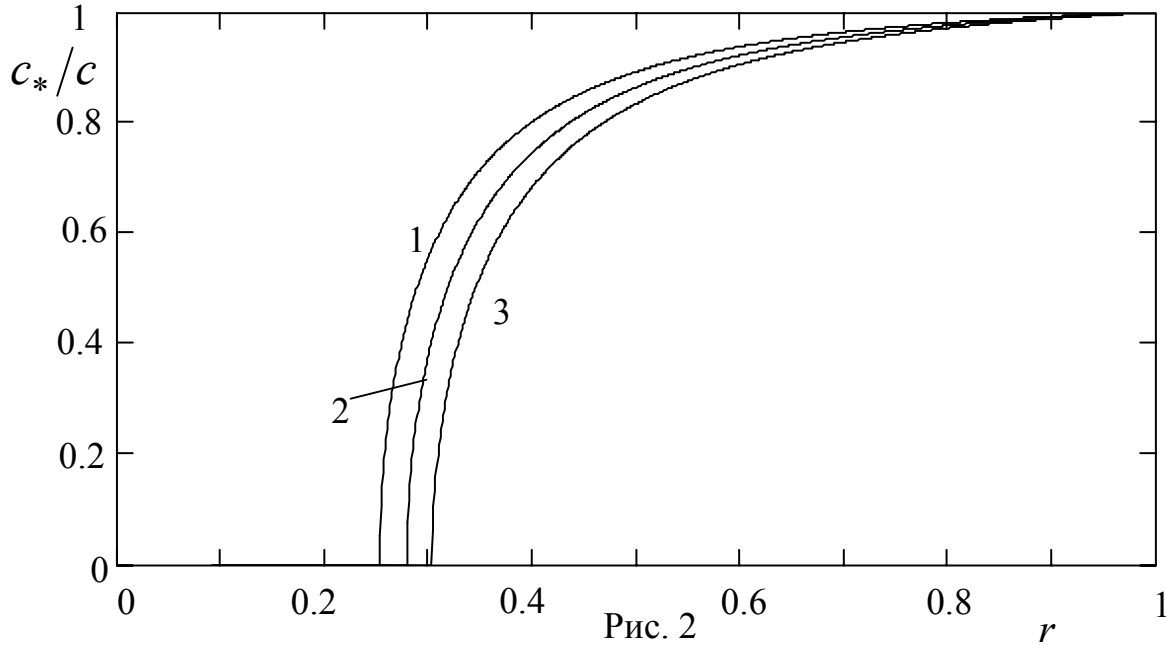


Рис. 2

Расстояние на трёхмерной сфере радиуса  $R'$  от её полюса до точки с угловой координатой  $\chi'$  будет  $R'\chi'$ . Пусть в полюсе находится наблюдатель, а в произвольной точке трёхмерной сферы с фиксированными угловыми координатами – источник света, примем, что  $\chi$  – 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. При прохождении по этой сфере пути длиной  $d\zeta$  фотон поворачивается в указанной плоскости на угол

$$-d\chi' = d\zeta/R', \quad (6)$$

откуда следует, что свет от источника, находящегося от наблюдателя на фиксированном угловом расстоянии  $\chi$  в этой плоскости, проходит по расширяющейся трёхмерной сфере путь

$$\zeta(\chi) = \int_0^\chi R' d\chi'. \quad (7)$$

Скорость удаления источника от наблюдателя – изменение этого пути в единицу времени  $u(\chi) = \dot{\chi}$  – согласно (6) и (7) будет

$$u(\chi) = \int_0^{\chi} \dot{R}' d\chi' = \int_{R_*}^R \frac{d\chi'}{dt} dR' = \int_{R_*}^R \frac{c(R')}{R'} dR', \quad (8)$$

где  $R$  – радиус трёхмерной сферы сегодня. Подставив (5) в (8), после интегрирования получим

$$u(R_*)/c_* = 1 - L_w(r) \frac{r}{\sqrt{r^2 - w}} \quad \text{при } r > \sqrt{w}, \quad (9)$$

$$\text{где } L_w(r) = \sqrt{1-w} + \ln \left[ \frac{r + \sqrt{r^2 - w}}{1 + \sqrt{1-w}} \right], \quad c_* = c(R_*).$$

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

Космологическое красное смещение, обусловленное только эффектом Доплера (его мы обозначим пока через  $z_d$ , оставляя обозначение  $z$  для общепринятой в наблюдательной космологии величины), удовлетворяет соотношению [6]

$$\frac{u(R_*)}{c(R_*)} = \frac{(1 + z_d)^2 - 1}{(1 + z_d)^2 + 1}, \quad \text{откуда и из (9) следует}$$

$$1 + z_d = \sqrt{2 \frac{\sqrt{1 - wr^{-2}}}{L_w(r)} - 1}. \quad (10)$$

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

$$h\nu = h_* \nu_* (c/c_*)^2 \frac{1}{1 + z_d}, \quad (11)$$

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

$$\nu = \nu_{lab} / (1 + z) \quad (12)$$

между регистрируемой частотой  $\nu$  характеристического излучения и соответственной частотой  $\nu_{lab}$  характеристического излучения, полученного в лаборатории. Из (11) и (12) следует

$$h_* \nu_* (c/c_*)^2 \frac{1}{1 + z_d} = h \nu_{lab} \frac{1}{1 + z}. \quad (13)$$

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

$$\nu_{lab} = \frac{m_e c^2}{h} [s(m) - s(n)], \quad (14)$$

$$v_* = \frac{m_e c_*^2}{h_*} [s_*(m) - s_*(n)], \quad (15)$$

где  $m_e$  – масса электрона,  $Z$  – зарядовое число ядра атома,  $\alpha = e^2/\hbar c$  – постоянная тонкой структуры,  $\alpha_* = e_*^2/\hbar_* c_*$ ,  $s(m) = \sqrt{1 - (Z\alpha/m)^2}$ ,  $s_*(m) = \sqrt{1 - (Z\alpha_*/m)^2}$ . Из (13)-(15) найдём

$$1 + z = (1 + z_d) \frac{s(m) - s(n)}{s_*(m) - s_*(n)} = (1 + z_d) \frac{s(m) + s(n)}{s_*(m) + s_*(n)} \left( \frac{\alpha}{\alpha_*} \right)^2.$$

Отсюда видно, что если постоянная тонкой структуры не меняется во времени, а это с большой точностью подтверждено наблюдениями, то  $z_d = z$  (этим случаем рассмотрение далее ограничивается).

Вопрос о зависимости  $\alpha_*$  от  $z$  можно решить, измерив отношения характеристических частот  $\nu_{mn}/\nu_{pk}$ , соответствующих переходам с различных ( $m$  и  $p$ ) или на различные ( $n$  и  $k$ ) энергетические уровни. Тогда, используя формулу (15), получим уравнение

$$\frac{\nu_{mn}}{\nu_{pk}} = \frac{s_*(m) - s_*(n)}{s_*(p) - s_*(k)} = \frac{n^{-2} - m^{-2}}{k^{-2} - p^{-2}} \frac{s_*(p) + s_*(k)}{s_*(m) + s_*(n)},$$

из которого можно выразить  $\alpha_*(z)$  через  $\nu_{mn}/\nu_{pk}$ .

Для функции Планка  $F(\nu_*, T_*)$  излучающей способности звезды с температурой фотосферы  $T_*$  на частоте излучения  $\nu_*$  в системе звезды имеем [5-7]:

$$F(\nu_*, T_*) d\nu_* = 2\pi \frac{h_* \nu_*^3}{c_*^2} \left[ \exp\left(\frac{h_* \nu_*}{k T_*}\right) - 1 \right]^{-1} d\nu_*. \quad (16)$$

Здесь и далее звёздочкой помечается соответствующая величина в месте излучения. Максимум спектра соответствует частоте  $\nu_{*m}$ , связанной с  $kT_*$  соотношением [5]  $h_* \nu_{*m} = k T_* x_m$ , где  $x_m = 2.82144$  – корень уравнения  $x = 3[1 - \exp(-x)]$ . При этом

$$F(\nu_*, T_*) d\nu_* = 2\pi \frac{h_* \nu_*^3}{c_*^2} \left[ \exp\left(\frac{\nu_*}{\nu_{*m}} x_m\right) - 1 \right]^{-1} d\nu_*. \quad (16)$$

Существенно, что форма спектра зависит лишь от отношения  $\nu_*/\nu_{*m}$ . Интегрирование в (16) по всему диапазону частот с учётом тождества [5]

$$\int_0^\infty x^3 [\exp(x) - 1]^{-1} dx = \pi^4/15 \quad \text{даёт для плотности мощности излучения } U_* :$$

$$U_* = \int_0^\infty F(\nu_*, T_*) d\nu_* = \frac{2\pi^5 h_*}{15 c_*^2} (\nu_{*m}/x_m)^4. \quad (17)$$

Поскольку энергия частицы вещества пропорциональна  $c_*^2$ , то согласно принципу одинаковости основных свойств вещества и света энергия фотона  $h_* \nu_*$  также пропор-

циональна  $c_*^2$  в месте его излучения. Но частота излучения  $\nu_*$  пропорциональна  $c_*$ . Отсюда следует, что

$$h_* = h c_* / c, \quad \nu_* = \nu_{lab} c_* / c. \quad (18)$$

Из неизменности во времени постоянной тонкой структуры  $\alpha_* = e_*^2 / h_* c_*$  следует также, что  $e_* = e c_* / c$ . Подстановка (18) в (11) даёт  $\nu = \nu_{lab} / (1 + z_d)$ , сопоставление чего с формулой (12) вновь приводит к полученному выше результату  $z_d = z$ . При этом, учитывая, что  $\nu_* / \nu_{*m} = \nu / \nu_m$ , где  $\nu_m$  – частота принимаемого излучения, на которой наблюдаемый спектр имеет максимум, формулы (16) и (17) можно представить

$$\text{в виде } F(\nu_*, T_*) d\nu_* = 2\pi \frac{h\nu^3}{c^2} \left[ \exp\left(\frac{\nu}{\nu_m} x_m\right) - 1 \right]^{-1} d\nu (1+z)^4 \frac{c_*^3}{c^3}, \quad U_* = \frac{2\pi^5 h}{15c^2} \left( \frac{1+z}{x_m} \nu_m \right)^4 \frac{c_*^3}{c^3},$$

так что светимость  $L_*$  далекого источника оказывается меньше светимости  $L$  такого же источника, но находящегося на космологически близком расстоянии:

$$L_* = L(c_*/c)^3 \quad (19)$$

Однако гравитационная потенциальная энергия, а следовательно, и гравитационная постоянная тоже пропорциональны  $c_*^2$ , так что  $G_* = G(c_*/c)^2$ . Поэтому давление гравитационного сжатия внешних слоев звезды, а следовательно, и противодействующее ему давление света внутри звезды также пропорциональны  $c_*^2$ . С другой стороны, плотность энергии излучения пропорциональна давлению света. Поэтому в формуле (19) с учётом зависимости  $G_*$  от  $c_*$  множитель  $(c_*/c)^3$  следует заменить на  $(c_*/c)^5$ , так что будет

$$L_* = L(c_*/c)^5. \quad (20)$$

На рис. 3 представлены функции  $z(r)$ , рассчитанные по формулам (5), (10) при  $z_d = z$  для  $q$ , равных 0.9 и 1.3.

Исходя из (6), для углового расстояния до источника имеем  $\chi = \int_{t_*}^t [c(R')/R'] dt'$ .

Подставляя сюда (2) и (5), после интегрирования найдём

$$\chi = \frac{1}{2} \int_{pr^2}^p \frac{\operatorname{Re} \sqrt{(x/q)-1}}{x \sqrt{1+x}} dx = \frac{1}{\sqrt{q}} \ln \frac{\sqrt{p-q} + \sqrt{p+1}}{\sqrt{pr^2-q} + \sqrt{pr^2+1}} - \frac{1}{2} \left[ \arcsin \frac{(1-q)p-2q}{(1+q)p} - \arcsin \frac{(1-q)pr^2-2q}{(1+q)pr^2} \right] \quad \text{при } r \geq \sqrt{w}.$$

Из (9) видно, что на горизонте событий ( $z = \infty$ ,  $r = r_\infty$ )  $L_w(r) = 0$ , 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  $q$ , равных 0.9, 1.1 и 1.3 имеем:  $r_\infty = 0.416, 0.427$  и  $0.437$ ,  $\chi_\infty = 0.772, 0.667$  и  $0.586$ . Радиус Метагалактики равен  $R \sin \chi_\infty$ . Доступная на-

блюдению часть объёма трёхмерной сферы равна  $[2\chi_\infty - \sin(2\chi_\infty)]/2\pi$  и при тех же  $q$  составляет 8.68, 5.76 и 3.98%. История Вселенной при  $r \leq r_\infty$  скрыта от наблюдений. Это согласуется с данными [7, 15, 16] о спектре микроволнового фонового излучения, который оказался звёздным, сильно сдвинутым в низкочастотную область.

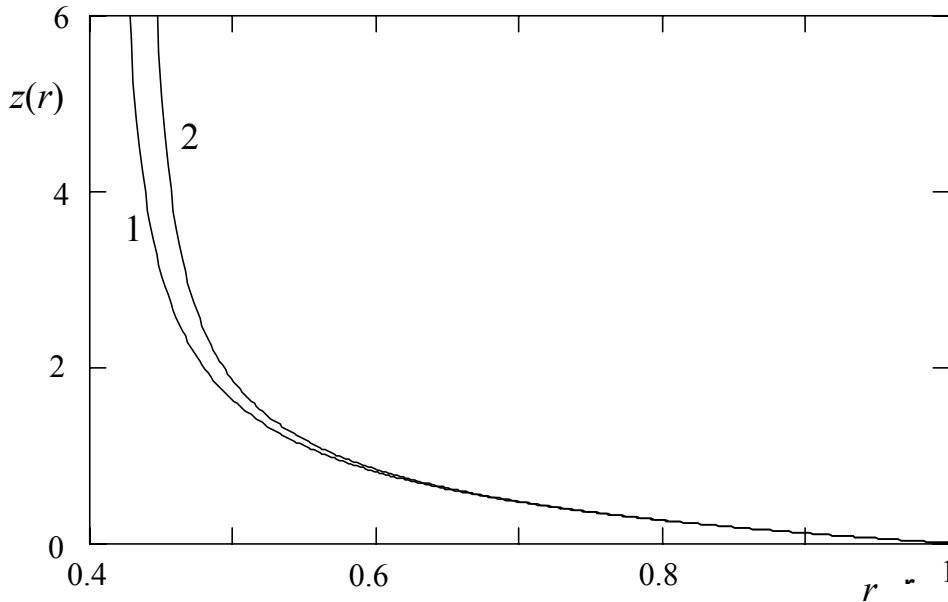


Рис. 3

Видимая светимость  $S$  равна 
$$S = \frac{L_*}{4\pi(R \sin \chi)^2} \frac{1}{(1+z_d)^2} (c/c_*)^2.$$

Здесь  $L_*$  – абсолютная светимость источника,  $4\pi(R \sin \chi)^2$  – площадь поверхности двумерной сферы, по которой растеклось излучение к моменту наблюдения;  $(1+z_d)^{-2}$  учитывает уменьшение энергии кванта из-за эффекта Доплера и уменьшения частоты прихода квантов к наблюдателю [6]; множитель  $(c/c_*)^2$  описывает относительное увеличение энергии фотона на пути от источника до наблюдателя вследствие возрастания скорости света за время пути. Отсюда и из (20) видно, что

$$S = \frac{L}{4\pi(R \sin \chi)^2 (1+z)^2} (c_*/c)^3, \quad \text{что меньше соответственной величины при}$$

$c_* \equiv c$ . При  $z = 1.7$   $(c/c_*)^3 = 1.421$ . Здесь в качестве фотометрического расстояния

фигурирует величина  $(c/c_*)^{3/2} R \sin \chi$ . Функция  $\zeta(z) = \frac{\sin \chi(z)}{\sin \chi(1)} \left[ \frac{c_*(1)}{c_*(z)} \right]^{3/2}$  для  $q$ ,

равных 0.9 и 1.3, представлена на рис. 4 кривыми 1 и 2. Соответственная зависимость  $z^{0.55}$ , предложенная В. С. Троицким и статистически обоснованная для  $10^{-2.5} \leq z \leq 0.5$  [6,17-19], а также предложенная И. Е. Сегалом [20] зависимость относительного расстояния  $\Xi$  от  $z$ :  $\Xi(z) = (4/\pi) \arctg \sqrt{z}$ , представлены там же.



Заметный вклад в увеличение яркости далёких источников по сравнению со случаем распространения света в евклидовом трёхмерном пространстве вносит некоторая фокусировка света, обусловленная кривизной Вселенной, поскольку свет распределяется по поверхности двумерной сферы радиуса  $R \sin \chi$ , а не  $\zeta(\chi)$  и не  $R\chi$ . Фактор фокусировки  $(\chi/\sin \chi)^2$  при  $q = 0.9$  на краю Метагалактики ( $z = \infty$ ) равен 1.25.

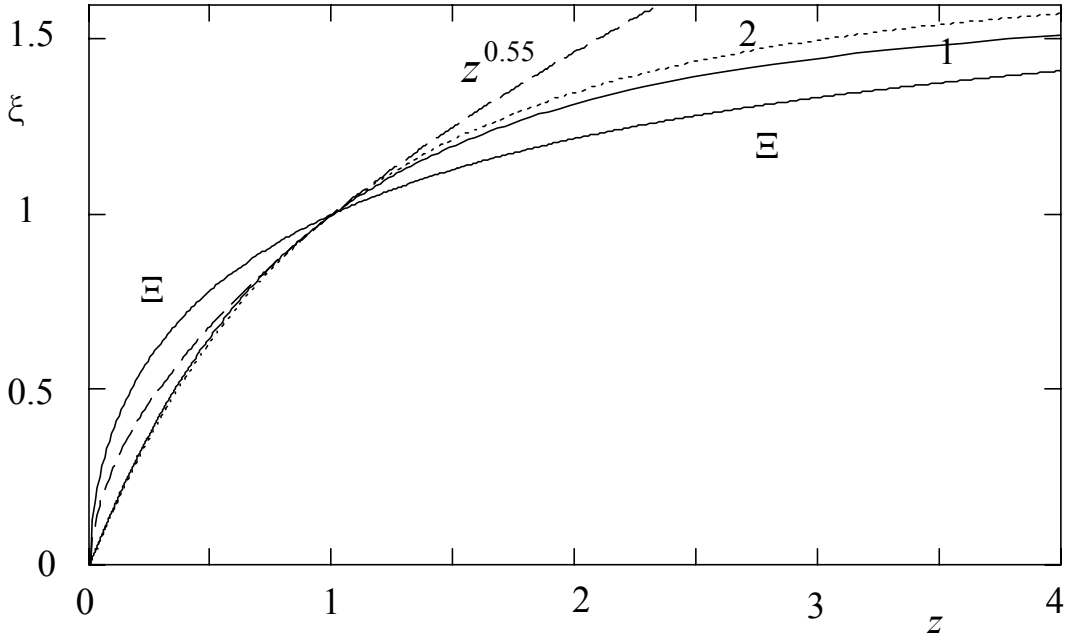


Рис. 4

Вместо формулы (7) 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 (5) и (2), найдём

$$\frac{\zeta}{R} = \frac{1}{2\sqrt{p}} \int_{pr^2}^p \operatorname{Re} \sqrt{\left(\frac{1}{q} - \frac{1}{x}\right) \frac{1}{1+x}} dx. \quad (21)$$

Отсюда и (10) можно видеть, что при  $1-r \ll 1$   $z_d \approx 1-r$ ,

$$\zeta/R \approx (1-r^2) \sqrt{(p-q)/[(p+1)q]}/2 \approx \sqrt{(p-q)/[(p+1)q]} z_d. \quad (22)$$

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

$$\zeta = z c/H_0. \quad (23)$$

Исключив  $\zeta$  и  $z_d$  из (22) и (23), найдём:

$$\frac{RH_0}{c} = \sqrt{q \frac{p+1}{p-q}}. \quad (24)$$

Отсюда видно, что при  $H_0 = 50$  км/сМпк  $c/H_0 = 6000$  Мпк и радиус Вселенной – трёхмерной сферы – составляет 6085, 6778 и 7425 Мпк при  $q = 0.9, 1.1$  и  $1.3$  соответственно.  $RH_0/c$  при этих  $q$  равно соответственно 1.014, 1.13 и 1.238. При  $z \ll 1$  согласно (7), (8)  $u = \dot{R}\chi = \zeta \dot{R}/R = cz_d$ . Отсюда и из (23), (1) и (3) получим

$$\begin{aligned} \dot{R}/R &= H_0, & \dot{R} &= c\sqrt{q(p+1)/(p-q)}, \\ R &= c(t-t_1)\tau\sqrt{q/(p-q)}, & H_0(t-t_1) &= 1 + (1/\tau). \end{aligned} \quad (25)$$

Учёт кривизны трёхмерной сферы при обработке данных наблюдений сводится к замене расстояния по прямой на радиус  $R \sin \chi$  двумерной сферы, по которой растеклось излучение наблюдаемого объекта, и использованию соотношения  $\theta(z) = \ell/R \sin \chi(z)$ . Оно связывает угол  $\theta(z)$ , под которым виден объект, с его линейным размером  $\ell$  и радиусом этой двумерной сферы в момент излучения. 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. На рис. 5 в двойном логарифмическом масштабе представлены функции  $\theta(z)$  в угловых миллисекундах с учётом соотношения (24) для  $\ell = 41$  пк,  $H_0 = 50$  км/сМпк при  $q = 0.9$  и  $1.3$ . Эти функции имеют минимум и точку перегиба и асимптотически стремятся с ростом  $z$  к постоянным значениям, отличным от нуля, что согласуется с наблюдаемой зависимостью угловых размеров источников заданных линейных размеров [2, 21]. Такая асимптотика объясняется тем, что горизонт событий находится на конечном расстоянии от наблюдателя и при конечном радиусе трёхмерной сферы.

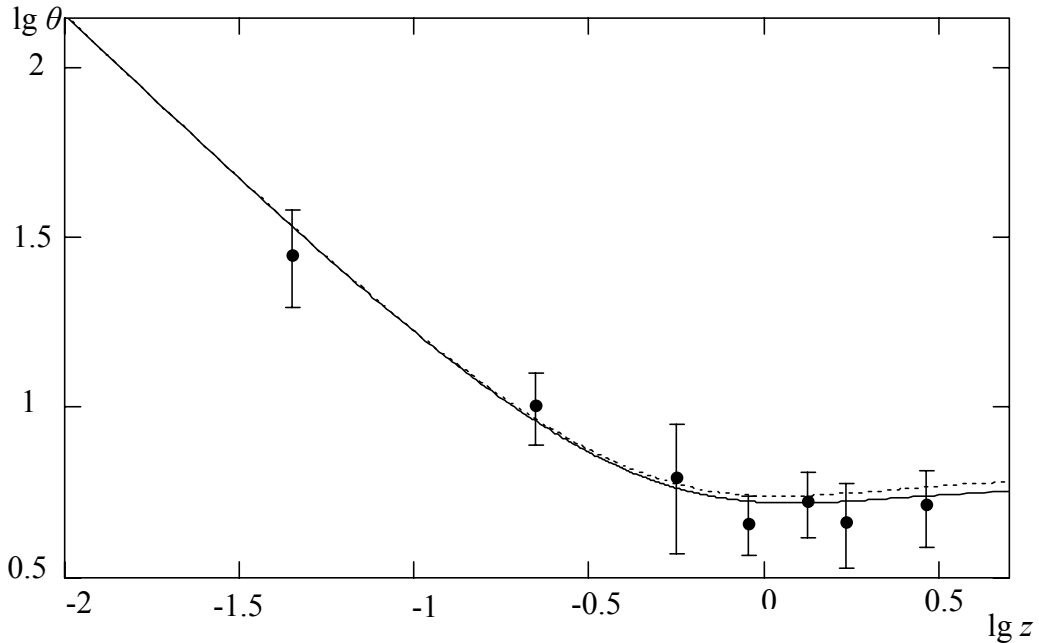


Рис.5

Только с момента, когда скорость света становится отличной от нуля и  $r \geq \sqrt{w}$ , становятся возможными взаимодействия между частицами и начинается рост неодно-

родностей плотности вещества во Вселенной с последующим звездообразованием. К этому моменту её относительный радиус достиг довольно больших значений 0.252, 0.278 и 0.302 для  $q$ , равных 0.9, 1.1 и 1.3. Для таких больших радиусов 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 [7, 15, 16] утверждается, что так оно и есть на самом деле. В инфляционных же сценариях [22-25] приходится задействовать далеко идущие предположения, чтобы ценой модернизации стандартной космологии обеспечить приемлемо малое отношение скорости света к скорости расширения Вселенной на его первом этапе, пока Вселенная не расширится настолько, что достаточная однородность крупномасштабного распределения вещества уже не сможет нарушиться гравитационным взаимодействием его неоднородностей.

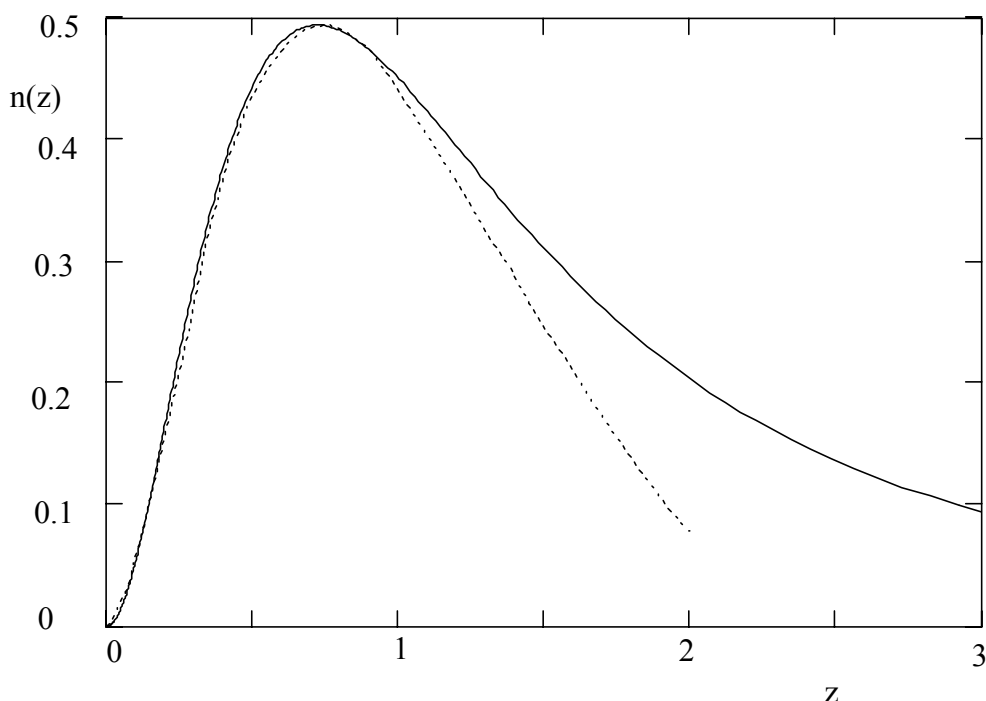


Рис. 6

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

$$n_r(r, q) = \sin^2 \chi |d\chi(r, q)/dr| / N_\infty, \quad n(z, q) = n_r(r, q) dr/dz, \quad \text{где } N_\infty = N(\infty) - \text{предельное значение функции } N(z) = \int_0^z \sin^2 \chi d\chi = \{2\chi[r(z)] - \sin 2\chi[r(z)]\} / 4,$$

$$\frac{d\chi}{dr} = -\left(\operatorname{Re}\sqrt{r^2 - w}\right) / \left(r\sqrt{qr^2 + w}\right), \quad \frac{dz}{dr} = \frac{(1+z_d)^2 + 1}{4(1+z_d)(r^2 - w)} \left\{ \frac{2w}{r} - r[(1+z_d)^2 + 1] \right\},$$

а  $1+z_d$  выражается через  $r$  по формуле (10). Функция  $n(z, q)$  представлена на рис. 6 сплошной кривой для  $q=0.9$ . Пунктирной кривой воспроизведена полученная из наблюдений в ближнем инфракрасном диапазоне плотность распределения по  $z$  десятков тысяч слабосветящихся галактик [26], нормированная 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 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.

Интегральные функции распределения  $N(z)/N_\infty$  представлены на рис. 7 кривыми 1-3 для  $q=0.9, 1.1$  и  $1.3$ .

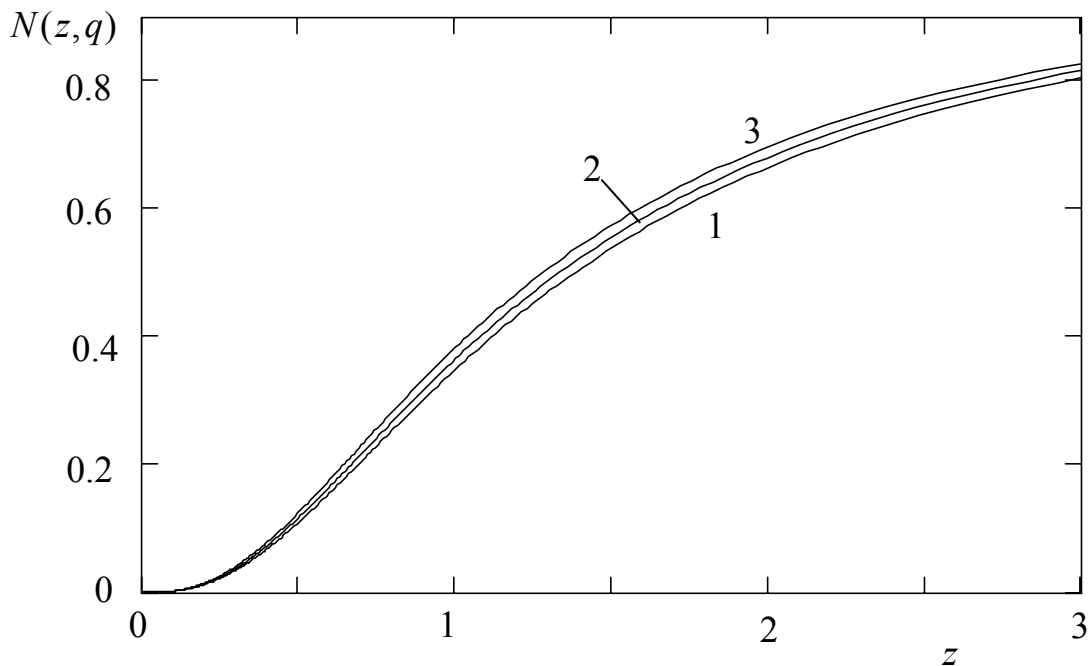


Рис. 7

Существенно, что  $n(z, q)$  стремится к нулю как  $(1+z)^{-3}$  с ростом  $z$ , в отличие от убывания по закону  $(1+z)^{-3/2}$  по стандартной космологии [6]. По наблюдениям двух групп исследователей [27] плотность распределения квазаров по  $z$  уменьшается с ростом  $z$  как  $z^{-3}$  [28], либо как  $(1+z)^{-2.75}$  [29].

Источники гамма-всплесков находятся в галактиках, поэтому они также равномерно распределены по трёхмерной сфере с функцией распределения  $N$ , пропорциональной функции распределения галактик. Очевидно,  $\lg N = \lg[2\chi - \sin 2\chi] + C_N$ ,  $\lg S = \lg[(c_*/c)^3(1+z)^{-2} \sin^{-2} \chi] + C_S$  при одинаковой для всех  $z$  абсолютной светимости, где  $S$  – регистрируемый поток энергии гамма-всплеска,  $C_N$  и  $C_S$  – постоянные. На рис. 8 зависимость  $\lg N$  от  $\lg S$  (здесь  $S$  в единицах эрг/см<sup>2</sup>) представлена для  $q = 0.9$ ,  $C_N = 4$  и  $C_S = -5.15$ . Пунктирная кривая – данные наблюдений, приведённые в [30]. На рис. 9  $\lg N$  и  $\lg S$  представлены как функции переменной  $z$  соответственно кривыми 1 и 2. Заметим, что затенение гамма-всплеска галактиками на пути лучей от него к наблюдателю мало и поэтому существенного расхождения соответствующих кривых на рис. 8 при больших  $z$  не наблюдается.

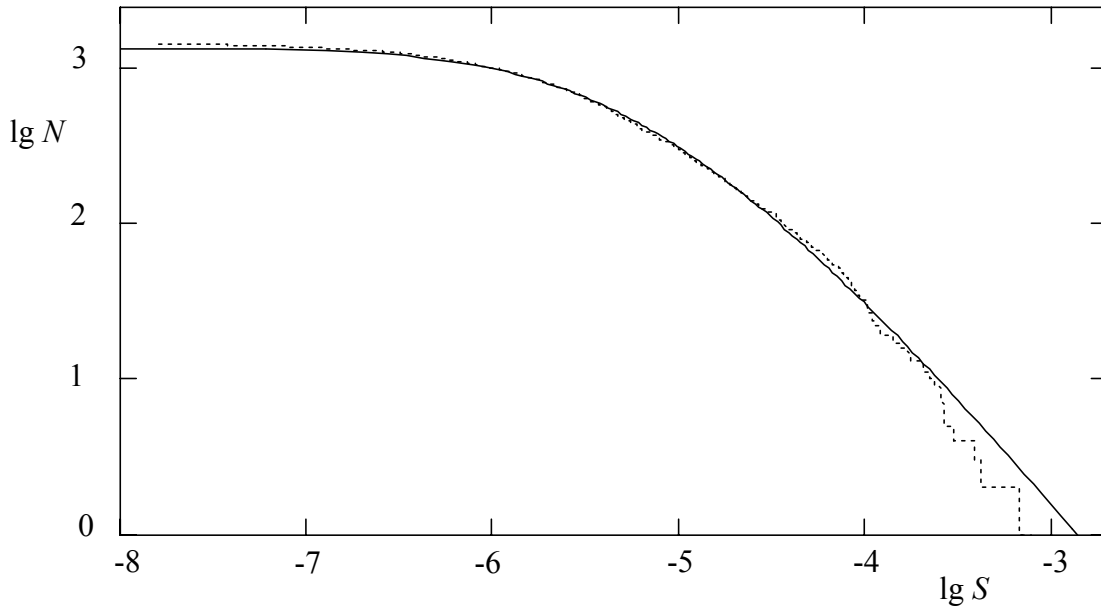


Рис. 8

Эйнштейновские световые часы начинают отсчитывать время с момента, когда скорость света становится отличной от нуля и  $r = \sqrt{w}$ . Космологическому времени  $t_*$ , как видно из (21), соответствует показание световых часов

$$t_e(r) = \zeta_0(r)R/(2c\sqrt{p}), \quad (26)$$

где  $\zeta_0(r) = \int_q^{pr^2} \sqrt{\left(\frac{1}{q} - \frac{1}{x}\right) \frac{1}{1+x}} dx$ . Из (24) и (26) следует

$$H_0 t_e(1) = \frac{1}{2} \zeta_0(1) \sqrt{\frac{p+1}{(p-q)p}} q, \quad \text{что составляет } 0.617, 0.592 \text{ и } 0.569 \text{ для } q, \text{ равных}$$

0.9, 1.1 и 1.3 соответственно, в то время как по формуле (25)  $H_0(t - t_1)$  равно 0.796. При  $H_0 = 50$  км/сМпк это даёт для возраста Вселенной по световым часам  $t_e(1)$

12.4, 11.8 и 11.4 миллиардов лет соответственно, а космологический возраст Вселенной равен 15.6 миллиардов лет. На рис. 10 кривой 5 для  $q = 0.9$  представлено отношение  $T_e(r) = t_e(r)/(t - t_1) = |\tau|\zeta_0(r)\sqrt{q}/(2\sqrt{(p-q)p})$ . Отношение возраста Вселенной по световым часам к её космологическому возрасту равно  $T_e(1)$  и для  $q$ , равных 0.9, 1.1 и 1.3, составляет соответственно 0.775, 0.743 и 0.714.

Из (3) найдём  $\frac{t_*}{t} = \frac{1 + \sqrt{1 + pr^2}}{1 + \sqrt{1 + p}}$  и для отношения  $T(r) = (t_* - t_1)/(t - t_1)$  получим

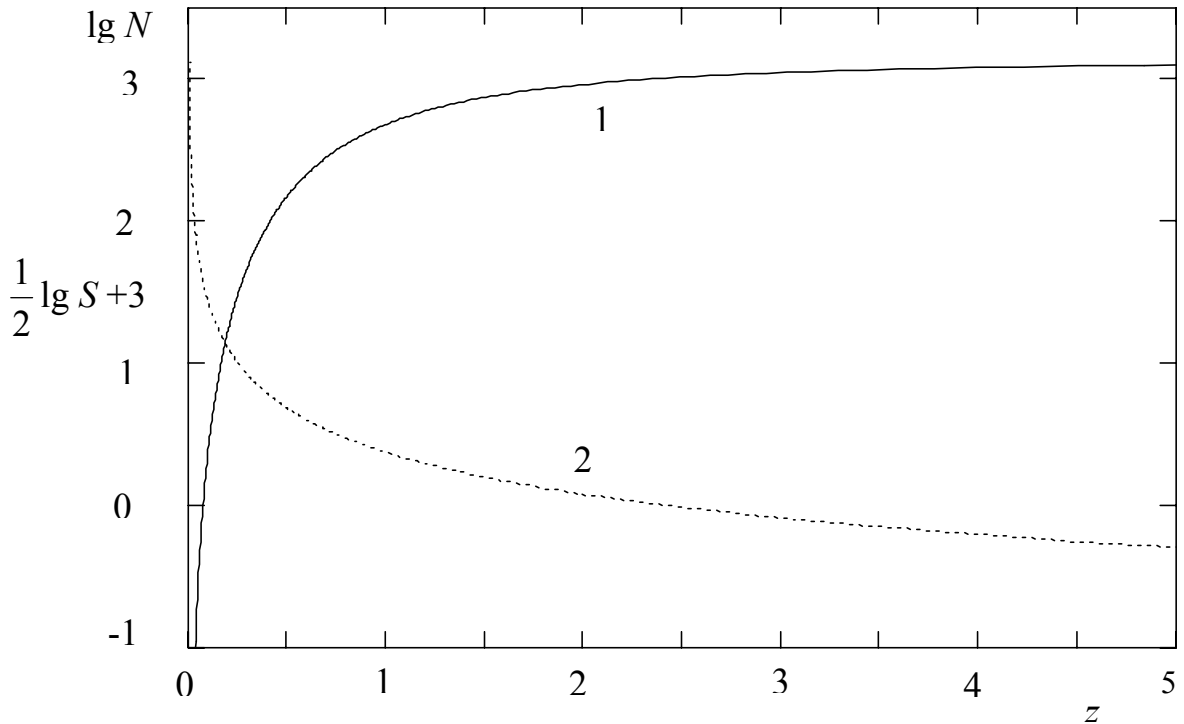
$$T(r) = (\sqrt{1 + pr^2} - 1)/(\sqrt{1 + p} - 1). \quad (27)$$


Рис. 9

Функция  $T(r)$  представлена на рис. 10 кривой 6. Кривыми 1-4 представлены соответственно  $c_*/c$ ,  $c_*^2/c^2$ ,  $z(r)$ ,  $z(r)/10$  при  $q = 0.9$ .

Согласно шестимерной трактовке элементарные частицы движутся со скоростью света в малой окрестности трёхмерной сферы в дополнительном к ней подпространстве по орбитам комптоновского радиуса [3, 8]. Собственное время частицы пропорционально числу её оборотов в дополнительном подпространстве. С уменьшением скорости света малые промежутки собственного времени уменьшаются как  $c_*/c$ , и поэтому собственное время наблюдателя, в системе отсчёта которого рассматриваемая частица неподвижна, оказывается равным времени по световым часам.

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 распа-

да пропорциональна скорости света, а время, по которому отсчитывается радиоактивный распад, оказывается равным времени по световым часам.

Оценивая распад изотопов за миллиарды лет методами космохронологии [31], основанными на изучении изменения относительной распространённости изотопов с большими периодами полураспада, следует учитывать зависимость скорости света от времени согласно (5), (3), (10), (27), связывающими  $c(R_*)$  с  $z$ .

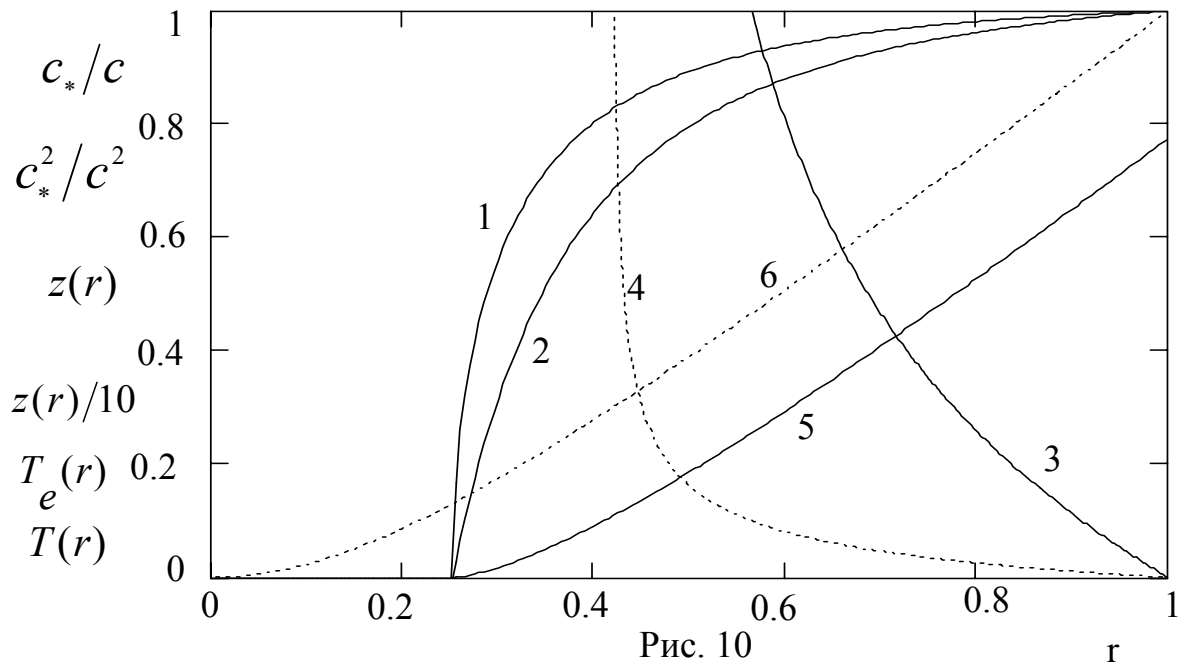


Рис. 10

Автор благодарен Я. Ю. Тихомировой за предоставление данных наблюдений по гамма-всплескам.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Schwarzschild, B. Farthest Supernova Strengthens Case for Accelerating Cosmic Expansion // *Physics Today*. June 2001. P. 17-18.
2. Kellermann, K.I., The Cosmological Deceleration Parameter Estimated from the Angular-Size/Redshift Relation for Compact Radio Sources. // *Nature*, 1993, V. 361, N 6408, P. 134-136.
3. Урусовский И.А.. Шестимерная трактовка релятивистской механики и спина, метрической теории тяготения и расширения Вселенной. // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*. 1996, № 3, С. 3-21.
4. Урусовский И.А. Шестимерная трактовка расширения Вселенной. // *ibid* . 2000, № 6, С. 66-77.
5. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Т. 1. М.: "Наука", ГРФ-МЛ. 1969.
6. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д., Строение и эволюция Вселенной. М.: "Наука", ГРФ-МЛ, 1975.
7. Троицкий В.С., Наблюдательная проверка космологической теории, состояние и перспективы. // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*. 1996, № 4, С. 21-36; Troitsky V.S. 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.
8. Урусовский И.А. Шестимерная трактовка кварковой модели нуклонов. // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники.* 1999, № 6, С. 64-74.
  9. Урусовский И.А. Космологическая природа тяготения в её шестимерной трактовке. // Ежегодник Российского акустического общества. Сб. трудов школы-семинара проф. С.А. Рыбака. М.: 2000, С. 172 -182.
  10. Klein F. Uber neuere englische Arbeiten zur Gesammelte matematische Abhandlungen, B.2, Springer, Berlin, 1922, 601 S. // *Zeit. f. Math. u. Phys*, 1901, P. 375.
  11. Клейн Ф., Высшая геометрия. М.-Л.: Гостехиздат, 1939, 219 С.
  12. Румер Ю.Б., Исследования по 5-оптике. Гостехиздат, Москва, 1956.
  13. Роберт Орос ди Бартини. Некоторые соотношения между физическими константами.// *ДАН СССР*, 1965, Т. 163, № 4, С. 861-865.
  14. Rines K., Forman W., Pen U., Jones C., Burg R. Constraining  $q_0$  with cluster gas mass fractions. Feasibility study.// *Astrophys. J.* 1999, May 20, V. 517, N 1, Pt. 1, P. 70-77.
  15. Троицкий В.С., Алешин В.И. Экспериментальные свидетельства образования микроволнового фона через тепловое излучение. // *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники.* 1996, № 5, С. 28-39.
  16. Троицкий В.С., Алешин В.И. Наблюдательные свидетельства образования микроволнового фона через тепловое излучение звезд 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.
  17. Троицкий В.С. Экспериментальные свидетельства против космологии Большого взрыва. // *УФН*, 1995, Т. 165, С.703-707.
  18. Troitsky V.S.// *Astrophys. Space Sci.*, 1993, V. 201, P. 89-121.
  19. Троицкий В.С., Горбачёва И.В. Отсутствие зависимости оптических спектров квазаров от их красного смещения.// *Письма в Астрон. Журн.*, 1993, Т. 19, С. 329-333.
  20. Segal I.E.// *Proc. Nat. Acad. Sci.*, USA, 1993, V. 90, P. 4798.
  21. Ferguson H.L., Williams R.E. and Cowie L.L. Probing of Faintest Galaxies.// *Phys. Today*, April 1997, P. 24-30.
  22. Линде А.Д. Физика элементарных частиц и инфляционная космология. М.: "Наука". 1990; Linde, A. D. Particle Physics and Inflationary Cosmology. N.Y.: Harvard Univ. Press. 1990.
  23. Peebles P.J.E. Principle of Physical Cosmology. Princeton (New York): Princeton Univ. Press. 1993.
  24. Журавлев В.М., Червон С.В., Щиголов В.К. Новые классы точных решений в инфляционной космологии. // *ЖЭТФ*, 1988, № 2 (8), С. 406-417.
  25. Linde A. Open hybrid inflation. // *Phys. Rev. D.*, 1997, V. 55, N 12, P. 7480-7488.
  26. Broadhurst T.E., Ellis R.S. and Glasebrook K.K. Faint Galaxies: Evolution and Cosmological Curvature. // *Nature*, 1992, V. 355, N 6355, P. 55-58.
  27. Shaver P.A. High Redshift Quasars. / 17-th (1994) Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology. The N.Y.Acad. of Sci., 1995, P. 87-109.
  28. Schmidt M., Schneider D.P. and Gunn J.E., in: Space Distribution of Quasars (Astron. Soc. Pacific Conf. Series. Ed. D. Crampton), 1991, P. 109.
  29. Möller P. and Warren S. // *ibid* . P. 96.
  30. Курт В.Г. Экспериментальные методы изучения космических гамма-всплесков. // *Соросовский образовательный журнал.* 1998, № 6, С. 71-76.



31. Renzini A. The Age of the Universe. // Texas/Pascos' 92: Relativistic Astrophysics and Particle Cosmology, Annals of the N.Y. Acad. of Sci., 1993, V 688, P. 124-135.

*I.A. Urusovskii.* COSMOLOGICAL COROLLARIES OF  
NON-CONSTANCY OF THE SPEED OF LIGHT

An account of an increase of speed of light in the actual three-dimensional Universe and its effect on redshift for removed sources and on theoretical redshift dependences 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 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.

**Ежегодник Российского акустического общества. Сб. трудов школы-семинара проф. С. А. Рыбака. М.: 2001, С. 176 -192.**

Частично переработано 27 сентября 2006 г.