

Новые эффекты в космологии: консервация частоты и интенсивности излучения прошедшего скопления галактик

Захид Закир¹

Аннотация

Рассмотрены эффекты консервации, следующие из выключения излучения из потока расширения при прохождении гравитационно-связанных областей (ГСО), таких как скопления галактик, и обсуждаются их наблюдательные следствия для сверхновых и реликтового фона. Консервация частоты и интенсивности излучения при многократном пересечении скоплений заметно уменьшает красное смещение z и увеличивает видимую светимость. С масштабным фактором связаны красные смещения z' фотонов, не прошедших скопления и поэтому истинные расстояния больше, чем следуют из z . Эффекты усиливаются для удалённых объектов из-за меньших расстояний между скоплениями в ранние периоды. Для реликтового потока пересёкшего скопления эффекты ведут к консервации температуры и «потеплению» по отношению к потоку вне скопления. В результате, вместо почти стерильного реликтового потока со времени рекомбинации, имеет место обратная картина. Смешивание потоков реликтовых фотонов, многократно консервированных в ГСО ведёт к изотропности потока и потере следов возмущений от ранних эпох. Наблюдаемая анизотропия же следует из эффектов консервации при прохождении излучения в кратных слоях скоплений нашего близкого окружения. Эффекты консервации позволяют делать более точные выводы из анализа данных и ведут к пересмотру расстояний и свойств внегалактических объектов.

PACS: 98.80.Es, 97.60.Bw, 98.65.Cw, 98.62.Py, 98.62.Ck, 98.62.Qz, 98.80.Jk, 98.70.Vc

Ключевые слова: космология, скопления галактик, гравитация, сверхновые, красное смещение, реликтовый фон, анизотропия

Содержание

Введение.....	6
1. Эффекты консервации излучения от компактных источников.....	8
1.1. Области консервации излучения в скоплениях и их размеры	8
1.2. Уменьшение красных смещений из-за эффекта консервации	9
1.3. Эффекты консервации частоты и интенсивности в моделях	10
1.4. Увеличение интенсивности потока из-за эффекта консервации	13
1.5. Эффекты консервации для сверхновых и других объектов	13
2. Эффекты консервации для реликтового фона.....	14
2.1. Эффект консервации температуры реликтового фона в скоплениях	14
2.2. Консервация температуры реликтового фона в разных моделях	15
2.3. Изотропия и анизотропия из-за эффектов консервации	16
Заключение	18
Литература	18

¹ *Центр теоретической физики и астрофизики, Ташкент, Узбекистан, zahidzakir@theor-phys.org*

Введение

Современная физическая космология исходит из наблюдательного факта крупномасштабной однородности и изотропности распределения материи в пространстве (космологический принцип). Но для наблюдательных данных, получаемых с помощью излучения, нужен более аккуратный чем ранее учёт влияния на поток излучения неоднородностей масштаба скоплений галактик.

До сих пор при изучении воздействия гравитационного поля скопления на частоту и интенсивность проходящего через него потока излучения рассматривалось только гравитационное смещение частоты при изменении потенциала $\delta\phi/c^2$ и эффект гравитационной линзы. Ввиду слабости полей скоплений вклады обеих эффектов на несколько порядков меньше вкладов линейных по $1/c$ эффектов.

В предыдущих статьях [1,2] были предложены и изучены два класса новых линейных эффектов для излучения прошедшего через *гравитационно-связанные области* (ГСО), такие как скопления галактик. Внутри ГСО ($r < r_c$), где расстояния между точками не растут со временем, *не будет и космологического растяжения* длин волн и расстояний между фотонами. В результате возникают эффекты консервации - *частота и интенсивность* излучения прошедшего скопление окажутся *больше*, чем у потока вне скопления. Являясь обратной стороной космологического красного смещения (аналога *продольного* Доплер-эффекта), эти эффекты также линейны по $1/c$.

При прохождении расстояния Δr вне скоплений красное смещение излучения (в линейном приближении) возрастает на величину

$$\Delta z_c \approx \Delta r \cdot H_0 / c = \Delta r \cdot h_0 \cdot 0.33 \times 10^{-3}, \quad (1)$$

где $H_0 = h_0 \cdot 100$ км/(сек·Мпс) - постоянная Хаббла и Δr измерен в Мпс. При $h_0 = 0.7$ для расстояния $\Delta r = 3$ Мпс такой рост составит $\Delta z_c \approx 0.7 \times 10^{-3}$. Скопление же массы $M = 10^{12} M_\odot$ имеет ГСО размером $\Delta l_g \approx 3$ Мпс (Таблица 1.) и задержка роста (или консервация) длины волны излучения, прошедшего скопление по сравнению с не прошедшим как раз и составит $\Delta z_c \approx 0.7 \times 10^{-3}$.

Поправка соответствующая скорости ~ 200 км/сек порядка поправок на пекулярные скорости источников и, более того, порядка ошибок измерений z и поэтому для одного скопления она кажется малой и несущественной. Но если учесть, что это не случайная, а систематическая и кумулятивная поправка и для близких к нам скоплений сами z того же порядка, а для далёких скоплений поправку надо умножить на число N пройденных излучением скоплений, то ситуация меняется. Тогда для удалённых источников с $z \sim 1 \div 2$, где $N \sim 10^2 \div 10^3$, задержка роста красных смещений в ГСО по сравнению с однородным миром достигает порядка: $\Delta z \sim N \cdot \Delta z_c \sim 0.1 \div 0.7$. С ростом z задержка ещё возрастёт из-за большей близости скоплений в ранние эпохи.

Более того, поправки на консервацию связаны с отношением размера ГСО Δl_g к расстоянию между центрами скоплений Δl_c , т.е. $f = \Delta l_g / \Delta l_c$. Если $\Delta l_g \approx 3$ Мпс, а $\Delta l_c \approx 10$ Мпс, то $f \approx 0.3$ и наблюдаемые z окажутся на 30% заниженными по сравнению с теми, которые имели бы место в однородном мире. Тогда объекты фактически находятся в 1.3 раза дальше, чем предполагали, опираясь на однородные модели и, соответственно, окажутся искажёнными их светимости и размеры.

Это ведёт к новым наблюдательным следствиям, в частности, по данным для:

а) близких источников позволит найти истинное значение \bar{H}_0 , которое больше наблюдаемого H_0 , что изменит большинство космологических параметров;

б) более далёких источников определить как менялись расстояния между скоплениями в более ранние эпохи;

в) всех расстояний восстановить истинные параметры объектов всех классов (расстояния, светимости, размеры и др.).

Эффекты консервации означают также и консервацию температуры реликтового потока излучения, прошедшего скопления, что должно проявляться в анизотропии в угловом распределении температуры и поляризации потока [2]. Для реликтового потока с $T = 2.7255 \pm 6 \times 10^{-4} \text{ K}$ [7] при приближении к нам на расстояние Δr вне скоплений величина охлаждения с учётом (1) будет равна:

$$\Delta T = -T \cdot \Delta z = -T \cdot \Delta r \cdot H_0 / c \approx -\Delta r \times 6.4 \times 10^{-4} \text{ K}, \quad (2)$$

что при $\Delta r = 3$ Мпс даёт $\Delta T \approx -1.9 \times 10^{-3} \text{ K}$. Поток же, прошедший ГСО скопления такого же размера $\Delta l_g \approx 3$ Мпс, где он не охлаждался, окажется теплее нормально охлаждавшегося потока вне скопления на 1.9 mK .

Оценка (2) показывает, что потепление реликтового потока в скоплении из-за неучастия в расширении - весьма существенный эффект. Поэтому, с одной стороны, возмущения потока из-за консервации температуры в скоплениях сглаживаются из-за многократных возмущений и смешиваний разных частей потока, в том числе и из-за эффекта линзы, что объясняет высокую *изотропность* реликтового фона, входящего в нашу область неоднородности радиусом < 150 Мпс. С другой стороны, вклад неоднородностей в нашем окружении < 150 Мпс не только существенен, но и видимо является основным для возникновения наблюдаемой *анизотропии* реликтового фона [2].

Однако, наблюдаемые аномалии и анизотропия на порядок меньше. В связи с этим отметим, что средняя температура реликтового фона определена усреднением по всему небу с точностью всего $\Delta T = \pm 6 \times 10^{-4} \text{ K}$ [7], что допускает разницу температур $T' - T = 1.2 \text{ mK}$, очень близкую к оценке (2). Кроме того, на любом участке неба достаточно глубоко вдоль луча зрения «эффективное число скоплений» почти одинаково, и так как эффект кумулятивный, то реальная разница температур фона в целом и потока от отдельного участка неба намного меньше (2).

В отличие от другого эффекта потепления - эффекта Зельдовича-Сюняева, связанного с взаимодействием потока с веществом скопления, - эффекты консервации, будучи обратной стороной космологического расширения, универсальны, не зависят от состава вещества и определяются только массой и конфигурацией скопления.

В статье эффекты консервации рассмотрены отдельно для компактных источников (Часть 1) и для реликтового фона (Часть 2).

1. Эффекты консервации излучения от компактных источников

1.1. Области консервации излучения в скоплениях и их размеры

В общей теории относительности (ОТО) как гравитация, так и космологическое расширение есть свойства пространства-времени и оба явления связаны с изменением в данной области метрики, задающей как темп процессов, так и масштаб расстояний между объектами. В области расширения между скоплениями галактик метрика определяется космологическим линейным элементом:

$$ds^2 = d\tau^2 - a^2(\tau) \cdot d^2\Omega_{(3)}(r, \theta, \varphi), \quad r > r_c, \quad (3)$$

где τ , $a(\tau)$ и $d^2\Omega_{(3)}$ есть соответственно собственное время, масштабный фактор и угловая метрика 3-пространства, а r_c есть радиус ГСО. Расстояния и длины волн фотонов при этом растягиваются с ростом $a(\tau)$, а метрика определяется космологической средней плотностью материи $\rho_m \sim 10^{-31} \div 10^{-30}$ г/см³.

Внутри и в ближайших окрестностях скопления галактик с $r < r_c$ метрика определяется на два-три порядка большей средней плотностью материи скопления $\rho_{m,cl} \sim 10^{-27} \div 10^{-28}$ г/см³. Здесь локальная метрика $g_{ik}(r)$ в среднем статична, т.е. практически не зависит от $a(\tau)$, и эта область не участвует в космологическом расширении [3-5]. При центральной симметрии компоненты $g_{00}(r)$, $g_{11}(r)$ задаются компонентами статической метрики с линейным элементом:

$$ds^2 = g_{00}(r)d\tau^2 + g_{11}(r)dr^2 - r^2 d^2\Omega_{(2)}(\theta, \varphi), \quad r < r_c. \quad (4)$$

Эта «внутренняя» статическая метрика обычно затем «сшивается» с «внешней» космологической на некотором расстоянии $r = r_c$ от центра масс скопления [4,5].

Поле скопления слабое, а скорости удаления от него нерелятивистские и поэтому для расчётов достаточно ньютоновского приближения. Центр масс скопления далее будем считать покоящимся относительно реликтового фона.

В области $r > r_c$ начинается переход статической метрики скопления в переменное космологическое. Частица единичной массы, также покоящаяся относительно реликтового фона, на достаточном расстоянии будет иметь скорость удаления от скопления $v_H(r) = H_0 r$ и «кинетическую энергию» $H_0^2 r^2 / 2$. Радиус «нулевой скорости» r_c , когда эта энергия частицы компенсируется её потенциальной энергией в гравитационном поле скопления массы M , даётся выражениями:

Таблица 1. Размеры ГСО скоплений (Мпс)

M/M _ε	10 ¹¹	10 ¹²	10 ¹³	10 ¹⁴	10 ¹⁵
r_c	0.6	1.2	2.6	5.6	12.1
Δl_c	1.5	3.0	6.5	14.0	30.0

$$H_0^2 r_c^2 = \frac{2GM}{r_c}, \quad r_c = \frac{(2GM)^{1/3}}{H_0^{2/3}}. \quad (5)$$

На расстоянии $r > r_c$ гравитационная потенциальная энергия частично компенсирует кинетическую энергию разбегания и здесь имеется остаточная скорость $v_{H,c}(r)$ определяемая «квази-хаббловским» законом с квази-хаббловским параметром $H_c(r)$:

$$v_{H,c}(r) = H_c r. \quad (6)$$

Здесь $H_c(r)$ меньше H_0 из-за притяжения к скоплению и они связаны как:

$$H_c^2 r^2 = H_0^2 r^2 - \frac{2GM}{r}, \quad H_c(r) = H_0 \sqrt{1 - \frac{r_c^3}{r^3}}, \quad r > r_c. \quad (7)$$

Как видим, за пределами ГСО H_c достаточно быстро приблизится к H_0 (Рис 1) и в интервале от r_c до $1.5r_c$ величина H_c вырастает от нуля до 84% от H_0 .

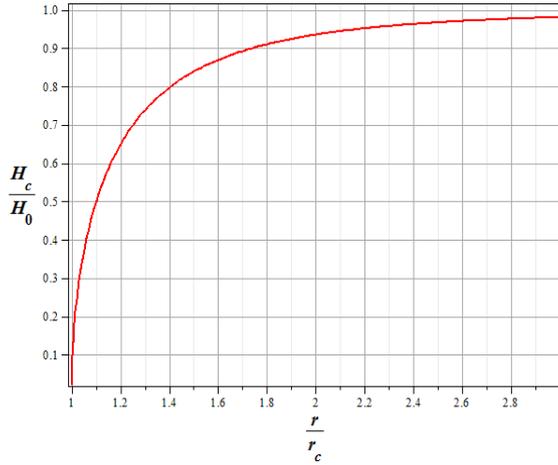


Рис. 1. График восстановления скорости удаления от скопления галактик $0 \leq H_c(r) < H_0$ в переходной области $r_c \leq r \leq 3r_c$.

ними и в первом приближении изменения расстояний связаны с расширением, что даёт:

$$\Delta l_c = \Delta l_{0c} \frac{a}{a_0} \quad (9)$$

и с учётом (8) получаем:

$$f = \frac{\Delta l_g}{\Delta l_c} = f_0 \frac{a_0 H_0^{2/3}}{a H^{2/3}}. \quad (10)$$

При $h_0 = 0.70$ для масс скоплений $M = (10^{12} \div 10^{15}) M_\odot$, где M_\odot -масса Солнца, нижние пределы размеров ГСО есть: $r_{c,e} > (1.2 \div 12)$ Мпс и $\Delta l_g > (2.5 \div 30)$ Мпс.

1.2. Уменьшение красных смещений из-за эффекта консервации

Наблюдаемое красное смещение z фотона определяется отношением собственных длин волн при регистрации (λ_r) и испускании (λ_e):

$$\frac{\lambda_r}{\lambda_e} = 1 + z. \quad (11)$$

Поэтому эффективный радиус ГСО вокруг скопления $\Delta l_g / 2$ несколько больше r_c , а эффективный размер ГСО между центрами двух одинаковых скоплений $\Delta l_g \approx 2.5 r_c$. Эволюция же даётся:

$$\Delta l_g = \Delta l_{g0} \frac{H_0^{2/3}}{H^{2/3}}. \quad (8)$$

Пусть Δl_c есть среднее расстояние между центрами скоплений. Параметр $f \equiv \Delta l_g / \Delta l_c$ и значение его в настоящем $f_0 = \Delta l_{g0} / \Delta l_{c0}$ можно определять из наблюдений близких к нам скоплений [1,2].

Массы скоплений меняются медленнее расстояния между

Закир З. (2014) *Теоретическая физика, астрофизика и космология* **9**, 1; ТФАК: 4874-035

В то же время, соотношение космологических масштабных факторов в моменты регистрации (a_0) и испускания ($a_{\bar{z}}$) определяет нормальное (“эффективное”) красное смещение \bar{z} , которое фотоны имели бы, если бы не пересекали ГСО:

$$\frac{a_0}{a_{\bar{z}}} = 1 + \bar{z}. \quad (12)$$

В однородном мире эти два определения совпадают: $z = \bar{z}$, что даёт:

$$\frac{a_0}{a_{\bar{z}}} = \frac{\lambda_r}{\lambda_e} = 1 + z \quad (13)$$

и в фридмановской модели уравнение для относительного роста длин волн есть:

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{da}{a}. \quad (14)$$

При прохождении фотоном ГСО эти определения не эквивалентны и $z < \bar{z}$, так что

$$\frac{a_0}{a_{\bar{z}}} > \frac{\lambda_r}{\lambda_e} = 1 + z. \quad (15)$$

Основное изменение в характере роста длины волны λ излучения от внегалактических источников состоит в том, что при прохождении фотонами расстояния Δl_c между центрами масс двух соседних скоплений λ растёт не везде, а только вне Δl_g , т.е. в части полного расстояния, равной $(1-f)\Delta l_c$. Соответственно, $\Delta\lambda$ растёт не на всём интервале изменения масштабного фактора Δa , а только в его части, равной $\Delta a \cdot (1-f)$ и вместо (14) будем иметь новое уравнение:

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{da}{a} (1-f). \quad (16)$$

С учётом (10) это уравнение приобретает вид:

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{da}{a} - \bar{w} \frac{da}{a^2 H^{2/3}}, \quad (17)$$

где $\bar{w} = f_0 a_0 H_0^{2/3}$. Для её решения нужно выбрать космологическую модель, дающую конкретную зависимость $H(a)$.

1.3. Эффекты консервации частоты и интенсивности в моделях

а) *Плоская фридмановская модель.*

В простейшей плоской фридмановской модели с уравнением эволюции:

$$\frac{\dot{a}^2}{c^2} = \frac{a_g}{a}, \quad (18)$$

где $a_g = 2GM / c^2$ и $M = (4\pi / 3)\rho_0 a_0^3$, имеем:

$$H^2(a) = c^2 \frac{a_g}{a^3}. \quad (19)$$

Уравнение (17) тогда упрощается и переходит в:

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{da}{a} (1-f_0), \quad (20)$$

решение которого имеет вид:

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} = \left(\frac{a_0}{a} \right)^{1-f_0}. \quad (21)$$

Учитывая (11) и (12), для связи между z и \bar{z} получаем:

$$1+z = (1+\bar{z})^{1-f_0}, \quad (22)$$

$$1+\bar{z} = (1+z)^{1/(1-f_0)}. \quad (23)$$

Как видим, уже при $f_0 = 0.2$ регистрируемое (т.е. искажённое) красное смещение z связано с неискажённым красным смещением \bar{z} как $1+z = (1+\bar{z})^{0.8}$, так что различие между ними больше ошибок измерения и должно быть учтено для всех объектов вне Местной группы галактик.

б) *Плоская модель с космологической константой*

В плоской модели ОТО с $\Lambda \neq 0$ уравнение эволюции имеет вид:

$$\frac{\dot{a}^2}{c^2} = \frac{a_g}{a} + \Lambda a^2. \quad (24)$$

Для H отсюда следует выражение:

$$H^2(a) = \frac{a_g c^2}{a^3} (1 + \Lambda a^3) \quad (25)$$

и уравнение (17) переходит в:

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{da}{a} - w_\Lambda \frac{da}{a(1 + \Lambda a^3)^{1/3}}, \quad (26)$$

где $w_\Lambda = f_0(1 - \Lambda a_0^3)^{1/3}$. Интегрирование этого уравнения даёт:

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{a_0}{a} \cdot \exp \left(-w_\Lambda \int_a^{a_0} \frac{da'}{a'(1 + \Lambda a'^3)^{1/3}} \right), \quad (27)$$

откуда с учётом (11) и (12) находим связь между z и \bar{z}

$$1+z = (1+\bar{z}) \cdot \exp \left(-w_\Lambda \int_0^{\bar{z}} \frac{d\bar{z}'}{[(1+\bar{z}')^3 + \Lambda a_0^3]^{1/3}} \right). \quad (28)$$

в) *Модифицированная закрытая модель.*

Уравнение Фридмана стандартной закрытой модели:

$$\frac{\dot{a}^2}{c^2} = \frac{a_g}{a} - 1, \quad (29)$$

следующее из уравнений Эйнштейна, имеет странные свойства: во-первых, в них $a < a_g$, хотя a_g есть гравитационный радиус, а во-вторых, в точке остановки при максимальном радиусе a_m получаем $a_g = a_m$.

В локальной окрестности любого наблюдателя однородные и изотропные космологические модели именно из-за однородности должны воспроизводить ньютоновскую динамику однородного шара. В ней же для частицы, сопутствующей поверхности шара, условия сохранения энергии дают уравнение эволюции [6]:

$$\frac{\dot{r}^2}{c^2} = \frac{r_g}{r} - \frac{r_g}{r_m}. \quad (30)$$

Здесь радиус находится в интервале $r_g < r \leq r_m$ и имеет ясный физический смысл.

Подставив в (30) определения $r(t) = a(t) \sin \chi$ и учитывая $r_g \sim \rho r^3 = \rho_m r_m^3$, это локальное уравнение можно записать и в глобальных переменных, так как $\sin^2 \chi$ сокращается и оставшееся уравнение описывает эволюцию a :

$$\frac{\dot{a}^2}{c^2} = \frac{a_g}{a} - \frac{a_g}{a_m}. \quad (31)$$

Это уравнение эволюции отличается от стандартного уравнения Фридмана (29) последним членом, что существенно, так как теперь уравнение не только согласуется с условием сохранения энергии в окрестности наблюдателя, но и «радиус» 3-сферы ведёт себя как $a_g < a \leq a_m$, что восстанавливает её обычный физический смысл.

В то же время уравнение Фридмана (29) также можно привести к виду (31), для чего из (29) вычтем это же уравнение в момент остановки на максимальном радиусе $a = a_m$, когда $\dot{a}(a_m) = 0$ и получим в точности уравнение (31) [6].

Отметим, что при $a_m \gg a$ в уравнении (31) последний член можно опустить и оно переходит в уравнение эволюции плоской модели (18), что в закрытой модели «объясняет» успех плоских моделей, особенно в применении к ранним эпохам.

В новой версии закрытой модели с уравнением эволюции (31) теперь имеем:

$$H(a) = \frac{a_g^{1/2} c}{a^{3/2}} (1 - a / a_m)^{1/2} \quad (32)$$

и уравнение (17) переходит в:

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{da}{a} - w \frac{da}{a(1 - a / a_m)^{1/3}}, \quad (33)$$

где $w = f_0 y_0$, $y_0 = (1 - b)^{1/3}$ и $b = a_0 / a_m$. Интегрирование этого уравнения даёт искомую связь между z и \bar{z} [1]:

$$1 + z = (1 + \bar{z}) \cdot \frac{\exp\{3^{1/2} w \cdot \arctan[(1 + 2y_z) / 3^{1/2}]\}}{G \cdot [1 + 3y_z / (1 - y_z)^2]^{w/2}} \quad (34)$$

где:

$$y = (1 - a / a_m)^{1/3} = [1 - b / (1 + \bar{z})]^{1/3}, \quad (35)$$

$$G = \frac{\exp\{3^{1/2} w \cdot \arctan[(1 + 2y_0) / 3^{1/2}]\}}{[1 + 3y_0 / (1 - y_0)^2]^{w/2}}. \quad (36)$$

Для выражения \bar{z} через z нам нужно обратить (34), что аналитически сложно, но для практических целей достаточно простой аппроксимации [1]:

$$z \approx (1 - f_0) \bar{z} + Q \cdot \bar{z}^2, \quad Q = \frac{\alpha f_0}{6} \left(\frac{1}{1 - b} - 4 + 3f_0 \right). \quad (37)$$

Здесь для каждого сочетания параметров подбирается нужное значение α .

1.4. Увеличение интенсивности потока из-за эффекта консервации

Рассмотрим теперь как эффекты консервации в ГСО изменяют видимые светимости. Если бы зарегистрированное излучение не прошло через ГСО, то у источника с абсолютной светимостью L была бы стандартная видимая светимость $\bar{l} = L/[4\pi d_0^2 \cdot (1 + \bar{z})^2]$, где d_0 - фотометрическое расстояние. Но, если поток проходил ГСО, то \bar{l} отличается от видимой светимости l .

Из-за меньшего растяжения интервала времени пребывания фотонов и меньшего красного смещения их энергии наблюдаемые l окажутся больше ожидаемых \bar{l} и увеличение даётся коэффициентом $B_{\delta z}^2$:

$$B_{\delta z}^2 = \left(\frac{1 + \bar{z}}{1 + z} \right)^2. \quad (38)$$

Нормальный поток вне скопления с телесным углом $\pi \varepsilon^2$ расширится больше, чем внутренний и произойдёт сужение пучка из-за консервации. Соответствующее увеличение \bar{l} будет выражаться коэффициентом $C_{\delta \varepsilon}$, равным обратному отношению площадей, на которые при регистрации проецируются нормальный и суженный пучки. В фридмановских моделях радиус площадки, перпендикулярной лучу, растягивается пропорционально a и поэтому получаем:

$$C_{\delta \varepsilon} = \frac{\pi \varepsilon_z^2}{\pi \varepsilon_{\bar{z}}^2} = \left(\frac{1 + \bar{z}}{1 + z} \right)^2 \quad (39)$$

Из-за большей удалённости источников по сравнению с прежними оценками появляется поправка на уменьшение видимой светимости из-за дополнительного поглощения и рассеяния. Соответствующий коэффициент обозначим как $D_{\delta z}$.

В итоге получаем, что истинная светимость источника \bar{l} связана с l как:

$$\bar{l} = l \cdot \frac{D_{\delta z}}{B_{\delta z}^2 C_{\delta \varepsilon}^2} = l \cdot \left(\frac{1 + z}{1 + \bar{z}} \right)^4 D_{\delta z}, \quad (40)$$

т.е. чем дальше находится источник, тем \bar{l} меньше l . Таким образом, поправки к наблюдаемым данным для удалённых объектов надо вносить на их светимости тоже.

1.5. Эффекты консервации для сверхновых и других объектов

Таблицы наблюдательных данных, включающие наблюдаемые z и модуль расстояния $\mu(z) = m - M$, где M – абсолютная, а m - видимая звёздная величина, необходимо выразить также и через значения \bar{z} и $\bar{\mu}(\bar{z})$, добавляя для них новые столбцы в таблицы. С теоретически вычисляемым модулем расстояния $\bar{\mu}_{th}(\bar{z})$ сравниваются значения модуля расстояния $\bar{\mu}_{obs}(\bar{z})$.

В пределе $z \ll 1$ имеем

$$z \sim (1 - f_0) \cdot \bar{z} + O(\bar{z}^2) \quad (41)$$

как в простой плоской, так и в закрытой модели, что ведёт к перенормировке H_0 :

$$\bar{H}_0 = \frac{H_{obs}}{1 - f_0}. \quad (42)$$

Также необходимо учесть перенормировку абсолютной звёздной величины M

$$\bar{M} = M + 5 \lg(1 - f_0). \quad (43)$$

При этом необходима осторожность в том, чтобы перенормировка этих двух констант проводилась отдельно и не искажала их значения. Это можно сделать путём определения H_0 используя разные «стандартные свечи».

Для сверхновых типа Ia (SN1a), используемых как космологические стандартные свечи, спектроскопически-подтверждённые данные имеются примерно до $z \sim 2$. В статье [1] были использованы данные для ~ 600 SN1a на базе нескольких компиляций и данных по отдельным объектам. Кривая для модуля расстояния для этого набора описывается простой эмпирической формулой:

$$\mu_{obs}(z) = 5 \lg(z + \gamma z^2) + A, \quad (44)$$

где $A = 5 \lg(c / H_{obs}) + 25$, с параметрами $H_{obs} = 68,6$ км/(сек·Мпс) и $\gamma = 0.57$ при $\chi^2 / N = 0.90$. Отметим, что данное значение H_{obs} близко к данным из Планка [7].

В терминах \bar{z} модуль расстояния (44) будет иметь вид:

$$\mu_{obs}(\bar{z}) = 5 \lg(\bar{z} + \bar{\gamma} \bar{z}^2) + \bar{A}, \quad (45)$$

где в $\mu_{obs}(\bar{z})$ должны быть учтены поправки (40) в виде:

$$\bar{\mu}_{obs}(\bar{z}) = \mu_{obs}(\bar{z}) + 2 \cdot 5 \lg[(1 + \bar{z}) / (1 + z)] + \delta m(\bar{z}). \quad (46)$$

Здесь $\delta m(\bar{z})$ - поправка на дополнительное поглощение.

Теоретическое выражение для $\bar{\mu}_{th}(\bar{z})$ из выбранной модели также можем аппроксимировать аналогичной формулой:

$$\mu_{th}(\bar{z}) = 5 \lg(\bar{z} + \bar{\gamma}_{th} \bar{z}^2) + \bar{A}, \quad (47)$$

и затем можем сравнить значения параметров в (45) и (47).

Для большей точности поправки на консервацию должны изучаться для объектов индивидуально, учитывая влияние каждого пройденного фотонами скопления галактик. Тогда разброс l и z станет меньше, что повысит точность определения параметров как объектов, так и моделей.

2. Эффекты консервации для реликтового фона

2.1. Эффект консервации температуры реликтового фона в скоплениях

Свойства наблюдаемого реликтового потока принято объяснять в основном событиями в ранней вселенной. Но, чтобы так утверждать, все существенные влияния промежуточных эпох должны быть учтены должным образом.

Обычно учитываются влияние горячих газов в скоплениях, а также стандартные гравитационные эффекты (порядка $\sim \varphi / c^2$) - отклонение и смещение частот - которые для большей части расстояний и скоплений очень малы.

Влияние же на реликтовый поток наличия ГСО, где охлаждение потока из-за расширения консервируется, существенно и было рассмотрено в статье [2]. В данной части статьи приведём основные результаты этого рассмотрения в более компактном виде, а также приведём оценки в рамках нескольких космологических моделей.

В первой части статьи были получены соотношения, связывающие наблюдаемое красное смещение z и «эффективное» красное смещение \bar{z} для

однородного мира. Для реликтового излучения отношение температуры в более раннюю эпоху T_e к наблюдаемой T_r определяется отношением наблюдаемой длины волны λ_r к длине волны в ту эпоху λ_e :

$$\frac{T_e}{T_r} = \frac{\lambda_r}{\lambda_e} = 1 + z. \quad (48)$$

В то же время, отношение космологических масштабных факторов в нашу эпоху a_0 и в ту эпоху $a_{\bar{z}}$ определяет нормальное (“эффективное”) красное смещение \bar{z} и отношение температур \bar{T}_e, \bar{T}_r , соответствующие однородному миру:

$$\frac{\bar{T}_e}{\bar{T}_r} = \frac{a_0}{a_{\bar{z}}} = 1 + \bar{z}. \quad (49)$$

В однородном мире эти два вида температур совпадают и в фридмановской модели уравнение для уменьшения температуры потока имеет вид:

$$\frac{dT}{T} = -\frac{da}{a}. \quad (50)$$

Однако, при наличии ГСО эти определения не эквивалентны и $\bar{T} < T$, т.е. консервация температуры потока в ГСО приводит к относительному потеплению. Теория этого эффекта строится аналогично теории для компактных источников, но вместо длин волн и светимостей рассматривается температура потока.

Основное изменение в темпе охлаждения реликтового потока состоит в том, что при прохождении потоком расстояния Δl_c между центрами масс соседних скоплений температура падает не везде, а только вне Δl_g , т.е. в части полного расстояния, равной $(1-f)\Delta l_c$, где $f \equiv \Delta l_g / \Delta l_c$. Соответственно, охлаждение на ΔT происходит не на всём интервале роста масштабного фактора Δa , а только в его части, равном $\Delta a \cdot (1-f)$ и вместо (14) будем иметь новое уравнение:

$$\frac{dT}{T} = -\frac{da}{a}(1-f). \quad (51)$$

С учётом выражения (10) для f уравнение (51) приобретает вид:

$$\frac{dT}{T} = -\frac{da}{a} + w \frac{da}{a^2 H^{2/3}}. \quad (52)$$

Для решения этого уравнения $H(a)$ надо определить из конкретной модели.

2.2. Консервация температуры реликтового фона в разных моделях

а) Плоская фридмановская модель.

В простейшей плоской фридмановской модели с уравнением эволюции (18) и $H^2 = c^2 a_g / a^3$ уравнение (52) переходит в:

$$\frac{dT}{T} = -\frac{da}{a}(1-f_0). \quad (53)$$

Решение его имеет вид:

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{a_0}{a}\right)^{1-f_0} = \left(\frac{\bar{T}}{\bar{T}_0}\right)^{1-f_0}. \quad (54)$$

б) *Плоская модель с космологической константой*

В плоской модели с космологической константой Λ и уравнением эволюции (24) для H имеем выражение (25), а уравнение (52) переходит в:

$$\frac{dT}{T} = -\frac{da}{a} + w_\Lambda \frac{da}{a(1 + \Lambda a^3)^{1/3}}. \quad (55)$$

Интегрирование этого уравнения даёт:

$$\frac{T}{T_0} = \frac{\bar{T}}{\bar{T}_0} \cdot \exp\left(-w_\Lambda \int_a^{a_0} \frac{da'}{a'(1 + \Lambda a'^3)^{1/3}}\right). \quad (56)$$

в) *Модифицированная закрытая модель.*

В модифицированной закрытой модели с уравнением эволюции (31) и выражением (32) для H уравнение (52) переходит в:

$$\frac{dT}{T} = -\frac{da}{a} + w \frac{da}{a(1 - a/a_m)^{1/3}}, \quad (57)$$

где $w = f_0 y_0$, $y_0 = (1 - b)^{1/3}$ и $b = a_0 / a_m$. Интегрирование этого уравнения даёт:

$$\frac{T_e}{T_r} = \frac{\bar{T}_e}{\bar{T}_r} \cdot \frac{\exp\{3^{1/2} w \cdot \arctan[(1 + 2y_z) / 3^{1/2}]\}}{G \cdot [1 + 3y_z / (1 - y_z)^2]^{w/2}}, \quad (58)$$

где выражение для G дано в (36), и $y_z = (1 - a_z / a_m)^{1/3} = [1 - b\bar{T}_r / \bar{T}_e]^{1/3}$.

Для выражения \bar{T} через T нужно обратить уравнения (54), (56) или (58). В предельных случаях, когда температуры в начале и конце отличаются очень мало или очень сильно, формулы обращаются проще.

2.3. Изотропия и анизотропия реликтового фона из эффектов консервации

Возмущения реликтового потока из-за консервации потока в ближайших к нам слоях скоплений галактик имеет тот же порядок величины, что и возмущения в эпоху рекомбинации. Этот результат кажется странным, так как реликтовый поток прошёл сотни таких областей неоднородности, ранее имевшие в десятки раз меньшие размеры. Если в каждой из них поток испытывал такие же возмущения, как и в эпоху рекомбинации, то от первоначальной информации не должно было остаться и следа - возмущения от удалённых областей смешиваются и поток должен был образовывать в высокой степени изотропный фон.

Фактически же это не противоречие, а изменение парадигмы и мы приходим к первому принципиально важному выводу, обратному действующей парадигме:

А) *возмущения реликтового потока, возникавшие дальше 150 Мпс от нас, дойдут сглаженными из-за эффектов консервации температуры в большом количестве пройденных до этого ГСО (скоплений галактик) и поток входящий в нашу область неоднородности в высокой степени изотропен ($< 10^{-5} K$).*

Итак, если бы вокруг нас внутри шара радиусом 150 Мпс была бы пустота или однородное вещество, то поступающий реликтовый поток наблюдался бы практически изотропным с температурной анизотропией $< 10^{-5} K$.

Перейдя к оценкам из моделей для более дальних расстояний, находим, что при малом изменении температуры $\Delta\bar{T} \ll \bar{T}$ в первом приближении модели дают одинаковое выражение для относительного потепления, которое при $\bar{T}_e \approx T_e$ есть:

$$\Delta T \approx (1 - f_0)\Delta\bar{T}, \quad \bar{T}_r \approx (1 - f_0) \cdot T_r. \quad (59)$$

Итак, если не прошедший скопления поток охладился на $\Delta\bar{T}$, то поток прошедший скопления охладится на ΔT и $\Delta T < \Delta\bar{T}$, в чём и состоит «потепление». При $T_r \approx 2.7255 K$ и $f_0 = 0.3$ имели бы для невозмущённой температуры $\bar{T}_r \approx 1.901 K$.

Из рассмотренного в первом разделе теории эффекта консервации и вышеуказанного вывода (А) следует второй вывод принципиальной важности, также обратный действующей парадигме:

Б) почти все наблюдаемые возмущения реликтового фона порядка $10^{-5} K$ и больше возникли в основном в неоднородностях вокруг нас в радиусе 150 Мпс благодаря консервации температуры в кратных слоях скоплений галактик.

Это обстоятельство делает задачу построения теории наблюдаемой анизотропии реликтового фона практически решаемой путём изучения нашего ближнего окружения до 150 Мпс, где почти все существенные вклады доступны измерению с гораздо большей точностью, чем в более удалённых областях.

Среднее расстояние между группами и скоплениями галактик превышает размеры их ГСО как минимум в несколько раз. Наблюдаемая угловая анизотропия температуры реликтового потока связана в основном с «потеплением» потока при его прохождении через кратное число перекрывающихся скоплений вдоль луча зрения по сравнению с просочившимся потоком, не прошедшим скопления.

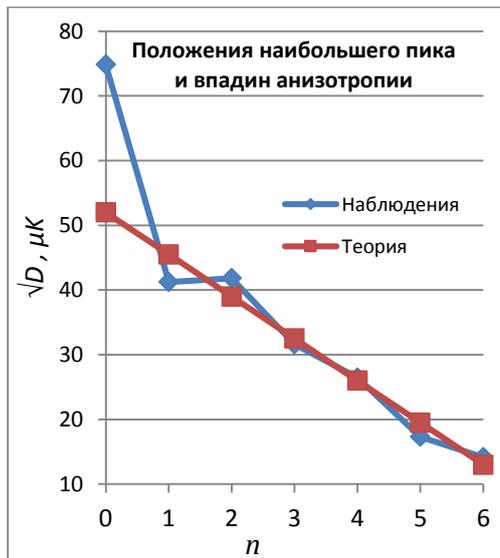


Рис.2 Положения наибольшего пика ($n = 0$ и $l \approx 220$) и 6 впадин в графике $\tilde{D}_{l,n}^{1/2}$

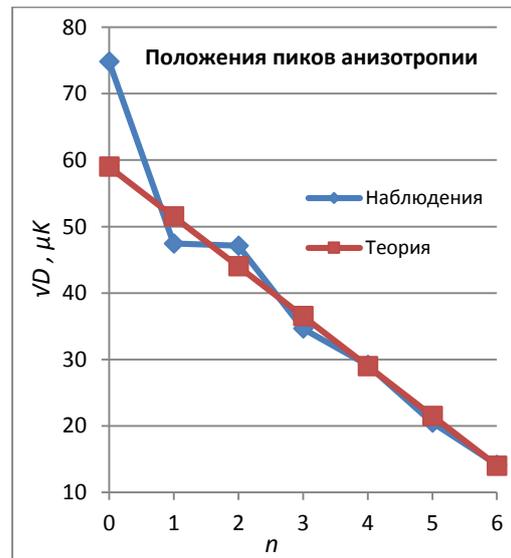


Рис.3 Положения пиков в графике $D_{l,n}^{1/2}$.

Закир З. (2014) *Теоретическая физика, астрофизика и космология* **9**, 1; ТФАК: 4874-035

Так как число разбиений неба в каждом слое, как и величина разницы температур монотонно возрастают, то как простейшую можем взять линейную аппроксимацию. Для положений пиков тогда можно использовать полуэмпирическую формулу [2]:

$$l_n = l_0 + \Delta l \cdot n \approx 220 + 300 \cdot n. \quad (60)$$

Такая же линейная формула для высот соседних пиков \sqrt{D} приведена в [2] для данных из [7] с $\delta\tilde{T} = 6.5\mu K$ для впадин (Рис.2) и $\delta T = 7.5\mu K$ для пиков (Рис. 3).

Заключение

Эффекты консервации z и интенсивности потока излучения в скоплениях галактик, включая и реликтового потока, существенны при использовании наблюдательных данных для определения свойств внегалактических объектов и реликтового фона. Расстояния до объектов при этом заметно возрастают, а их характеристики заметно меняются. Поэтому учёт этих эффектов обязателен для сравнения с наблюдениями космологических моделей. Это ставит задачу пересмотра наблюдательных данных и характеристик для всех внегалактических источников вне Локальной группы.

Основные положения новой трактовки свойств реликтового фона, включая объяснения изотропности и анизотропии, являются прямыми следствиями ОТО и космологического принципа и в этом смысле фундаментальны. Дальнейшее развитие этой трактовки позволит описывать и другие свойства реликтового фона, включая и поляризацию. Отдельные же приближения, численные оценки или сравнение с наблюдениями подлежат более тщательному исследованию и уточнению, что будет обсуждаться в последующих публикациях.

Литература

1. Закир З. (2013) *Теор. физ., астрофиз. и космол.*, **8**, 1, 1, doi: [10.9751/TFAK.4488-027](https://doi.org/10.9751/TFAK.4488-027); **8**, 1, 8, doi: [10.9751/TFAK.4488-028](https://doi.org/10.9751/TFAK.4488-028).
2. Закир З. (2013) *Теор. физ., астрофиз. и космол.*, **8**, 1, 17, doi: [10.9751/TFAK.4488-029](https://doi.org/10.9751/TFAK.4488-029).
3. McVittie G. C. (1933) *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **93**, 325.
4. Einstein A., Straus E. G., *Rev. Mod. Phys.* (1945) **17**, 120; (1946) **18**, 148.
5. Carrera M. and Giulini D. (2010) *Rev. Mod. Phys.* **82**, 169.
6. Закир З. (2013) *Теор. физ., астрофиз. и космол.*, **8**, 3, 71, doi: [10.9751/TFAK.4700-033](https://doi.org/10.9751/TFAK.4700-033).
7. Planck Collaboration (2013) Reports XVI, [arXiv:1303.5076](https://arxiv.org/abs/1303.5076), XXIII, [arXiv:1303.5083](https://arxiv.org/abs/1303.5083).