

Эффекты консервации частоты и интенсивности излучения прошедшего скопления галактик. 2. Изотропия и анизотропия реликтового фона

*Захид Закир*¹

Аннотация

В предыдущих двух статьях был исследован новый класс эффектов общей теории относительности (ОТО) - консервация частоты и интенсивности излучения при прохождении гравитационно-связанных областей (ГСО), таких как скопления галактик, из-за выключения из потока космологического расширения. В данной статье теория эффектов консервации применена к реликтовому потоку. Для части реликтового потока пересекающего скопления эти эффекты ведут к консервации температуры и «потеплению» по отношению к нормально расширяющемуся потоку вне скопления. В результате, вместо прежней парадигмы о практически стерильном распространении реликтового потока со времени рекомбинации, в действительности из ОТО и космологического принципа следует обратная картина. Смешивание потоков реликтовых фотонов, многократно изолированных в ГСО от потока расширения, существенно меняет физические характеристики всего реликтового потока, в частности, ведёт к его изотропности и потере следов возмущений в ранние периоды. Наблюдаемая анизотропия же следует из эффектов консервации при прохождении излучения в кратных слоях скоплений нашего близкого окружения.

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
космология, скопления галактик, гравитация, реликтовый фон, анизотропия

Содержание

Введение.....	17
1. Эффект консервации температуры реликтового фона в скоплениях	18
2. Анизотропия из-за эффектов консервации в ближайших скоплениях	20
3. Изотропность реликтового фона из-за консервации температуры в удалённых областях неоднородностей.....	21
4. Полуфеноменологическая модель наблюдаемой анизотропии реликтового фона.....	22
Заключение.....	24
Литература.....	24

Введение

В статьях [1,2], где были исследованы следующие из ОТО эффекты консервации частоты и интенсивности излучения при прохождении *гравитационно-связанных областей* (ГСО), в частности, скоплений галактик, уже отмечалось, что такая консервация температуры излучения может порождать квазипериодические пики в угловом распределении температуры и поляризации реликтового потока. Оценки показывали, что прохождение близких к нам

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

скопления галактик на последнем этапе пути потока должен дать заметный вклад в наблюдаемую анизотропию реликтового фона.

В данной статье будет показано, что этот последний вклад не только существенен, но и есть основной механизм возникновения наблюдаемой анизотропии реликтового излучения. Это оказывается связанным также и с тем фактом, что возмущения реликтового потока из-за консервации температуры в областях неоднородностей оказываются того же порядка, как и в эпоху рекомбинации, так что все они сглаживаются из-за многократного возмущения и смешивания разных частей потока. Этим же объясняется высокая изотропия реликтового фона, входящего в нашу область неоднородности радиусом <150 Мпс.

При этом, если в эффекте Сакса-Вольфа, связанного с гравитационным смещением частот, реликтовый поток при выходе из скопления становится *холоднее*, то из-за эффектов консервации при выходе он окажется *теплее* невозмущенного. Но, в отличие от другого известного эффекта потепления - эффекта Зельдовича-Сюняева, связанного с взаимодействием потока с веществом скопления, - эффекты консервации, будучи оборотной стороной космологического расширения, универсальны, не зависят от состава вещества и определяются только размерами и конфигурацией ГСО.

В разделах 1-3 приведена теория эффекта консервации реликтового фона и получены формулы для поправок, а в разделе 4 рассмотрена феноменологическая модель наблюдаемой анизотропии исходя из нового механизма её возникновения.

1. Эффект консервации температуры реликтового фона в скоплениях

В первой части данной статьи [2] были получены соотношения, связывающие наблюдаемое красное смещение z и «эффективное» красное смещение \bar{z} , которое наблюдалось бы в строго однородном мире (для стандартной закрытой модели ОТО без тёмной энергии). 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 :

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

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

$$\frac{\bar{T}_e}{\bar{T}_r} = \frac{a_0}{a_z} = 1 + \bar{z}. \quad (2)$$

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

$$\frac{dT}{T} = \frac{da}{a}. \quad (3)$$

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 [2], но только вместо длин волн, красных смещений и светимостей достаточно изучать лишь температуру потока.

Основное изменение в темпе охлаждения реликтового потока состоит в том, что при прохождении потоком расстояния между центрами скоплений Δl_c 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, уменьшение температуры ΔT происходит не на всём интервале изменения масштабного фактора Δa , а только в его части, равном $\Delta a \cdot (1-f)$ и вместо (3) будем иметь новое уравнение:

$$\frac{dT}{T} = \frac{da}{a}(1-f). \quad (4)$$

С учётом выражения для f [1]:

$$f = \frac{\Delta l_g}{\Delta l_c} = \frac{\Delta l_g}{\Delta l_{c0}} \frac{a_0}{a} = f_0 \frac{a_0 H_0^{2/3}}{a H^{2/3}}, \quad (5)$$

уравнение (4) приобретает вид:

$$\frac{dT}{T} = \frac{da}{a} - \bar{w} \frac{da}{a^2 H^{2/3}}. \quad (6)$$

Здесь $\bar{w} = f_0 a_0 H_0^{2/3}$, и $H = \dot{a} / a$ – параметр Хаббла, зависящий от выбора модели.

В стандартной закрытой модели ОТО (без тёмной энергии) с максимальным радиусом расширения $a_m = 2GM / c^2$, где $M = (4\pi / 3)\rho_0 a_0^3$, имеем:

$$H = \frac{a_m^{1/2} c}{a^{3/2}} (1 - a / a_m)^{1/2} \quad (7)$$

и уравнение (6) переходит в:

$$\frac{dT}{T} = \frac{da}{a} - w \frac{da}{a(1 - a / a_m)^{1/3}}, \quad (8)$$

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 T и \bar{T} :

$$\frac{T_e}{T_r} = \frac{\bar{T}_e}{\bar{T}_r} \cdot \frac{\exp\{3^{1/2} w \cdot \arctan[(1 + 2y_z) / 3^{1/2}]\}}{G \cdot [1 + 3y_z / (1 - y_z)^2]^{w/2}} \quad (9)$$

где:

$$y_z = (1 - a_z / a_m)^{1/3} = [1 - b\bar{T}_r / \bar{T}_e]^{1/3}, \quad (10)$$

$$G = \frac{\exp\{3^{1/2} w \cdot \arctan[(1 + 2y_0) / 3^{1/2}]\}}{[1 + 3y_0 / (1 - y_0)^2]^{w/2}}. \quad (11)$$

Для выражения \bar{T} через T нам нужно обратить связь (9), что в общем случае очень трудно. Но в двух предельных случаях, когда температуры в начале и конце отличаются очень мало (Раздел 2) или очень сильно (Раздел 3), формула (9) упрощается и легко может быть обращена.

2. Анизотропия из-за эффектов консервации в ближайших скоплениях

Произведём сначала оценку величины «потепления» реликтового потока при прохождении одного близкого к нам скопления галактик. Время прохождения излучением скопления с радиусом ГСО по меньшей мере $\Delta l_{g_0} \sim 2$ Мпс около 6.5 млн. лет, что составляет примерно $5 \cdot 10^{-4}$ времени с эпохи рекомбинации около 13.6 млрд. лет. За всё время температура реликтового потока уменьшилась почти в 10^3 раз, но практически всё изменение пришлось на первые 3.6 млрд. лет, тогда как за последние 10 млрд. лет температура фона упала всего лишь на величину порядка 10^1 К, т.е. падала в среднем порядка 10^{-4} К каждые млн. лет. Но опять в первую половину этого времени из-за большей скорости расширения падение температуры было сильнее, тогда как в нашу эпоху оно составляет несколько единиц 10^{-5} К.

Однако, реликтовый поток в промежутке между скоплениями также расширяется не идеально, так как восстановление полной космологической скорости расширения происходит лишь на расстояниях в несколько раз больше Δl_{g_0} , так что и эта часть потока тоже «теплеет», хотя и в меньшей степени, чем внутри скоплений. В результате, «потепление» потока, прошедшего скопления относительно не прошедшего будет меньше и составит около 10^{-5} К.

Перейдём теперь к более строгому обоснованию этих выводов. При малом изменении температуры $\Delta \bar{T} \ll \bar{T}_r$ правую часть (9) можем разложить в ряд, после чего формула упрощается и принимает вид:

$$\frac{\Delta T}{T_r} \approx (1 - f_0) \frac{\Delta \bar{T}}{\bar{T}_r} + Q \cdot \left(\frac{\Delta \bar{T}}{\bar{T}_r} \right)^2, \quad (12)$$

$$Q = \frac{\alpha f_0}{6} \left(\frac{1}{1-b} - 4 + 3f_0 \right). \quad (13)$$

где α - поправочный коэффициент, подбираемый для соответствия прежней точной и данной упрощённой версиям формулы.

Далее для каждого сочетания параметров b, f_0 подбираем такой α , чтобы (9) и (12) давали близкие кривые и затем из (12) находим искомую связь:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \bar{T}}{\bar{T}_r} &\approx \frac{1 - f_0}{2Q} \left[1 - \sqrt{1 - 4Q \cdot \Delta T / T_r (1 - f_0)^2} \right] \approx \\ &\approx \frac{1}{1 - f} \frac{\Delta T}{T_r} \left(1 + \frac{Q}{(1 - f)^2} \frac{\Delta T}{T_r} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

Отсюда видим, что потепление реликтового потока в скоплении галактик из-за неучастия в расширении представляет собой весьма существенный эффект. В идеале оно того же порядка, что и задержка красных смещений излучения от сверхновых, который рассматривался в предыдущих статьях [1,2]. Однако, из-за того, что температура реликтового фона усредняется по всему небу (или по достаточно большим областям), реальная разница температур фона в целом и потока от отдельного скопления становится намного меньше и составляет несколько десятков микрокельвин.

3. Изотропность реликтового фона из-за консервации температуры в удалённых областях неоднородностей

Рассмотренный модельный пример показывает, что хотя эффект консервации температуры реликтового потока в скоплениях в несколько раз меньше основного явления – остывания потока вне скоплений из-за расширения Вселенной, тем не менее, он того же порядка и на много порядков превосходит все прочие эффекты для реликтового излучения, оказывая почти такое же доминирующее влияние на основные свойства потока, как и само расширение.

Более того, возмущения температуры фона из-за консервации потока в ближайших к нам нескольких слоях скоплений галактик имеет тот же порядок величины ($10^{-5} K$), что и возмущения реликтового потока в эпоху рекомбинации.

На первый взгляд этот результат выглядит весьма странно, так как реликтовый поток прошёл сотни таких областей неоднородности, как наше окружение <150 Мпс, 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 останется и следа, так как все возмущения от достаточно удалённых областей неоднородности смешаются и поток будет образовывать в высокой степени изотропный фон.

В действительности это не противоречие, а изменение парадигмы, а именно, в сочетании с космологическим принципом мы приходим к первому выводу исключительной важности, противоположному действующей парадигме:

А) все возмущения реликтового потока, возникавшие на расстояниях более 150 Мпс от нас, дойдут до нас практически полностью сглаженными из-за эффектов консервации температуры в большом количестве пройденных до этого ГСО (скоплений протогалактик и галактик) и поток входящий в нашу область неоднородности по-видимому изотропен с высокой точностью ($\sim 10^{-6} K$).

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 меньше $10^{-6} K$.

Для выражения \bar{T} через T нам нужно обратить (9), что придётся делать путём аппроксимации. Асимптотика (9) имеет вид (Рис. 1):

$$\frac{T_e}{T_r} = F \cdot \left(\frac{\bar{T}_e}{\bar{T}_r} \right)^{1-w}, \quad \bar{T}_e \gg \bar{T}_r \quad (15)$$

$$F = 27^{-w/2} b^w \exp\{4\pi w / 3^{1/2}\} / G.$$

Эта асимптотика чувствительна к выбору параметров модели b и f_0 .

При значениях $b = 0.30$, $f_0 = 0.15$ соотношение (15) принимает вид:

$$\frac{T_e}{T_r} \approx 0.44 \frac{\bar{T}_e}{\bar{T}_r}. \quad (16)$$

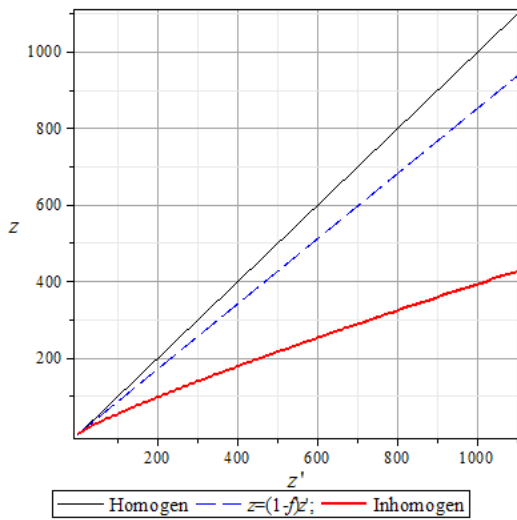


Рис. 1. Асимптотика $z(\bar{z})$ до $\bar{z} = 1000$
при $f_0 = 0.15$, $b = 0.3$

Из этого соотношения следует, что в предположении одинаковых значений обеих видов температур в эпоху рекомбинации $\bar{T}_e \approx T_e$, наблюдаемой сейчас температуре $T_r \approx 2.72K$ соответствует невозмущённая температура

$$\begin{aligned} \bar{T}_r &\approx 0.44 \cdot T_r \approx 1.20K, \\ \Delta T &\approx 1.52K \end{aligned} \quad (17)$$

где ΔT есть потепление реликтового фона из-за консервации температуры в ГСО.

Из рассмотренного в первом разделе теории эффекта консервации и вывода (А) из данного раздела следует второй вывод исключительной важности, полностью переворачивающий действующую парадигму:

Б) почти все наблюдаемые возмущения реликтового фона порядка $10^{-5} K$ и больше возникли в основном в области неоднородности вокруг нас радиусом до 150 Мпс благодаря консервации температуры в 6-10 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 намного большей точностью, чем в более удалённых областях.

4. Полуфеноменологическая модель наблюдаемой анизотропии реликтового фона

Наблюдаемая анизотропия реликтового фона, таким образом, в основном порождается ближайшими к нам скоплениями, которые хорошо изучены. Поэтому до создания строгой микроскопической теории анизотропии путь к ней лучше начать с обсуждения простой рабочей модели, в общих чертах передающей описанный в предыдущих разделах новый физический механизм этого явления. Как бы не изменялись в дальнейшем те или иные предположения этой упрощённой модели, она достаточна чтобы играть роль стартовой точки для исследований на новой основе.

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

Наибольший из пиков в спектре мощности угловой анизотропии температуры с $D_{l,0}^{1/2} \approx 75 \mu K$ и угловым числом $l \approx 220$ (Рис. 2 - 3) тогда естественно связать в основном именно с невозмущённым потоком, который просочился между скоплениями и по этой причине охладился без особенно сильных задержек, оказавшись наиболее холодным.

Последующие пики $D_{l,1}^{1/2}, \dots, D_{l,6}^{1/2}$ или впадины $\tilde{D}_{l,1}^{1/2}, \dots, \tilde{D}_{l,6}^{1/2}$ со спадающей высотой можем связать с потоками, прошедшими в среднем через одно или более кратное число скоплений. В зависимости от знака отклонения температуры, а также того, отсчитываются ли температуры от наиболее холодного пика или от температуры наиболее тёплого пика, интерпретация может меняться. Поэтому, оставив вопрос уточнения интерпретации для дальнейшего более последовательного анализа, далее получим формулы как для пиков, так и для впадин.

При прохождении через несколько скоплений повышение температуры по сравнению с наиболее холодным первым пиком должно быть в среднем кратным изменению температуры в одном скоплении: $\Delta D_{l,n}^{1/2} \sim -n \cdot \delta T$ и поэтому корень от спектра мощности $D_{l,n}^{1/2}$ должен приблизительно эквидистантно уменьшаться к значению при больших l . Далее достаточно рассмотреть только 6 слоёв близких скоплений ($n = 1, 2, \dots, 6$), заметно возмущавших реликтовый фон. Отметим, что возмущённый поток между скоплениями охлаждается в меньшей степени (с коэффициентом p), чем полностью просочившийся поток, так как между скоплениями скорость расширения не полностью восстанавливается. Поэтому для высот пиков и впадин получаем простую формулу:

$$D_{l,n}^{1/2} \approx p \cdot D_{l,0}^{1/2} - n \cdot \delta T, \quad n > 0. \quad (18)$$

$$\tilde{D}_{l,n}^{1/2} \approx \tilde{p} \cdot \tilde{D}_{l,0}^{1/2} - n \cdot \delta \tilde{T}, \quad n > 0. \quad (19)$$

Наибольший вклад в поток, прошедший через одно скопление дадут скопления первого ближайшего к нам слоя, так как их средний угловой диаметр $\Delta\theta_1$ наибольший. Наибольший вклад в двукратные возмущения дадут скопления первого и второго слоёв и так как угловой размер последних в среднем вдвое меньше скоплений первого слоя: $\Delta\theta_2 = \Delta\theta_1 / 2$, пик имеет большее угловое число $l_2 > l_1$. Аналогично, в поток прошедший 6 скоплений обязательно должны дать вклад скопления шестого слоя, средний угловой размер которых $\Delta\theta_6 = \Delta\theta_1 / 6$. Таким образом, число разбиений неба в каждом слое также монотонно возрастает и как простейшую можем взять линейную аппроксимацию. Для положений пиков тогда получаем полуэмпирическую формулу:

$$l_n = l_0 + \Delta l \cdot n \simeq 220 + 300 \cdot n. \quad (20)$$

Поток излучения, который прошёл только *одно* скопление, будет теплее просочившегося вне скоплений на δT_1 и теоретическая оценка даёт $\delta T_1 \sim 10^{-5} \text{ K}$. Далее будем считать эту величину параметром модели, для которого из сравнения с наблюдениями получим значения $\delta T_1 \simeq 6.5 \mu\text{K}$ (впадины) или $\delta T = 7.5 \mu\text{K}$ (пики). В этот поток однократного прохождения дадут вклад потоки от тех частей скоплений *каждого* слоя, которые по направлению к нам не перекрываются другими скоплениями ни спереди, ни сзади. Этот поток обладает на небе большей повторяемостью, чем просочившийся поток, так что ему соответствует следующий из учитываемых пиков. Седьмой пик содержит участки с вкладом всех 6 перекрывающихся слоёв скоплений. Поэтому отклонение от температуры реликтового фона с большими l будет минимальным и этот пик или впадина, включающий и ближайший к нам слой, будет наименьшим.

Далее, используя (18)-(19) из данных наблюдений [3] получаем: $\tilde{p} = 0.79$, $\delta \tilde{T} = 6.5 \mu\text{K}$ для впадин (Рис.2) и $p = 0.69$, $\delta T = 7.5 \mu\text{K}$ для пиков (Рис. 3).

Ширины пиков определяются несколькими факторами, такими как размытость границ скоплений, Доплер-эффект из-за движения центра масс скопления и др., так что они в принципе могут быть вычислены для каждого слоя. Пока же для грубых оценок достаточно учесть лишь гауссовский характер распределения.

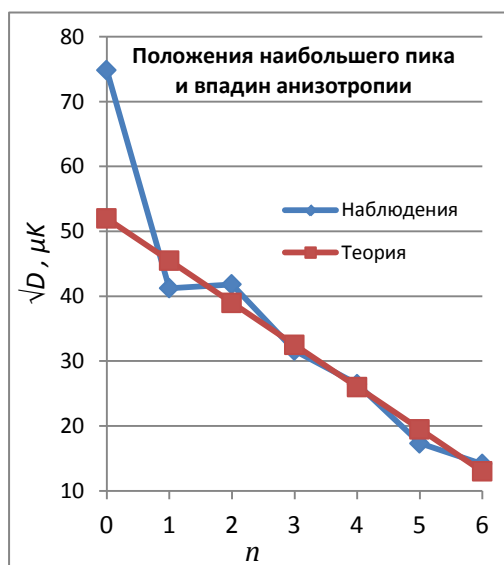


Рис.2 Положения наибольшего пика (с $n = 0$ и $l \approx 220$) и 6 впадин в графике $\tilde{D}_{l,n}^{1/2}$.

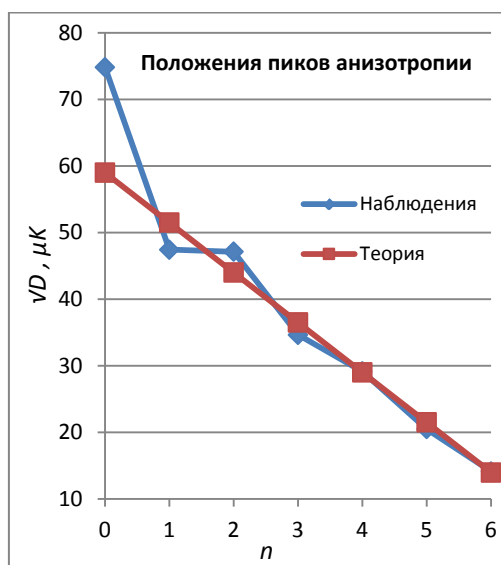


Рис.3 Положения пиков в графике $D_{l,n}^{1/2}$.

Итак, в рамках рассматриваемой рабочей модели наименьший из пиков анизотропии – 7-пик – мы связываем с возмущениями реликтового потока при прохождении сквозь шесть скоплений, а более высокие пики - с прохождением сквозь меньшее число скоплений. Таким образом, задавая положения и высоты наименьшего и наибольшего пиков анизотропии как параметров, модель позволяет в первом приближении вычислить положения и высоты промежуточных пиков, а по ним и впадин.

Заключение

Основные положения приведённой в статье трактовки свойств реликтового фона, включая объяснения изотропности и анизотропии, являются прямыми следствиями ОТО и космологического принципа и в этом смысле фундаментальны.

Отдельные же приближения, численные оценки или сравнение с наблюдениями подлежат более тщательному исследованию и уточнению.

Дальнейшее развитие этой трактовки, по всей видимости, позволит оценивать и более тонкие свойства реликтового фона, такие как угловая анизотропия поляризации.

В этой ситуации, если окончательно подтвердится, что новая трактовка позволяет выявить и объяснить основные свойства реликтового фона исходя из общих требований ОТО для излучения в ГСО, то это станет новым очевидным достижением ОТО. Это обстоятельство тогда будет иметь ценность независимо от того, насколько изменится при дальнейших уточнениях использованная упрощённая модель.

Литература

1. Закир З. (2013) *Теор. физ., астрофиз. и космол.*, **8**, 1, с. 1.
2. Закир З. (2013) *Теор. физ., астрофиз. и космол.*, **8**, 1, с. 8.
3. Planck Collaboration (2013) Report XXIII, arXiv:1303.5083, 43 p.