Журнал технической физики, 2024, том 94, вып. 12

Модификация способа измерения температуры реликтового излучения, основанного на эффекте Сюняева–Зельдовича

© И.А. Барышников,[1,¶] В.А. Шенявский,[2] В.В. Клименко,[1] А.В. Иванчик[1]

[1] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
[2] Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики,
190121 Санкт-Петербург, Россия
[¶] e-mail: baryshnikov.ia@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 3 мая 2024 г.
В окончательной редакции 4 августа 2024 г.
Принято к публикации 30 октября 2024 г.

Независимые измерения температуры реликтового излучения T_0 в современную эпоху с использованием космологических данных чрезвычайно важны для верификации космологических моделей. Исследованы стандартная и новая процедуры измерения температуры реликтового излучения в методе, основанном на эффекте Сюняева–Зельдовича. Работа выполнена с помощью численного моделирования искусственного каталога измерений эффекта Сюняева–Зельдовича для скоплений. В результате было выяснено, что более точную оценку дает новая описанная в работе процедура. Также показано, что причиной расхождения в процедурах является неопределенность параметра пекулярной скорости β, входящего в эффект Сюняева–Зельдоича.

Ключевые слова: реликтовое излучение, космология, эффект Сюняева–Зельдовича.

DOI: 10.61011/JTF.2024.12.59265.397-24

Введение

Спектр Реликтового излучения „здесь“ и „сейчас“ с высокой точностью близок к спектру абсолютно черного тела с температурой $T_0 = 2.7255 \pm 0.0006$ K [1]. Динамика температуры в процессе развития Вселенной описывается зависимостью этой величины от космологического красного смещения z. В стандартной космологической ΛCDM-модели эта зависимость выглядит

$$T_z = T_0(1+z). \tag{1}$$

Однако она имеет другой вид в альтернативных космологических моделях, выходящих за рамки стандартной физики. Поэтому как можно более точные ее измерения чрезвычайно важны для исследования законов Вселенной.

На сегодняшний день известно и реализовано два метода измерения температуры реликтового излучения (РИ) T_z на z: один использует эффект Сюняева–Зельдовича (СЗ-эффект) [2,3], второй — анализ населенности энергетических уровней атомов и молекул в плотных межзвездных облаках [4].

В настоящей работе исследовались стандартная и предлагаемая ниже новая процедуры в методе по СЗ-эффекту с помощью численного моделирования искусственного каталога измерений СЗ-эффекта.

1. Метод исследования

В настоящей работе применялся следующий подход. Во-первых, численно моделировался искусственный каталог измерений СЗ-эффекта на скоплениях галактик, параметры (необходимые для эффекта) которых генерировались случайным образом, при этом величине температуры РИ „здесь“ и „сейчас“ присваивалось значение $T_0 = 2.7255$ K. Во-вторых, с помощью двух процедур оценивалось присвоенное значение. Сравнение полученных оценок с заданной при моделировании величиной температуры РИ позволило исследовать процедуры.

1.1. СЗ-эффект. Процедуры измерения

СЗ-эффект заключается в смещении спектра РИ от спектра абсолютно черного тела (АЧТ) при прохождении реликтовых фотонов через горячий электронный газ в скоплении галактик. Эффект может описываться как вариацией интенсивности РИ $\Delta I_{SZ}(\nu)$ на частоте ν, так и вариацией яркостной температуры РИ $\Delta T_{SZ}(\nu)$. Эффект зависит от частоты ν и четырех параметров: T — температура РИ, τ — оптическая толща, $\beta = v/c$ — пекулярная скорость скопления, $\theta = kT_e/m_e c^2$ — температура электронного газа в единицах энергии покоя электрона.

Стандартная процедура измерения температуры РИ T_z на космологическом красном смещении z по СЗ-эффекту заключается в аппроксимации вариаций температуры РИ ΔT_{SZ} на разных частотах с помощью формулы (2):

$$\begin{aligned}
&\Delta T_{SZ}(x) = T_0 \cdot \tau\,[\theta f(x) - \beta + R(x,\theta,\beta)] \\
&x = h\nu_0(1+z)/kT_z, \qquad \xrightarrow{\text{fitting}} (T_z, \tau, \theta, \beta), \\
&T_0 = 2.7255\text{K [1]},
\end{aligned} \tag{2}$$

где функции $f(x)$ и $R(x, \theta, \beta)$ описаны в работе [2]. В этой процедуре находится температура РИ T_z на космологическом красном смещении z. Такая процедура использовалась в работах [2,3]. В этих работах главной задачей являлось определение статистически значимого отклонения значений $T_z(z)$ от ΛCDM-модели посредством аппроксимации функцией, отличающейся от стандартной (1). В работе [4] был предложен иной способ определения отклонения данных, а именно по нахождению оценки температуры РИ „здесь“ и „сейчас“ T_0 через аппроксимацию величин T_z функцией из стандартной модели (1) и сравнению ее с наилучшей на сегодняшней день оценкой в [1]. Таким образом, конечным итогом стандартной процедуры является оценка температуры РИ „здесь“ и „сейчас“ T_0.

В настоящей работе предложена новая процедура, которая позволяет находить сразу значение температуры РИ T_0 „здесь“ и „сейчас“. В этой процедуре аппроксимация вариаций температуры РИ ΔT_{SZ} производится по формуле (3):

$$\begin{aligned} &\Delta T_{SZ}(x) = T_0 \cdot \tau\ [\theta f(x) - \beta + R(x, \theta, \beta)] \\ &x = h\nu_0/kT_0, \end{aligned} \xrightarrow{\text{fitting}} (T_0, \tau, \theta, \beta), \tag{3}$$

где функции $f(x)$ и $R(x, \theta, \beta)$ те же, что и в формуле (2). Важное отличие новой процедуры от стандартной в том, что в новой процедуре перед оптической толщей τ стоит варьируемый параметр (искомая температура РИ „здесь“ и „сейчас“), а в стандартной стоит температура, приравненная среднему значению из работы [1].

1.2. Численное моделирование искусственного каталога

Численное моделирование искусственного каталога измерений СЗ-эффекта для скоплений выполнялось следующим образом. Во-первых, фиксировалось значение температуры РИ $T_0 = 2.7255$ K, которое необходимо было восстановить двумя описанными выше процедурами. Во-вторых, генерировались параметры скоплений (τ, θ, β, z) случайным образом из следующих распределений. Оптическая толща τ выбрана из равномерного распределения $U[0.5, 2]$. Температура электронного газа kT_e, определяющая параметр θ, — из $U[1, 10]$ keV. Пекулярная скорость β — из $U[-0.5/300, +0.5/300]$. Красное смещение z взято, как модуль $|\xi|$, где случайная величина ξ выбрана из нормального распределения $N(0, 0.3^2)$. В-третьих, по формуле (3) для каждого скопления высчитывались вариации температуры на пяти частотах: 70, 100, 143, 217, 353 GHz (как в работе [2]). В-четвертых, был произведен статистический анализ ошибок реальных данных из работ [2], в котором определялась корреляция между величиной ошибки вариации температуры и частотой (см. табл.). Наконец в каталог записывались значения, разбросанные вокруг расчитанных вариаций температур по нормальному закону с соответствующими статистическому анализу дисперсиями. Также в каталоге были записаны все параметры (τ, θ, β, z) для каждого скопления. Получение данных, записанных в искусственный каталог, дополнительно описано на рис. 1.

Результат статистического анализа данных из работы [2]

ν, GHz	70	100	143	217	353
δ = ошибка/масштаб	0.5	0.14	0.07	0.06	0.3
$\sigma = \sqrt{D[\delta]}$	0.09	0.03	0.02	0.02	0.08

Примечание. $D[\delta]$ — дисперсия величины δ.

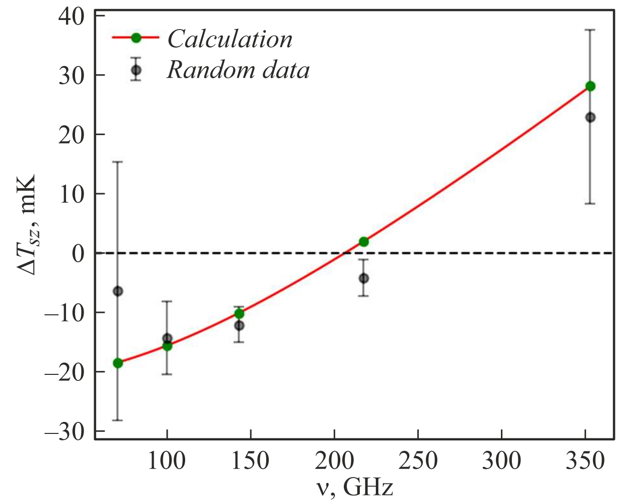

Рис. 1. График вариаций температуры для одного скопления с параметрами $kT_e = 1.6$ keV, $\beta = 6.2 \cdot 10^{-4}$, $\tau = 1.4$ и $z = 0.3804$. С использованием этих параметров по формуле (3) высчитывались вариации температуры на частотах 70, 100, 143, 217, 353 GHz (зеленые точки на графике). Данные (черные точки с ошибками), записанные в искусственный каталог, генерировались из нормального распределения со средними значениями в зеленых точках и дисперсиями, полученными из статического анализа реальных ошибок в измерениях вариаций температуры в работе [2].

1.3. Анализ каталога

По искусственным данным (вариациям температуры) проводилась аппроксимация, согласно процедурам, описанным выше. В стандартной процедуре определялся набор значений температур T_z на разных космологических красных смещениях z для разных скоплений из каталога. Значение T_0 находилось аппроксимацией этого набора по стандартному закону $T_z = T_0(1 + z)$. В новой процедуре получался набор значений температур T_0, который усреднялся.

Все аппроксимации и усреднения производились методом Монте-Карло по схеме Марковский цепей [5]). В данном методе используется теорема Байеса, для

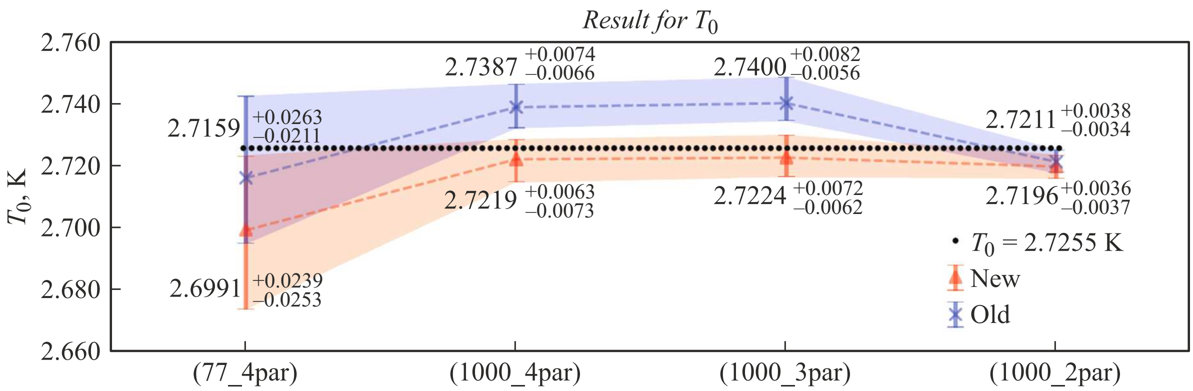

Рис. 2. Оценки температуры реликтового излучения T_0 разными процедурами и разными способами аппроксимации. Синему цвету соответствует стандартная процедура. Красному цвету — новая процедура. Точки с абсциссой „(77_4par)“ — обработано 77 скоплений с четырьмя свободными, аппроксимирующими параметрами; точки с „(1000_4par)“ — обработано 1000 скоплений с четырьмя свободными параметрами; с абсциссой „(1000_3par)“ — обработано 1000 скоплений с тремя свободными параметрами (фиксирована температура электронного газа θ); „(1000_2par)“ — обработано 1000 скоплений с двумя свободными параметрами (фиксированы θ и пекулярная скорость β). Черная точечная линия — значение температуры РИ излучения, которое необходимо было восстановить.

которого необходимо задать априорные функции распределения для каждого аппроксимирующего параметра. Если о каком-то аппроксимирующем параметре нет никакой информации, то за априорную функцию для этого параметра берется однородная функция распределения $U[a, b]$ (см. [6]). В настоящей работе считалось, что априорная информация об аппроксимирующих параметрах τ, β, T_0 отсутствовала, в отличие от параметра θ. В работе [2] использовались для параметра θ дополнительные измерения из других работ и другие оценки. В нашей работе априорная функция распределения этого параметра являлась нормальной функцией распределения $N(\theta_0, (0.01\theta_0)^2)$, где θ_0 — действительное значение температуры электронного газа, которое заранее известно при моделировании каталога.

Метод Монте-Карло по схеме Марковский цепей реализован на языке программирования Python с использованием библиотек emcee и chainconsumer.

2. Результаты

В результате был создан каталог из 1000 скоплений: сгенерированно 1000 наборов параметров (τ, θ, β, z). Из этого каталога двумя процедурами были сначала обработаны 77 скоплений (как в работе [2]). При таком объеме выборки процедуры дают статистически неразличимые оценки температуры РИ (рис. 2), первая пара красно-синих точек). При обработке всего каталога процедуры дают систематический сдвиг в оценке температуры РИ более чем на 2σ, причем новая процедура восстанавливает значение $T_0 = 2.7255\,\mathrm{K}$ в пределах 2σ, а стандартная процедура — нет.

Для выяснения причины расхождения в оценках температуры РИ, полученных разными процедурами, обработка всего каталога повторялась для меньшего количества аппроксимирующих параметров. Сначала при повторной обработке всего каталога для каждого скопления параметру $\theta = kT_e/m_e c^2$ присваивалось значение, записанное в каталоге, что уменьшало количество свободных параметров. Результат приведен на рис. 2 (третья пара красно-синих точек). Это не уменьшило сдвиг в оценках температуры РИ. Затем каталог был обработан еще раз, но в добавок был фиксирован параметр β — пекулярная скорость скопления (см. рис. 2, четвертая пара красно-синих точек). Статистически значимое расхождение в оценках температуры РИ было устранено. Следовательно, можно заключить, что систематический сдвиг возникает из-за отсутствия априорной информации о параметре β.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов

Список литературы

[1] D.J. Fixsen, ApJ, **707** (2), 916 (2009). DOI: 10.1088/0004-637X/707/2/916
[2] G. Luzzi, R.T. Génova-Santos, C.J.A.P. Martins, M. De Petris, L. Lamagna. J. Cosmol. Astropart. Phys., **2015** (9), 011 (2015). DOI: 10.1088/1475-7516/2015/09/011
[3] G. Hurier, N. Aghanim, M. Douspis, E. Pointecouteau. A&A, **561** (A143), 12 (2014). DOI: 10.1051/0004-6361/201322632
[4] В.В. Клименко, А.В. Иванчик, П. Петижан, П. Нотердам, Р. Шрианананд. Письма в АЖ, **46** (11), 763 (2020). [V.V. Klimenko, A.V. Ivanchik, P. Petitjean, P. Noterdaeme, R. Srianand. Astron. Lett. **46** (11), 715 (2020). DOI:10.1134/S1063773720110031]
[5] D. Foreman-Mackey, D.W. Hogg, D. Lang, J. Goodman, PASP, **125** (925), 306 (2013). DOI: 10.1086/670067
[6] Д. Худсон. *Статистика для физиков*, лекции по теории вероятностей и элементарной статистики, пер. с англ. (Изд-во Мир, М., 1970), изд. 2-е доп., 295 с.