

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ МЕТОДИКА ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ

В. К. Дубрович

Рассмотрены свойства корреляций пространственных флуктуаций температуры реликтового радиоизлучения на разных частотах в случае, если какая-то часть этих флуктуаций создается молекулярными облаками космологического происхождения. Показано, что коэффициент корреляции двух записей на частотах, разнесенных на величину $\Delta\nu$, как функция углового масштаба θ имеет излом на $\theta_c \approx \frac{\Delta\nu}{\nu} \sqrt{\frac{q_0}{2z}}$ по сравнению с автокорреляционной функцией. Это дает возможность определить параметр замедления q_0 . Предложена методика определения типа молекул путем сравнения парных корреляций записей, получаемых на трех приемниках.

Correlation properties of spatial fluctuations of the relict radiation temperature at various wavelengths in case some part of these fluctuations is created by molecular clouds of cosmological origin are considered. It is shown that the correlation coefficient of two records at the wavelengths different by $\Delta\nu$ as a function of the angular scale θ has a brake at $\theta_c \approx \frac{\Delta\nu}{\nu} \sqrt{\frac{q_0}{2z}}$ in comparison with autocorrelation function. It gives a possibility to determine the retardation parameter q_0 . Methods are suggested for determination of the type of molecule by comparison of correlations of the records in pairs obtained with three receivers.

В настоящее время известно несколько механизмов образования пространственных флуктуаций температуры реликтового излучения. Они связаны либо с неоднородностью вещества на стадии рекомбинации космологического водорода, либо с движением этих неоднородностей относительно реликтового фонового излучения [1]. В случае, когда эти флуктуации образуются на стадии рекомбинации, они имеют чернотельный спектр в силу термодинамических условий либо из-за независимости сечения томсоновского рассеяния от частоты фотонов. Для более поздних стадий расширения Вселенной характерно почти полное отсутствие свободных заряженных частиц. Однако и на этой стадии могут образоваться пространственные флуктуации, если в первичном веществе присутствуют в достаточном количестве химические элементы тяжелее гелия, а именно Li, C, N, O и т. д. Механизм образования таких флуктуаций был рассмотрен в [2]. Он связан с пекулярным движением протогалактик или протоскоплений галактик, с одной стороны, и с возможно заметной непрозрачностью их в линиях вращательной структуры молекул типа LiH — с другой. Физически этот эффект аналогичен отражению света от зеркального шарика. Существенно необходимо, чтобы шарик двигался относительно фона, так как неподвижный шарик в однородном изотропном поле излучения не приводит к изменению яркости ни в одном направлении.

В нашем случае, когда непрозрачность или, что то же самое, зеркальность шарика определяется молекулами, появляется еще одна особенность — частотная зависимость эффекта. Так, если мы смотрим на какой-то объект, содержащий газ определенных молекул и имеющий красное смещение z , то мы будем видеть его только на частотах

$$\nu_i = \frac{\nu_i^{(0)}}{1+z}, \quad (1)$$

где $\nu_i^{(0)}$ — дискретный набор лабораторных значений частот переходов в данной молекуле. Это означает, что один и тот же объект мы можем увидеть на разных, но дискретных частотах (в отличие от упоминавшихся выше флуктуаций, образующихся на стадии рекомбинации, которые будут видны на всех частотах). И наоборот, если мы на данной частоте ν видим какой-то объект, то это означает, что он может иметь любое из красных смещений z_i :

$$z_i = \nu_i^{(0)}/\nu - 1. \quad (2)$$

Одним из следствий (1), (2) является то, что один и тот же объект, имеющий красное смещение z_1 , мы будем видеть на частоте, например, ν_1 и не будем видеть на другой частоте ν_2 , если выполняется условие

$$\nu_2 > \nu_1; \quad \nu_1 = \frac{\nu_i^{(0)}}{1+z_1}; \quad \nu_2 < \frac{\nu_i^{(0)}}{1+z_1}. \quad (3)$$

Здесь предполагается, что собственный размер объекта пренебрежимо мал. Более детальное условие на ν_1 и ν_2 , учитывающее конечный размер объекта, будет дано ниже. В то же время на частоте

$$\nu_2 = \frac{\nu_i^{(0)}}{1+z_2} \quad (4)$$

мы будем видеть объекты с красным смещением $z_2 = \nu_i^{(0)}/\nu_2 - 1$ (в случае, если известно $\nu_i^{(0)}$), которые могут быть уже другими, чем те, которые видны на частоте ν_1 . Отметим еще, что величина амплитуды флуктуаций δT температуры реликтового излучения T , обусловленная пекулярной скоростью v объекта, определяется приблизительно [2] как

$$\frac{\delta T}{T} \approx 2 \frac{v}{c} \tau, \quad (5)$$

где τ — оптическая толщина объекта в линиях молекул; c — скорость света.

Ниже будет показано, что учет всех этих особенностей спектрально-пространственных флуктуаций позволяет вполне однозначно определить типы первичных молекул, определить интервал красных смещений, в котором эти молекулы существуют в первичном веществе, а также определить параметр замедления расширения Вселенной q_0 . Вначале будет рассмотрено поведение корреляции двух записей, полученных на двух разных приемниках как функции углового масштаба флуктуаций, и относительной расстройки приемников при учете конечного размера объектов. Во второй половине будет описана схема сравнения попарных корреляций записей, полученных на трех приемниках со специально подобранными частотами, с целью определения типа молекул и красного смещения.

Учтем конечный размер объектов. Угловые размеры облаков θ связаны с их линейными размерами D соотношением

$$D = \theta \frac{c}{H_0} \frac{q_0 z + (q_0 - 1)(\sqrt{1+2q_0 z} - 1)}{q_0^2 (1+z)^2}, \quad (6)$$

где H_0 — постоянная Хабла [1]. С другой стороны, передний и задний край облака находятся на разном расстоянии от нас, т. е. имеют разное красное смещение. Величина этой разности Δz связана с D выражением [1]

$$D = \frac{c}{H_0} \frac{\Delta z}{(1+z)^2 \sqrt{1+2q_0 z}}; \quad (7)$$

и тогда

$$\frac{\Delta z}{1+z} = \theta \frac{\sqrt{1+2q_0 z}}{q_0^2(1+z)} [q_0 z + (q_0 - 1)(\sqrt{1+2q_0 z} - 1)]. \quad (8)$$

То, что облако занимает интервал красных смещений Δz , означает, что если оно излучает или отражает излучение в достаточно узких линиях, то это излучение будет занимать интервал частот $\Delta \nu$

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\Delta z}{1+z} \approx \theta \frac{\sqrt{2z}}{q_0}, \quad (9)$$

причем при $z \gg 1$ $2q_0 z \gg 1$.

Если мы наблюдаем двумя приемниками с разностью частот $\Delta \nu$, то флуктуации размерами больше некоторого критического увидим на обоих. Если же размеры флуктуации меньше критического, то тогда она будет видна только на одном приемнике, в то время как на другом в этой точке неба будет только фон. Таким образом, корреляционная функция двух этих наблюдений будет с точностью до шума равна нулю на малых масштабах и отлична от нуля на масштабах больше некоторого. Из (9) легко найти критическое значение

$$\theta_c \approx \frac{\Delta \nu}{\nu} \sqrt{\frac{q_0}{2z}} = 3,5 \left(10^3 \frac{\Delta \nu}{\nu} \sqrt{\frac{q_0}{2z}} \right). \quad (10)$$

Наличие θ_c дает возможность определить q_0 , z по точке обращения в нуль разности между автокорреляционной и корреляционной функциями. Правда, необходимо еще знать тип молекулы и номер уровня I (см. ниже). Полоса пропускания приемника должна быть в несколько раз меньше $\Delta \nu$.

Теперь отметим, что существование точки обращения в нуль этой разности на одном цикле наблюдений еще не является достаточным. Могут существовать различные механизмы, приводящие к изломам в спектре масштабов флуктуаций. В частности, одним из таких механизмов является замытие флуктуаций на фазовом экране из протогалактик, действующих как гравитационные линзы при $z \gg 5-10$. Однако существенным свойством нашего эффекта является его зависимость от величины расстройки приемников $\Delta \nu$, так как при этом меняется θ_c .

Рассмотрим вопрос об однозначном определении z . Дело заключается в том, что в первом приближении частоты вращательных переходов в линейных молекулах пропорциональны I — номеру вращательного уровня, т. е. $\nu_{I, I-1} = \nu_0 I$. Это приводит к неоднозначности определения z , так как из наблюдений мы можем определить только величину

$$\nu = \frac{\nu_0 I}{1+z}, \quad (11)$$

где неизвестными являются все три величины: I , ν_0 и z . Для различных молекул ν_0 различно. Определить I в принципе можно, рассматривая попарные корреляции флуктуаций, регистрируемых на трех приемниках с частотами, выбираемыми, например, по такому принципу: 2ν , ν , $\nu/2$, где ν произвольно. Дополнительно при этом необходимо будет учитывать, что оптическая толща τ в линиях молекул зависит от I [2] и в случае термодинамического равновесия для оптически тонкого слоя

$$\tau_{I, I+1} \propto (I+1) \exp\left(-\frac{T_0 I (I+1)}{T}\right), \quad (12)$$

где T_0 — температура, соответствующая энергии перехода $I=0 \rightarrow 1$. T — температура вещества и излучения. Для LiH — температура $T_0 \approx 10.8$ К, а $T_{z=100} \approx 300$ К. Это означает, что значения I , которые нужно

учитывать, могут иметь величину примерно от 1 до 6. Тогда мы можем составить табличку наличия и отсутствия корреляций: 1) (+, +); 2) (+, -); 3) (-, +); 4) (-, -). Здесь (+) или (-) означает наличие или отсутствие корреляции. На первом месте в скобке стоит знак, соответствующий корреляции записей на частотах 2ν и ν , на втором месте — соответственно ν и $\nu/2$.

В случае 1 имеется корреляция на всех частотах. Это означает, что I по крайней мере четно (иначе ν не было бы кратно $\nu/2$), т. е. $I=2, 4, 6$. С другой стороны, $I \neq 4, 6$, так как есть корреляция на 2ν $2I$ (для этих частот $2I=8, 12$ и $\tau_{2I} \ll \tau_I$). Таким образом, в случае 1 мы имеем $I=2$. В случае 2 аналогичные рассуждения оставляют выбор $I=1, 3$, а в случае 3 — $I=4, 6$. Для того чтобы выбрать между этими вариантами, нужно рассмотреть дисперсию σ каждой записи. Учитывая (5) и (12), можно утверждать, что если в случае 2

$$\begin{aligned} \sigma_{2\nu} > \sigma_\nu, & \text{ то } I=1; \\ \sigma_{2\nu} < \sigma_\nu, & \text{ то } I=3, \end{aligned} \quad (13)$$

а в случае 3, если

$$\begin{aligned} \sigma_{\nu/2} > \sigma_\nu, & \text{ то } I=6; \\ \sigma_{\nu/2} < \sigma_\nu, & \text{ то } I=4. \end{aligned} \quad (14)$$

Случай 4 при уверенном наличии сигнала на всех трех записях может соответствовать $I=7$. Однако здесь необходима дополнительная проверка, например наблюдения на частоте $\nu'=(4/7)\nu$.

Как видим, довольно простые оценки, не требующие высокой точности, дают принципиальную возможность вполне однозначно определить I .

Остается еще определить тип молекул, т. е. ν_0 . Хотя с довольно большой уверенностью это можно будет сделать из сопоставления различных вариантов и отбрасывания заведомо неприемлемых, все же могут быть альтернативы. В сложных случаях можно воспользоваться более точным выражением для частоты переходов, которое уже более однозначно индивидуализирует каждый тип молекул. С учетом второго члена в энергии вращательных уровней частота перехода с уровня I на $I-1$ дается выражением

$$\nu_{I, I-1} = \nu_0 I + \nu_1 I^3, \quad (15)$$

где отношение $\nu_1/\nu_0 \approx 10^{-4} \div 10^{-6}$ (для разных молекул). Для LiH, например, $\nu_1/\nu_0 = 4 \cdot 10^{-4}$. Это означает, что отличие от точной кратности I и $\nu_{I, I-1}$ может составлять от долей процента до нескольких процентов. Для LiH при $I=4$ величина $\nu_1 I^3 = \Delta\nu' = 2.5 \cdot 10^{-2}$. Для того чтобы воспользоваться этим эффектом, необходимо иметь [см. (9)]

$$\frac{\Delta\nu'}{\nu_0 I} > \theta \sqrt{\frac{2z}{q_0}}. \quad (16)$$

Главная особенность рассеяния на молекулах в разных линиях заключается в наложении изображений с разных z . Как показано в [2], космологические молекулы LiH и HD⁺ могут существовать при $50 < z < 200$. Диапазон длин волн при этом для LiH-линий находится в пределах от 13 см для $z=200$ и $I=1$ до 0.5 см для $z=50$ и $I=6$. Для HD⁺ он составляет соответственно от 0.65 до 0.2 см. Это приводит к увеличению числа флуктуаций на больших частотах, при этом уменьшается скважность распределения флуктуаций. Обработка спектров мощности для таких записей должна показывать увеличение уровня высокочастотного хвоста, отвечающего мелкомасштабным флуктуациям.

В заключение сформулируем основные выводы. Наличие молекулярных облаков на ранней стадии эволюции Вселенной ($z \approx 100$) должно приводить к образованию спектрально-пространственных флуктуаций реликтового радиоизлучения [2]. Ожидаемые величины этих флуктуаций

$\delta T/T \approx 10^{-5}$ позволяют ставить вопрос о детальном их исследовании. Здесь было показано, что принципиально обнаружимыми являются как различие первичных молекул, так и определение каждой из них. Кроме того, возможно определение интервала красных смещений, в котором существуют эти молекулы, и параметра замедления q_0 .

Литература

1. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Структура и эволюция Вселенной. М., «Наука», 1975, с. 69—78.
2. Дубрович В. К. О молекулах космологического происхождения. — Письма в АЖ, 1977, 3, с. 243.