

Реликтовое излучение

В. В. Негребецкий

Реликтовым излучением называют фотонный газ, равномерно заполняющий Вселенную с приблизительной плотностью 400 частиц на кубический сантиметр. Существование этого излучения было предсказано в 1948 году Г.А. Гамовым и его учениками Р. Альфером и Р. Херманом на основе разработанной ими модели горячего Большого взрыва. Те же результаты были получены в 60-х годах Р. Дикке и Я. Зельдовичем. По оценкам Гамова, температура реликтового излучения должна была составлять около 3 К.

В 1965 году американцами А. Пензиасом и Р. Вильсоном во время работы с рупорно-параболической антенной, применявшейся для радиоастрономических измерений, в микроволновом диапазоне ($6 \cdot 10^8 \div 10^{12}$ Гц) было обнаружено фоновое излучение, температура которого составляла приблизительно 3.5 К. Примерно в то же время ученые Д. Вилкинсон и П. Ролл, вдохновленные работой Дикке, осуществляли поиск реликтового излучения при помощи схожей аппаратуры, но их опередили. В 1978 году Пензиасу и Вильсону была присуждена Нобелевская премия «за открытие микроволнового реликтового излучения».

Важными вехами в исследовании реликтового излучения, в частности его энергетического спектра и свойств анизотропии, стали эксперименты РЕЛИКТ-1 (СССР) и COBE FIRAS (США), использующие орбитальные радиотелескопы. Было получено более точное значение температуры излучения — 2.725 К.

Сам факт существования реликтового излучения крайне важен для современной науки, так как идеально ложится на теорию Большого взрыва и горячей Вселенной. Явление анизотропии реликтового излучения несет важнейшую информацию о ранней и современной Вселенной, причем сегодня его исследование возможно с высокой точностью.

1. Спектр реликтового излучения

В 1992 по наблюдениям космической обсерватории COBE, сделанных при помощи спектрометра FIRAS [3], было достоверно установлено, что распределение реликтовых фотонов по энергиям (рис. 1) удовлетворяет уравнению планковской кривой:

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{\exp \frac{h\nu}{kT} - 1}, \quad (1)$$

где ρ_ν — спектральная плотность излучения (объемная плотность энергии, приходящаяся на компоненту излучения с частотой ν), T — температура излучения.

Тем самым спектр реликтового излучения почти идеально соответствует спектру абсолютно черного тела — модели, описывающей полностью непрозрачный (то есть поглощающий все падающее на него электромагнитное излучение во всех диапазонах) нагретый объект. При этом известно, что для земного наблюдателя приходящее с разных сторон реликтовое излучение однородно на уровне тысячных долей процента. Однако Вселенная в пределах видимой ее части почти прозрачна для излучения в микроволновом диапазоне, никакого абсолютно черного тела, окружающего наблюдателя со всех сторон, в этой области не обнаружено. Значит, источник реликтового излучения должен быть сильно удален от нас, причем не только пространственно, но и по времени.

Исходя из этого, можно сделать вывод: в глубоком прошлом Вселенная была наполнена нагретым непрозрачным веществом высокой плотности, все излучение в котором поглощалось. Как мы знаем из основ теории относительности, в космологических масштабах время и пространство связаны. В процессе расширения Вселенной свойство непрозрачности стало ослабевать, и непоглощенное излучение устремилось к сегодняшнему наблюдателю с некоторой поверхности, расположенной очень далеко от нас в пространстве-времени. Область между этой поверхностью и горизонтом видимости (расстоянием, на которое свет мог распространиться за все время существования Вселенной с учетом ее расширения) как раз и должна оставаться непрозрачной.

2. Красное смещение

Астрономические наблюдения показывают, что линии излучения многих галактик существенно смещены в область красного спектра. Объясняется это тем, что с расширением Вселенной увеличивается и длина

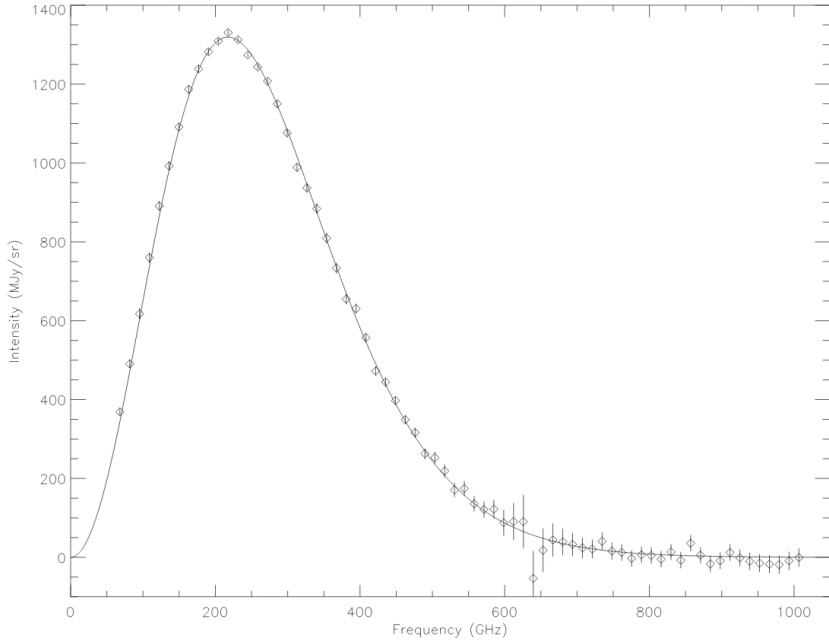


Рис. 1. Спектр реликтового излучения из исследования [4]. По вертикальной оси отложена интенсивность ($1 \text{ Ян} = 10^{-26} \text{ Дж/м}^2$), по горизонтальной — частота излучения. По данным исследования [4] оценочная температура реликтового излучения составляет $2.72548 \pm 0.00057 \text{ К}$.

волны фотона, испущенного в далеком прошлом. Это явление называется красным смещением, и его характеристика z оказалась весьма удобным космологическим параметром для оценки разнесенности событий в пространстве и времени. Отметим, что, несмотря на кажущуюся схожесть, красное смещение и эффект Доплера — два совершенно разных явления. Разумеется, эффект Доплера, обусловленный относительным движением объектов, дает вклад в смещение спектральных линий галактик, однако на больших расстояниях красное смещение преобладает над ним.

Величина красного смещения z определяется выражением:

$$1 + z = \frac{\lambda_0}{\lambda}, \quad (2)$$

λ_0 — зарегистрированная длина волны, λ — длина волны в момент испускания.

Вспомним хорошо известный закон смещения Вина, который можно получить из формулы Планка (1) путем поиска наиболее интенсивной компоненты излучения λ :

$$T \cdot \lambda_{\max} = b \quad (3)$$

Пользуясь записанными выражениями, немедленно получаем связь между температурой источника и величиной красного смещения:

$$T(z) = T_0(1 + z), \quad (4)$$

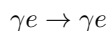
где T_0 – температура зарегистрированного излучения.

Ясно, что с расширением Вселенной величина красного смещения для произвольных источника и наблюдателя должна расти. С учетом последней формулы это означает, что температура реликтового излучения уменьшается с течением времени. Положим, что для источника реликтового излучения $z \approx 1000$. Тогда, зная результаты современных измерений температуры реликтового излучения, можно оценить температуру вещества-источника $T \approx 3000$ К, что соответствует плотной нагретой плазме. Эта оценка, разумеется, приведена лишь для примера, однако ниже мы убедимся, что реликтовому излучению действительно соответствуют примерно такие значения.

Величину красного смещения для удаленной галактики можно определить, исследуя ее спектр на предмет линий излучения или поглощения (часто интересны именно линии поглощения, так как это позволяет определить, что за наблюдаемым объектом находится мощный источник, например, квазар). Сопоставляя вид линий с реальными линиями различных веществ, определяют λ и λ_0 из формулы (2).

3. Горячая Вселенная и эпоха рекомбинации

Спустя некоторое время после Большого взрыва вещество во Вселенной представляло собой ионизированную электрон-фотон-протонную плазму, очень плотную и горячую. Энергия теплового движения была очень велика, любые нейтральные атомы, едва образовавшись, почти сразу распадались в соударениях на протоны и электроны. Фотоны тоже активно взаимодействовали в первичной плазме, излучаясь при ускоренном движении заряженных частиц и рассеиваясь на них. Основным процессом при этом являлось комптоновское рассеяние:



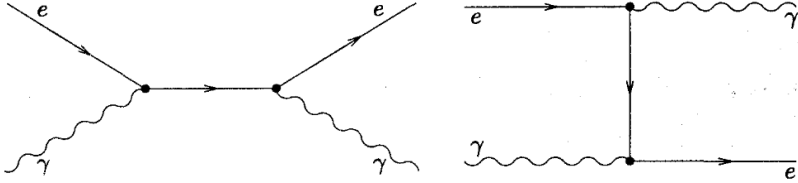


Рис. 2. Фейнмановские диаграммы комптоновского рассеяния [1]

Необходимо понять, в какой момент фотоны рассеются в последний раз, станут свободными и равномерно устремятся во все стороны, сформировав то, что мы называем реликтовым излучением. Этот переход должен быть связан с процессом остывания Вселенной, заложенном в используемой модели. При определенной температуре T_r начнется так называемая эпоха рекомбинации, во время которой начнут образовываться атомы. Отметим, что вообще говоря, T_r не должна быть тождественна температуре последнего рассеяния T_f .

Запишем выражение для концентраций частиц в нерелятивистском больцмановском приближении разреженного газа:

$$n_i = g_i \left(\frac{m_i T}{2\pi} \right)^{3/2} e^{(\mu_i - m_i)/T}, \quad (5)$$

где g_i — количество спиновых степеней свободы, μ_i — химический потенциал. Имеем три таких выражения: для электронов, протонов и атомов водорода.

Рекомбинация наступает при условии

$$n_p(T_r) \approx n_H(T_r) \quad (6)$$

Также можно записать следующие соотношения: предположение о нейтральности вещества

$$n_e = n_p, \quad (7)$$

уравнение химического равновесия

$$\mu_e + \mu_p = \mu_H \quad (8)$$

и закон сохранения барионного числа

$$n_p + n_H = n_B, \quad (9)$$

где n_B — плотность барионного числа. Его можно выразить через барион-фотонное соотношение:

$$n_B(T) = \eta_B n_\gamma(T) \quad (10)$$

Величину соотношения η_B получают из различных наблюдений, в том числе из измерений анизотропии реликтового излучения. Мы будем использовать эмпирическое значение $\eta_B \simeq 6.1 \cdot 10^{-10}$. Концентрация фотонов определяется статистикой Бозе и является вполне определенной функцией температуры:

$$n_\gamma(T) = g_\gamma \frac{\zeta(3)}{\pi^2} T^3 \quad (11)$$

Перемножив выражения для концентраций протонов и электронов, получим:

$$\begin{aligned} n_p n_e = n_p^2 = g_p g_e \left(\frac{m_p T}{2\pi} \right)^{3/2} \left(\frac{m_e T}{2\pi} \right)^{3/2} e^{(\mu_n - m_p - m_e)/T} \approx \\ \approx \left(\frac{m_e T}{2\pi} \right)^{3/2} n_H e^{-\Delta_H/T}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\Delta_H = m_p + m_e - m_H = 13.6$ эВ — энергия связи водорода. Отсюда выразим концентрацию водорода:

$$n_H = n_p^2 \left(\frac{2\pi}{m_e T} \right)^{3/2} e^{\Delta_H/T} \quad (13)$$

Разделим (9) на n_B и перепишем, используя (13):

$$1 = x_p + x_H = x_p + n_B x_p^2 \left(\frac{2\pi}{m_e T} \right)^{3/2} e^{\Delta_H/T}, \quad (14)$$

где $x_p = \frac{n_p}{n_B}$, $x_H = \frac{n_H}{n_B}$. Пользуясь соотношениями (10) и (11), получаем уравнение:

$$1 = x_p + x_p^2 \eta_B \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} \left(\frac{2\pi T}{m_e} \right)^{3/2} e^{\Delta_H/T} \quad (15)$$

Наконец, вспомнив условие рекомбинации (6), положим $x_p \sim x_H \sim 1$. Тогда уравнение принимает вид:

$$\frac{T}{\Delta_H} \simeq \ln \left[\eta_B \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} \left(\frac{2\pi T}{m_e} \right)^{3/2} \right] \quad (16)$$

Решая это уравнение относительно T , получаем оценку для температуры рекомбинации $T_r \approx 0.38$ эВ. Полученное значение можно уточнить, учтя присутствие в системе некоторого числа атомов гелия. Для этого достаточно внести поправку на значение η_B . Окончательно получаем приблизительное значение $T_r \approx 0.33$ эВ или ~ 3830 К, что соответствует $z \approx 1400$. Соответствующий возраст Вселенной — около 200 тыс. лет.

4. Последнее рассеяние

Ясно, что испускание реликтового излучения произошло несколько позже начала рекомбинации, так как в веществе должно было накопиться достаточное количество атомов. При температурах порядка 3000 К среди всех реакций с участием фотонов преобладает томпсоновское рассеяние с сечением $\sigma_T \approx 0.67$ б. Время свободного пробега фотонов оценим как

$$\tau_\gamma = \frac{1}{\sigma_T n_e(T)}, \quad (17)$$

причем концентрацию электронов $n_e(T)$ можно считать равной концентрации протонов $n_p(T)$, которую мы уже получили выше:

$$n_e^2 = n_p^2 = \left(\frac{m_e T}{2\pi}\right)^{3/2} n_H e^{-\Delta_H/T} \quad (18)$$

Мы предполагаем, что на момент последнего рассеяния в процессе рекомбинации уже образовалось значительное количество атомов, поэтому положим $n_H \sim n_B$. Тогда

$$n_e^2 = \left(\frac{m_e T}{2\pi}\right)^{3/2} \eta_B \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} T^3 e^{-\Delta_H/T} \quad (19)$$

Считая, что после последнего рассеяния время свободного пробега фотона τ_γ становится сравнимой с темпом расширения Вселенной t_f , подставляем последнее выражение в (17):

$$\frac{\Delta_H}{T} \simeq \ln \left[\sigma_T^2 t_r^2 \cdot \eta_B \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} T_r^3 \left(\frac{T_r m_e}{2\pi}\right)^{3/2} \right] \quad (20)$$

Здесь под логарифмом все величины, взятые в момент рассеяния, заменены на те же величины в момент начала рекомбинации в предположении малого различия между ними.

В результате получаем значение $T_f = 0.27$ эВ или ~ 3130 К, что соответствует $z \approx 1100$. Возраст Вселенной в этот момент составляет 270 тыс. лет. Полученное значение температуры характерны для плотной нагретой плазмы, что вполне согласуется с моделью горячего Большого взрыва.

Мы убедились в том, что наблюдаемое нами сегодня реликтовое излучение образовалось во время перехода первоначальной высокотемпературной плазмы в состояние газа нейтральных частиц — атомов водорода и гелия. С одной стороны, фотоны перестают рассеиваться на свободных электронах и протонах, с другой — едва образовавшиеся атомы больше не испытывают фотоионизацию высокоэнергетической частью спектра. Область космоса, в которой таким образом образовалось реликтовое излучение, называют поверхностью последнего рассеяния. Она окружает нас со всех сторон и может быть представлена в виде сферы, на что указывает высокая степень однородности реликтового излучения. Внутри поверхности последнего рассеяния Вселенная является прозрачной, а вещество снаружи, вплоть до самого космологического горизонта, сохраняет свойства первичной плазмы.

По приведенной выше оценке величина красного смещения для поверхности последнего рассеяния составляет $z \approx 1100$. Согласно общей теории относительности красное смещение на космологическом горизонте имеет значение бесконечность. Заметим, что по данным [7] на 1 сентября 2019 года самой удаленной известной галактикой является GN-z11 с красным смещением $z \approx 11.1$. Свет от нее до нас шел порядка 13.4 млн лет, а сама эта галактика зародилась в то время, когда Вселенная достигла лишь $\sim 3\%$ ее нынешнего возраста.

5. Анизотропия реликтового излучения

Относительная погрешность температуры реликтового излучения, приходящего к земному наблюдателю с разных направлений небесной сферы, составляет около 0.02%. Такой уровень изотропии говорит, в частности, о том, что в начале эпохи рекомбинации однородность вещества Вселенной была значительно выше, чем сейчас. Тем не менее флуктуации на уровне сотых долей процента все же имелись, и именно они в конечном итоге стали центрами, вокруг которых образовывались первичные структуры астрофизических объектов.

Между тем в анизотропии реликтового излучения усматривается определенная закономерность — так называемая дипольная компонента анизотропии. В некотором направлении температура излучения несколько выше средней, а в обратном — наоборот ниже. Это явление может быть

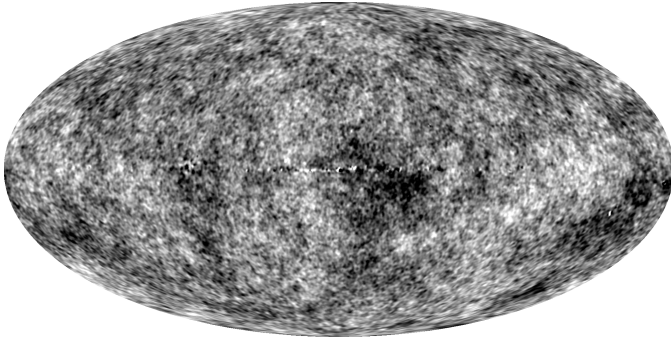


Рис. 3. Карта анизотропии реликтового излучения. Данные эксперимента WMAP [8].

объяснено эффектом Доплера, вызванным движением Солнечной системы относительно газа реликтовых фотонов. В работе [5] 1993 года выяснено, что скорость этого движения составляет около 370 ± 3 км/с. Приняв во внимание вращение Солнечной системы относительно центра галактики Млечный Путь и движение самого Млечного Пути относительно центра Местной группы галактик, можно убедиться в том, что вся Местная группа движется со скоростью 627 ± 22 км/с по направлению к некой точке, расположенной в созвездии Гидры.

Как отмечалось, поверхность последнего рассеяния представляется в виде сферы, поэтому при исследовании флуктуаций реликтового излучения удобно использовать разложение по сферическим функциям Y_{lm} :

$$\delta T(\theta, \phi) = \sum_{l,m} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi), \quad (21)$$

где a_{lm} — так называемые мультипольные коэффициенты. Однако значения мультипольных коэффициентов зависят от выбора системы координат. Для удобства сравнения теоретических и экспериментальных результатов переходят к терминам величины C_l , инвариантной относительно поворотов:

$$C_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{l=-m}^{l=m} |a_{lm}|^2 \quad (22)$$

Большой интерес представляют исследования корреляций между анизотропией реликтового излучения и его поляризацией. Данные об интенсивности различных компонент поляризации показывают, какие процессы преобладали в ранней Вселенной. Например, если до эпохи рекомби-

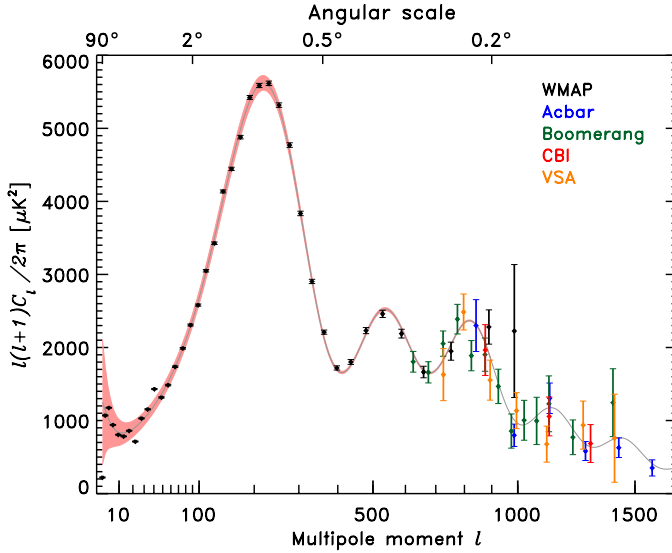


Рис. 4. Распределение флуктуаций температуры реликтового излучения по мультиполям. Данные эксперимента WMAP [8].

нации фотоны в основном участвовали в томпсоновском рассеянии, то в испущенном тогда излучении должны преобладать характерные для этого типа реакций линейные компоненты, а круговые почти отсутствовать. В связи с этим реликтовое излучение раскладывают по двум линейным компонентам поляризации. Кроме того, в реликтовом излучении выделяют В- и Е-моды — роторную и градиентную. Возмущения плотности генерируют только Е-моду, в то время как В-мода должна вовсе отсутствовать. Этот факт важен, так как он позволяет отделить вклад гравитационных волн от спектра реликтового излучения.

Заключение

Обнаружение реликтового излучения является важнейшим открытием космологии со времен получения закона Хаббла. Оно продемонстрировало справедливость теории Большого взрыва и модели горячей Вселенной, дало возможность получить точные оценки большого числа важных

величин и исследовать множество физических процессов, невозпроизводимых в земных условиях. Эксперименты по изучению реликтового излучения, такие как РЕЛИКТ-1, СОВЕ, WMAP и другие, ознаменовали собой эпоху «прецизионной космологии».

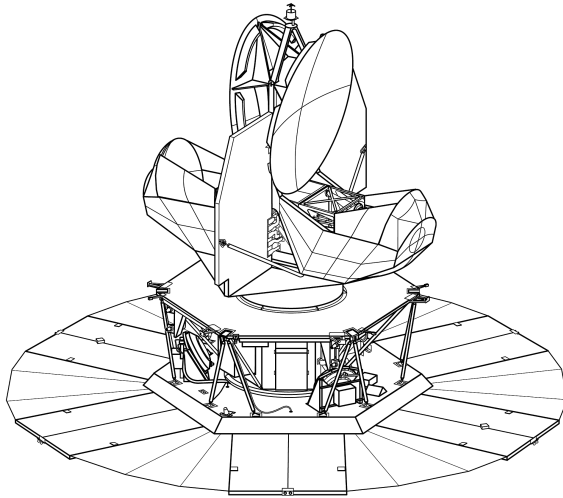


Рис. 5. Спутник WMAP [8].

Исследование анизотропии и поляризации реликтового излучения должно пролить свет на широкий спектр актуальных задач современной науки (процессы ранней Вселенной, теория инфляции, теория гравитационных волн), дать ответы на многие частные вопросы космологии (конечность объема Вселенной, состав ее вещества).

Литература

1. Д. С. Горбунов, В. А. Рубаков, Введение в теорию ранней Вселенной, М.: Издательство ЛКИ, 2008
2. Д. Ю. Климушкин, С. В. Граблевский, Космология, <http://www.cosmo-irk.ru>, 2001
3. D. J. Fixsen et al 1996 ApJ 473 576
4. D. J. Fixsen 2009 ApJ 707 916
5. A. Kogut et al 1993 ApJ 419 1
6. Сажин М. В. УФН 2004 174 197
7. <https://sci.esa.int/s/ApVkb1W>
8. <https://map.gsfc.nasa.gov/mission/>