

§ 3. Наблюдательное доказательство существования реликтового излучения

На рис. 28 и в табл. III *) суммировано большинство измерений, выполненных к концу 1972 г. Они располагаются в таблице в порядке уменьшения длины волны.

В третьем столбце приведена так называемая антенная температура T_a , обычно используемая радиоастрономами. Эта

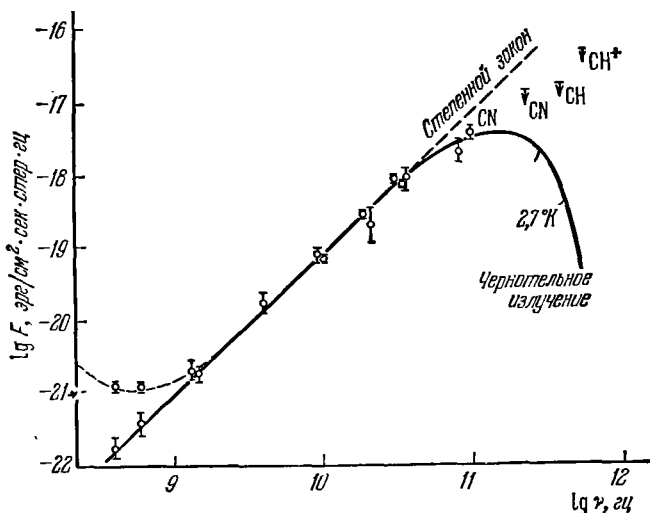


Рис. 28. Абсолютные измерения интенсивности реликтового излучения.

температура вычисляется по наблюдаемому потоку F_λ на данной длине волны по рэлей-джинсовской формуле:

$$F_\lambda = \frac{2kT_a}{\lambda^2} = \frac{2kT_a \nu^2}{c^2}. \quad (5.3.1)$$

Если поток излучения равновесный, то T_a соответствует истинной температуре излучения только при $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$.

В четвертом столбце приведена термодинамическая температура, вычисленная по формуле Планка:

$$F_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

Все цитированные измерения, за исключением № 16—18, выполнены на радиоастрономических инструментах. Наблюдения заклю-

*) Большая часть данных таблицы взята из книги Пиблса (1971а).

ТАБЛИЦА III

Наблюдение реликтового излучения

№№ п/п	Длина волны, см	Антенная температура, °К	Термодинамическая температура, °К	Авторы
1	73,5; 49	$3,7 \pm 1,2$	$3,7 \pm 1,2$	Хоуэлл, Шейкшафт (1966)
2	21,2	$3,2 \pm 1,0$	$3,2 \pm 1,0$	Пензиас, Вилсон (1967)
3	20,9	$2,5 \pm 0,3$	$2,5 \pm 0,3$	Пелюченко, Станкевич (1969)
4	20,7	$2,8 \pm 0,6$	$2,8 \pm 0,6$	Хоуэлл, Шейкшафт (1966)
5	7,35	$3,0 \pm 1,0$	$3,1 \pm 1,0$	Пензиас, Вилсон (1965)
6	3,2	$2,8 \pm 0,5$	$3,0 \pm 0,5$	Ролл, Вилкинсон (1966)
7	3,2	$2,47^{+0,16}_{-0,21}$	$2,69^{+0,16}_{-0,21}$	Стокс, Партридж, Вилкинсон (1967)
8	1,58	$2,35^{+0,12}_{-0,17}$	$2,78^{+0,12}_{-0,17}$	Стокс, Партридж, Вилкинсон (1967)
9	1,50	$1,56 \pm 0,8$	$2,0 \pm 0,8$	Уэлч, Кичи, Торнтон, Уриксон (1967)
10	0,924	$2,44 \pm 0,26$	$3,16 \pm 0,26$	Юинг, Бюрк, Стилиин (1967)
11	0,856	$1,81^{+0,16}_{-0,21}$	$2,56^{+0,17}_{-0,22}$	Вилкинсон (1967а)
12	0,82	$2,1 \pm 0,7$	$2,9 \pm 0,7$	Пузанов, Саломонович, Станкевич (1967)
13	0,358	$0,95 \pm 0,58$	$2,4 \pm 0,7$	Кисляков, Чернышев, Лебский, Мальцев, Серов (1971)
14	0,33	$0,89 \pm 0,32$	$2,46^{+0,40}_{-0,44}$	Бойнтон, Стокс, Вилкинсон (1968)
15	0,33	$1,01 \pm 0,20$	$2,61 \pm 0,25$	Миллеа, Мак-Колл, Педерсон, Вернон (1971)
16	0,264	$1,2 \pm 0,4$	$3,2 \pm 0,5$	Филд, Хитчкок (1966а, б)
17	0,264	$1,6 \pm 0,6$	$3,7 \pm 0,7$	Пеймберт (1968)
18	0,264	$0,93 \pm 0,11$	$2,83 \pm 0,15$	Бортолот, Клаузер, Тадеуш (1969)

чаются в измерении шума, возникающего в приемнике в результате потока РИ. Помехой являются все внутренние, а также атмосферные и галактические шумы. Аппаратура калибруется с помощью искусственной чернотельной полости при гелиевой температуре на входе антенны.

Галактический шум и фон от дискретных радиоисточников имеют падающий спектр (с различными спектральными индексами), поэтому для $\lambda > 21$ см поправки велики. Соответствующие точки, показывающие поток от РИ и от источников, даны на рис. 28 в левой части, трудно расширить измерения к длинным волнам, $\lambda > 80$ см.

На малых длинах волн сильны атмосферные шумы: при $\lambda \approx 0,33$ см они достигают $10-12^\circ\text{К}$. Для еще более коротких длин волн приемник должен быть вынесен за пределы атмосферы. Измерения № 16—18 выполнены косвенным спектроскопическим методом с помощью оптических спектральных наблюдений линий меж-

звездного CN. Принцип этих наблюдений заключается в следующем. Молекулы с низколежащими уровнями возбуждения (обозначим энергию возбуждения через E_1) в межзвездном пространстве возбуждаются РИ с частотой $\nu_1 = E_1/h$. В отсутствие столкновений равновесная концентрация возбужденных молекул и молекул на основном уровне есть $n_1/n_0 = e^{-E_1/kT}$, где T — эффективная температура возбуждающего излучения. Концентрации n_1 и n_0 определяются по наблюдениям оптических линий поглощения этих молекул.

Интересно отметить, что еще в 1941 г. Мак-Келлар (1941) отметил, что молекула CN в межзвездном газе наблюдается не только в основном состоянии, но и в возбужденном вращательном состоянии, что соответствовало температуре возбуждения $\sim 2,3^\circ\text{K}$. К этому выводу Мак-Келлар пришел, исследуя линии поглощения межзвездного газа в спектре звезды ξ Oriuchi. Объяснение этого явления оставалось неясным. Только после открытия реликтового излучения Тадеуш и Клаузер (1966), Филд и Хитчкок (1966а, б) объяснили этот факт как возбуждение межзвездных молекул РИ. Затем аналогичный эффект был обнаружен в межзвездных линиях звезды ξ Persei, а затем Тадеуш с сотрудниками (см. № 18 в таблице) обнаружили его в спектрах 11 звезд в разных направлениях на небесной сфере. Это доказывает повсеместное действие возбуждающего фактора в Галактике, что укрепляет представление о том, что этим фактором является РИ. Для молекул CN и CN^+ , а также для других уровней CN соответствующие возбужденные состояния не найдены, хотя основные состояния этих молекул наблюдаются. Поэтому можно дать лишь верхний предел температуры. Соответствующие пределы показаны на рис. 28 [Бортолот, Клаузер, Тадеуш (1969)]. Данные об интенсивности электромагнитного излучения в области длин волн около 1 мм были получены [Шивананден, Хоук, Харвит (1968), Хоук, Харвит (1969а, б)] с помощью полупроводниковых болометров на ракетах, поднимающихся на высоту более 100 км. Приемники были чувствительны к широкому диапазону длин волн — 0,4—1,3 мм. Измерения в течение нескольких полетов дали сенсационный результат: усредненный поток в этой области длин волн соответствует плотности энергии порядка 10—20 эв/см³. Это значительно выше (примерно в 40 раз по плотности энергии) равновесного потока с $T = 2,7^\circ\text{K}$. Кроме того, если этот поток распределен непрерывно в указанной области длин волн и приходит к нам из космического пространства (а не возникает в верхней атмосфере или в Солнечной системе), то измерения противоречат верхним пределам на поток в этой области, полученным с помощью межзвездных молекул. Измерения не обнаружили какой-либо анизотропии потока. Согласно с молекулярными измерениями можно добиться, предполагая, что избыточное излучение сосредоточено в узких линиях, не совпадающих с линиями молекул.

В последующих публикациях этой группы измеренное значение плотности энергии в этой области спектра варьировалось, оставаясь выше равновесного. Полный поток, во много раз превышающий равновесный, зарегистрировали также Мюльнер и Вейсс (1970) в опытах на баллонах в одном из спектральных интервалов в инфракрасной области. Эти результаты привлекли большое внимание: если бы они были верны, то теория горячей Вселенной нуждалась бы в существенных дополнениях. Были поставлены дальнейшие, более тщательные измерения. Блейр и др. (1971) из Лос-Аламосской лаборатории поместили на ракету аппаратуру, охлажденную сверхтекучим гелием до температуры $T=1,7^\circ\text{K}$. Они обнаружили поток, соответствующий температуре $T=3,1^{+0,5}_{-2,0}^\circ\text{K}$. Затем последовала новая серия опытов на баллонах Мюльнера и Вейсса (1973) с усовершенствованной аппаратурой, они получили $T\approx 3^\circ\text{K}$. Обзор наблюдательных данных по коротковолновой части спектра РИ приведен у Тадеуша (1972). Наконец, недавно объявлено о новом результате другой Лос-Аламосской группы, измерения которой в инфракрасной области спектра согласуются с планковским спектром с $T=2,7^\circ\text{K}$.

Вывод заключается в том, что первые измерения, давшие $\epsilon_{\text{рел}} > \alpha T_{\text{р.-дж}}^4$, полностью опровергнуты. Наиболее точные измерения не противоречат полностью равновесному спектру реликтового излучения. Этот результат является важной частью теории горячей Вселенной, он говорит о малости отклонений от идеализированной фридмановской картины эволюции, указывает на реликтовое происхождение излучения. Было бы весьма желательно увеличить точность опытов по определению плотности и спектра излучения. Малые отклонения от планковского спектра можно связать с тепловыми процессами в реальной Вселенной, в которой есть возмущения и образуются галактики. Трудность опытов уравнивается их принципиальным значением.

Учитывая трудности измерений в субмиллиметровой области, обратимся к более надежным длинноволновым наблюдениям ($\lambda > > 3 \text{ мм}$).

Квадратичная зависимость F от ν , совместимая с рэлей-джинсовским законом, проявляет себя в постоянном значении антенной температуры T_a , приведенном в табл. III, вплоть до $\lambda \approx 0,8 \text{ см}$. Но один этот факт еще не доказывает равновесного, планковского спектра. Можно представить себе дилутированный спектр

$$F = \frac{1}{\alpha} F_{\text{равни}}(\alpha T)$$

с более высокой температурой $\alpha/2,7^\circ$, $\alpha > 1$, удовлетворяющий в рэлей-джинсовской области той же зависимости. Существуют процессы (см. следующую главу), которые искажают планковский спектр, сохраняя закон $F \sim \nu^2$ в длинноволновой области.

Поэтому точки $\lambda \sim 0,33$ и $0,264$ см (№ 14—18 в табл. III) представляют большой интерес. При $\frac{h\nu}{kT} \sim 2$ планковский закон сильно отклоняется от экстраполированного закона Рэля — Джинса $\frac{F_{пл}}{F_{р.дж}} = \frac{1}{e^2 - 1} \cdot \frac{1}{2} = 0,315$ при $\frac{h\nu}{kT} = 2$. Авторы этих измерений заявляют, что их измерения несовместимы со степенным законом, но хорошо согласуются с равновесным.

Имеется другое доказательство того, что излучение в диапазоне 50 см — $0,3$ см не вызвано дискретными источниками, а потому является первичным, реликтовым. Доказательство дается идеальной изотропией излучения, полной независимостью потока от направления, отсутствием любых временных или угловых вариаций ($\frac{\Delta T}{T} < 10^{-3}$). Более детальный обзор наблюдательных данных о степени изотропии реликтового излучения дан в работе Партриджа (1973).