

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВО ВСЕЛЕННОЙ**М. С. Лонгейр, Р. А. Сюняев****СОДЕРЖАНИЕ**

Введение	41
I. Радиодиапазон	46
II. Инфракрасный диапазон	57
III. Оптический диапазон	63
IV. Ультрафиолетовый диапазон	64
V. Рентгеновский диапазон	70
VI. γ -диапазон	86
Цитированная литература	92

ВЕДЕНИЕ

Электромагнитное излучение — основной источник информации об окружающей нас Вселенной *), о процессах, происходящих в звездах, галактиках, квазарах и других космических объектах. Астрономы изучали и продолжают исследовать излучение дискретных объектов, в последнее же десятилетие вновь приобрел важное значение анализ излучения, неразрешенного на дискретные источники. Свечение неба — фоновое излучение — несет информацию об излучении, заполняющем Вселенную, т. е. о Вселенной в целом; именно поэтому такой анализ особенно важен для космологии.

Вопрос о свечении ночного неба занял центральное место в космологической проблеме с первых шагов современной космологии, как только из единственного факта, доступного непосредственным ощущениям человека и в то же время связанного с представлением о бесконечной Вселенной, вырос парадокс Ольберса. Интерес к этому вопросу не ослабевает и в настоящее время, когда дальнейшие исследования фонового излучения уже неразрывно связаны с изучением конкретных физических процессов, происшедших на той или иной стадии эволюции Вселенной.

Парадокс, который обычно ассоциируется с именем Ольберса, был тем не менее известен астрономам и философам и ранее; просто его можно выразить вопросом: «Почему ночное небо темное?». В бесконечной стационарной Вселенной, заполненной звездами, любой взгляд наблюдателя должен упасть на диск какой-либо звезды, и поэтому естественно ожидать, что яркость неба должна соответствовать поверхностной температуре звезд, т. е. $T \sim 5000^\circ\text{K}$, а это уже приводит к прямому противоречию с нашими ощущениями.

Решение парадокса пришло лишь с открытием хаббловского разбегания туманностей в 20-х годах нашего века. Ответ состоит в том, что

*) Здесь и ниже для обозначения окружающего нас Мегамира употребляется общепринятый в космологической литературе термин «Вселенная» (см., например, ¹⁾).

Вселенная нестационарна и находится в состоянии расширения, причем скорость разбегания материальных точек локально пропорциональна расстоянию между ними (закон Хаббла). На очень больших расстояниях вид закона Хаббла зависит от точного выбора космологической модели, но независимым от модели и важнейшим эффектом является то, что свет от звезд (или, как мы теперь знаем, галактик) при прохождении больших расстояний испытывает значительное красное смещение, т. е. фотоны, испущенные очень далекими звездами, приходят к наблюдателю с энергией, много меньшей первоначальной, а это и дает ответ на вопрос, почему небо ночью темное *).

Парадокс Ольберса разрешен, но вопрос, насколько темным (или ярким) является небо, по-прежнему представляет большой интерес для классической космологии: если мы знаем, какие источники дают главный вклад в фоновое излучение, то в принципе можно установить, какая из космологических моделей наилучшим образом описывает крупномасштабную структуру Вселенной. Правда, на практике этот тест оказывается далеко не лучшим, так как предсказания различных космологических моделей очень слабо отличаются между собой и, кроме того, неизвестно, какие источники излучения могут оказаться важнейшими при больших красных смещениях.

Таким образом, первый аспект дискуссии о фоновом излучении — это *интегральная интенсивность излучения дискретных источников*.

В 20-х и 30-х годах для наблюдений была доступна лишь оптическая область спектра, но за последние 20 лет диапазон, доступный для наблюдений, сильно расширился в результате развития радиоастрономии и внеатмосферных исследований. Последние сделали доступными инфракрасную, ультрафиолетовую, рентгеновскую и γ -области спектра.

Что представляет собой фоновое излучение (свечение неба) в этих диапазонах? *Ниже под фоном будет подразумеваться электромагнитное излучение Вселенной, не искаженное ближайшими источниками: атмосферой, излучением нашей Галактики и т. п., т. е. заполняющее межгалактическое пространство.*

В результате значительных усилий наблюдателей более или менее известный в настоящее время спектр фона простирается от длинных радиоволн ($\lambda \gtrsim 300$ м, $\nu \lesssim 10^6$ гц) до γ -лучей ($E > 100$ Мэв, $\nu > 10^{22}$ гц). К сожалению, в этом спектре имеются значительные участки «белых пятен», исследовать которые или принципиально невозможно из пределов нашей Галактики вследствие сильного поглощения (ненаблюдаемый ультрафиолет), или трудно из-за того, что приходится выделять слабую внегалактическую компоненту на фоне более сильных атмосферных, межпланетных и галактических источников диффузного излучения (в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах), или, наконец, сложно на сегодняшний день в силу недостаточной чувствительности и углового разрешения измерительной аппаратуры (субмиллиметровый и инфракрасный диапазоны, γ -лучи).

Ясно, однако, что все это не мешает детально анализировать типы источников (и, конечно же, физические процессы, идущие в них), которые скорее всего определяют интенсивность фонового излучения

*) Здесь существенно, что ультрафиолетовое излучение звезд экспоненциально мало. В действительности в эволюционных моделях Вселенной все еще проще: звезды и галактики образуются на каком-то этапе расширения, после которого прошло конечное время, и свет приходит к нам из ограниченной области пространства. При этом звезды со всеми возможными красными смещениями z занимают ничтожную часть небесной сферы ($\sim 10^{-11}$ при $z < 10$), а в основной ее части наблюдается дозвездное и межзвездное вещество или рассеянный звездный свет.

в различных диапазонах длин волн. Такой анализ важен и для планирования дальнейших экспериментов.

Другой аспект проблемы касается фонового излучения, *не связанного с дискретными источниками*: его существование является или свойством Вселенной как целого (реликтовое излучение), или следствием наличия видов материи, заполняющих межгалактическое пространство (газ, космические лучи).

Измерения в сантиметровой и миллиметровой области длин волн, проводившиеся с 1965 г., привели к обнаружению изотропного излучения со спектром, хорошо совпадающим с чернотельным, соответствующим температуре $2,7^\circ\text{К}$. Это открытие, по-видимому, наиболее важное в космологии со времени установления закона Хаббла, подтвердило выдвинутую еще в 1948 г. Г. Гамовым и его сотрудниками горячую модель Вселенной. Горячая модель предполагает, что для Вселенной характерна высокая удельная энтропия: громадно ($10^7 \div 10^9$) число квантов, приходящихся на каждый атом. Сейчас эти кванты имеют очень низкую энергию ($h\nu \approx 10^{-3}$ эв), но экстраполяция в прошлое приводит к гигантским температурам излучения (в ходе расширения энергия каждого кванта уменьшается) и находящегося в термодинамическом равновесии с ним вещества *). На ранних этапах основные параметры Вселенной — плотность, давление, скорость расширения и т. д. — определялись излучением. Ниже, как сейчас общепринято в СССР, чернотельное излучение, несущее информацию о ранних стадиях расширения Вселенной, будет называться реликтовым.

Существование диффузного газа в пространстве между галактиками не противоречит никаким общим принципам или экспериментальным данным. Трудно представить себе, каким образом при образовании галактик *все* вещество во Вселенной могло скоонденсироваться из первичной однородной среды в формирующиеся объекты. Более того, известно противоречие между данными (крайне ненадежными) о средней плотности вещества во Вселенной, определяемой по замедлению ее расширения, и о средней плотности «видимого» (входящего в галактики) вещества: последняя в десятки раз меньше первой.

Это противоречие можно устранить, предполагая, что межгалактический газ или другие виды невидимой материи (сколлапсировавшие объекты, «мертвые» галактики, слабо взаимодействующие частицы с нулевой массой и т. д.) определяют среднюю плотность вещества во Вселенной. А это опять имеет прямое отношение к вопросу о выборе космологической модели. Если средняя плотность вещества превышает критическую $\rho_c \approx 10^{-29}$ г/см³, то согласно Фридману Вселенная замкнута, а наблюдаемое в настоящее время расширение в дальнейшем сменится сжатием. При $\rho < \rho_c$ Вселенная открыта, и расширение будет продолжаться неограниченно. Межгалактический газ, возможно, удастся обнаружить по его эмиссии, поэтому для космологии очень важны измерения фонового излучения в радио-, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, где относительно мала интенсивность других источников и имеется возможность выделения характерного спектра излучения горячей плазмы малой плотности.

Из наблюдений внегалактических радиоисточников известно, что в межгалактическом пространстве выбрасываются облака релятивистских электронов и, возможно, протонная и ядерная компоненты космических лучей. Таким образом, в пространстве между галактиками содержатся

*) Такая экстраполяция возможна лишь потому, что обсуждаемое излучение не связано с источниками.

нерелятивистское вещество, протоны и электроны космических лучей и фотоны в широком интервале энергий. Имеется множество возможных видов взаимодействий между этими компонентами, приводящих к изменению спектра фонового излучения. Ясно, что их влияние на спектр излучения сильно зависит как от современного состояния Вселенной, так и от ее истории, поэтому из наблюдений фонового излучения можно получить информацию об эволюции Вселенной.

Фон, связанный с дискретными источниками, и излучение межгалактического пространства в принципе можно разделить, исследуя пространственные флуктуации фонового излучения. В первом случае ожидаются

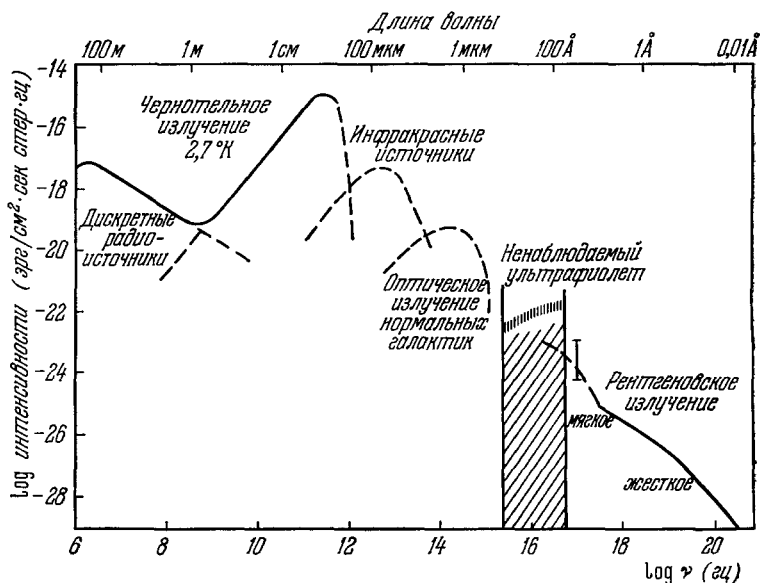


Рис. 1. Спектр фонового излучения Вселенной.

Сплошной линией приведены результаты наблюдений, штриховой — теоретические оценки.

значительные флуктуации фона, если угловое разрешение и чувствительность приемной аппаратуры позволяют исследовать угловые масштабы порядка минут и градусов, во втором случае ожидается отсутствие флуктуаций. Это дает полезный общий критерий для тех областей спектра, где неизвестно происхождение фонового излучения.

В этом обзоре для каждой области спектра обсуждаются существующие наблюдения, проблемы выделения фонового излучения и свойства основных источников фона. Его полный спектр приведен на рис. 1; области, для которых имеются хорошие наблюдения, даны непрерывной линией, а те, для которых имеются лишь теоретические оценки или верхние экспериментальные пределы, даны штриховой линией. Рис. 2 демонстрирует трудности выделения фона в различных диапазонах. В табл. I приводится плотность энергии излучения и плотность квантов в современной Вселенной для разных областей спектра. Ниже обсуждаются различные диапазоны *), отмеченные на рис. 1, и их значение для космо-

*) Разделение на диапазоны складывалось с развитием техники наблюдений в высшей степени несправедливо; в пределах радиодиапазона частоты квантов меняются по крайней мере на пять порядков, а в оптическом — всего в три раза.

логии. Отметим, что значительная часть вопросов, которым посвящен обзор, еще далека от окончательного разрешения, ряд моментов остается

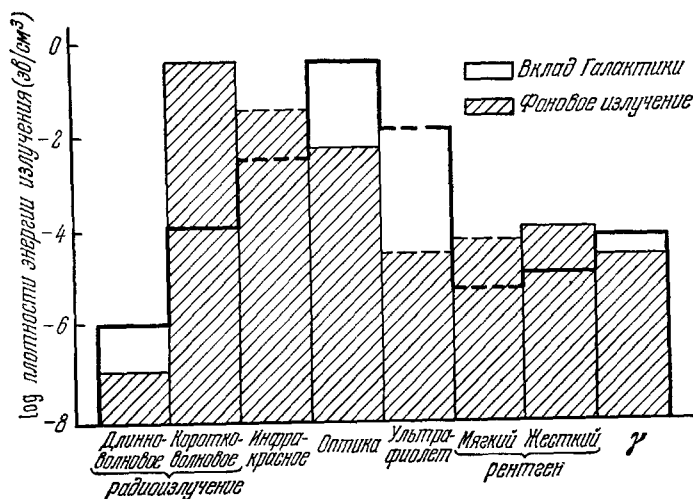


Рис. 2. Плотность энергии диффузного излучения в Галактике, являющегося суммой фонового излучения и излучения галактического происхождения.

Такой способ представления данных ² демонстрирует трудность выделения изотропной компоненты диффузного излучения в различных спектральных диапазонах.

неясным. Изложение этих вопросов естественно носит субъективный характер и выражает личную точку зрения авторов.

Таблица I

Плотность энергии и числа квантов фонового излучения в различных диапазонах

Диапазон	Плотность энергии излучения, эв/см ³	Плотность числа фотонов, см ⁻³
1а. Длинноволновое радиоизлучение 1б. Реликтовое радиоизлучение	$\sim 10^{-7}$ 0,25	~ 1 400
2. Инфракрасный	$\sim 10^{-2}$	~ 1
3. Оптический	$\sim 3 \cdot 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$
4а. Мягкий рентгеновский ($\mathcal{E} < 1$ кэв) 4б. Жесткий рентгеновский ($\mathcal{E} > 1$ кэв)	$10^{-4} \div 10^{-5}$ 10^{-4}	$3 (10^{-7} \div 10^{-8})$ $3 \cdot 10^{-9}$
5а. Мягкое γ -излучение ($\mathcal{E} \sim 1-6$ Мэв) 5б. Жесткое γ -излучение ($\mathcal{E} > 10$ Мэв)	$\sim 3 \cdot 10^{-5}$ $< 10^{-5}$	$\sim 10^{-11}$ $< 10^{-12}$

Обозначения

Прежде чем приступить к обзору, приведем ряд необходимых для дальнейшего изложения сведений из космологии. Ниже будут использоваться понятия интенсивности фонового излучения J_ν [эрг/см²·сек·стер·гц], его яркостной температуры T_ν , связанной с интенсивностью формулой

Рэля — Джинса $J_\nu = \frac{2kT_b}{\lambda^2}$, спектральной мощности источников $P_\nu \left[\frac{\partial p_\nu}{\text{сек} \cdot \text{гц}} \right]$ и потока излучения от них $F_\nu \left[\frac{\partial p_\nu}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{гц}} \right]$. Если J_ν (или P_ν) представляют собой в каком-либо интервале частот степенные функции, то показатель степени $\alpha = -\nu \frac{d \ln J_\nu}{d \nu}$ называется спектральным индексом.

Полезно введение безразмерной плотности вещества во Вселенной $\Omega = 2q_0 = \rho/\rho_c$, где $\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 2 \cdot 10^{-29} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ при постоянной Хаббла $H_0 = 100 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс} = 3 \cdot 10^{-18} \text{ сек}^{-1}$. Часто бывает удобно вместо шкалы времени и расстояния $dl = c dt$ пользоваться шкалой красных смещений. Красное смещение $z = \frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{ист}}} - 1$ характеризует изменение длины волны кванта при его распространении от источника ($\lambda_{\text{ист}}$) до наблюдателя (λ_0). Во фридмановском мире

$$\frac{dt}{dz} = - \frac{H_0^{-1}}{(1+z)^2 (1+\Omega z)^{1/2}},$$

а расстояние до источника, в спектре которого наблюдается смещение линий в красную сторону в $1+z$ раз, равно

$$l = \int_0^z \frac{c H_0^{-1}}{(1+z)^2 \sqrt{1+\Omega z}} dz.$$

Плотности вещества и долгоживущих объектов (если пренебречь их рождением) меняются в ходе расширения по закону

$$n = n_0 (1+z)^3,$$

плотность энергии излучения (здесь учитывается и изменение энергии каждого кванта в ходе расширения)

$$W_r = W_0 (1+z)^4,$$

спектральная плотность энергии излучения

$$\mathcal{E}_\nu = 4\pi \frac{J_\nu}{c} = \mathcal{E}_\nu(0) (1+z)^{3+\alpha}.$$

Здесь n_0 , W_0 , $\mathcal{E}_\nu(0)$ соответствуют настоящему времени $z=0$. И, наконец, наблюдаемый фон от источников с плотностью $N(z)$ равен

$$J_\nu = -\frac{c}{4\pi} \int_0^\infty \frac{P_\nu(z)}{(1+z)^{3+\alpha}} N(z) \frac{dt}{dz} dz = \frac{c H_0^{-1}}{4\pi} \int_0^\infty \frac{P_\nu(z) N(z)}{(1+z)^{5+\alpha} \sqrt{1+\Omega z}} dz.$$

1. РАДИОДИАПАЗОН

Обзор начинается с диапазона, в котором существуют измерения фонового излучения и имеется достаточно определенная интерпретация наблюдательных данных. Удобно рассмотреть отдельно длинноволновую область, фон в которой обусловлен суммарным излучением дискретных радиоисточников, и коротковолновую, где доминирует реликтовое излучение.

1. Длинноволновое радиоизлучение ($\nu < 600 \text{ МГц}$, $\lambda > 50 \text{ см}$)

В этой области длин волн выделение фонового излучения Вселенной затруднено тем, что радиотелескопы принимают как истинно фоновое излучение, так и синхротронное излучение релятивистских электронов нашей Галактики. Выделению внегалактической компоненты помогло отличие ее спектра от спектра радиоизлучения нашей Галактики в метровом диапазоне длин волн. Тщательные измерения на различных длинах волн в нескольких направлениях, близких к галактическому полюсу, где излучение Галактики минимально, позволили определить интенсивность фонового радиоизлучения.

Выделенный фон непринужденно объясняется совокупным излучением далеких дискретных источников радиоизлучения; его спектр, по-видимому, аналогичен спектру большинства радиогалактик и квазаров в рассматриваемом диапазоне длин волн.

Однако современная пространственная плотность галактик и радиогалактик и их мощность оказались недостаточными для объяснения наблюдаемой интенсивности фонового излучения. Ситуация проявилась лишь после тщательных подсчетов числа слабых (и, по-видимому, далеких) радиоисточников. Оказалось, что число слабых радиоисточников быстро растет с уменьшением их яркости. Когда их число на всем небе превышает сто тысяч, рост замедляется *). Интерпретировать этот факт можно следующим образом. Большинство входящих в подсчеты источников являются радиогалактиками либо квазарами и имеют громадную мощность. Чем дальше источник, тем меньше его яркость. В расширяющейся Вселенной расстояние однозначно связано со временем: слабые далекие источники излучали радиоволны раньше, чем более яркие. Подсчеты показывают, что имела место эволюция числа источников: раньше мощных радиоисточников было намного больше, чем в настоящее время (более строгое обосуждение дано ниже).

Можно представить себе следующую картину: на определенной стадии расширения Вселенной, по-видимому, началось рождение радиоисточников. Эти источники рождались и умирали, переставали излучать, но при постоянной скорости угасания темп рождения новых источников неуклонно уменьшался. Именно поэтому число слабых, давно светивших источников намного больше, чем ярких, появившихся недавно. Открытие

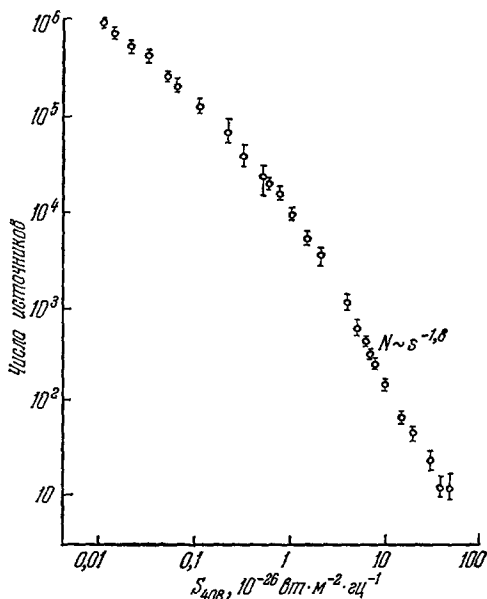


Рис. 3. Подсчет радиоисточников на частоте $\nu = 408 \text{ МГц}$ ¹³.

*) Не надо думать, что радиоастрономы пересчитали все источники, доступные современной аппаратуре. Подробно исследованы лишь малые участки неба, на каждом из которых число источников не превышает нескольких сотен. Так как число источников одинаковой яркости в одинаковых участках неба оказалось близким, то такие подсчеты можно легко пересчитать на все небо.

эволюции числа радиоисточников во времени прояснило вопрос о фоне: многочисленные мощные, но далекие источники определяют фоновое излучение Вселенной в области длинных радиоволн.

а) Наблюдения. Небо в метровом диапазоне очень ярко, но распределение радиояркости крайне анизотропно и концентрируется к галактической плоскости. Проблема заключается в выделении из этого анизотропного распределения изотропной компоненты, которую можно было бы связать с излучением внегалактических радиоисточников или с эмиссией вещества в межгалактическом пространстве. Верхний предел интенсивности изотропной компоненты, очевидно, устанавливается минимальной яркостной температурой неба. Согласно радиообзору значительной части северного неба вдали от галактической плоскости этот предел равен $T_b < 80^\circ\text{K}$ на частоте 178 МГц .

Процедура выделения изотропной компоненты фона состоит в исследовании неба на различных частотах с набором антенн, имеющих одинаковые свойства на различных частотах. Наблюдаемая яркость неба предполагается, как уже говорилось выше, состоящей из изотропной внегалактической компоненты и анизотропной компоненты, связанной с нашей Галактикой. Предполагается также, что спектр радиоизлучения Галактики не зависит от направления:

$$T(\nu; \alpha, \delta) = T_0(\nu) + T_{\text{gal}}(\nu; \alpha, \delta),$$

где α и δ — координаты на небесной сфере. Выполнив наблюдения на различных частотах в различных областях неба (α_i, δ_i), можно по соотношению

$$T_0(\nu_1) + T_{\text{gal}}(\nu_1; \alpha_i, \delta_i) = a \left(\frac{\nu_1}{\nu_2} \right) T_0(\nu_2) + b \left(\frac{\nu_1}{\nu_2} \right) T_{\text{gal}}(\nu_2; \alpha_i, \delta_i)$$

определить $b = \frac{T_{\text{gal}}(\nu_1; \alpha; \delta)}{T_{\text{gal}}(\nu_2; \alpha; \delta)}$ для нескольких пар частот, а затем построить спектр радиоизлучения нашей Галактики. Этот спектр в диапазоне $13\text{—}178\text{ МГц}$ оказывается степенным: $J_\nu \sim \nu^{-\alpha}$, причем⁴ спектральный индекс $\alpha = 0,4$. Это значение общепринято, но данные разных групп несколько отличаются между собой (см., например, ^{4, 5}). При больших частотах галактический спектр становится более крутым и хорошо согласуется со спектром галактических релятивистских электронов, известным лишь при $E_e > 1\text{ Гэв}$. Теперь можно было бы выделить и внегалактическую компоненту, однако ошибки, связанные с каждым шагом при разделении компонент, накапливаются и становятся настолько большими, что невозможно определить сразу и наклон внегалактического спектра, и его абсолютную интенсивность. Наблюдения совместимы с любым значением спектрального индекса фонового излучения, превышающим $\alpha = 0,6$.

То, что сделано на практике, сводится к следующему. Из наблюдений находится средний спектральный индекс внегалактических радиоисточников и предполагается, что они являются главными источниками фонового излучения. Анализ⁶ дает среднее $\alpha = 0,75$, чему соответствует значение яркостной температуры фонового излучения, равное $T_b = 30 \pm 7^\circ\text{K}$ на частоте 178 МГц ⁷. С увеличением предполагаемого значения α интенсивность фонового излучения уменьшается, так, например, для $\alpha = 0,9$ имеем $T_b = 15 \pm 3^\circ\text{K}$ ³. Значит, $\alpha > 0,9$ также противоречит наблюдениям; известные источники обеспечивают $T_b \approx 15^\circ\text{K}$ (см. ниже).

Интересен и другой метод определения интенсивности фонового излучения. Туманность 30 Золотой Рыбы в Большом Магеллановом Облаке непрозрачна на метровых волнах, ее тепловое излучение на 85 МГц незначительно, и его легко учесть. Сравнивая яркость неба вблизи этой туман-

ности и в ее пределах, можно выделить фон $T_b = 250^\circ\text{K}$ на 85 Мгц ⁸. Это соответствует примерно 30°K на 178 Мгц , если $\alpha = 0,75$. Однако в действительности из-за наличия неоднородностей электронной плотности (а значит, и флуктуаций яркости и прозрачности) в туманности фон оценивается с большой ошибкой. Поэтому этот способ имеет в основном методическую ценность.

Имеется ряд работ по выделению изотропной компоненты радиоизлучения и на частотах меньше 10 Мгц , где на наблюдениях сказываются ионосферные помехи. Из-за различия в спектрах радиоизлучения Галактики и фона внегалактической компонента должна определять вдали от галактической плоскости яркость неба на малых частотах $\nu < 3\text{ Мгц}$, однако этому может помешать поглощение излучения ионизованным водородом в нашей Галактике. Наземные измерения на 2 Мгц ⁹ и наблюдения со спутников на $0,4 \div 2\text{ МГц}$ ¹⁰ дали важную информацию о спектре в этой области. Наклон спектра наблюдаемого излучения уменьшается, а затем его интенсивность начинает падать с уменьшением частоты. Бридл ¹¹ показал, что скорее всего интенсивность фонового радиоизлучения также уменьшается вблизи 2 Мгц . Это следует из того, что наблюдаемый скачок поглощения на 2 Мгц в направлении на Большое Магелланово Облако ⁹ оказался много меньше ожидаемого (ионизованный водород в облаке должен сильно поглощать фоновое излучение). Анализ внеатмосферных наблюдений подтверждает этот вывод ¹².

б) Источники. Их эволюция. Длинноволновое радиоизлучение — единственная область спектра фонового излучения, которую можно с достаточной уверенностью связать с наблюдаемыми объектами — радиоисточниками. В направлениях, далеких от галактической плоскости, практически все радиоисточники являются внегалактическими. Для определения их пространственного распределения были приложены значительные усилия. Конечная цель состояла в использовании этих источников в космологических тестах: по количеству источников, наблюдаемых в разных направлениях, можно судить о степени изотропии Вселенной, а изменение их числа с удалением от нашей Галактики могло бы дать информацию об эволюции Вселенной во времени. В спектрах радиоисточников нет характерных линий, измеряя красное смещение которых, можно было бы судить о расстоянии до далекого объекта. Таким образом, непосредственно установить закон изменения плотности источников со временем нельзя, но его можно изучать при подсчетах числа радиоисточников $N(s)$ с потоком, превышающим какой-нибудь определенный предельный поток $s = F_\nu$.

Последние наблюдения ¹³ определили функцию $N(s)$ до очень малых потоков s (408 Мгц) $\geq 0,01 \cdot 10^{-26} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{гц}} = 10^{-25} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{гц}}$. На небесной сфере источники, входящие в подсчеты, распределены в высокой степени изотропно ¹⁴. Оптически идентифицировать удалось лишь малую их часть (примерно 5%; в большинстве своем это квазары — объекты громадной радио- и оптической светимости). Все это означает, что большинство объектов, входящих в подсчеты, находится очень далеко от нас — на космологических расстояниях. В этом случае их светимость должна намного превышать радиосветимость нормальных галактик. Галактика типа нашей вошла бы в подсчеты только в том случае, если бы она находилась на расстоянии меньше 50 Мпс , ничтожном по сравнению с космологической шкалой длин $cH_0^{-1} \approx 10^{28}\text{ см} \approx 3000\text{ Мпс}$. В области с $R < 50\text{ Мпс}$ таких галактик мало, всего несколько тысяч (а в подсчеты входят миллионы источников); они легко доступны оптическим наблюдениям.

Зная плотность и функцию светимости *) радиоисточников вблизи нашей Галактики, легко рассчитать число источников с потоком больше заданного для любой модели Вселенной. Результаты подсчетов привели к удивительному выводу: наблюдаемое число слабых источников намного превышает ожидаемое согласно простейшим моделям Вселенной (см. обзоры ^{15, 16}). Этот факт несовместим с предсказаниями стационарной космологии **, но легко объясняется в эволюционных космологических моделях, в которых раньше плотность мощных радиоисточников вполне могла быть намного больше, чем в настоящее время. Детальный анализ подсчетов показал, что эти эволюционные эффекты должны быть очень сильными и связаны в основном с классом наиболее мощных радиоисточников, излучающих на частоте 178 Мгц $P_\nu > 10^{27} \frac{\text{вт}}{\text{гц}} = 10^{34} \frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{гц}}$. Радиосветимость нашей Галактики на 4—5 порядков меньше. Плотность мощных радиоисточников в сопутствующей системе координат эволюционировала по закону $N \sim (1+z)^{4,5 \div 6}$, т. е. их пространственная плотность (с учетом расширения Вселенной) менялась как $N \approx N_0 (1+z)^{7,5 \div 9}$. Такая сильная эволюция могла иметь место лишь при относительно малых ($z \leq 3-4$) красных смещениях, и связана она была только с мощными источниками, этого требуют данные о фоне (известна его интенсивность) и результаты подсчетов (рост числа источников $N(z)$ с уменьшением потока z замедляется после достижения некоторого предела). Сейчас существование эволюции подтверждено наблюдениями в оптическом диапазоне, где наличие спектральных линий позволяет определить красное смещение объектов: плотность квазаров и квазизвездных галактик в сопутствующей системе координат меняется по закону $N \sim (1+z)^6$ вплоть до $z_{\text{max}} \approx 2,3$, после чего (при больших z) сильная эволюция прекращается ¹⁷. При z_{max} происходило интенсивное рождение квазаров и радиоисточников. Возможно, этим был отмечен период образования галактик ¹⁸. Суммирование потоков от источников, входящих в подсчеты, вплоть до нижнего исследованного предела приводит к яркостной температуре $T_b \approx 15^\circ \text{К}$, равной примерно половине фонового излучения $T_b \approx 30^\circ \text{К}$ при $\nu = 178 \text{ Мгц}$. Так как для источников, входящих в подсчеты, характерна сильная эволюция, видно, какой значительный вклад в фон дают мощные радиоисточники, излучавшие при красных смещениях $z \sim 2 \div 4$.

Наблюдаемый подсчет источников можно экстраполировать в сторону малых потоков и определить затем полный фон от всех радиоисточников. Такие вычисления приводят к цифрам порядка $20 \div 24^\circ \text{К}$ на 178 Мгц ¹⁹, т. е. почти весь фон можно объяснить излучением дискретных объектов. В силу неопределенности в оценках яркостной температуры радиофона и в экстраполяции подсчетов существующему расхождению нельзя придавать большого значения. Интересно, что эффекты космологической эволюции играют здесь важнейшую роль — без них интегральное излучение всех радиоисточников соответствовало бы всего 5°К на 178 Мгц (табл. II). Превышение над этой цифрой объясняется существованием большого числа мощных радиоисточников на более ранней стадии расширения Вселенной. Экстраполяция результатов подсчетов (на 5—6 порядков по потоку) требует точного знания функции светимости радиоисточников, практически неизвестной в области слабых, но многочисленных объектов. Шоломицкий ²⁰ считает, что неэволюционирующие объекты — радио-

*) Функция светимости характеризует долю объектов, имеющих данную спектральную мощность.

**) Направление, развиваемое рядом английских ученых. В стационарных моделях, несмотря на расширение, за счет непрерывного творения вещества плотность материи и объектов и свойства Вселенной остаются неизменными.

Таблица II

Фоновое радиоизлучение на частоте 178 Мгц

Природа излучения	Ярлостная температура
Наблюдения	
Наблюдаемая минимальная ярлость неба	80 °K
Изотропный фон, если спектральный индекс равен: $\alpha = 0,75$ $\alpha = 0,9$	30 ± 7 °K 15 ± 3 °K
Интегральный фон, связанный с источниками, входящими в подсчеты дискретных радиоисточников с s ($\nu = 408$ Мгц) \gg $\geq 0,01 \cdot 10^{-26} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{гц}}$	~ 14 °K
Предсказываемый фон	
Без космологической эволюции вклад: нормальных галактик мощных внегалактических радиоисточников всех внегалактических источников	~ 4 °K ~ 1 °K ~ 5 °K
С космологической эволюцией вклад: нормальных галактик (неэволюционирующая часть) мощных внегалактических радиоисточников всех внегалактических источников	~ 4 °K $\sim 16 - 19$ °K $\sim 20 - 23$ °K

галактики и галактики — могут обеспечить существенную часть наблюдаемого фона. Предположению же Бречера и Моррисона²¹ — нормальные галактики обеспечивают 90% радиофона — противоречит как результат суммирования потоков от эволюционирующих источников, входящих в подсчеты (см. выше), так и несоответствие радиоспектров нормальных галактик ($\bar{\alpha} \approx 0,3$) и спектра фона $0,6 < \alpha < 0,9$ (см. выше).

в) Фоновое радиоизлучение и межгалактический газ. Уменьшение интенсивности фона при $\nu < 2$ Мгц может явиться результатом межгалактического поглощения, или же оно свойственно спектрам самих радиоисточников. Первое могло бы ассоциироваться с тормозным поглощением межгалактическим газом^{11,22}; однако трудно найти такую тепловую историю межгалактического газа, которая бы допускала наблюдаемое поглощение и в то же время не противоречила бы существующим экспериментальным пределам на параметры газа. Индуцированное комптоновское рассеяние фонового излучения на электронах межгалактического газа также не может сильно исказить первичный спектр в обсуждаемой области частот²³. Скорее всего за вид спектра в этой области ответственные процессы в самих источниках.

Наблюдения в нашей окрестности вплоть до областей, соответствующих красному смещению $z \sim 2,8$, не обнаружили заметной плотности нейтрального межгалактического водорода. В то же время они не противоречат существованию горячего ионизованного межгалактического газа.

Спектр тормозного излучения оптически тонкого слоя газа имеет характерный вид: интенсивность $J_\nu = \frac{\text{const}}{T_e^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{h\nu}{kT_e} \right\}$ при $h\nu \ll kT_e$ не зависит от частоты; спектральный индекс этого излучения $\alpha = 0$. Поэтому его легче всего выделить в дециметровой области, где уже малы

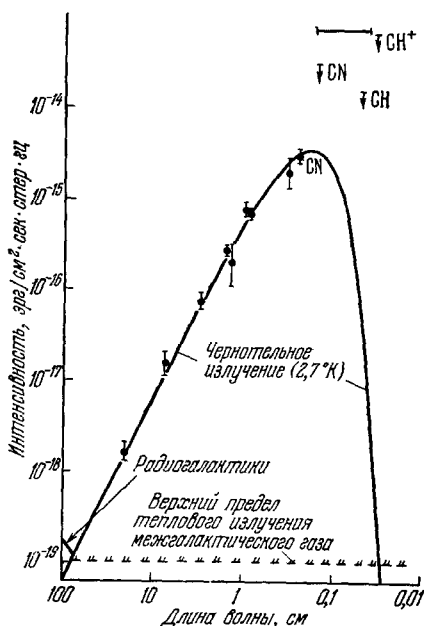


Рис. 4. Спектр реликтового излучения.

наблюдаемой низкой яркостной температурой теплового излучения газа говорит о его малой оптической толще по тормозным процессам вплоть до периода, соответствующего красному смещению $z \sim 10^4$. Приведенный верхний предел радиоизлучения межгалактического газа накладывает важные ограничения на время вторичного неравновесного разогрева вещества во Вселенной^{26,27}.

2. Реликтовое излучение ($600 \text{ Мгц} < \nu < 10^{12} \text{ гц}$, $300 \text{ мкм} < \lambda < 50 \text{ см}$)

В 1965 г. Пензиас и Вильсон²⁸ обнаружили, что фоновое излучение на 7 см по меньшей мере на два порядка превосходит ожидаемое по экстраполяции из длинноволновой области и соответствует яркостной температуре, близкой к 3°К *). С этого времени результаты всех наземных экспериментов в диапазоне от 75 см до 8 мм , осуществленных с помощью рупорных антенн, подтверждают существование фонового излучения, имеющего чернотельный спектр с температурой $2,7^\circ \text{К}$. Все эти эксперименты дают информацию о рэлей-джинсовской части спектра, которая аппроксимируется законом $J_\nu \sim \nu^2$, и лишь Принстонская³⁰ и Горьковская³¹ группы утверждают, что измерения на $3,3 \text{ мм}$ с достаточной точностью обнаруживают отклонения от рэлей-джинсовского закона вблизи ожидаемого максимума планковской кривой.

*) Дорощкевич и Новиков²⁹ отмечали важность наблюдений в сантиметровой области длин волн как способ проверки гипотезы о горячей Вселенной.

интенсивность излучения нашей Галактики и фон, связанный с внегалактическими источниками, $J_\nu \sim \nu^{-0,75}$, и еще незначительна интенсивность реликтового излучения $J_\nu \sim \nu^2$ (см. рис. 1 и 4). Измерения^{24, 25} в интервале частот $4 \cdot 10^8 \div 2 \cdot 10^9 \text{ гц}$ позволили установить верхнюю границу интенсивности теплового радиоизлучения межгалактической плазмы $J_\nu < 10^{-19} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}}$, что соответствует $T_b < 10^\circ \text{К}$ на 178 Мгц и лишь 1°К на 600 Мгц . Цифру того же порядка можно получить, вычитая вклад радиосточников из выделенной изотропной компоненты фона на 178 Мгц . Несмотря на это, измерения на высоких частотах оказываются более полезными. Известно, что если ионизация определяется электронными ударами, то до температур $T_e \sim 10^4 \text{ К}$ водородная плазма остается практически нейтральной и слабо излучает тормозным механизмом, при больших же температурах степень ионизации и излучение быстро растут. Этот факт в совокупности с на-

а) Межзвездные молекулы в качестве термометра. Другое свидетельство существования такого загиба найдено при наблюдениях молекулярных линий поглощения в звездных спектрах. Поглощающие молекулы находятся в межзвездной среде. Наблюдаемые оптические линии поглощения CN позволяют судить о населенности нижних уровней этой молекулы, разность энергий которых соответствует длине волны $\lambda = 2,6$ мкм. Уровни оказались населенными так, как будто они находятся в поле излучения с температурой $T = 2,83 \pm 0,15$ °К. Эта цифра получена при наблюдениях линий поглощения в спектре звезды ζ Орн. Близкие значения температуры были найдены при наблюдениях десятка других звезд, но точность измерений гораздо хуже, так как эти звезды менее ярки³²⁻³⁵. При изучении других оптических линий поглощения межзвездных молекул CN, CH и CH⁺ были получены лишь верхние пределы температуры излучения³⁵. Эти пределы весьма интересны, так как они несут информацию о еще более коротковолновой области и подтверждают наличие планковского загиба спектра (при $\lambda = 1,32$ мкм $T_b < 4,74$ °К, что соответствует пределу интенсивности излучения $J_\nu < 1,9 \cdot 10^{-14} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}}$; при $\lambda = 0,56$ мкм $T_b < 5,43$ °К, $J_\nu < 2 \cdot 10^{-14} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}}$; при $\lambda = 0,36$ мкм $T_b < 8,1$ °К, $J_\nu < 6,2 \cdot 10^{-14} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}}$).

Интерпретация молекулярных данных очень сложна. Например, прямые радионаблюдения³⁶ линии поглощения межзвездного формальдегида с длиной волны $\lambda = 6$ см обнаружили, что отношение населенностей уровней, между которыми осуществляется переход, соответствует эффективной температуре меньше 1,8 °К (линия поглощения наблюдается в спектре самого реликтового излучения!). Столь низкая эффективная температура определяется скорее всего столкновениями молекул, электронными ударами и инфракрасным излучением, влияющими одновременно на заселенность всех четырех нижних уровней этой молекулы, каждый из которых к тому же имеет различные времена жизни относительно радиационных распадов. Заметим, что в случае молекул CN и CH радиационные времена очень малы и электронные удары, видимо, не играют существенной роли.

б) Измерения в субмиллиметровой области. Прямые ракетные и баллонные измерения пока противоречат молекулярным данным. Корнелльская группа^{37, 38} утверждает на основе двух измерений на ракетах, что в полосе 0,4—3 мкм *) фоновое излучение в 50 раз более интенсивно, чем ожидаемое, согласно чернотельному спектру с температурой 2,7 °К, и соответствует $T_r = 8,3^{+1,2}_{-1,3}$ °К. Массачусетская группа⁴¹, проводившая измерения на баллонах в трех спектральных интервалах между 0,5 и 1,5 мкм, пришла к выводу, что наблюдения не противоречат существованию планковской кривой с $T = 2,7$ °К и узкой спектральной детали между 1 и 1,25 мкм. В этой линии, возможно, идет намного больше энергии, чем в планковской кривой ($T_r \approx 7$ °К), но в несколько раз меньше, чем утверждала Корнелльская группа. Мулнер и Вайс⁴¹ считают, что их результат сугубо предварительный и что из-за большой неопределенности учета вклада атмосферы и экспериментальных

*) В этом эксперименте измерения проводились еще в нескольких спектральных интервалах между 5 мкм и 1,3 мкм; везде интенсивность фона оказалась очень высокой. Отметим, что последние ракетные измерения в области $\lambda 100$ мкм³⁹ обнаружили свечение кислорода в атмосфере и установили верхний предел интенсивности фона, который оказался в 25 раз меньшим, чем фон, обнаруженный Хоуком и Харвитом⁴⁰ в той же области спектра (см. обсуждение ниже).

погрешностей его можно рассматривать лишь как верхний предел интенсивности фона в субмиллиметровой области.

Измерения в этой области производятся при помощи широкополосных полупроводниковых радиометров, охлаждаемых жидким гелием. Так как земная атмосфера непрозрачна для субмиллиметрового излучения, приборы с системой охлаждения приходится поднимать на большую высоту, что связано с рядом экспериментальных трудностей. Технике и методам субмиллиметровой астрономии были посвящены недавние обзоры Саломоновича⁴² и Кислякова⁴³, поэтому мы не будем останавливаться на этих вопросах.

Результаты Корнелльской группы можно совместить с молекулярными данными (см. рис. 4), если фон в субмиллиметровой области состоит из узких линий, длины волн которых не совпадают с длинами волн межзвездных молекул, или если излучение возникает в близких источниках, например в атмосфере^{44, 45}. Первое не выдерживает критики. Если линии образуются в галактиках или других внегалактических объектах, то космологическое красное смещение должно было бы превратить их в полосы. Кроме того, трудно представить себе столь мощные источники излучения в линиях, обеспечивающие плотность энергии фонового излучения порядка 10 эв/см^3 , т. е. в тысячи раз большую, чем в оптическом, радио- и рентгеновском диапазонах (см. табл. I). Очевидно, то же соотношение, что и для фона, должно иметь место и для отдельных источников излучения в линиях.

Результаты ракетных и баллонных измерений фона в субмиллиметровой области противоречат также данным о спектре космических лучей сверхвысоких энергий и общепринятым представлениям о времени жизни релятивистских электронов в Галактике. К сожалению, эти данные и представления сами нуждаются в подтверждении и не могут поэтому служить решающим аргументом в пользу или против правильности прямых измерений. Решить вопрос могут лишь дальнейшие эксперименты.

Несмотря на все трудности, можно констатировать следующий факт: подтвержденный с высокой точностью (10%) большим числом наблюдений в пирочайшем интервале длин волн от 75 см до 8 мм рэлей-джинсовский характер фона и обнаруженный в миллиметровой области загиб его спектра свидетельствуют о существовании чернотельного фонового излучения с температурой 2,7°К. Если мощный эксцесс фона в субмиллиметровой области и существует, то скорее всего он никак не связан с реликтовым излучением; просто наряду с планковским существует излучение иной природы.

в) **Г о р я ч а я м о д е л ь.** Высокая степень изотропии реликтового излучения и его чернотельный спектр рассматриваются обычно как мощное свидетельство в пользу того, что Вселенная прошла стадию высокой температуры и высокой плотности: чернотельное излучение, наблюдаемое сегодня, было свидетелем и инициатором физических процессов, происходивших на очень ранней стадии расширения, поэтому его и называют реликтовым. Вопросы, связанные с горячей моделью Вселенной — равновесие между различными видами элементарных частиц, ядерные реакции, рекомбинация водорода при $z \sim 1500$ ($T \sim 4000^\circ\text{К}$) и т. п. — подробно освещены в^{46, 1}, и мы не будем на них останавливаться. Рассмотрение физических процессов во фридмановском мире^{47, 48} показывает, что наблюдаемый рэлей-джинсовский спектр не мог сформироваться после $z \sim 10^5$, $t \sim 3 \cdot 10^9 \text{ сек}$ (в то время температура излучения равнялась $T \sim 3 \cdot 10^5^\circ\text{К}$). Это определяет самый ранний момент, до которого горячая модель подтверждена наблюдениями. Например, выделение достаточной энергии в холодной Вселенной при $z > 10^5$ также привело бы сегодня

к наблюдаемому чернотельному спектру, а более позднее энергосвыделение приводит к значительным отклонениям от равновесного спектра.

В связи с этим закономерен вопрос: Должен ли спектр реликтового излучения быть в точности планковским? По-видимому, нет. Планковский спектр закономерен для однородной Вселенной. Наблюдаемая Вселенная неоднородна в малых масштабах. Мы являемся свидетелями бурных процессов в дискретных объектах, сопровождаемых мощным энергосвыделением. Любое выделение энергии на ранних стадиях расширения Вселенной приводит к отклонениям от планковского спектра. Только если энергосвыделение происходит в период $10^4 < z < 10^5$, искажается рэлей-джинсовская часть ^{47, 48}, а более позднее (при меньших z) энергосвыделение приводит к искажениям в виновской области ^{27, 49}. Обнаружение или отсутствие специфических искажений спектра реликтового излучения позволило бы судить о возможных источниках энергий: анти-веществе, первичной турбулентности и т. д.

г) И з о т р о п и я. В обсуждаемой области спектра нет трудности в нахождении изотропной компоненты излучения. Галактика и дискретные радиоисточники не замечены при крупномасштабных] наблюдениях на коротких волнах ($\lambda < 3$ см). Наблюдаемое фоновое излучение в высшей степени изотропно и ни в каких масштабах не обнаруживает значительных отклонений от изотропии. Существующие верхние пределы соответствуют флуктуациям температуры $\frac{\Delta T}{T} < 10^{-3}$ во всех масштабах от 24-часового периода до трех минут дуги ⁴⁹⁻⁵¹.

Несмотря на то, что большинство астрономов рассматривает микроволновое фоновое излучение как реликтовое, иногда пытаются объяснить его происхождение суммарным излучением дискретных источников с инвертированным радиоспектром в сантиметровой области длин волн ^{52, 53}. Для того чтобы образовать хороший квазирэлей-джинсовский спектр на сантиметровых волнах, необходимо тщательно подобрать и согласовать большое число параметров, описывающих эти источники и их пространственное распределение. Бех предположения о крайне экзотическом распределении (например, что их число намного превышает число галактик) эти источники должны были бы давать флуктуации реликтового излучения, превышающие существующие верхние пределы ⁵⁴⁻⁵⁶. Кроме этого, последние подсчеты дискретных радиоисточников на 1407 Мгц ($\lambda = 21,2$ см) хорошо согласуются с подсчетами, выполненными на более низких частотах, в предположении, что спектральный индекс по-прежнему $\alpha = 0,75$. В этом случае дискретные источники не могут обеспечить более чем 3% фонового излучения потока на этой частоте. Эти подсчеты свидетельствуют также о малом числе источников с аномальным спектром.

Наблюдаемая высокая степень изотропии реликтового излучения дала ряд важных следствий. В наибольших угловых масштабах интерес представляет возможность обнаружения 24- или 12-часового периода в интенсивности чернотельного излучения. Первое должно быть связано с пекулярным движением Земли относительно системы координат, связанной с реликтовым излучением. Это движение является векторной суммой нашего движения вокруг Солнца, скорости Солнца относительно центра Галактики и движения нашей Галактики в местной группе галактик или местном сверхскоплении. Различные оценки величины этой скорости ⁵⁷ дают $v \approx 250$ км/сек, что находится на пределе чувствительности современной аппаратуры. Остается, конечно, вероятность того, что векторы скоростей случайным образом компенсируют друг друга, но при десятикратном увеличении чувствительности станут возможными измерения

24-часового периода, соответствующего движению Земли вокруг Солнца ⁵⁸. Конклин ⁵⁹ сообщил, что проекция скорости движения Земли относительно реликтового излучения на плоскость, в которой он наблюдал, равна 400 км/сек (эффект незначительно выходит за пределы точности измерений). Вычитая скорость Солнца относительно центра Галактики, Конклин приходит к скорости Галактики относительно фона, равной $v \approx 160$ км/сек. Хотя третья компонента скорости остается неизвестной *), эта цифра поражает своей малостью — Галактика практически покоится в системе координат, связанной с реликтовым излучением. Рентгеновские измерения дали ограничения на все три компоненты этой скорости (см. ниже).

Отсутствие наблюдаемой анизотропии с 20-часовым периодом устанавливает пределы на анизотропию расширения Вселенной в эпоху, когда произошло последнее рассеяние фотонов реликтового излучения. Этот метод почти на два порядка более чувствительный, чем прямые исследования анизотропии распределения галактик и радиоисточников.

Обычно предполагается, что наблюдаемые галактики, скопления галактик и другие внегалактические объекты выросли из незначительных по амплитуде возмущений плотности вещества, существовавших и росших на более ранних стадиях расширения ¹. Взаимодействие этих возмущений плотности с излучением в период рекомбинации водорода во Вселенной ⁶⁰, ⁶¹ должно было бы приводить к появлению мелкомасштабных ($\theta < 1^\circ$) флуктуаций температуры реликтового излучения ⁶², ⁶³. По величине флуктуаций можно было бы судить об амплитуде возмущений плотности в период рекомбинации и определить время образования галактик, так как закон роста возмущений известен.

К мелкомасштабным флуктуациям могло привести также гравитационное воздействие на свет при образовании массивных астрономических объектов ⁶⁴, взаимодействие излучения с гравитационными волнами ⁶⁵ и наличие неоднородностей нагрева межгалактического газа ⁶³. Таким образом, наблюдения флуктуаций реликтового излучения могут дать информацию о времени образования галактик, гравитационных волнах во Вселенной и т. д. В действительности же оказывается, что скорее всего главный вклад в $\frac{\Delta J_\nu}{J_\nu} \approx \frac{\Delta T}{T}$ вносят дискретные источники радио- и инфракрасного излучения ⁵⁶. На длинных волнах велик вклад от нормальных радиоисточников, а на коротких (миллиметровых) — от инфракрасных источников. Станкевич ⁶⁶ обнаружил, что флуктуации фона на 11 см в масштабе одного углового градуса $\frac{\Delta T}{T} \approx 3 \cdot 10^{-4}$. Видимо, это и есть проявление нормальных, входящих в подсчеты, дискретных радиоисточников. Итак, наличие дискретных источников практически не влияет на интенсивность фона в сантиметровой области, но они, видимо, являются главным источником флуктуаций.

д) Р е л и к т о в о е и з л у ч е н и е и к о с м и ч е с к и е л у ч и. Из табл. I видно, что реликтовое излучение обеспечивает главный вклад в плотность энергии излучения в межгалактическом пространстве. В результате оно оказывается самым важным источником фотонов для взаимодействия фона с протонами и электронами космических лучей. Это взаимодействие сказывается в основном на рентгеновских и γ -лучах; поэтому обсуждение откладывается до соответствующих разделов.

*) Измерения проводятся лишь в одной плоскости: радиотелескоп стоит на вращающейся Земле и прочерчивает на небесной сфере полосу.

II. ИНФРАКРАСНЫЙ ДИАПАЗОН ($10^{12} < \nu < 3 \cdot 10^{14}$ *гц*, $1 < \lambda < 300$ *мкм*)

В этом спектральном интервале имеются лишь верхние пределы интенсивности фонового излучения. И вообще в инфракрасной области наблюдений очень мало, так как им сильно мешает поглощение и излучение молекул в верхней атмосфере. В основном это пары воды, кислород, озон и двуокись углерода. Наземные наблюдения в окнах прозрачности атмосферы возможны лишь при $\lambda < 25$ *мкм*. Наблюдение же небесных объектов в зоне $25 < \lambda < 300$ *мкм* осуществляется с ракет, баллонов и высотных самолетов.

Развитие техники инфракрасных наблюдений привело к обнаружению инфракрасного избытка в спектрах многих дискретных источников. Значительное число галактических объектов, включая некоторые типы звезд, а также ряд планетарных и «инфракрасных» туманностей⁶⁷, оказались аномально яркими в ближнем ($\lambda < 25$ *мкм*) инфракрасном диапазоне. В большинстве своем это или холодные звезды (конденсирующиеся прото-звезды и звезды-гиганты) с температурой $T < 3000$ °К, или пылевые комплексы, переизлучающие ультрафиолетовое и оптическое излучение лежащих в них горячих звезд⁶⁸. Но светимость всех этих объектов не слишком велика, и не они дают главный вклад в фоновое излучение. Недавние наблюдения внегалактических источников привели к неожиданным результатам: ядра многих галактик и квазары излучают в инфракрасном диапазоне больше энергии, чем во всех других.

1. Инфракрасное излучение ядер галактик и квазаров

а) Наблюдения. Наиболее интересным галактическим источником является центр Галактики, удаленный от Солнца примерно на 10 *кпс*: согласно наземным наблюдениям на 10—20 *мкм* он имеет ядерную компоненту с диаметром порядка одного парсека и светимостью $L \sim 10^6 L_{\odot} \sim 3 \cdot 10^{39}$ *эрг/сек*⁶⁹. Но еще более удивительный результат дали высотные наблюдения Галактического центра вблизи $\lambda \sim 100$ *мкм*. Согласно измерениям с баллонов⁷⁰ в полосе 80—120 *мкм* он представляет собой протяженный линейный источник ($\sim 6^\circ$) со светимостью $L \sim 10^9 L_{\odot} \sim 10^{42}$ *эрг/сек*. Последние наблюдения с борта самолета⁷¹ показали наличие мощного точечного ($R < 5$ *пс*) источника, пространственно совпадающего с ядром, обнаруженным в полосе 10—20 *мкм* и в радиодиапазоне. Кроме того, был обнаружен ряд слабых источников, по-видимому, лежащих в Галактической плоскости в направлении на центр. Светимость ядра нашей Галактики в полосе 40—350 *мкм* оказалась равной $L \sim 10^8 L_{\odot} \sim 3 \cdot 10^{41}$ *эрг/сек*, т. е. около процента интегральной светимости Галактики. Пик излучения приходится на частоту $\nu_0 = (4,2 \pm 0,2) \cdot 10^{12}$ *гц*. $\lambda = 70$ *мкм* (рис. 5).

Такой же пик на 70 *мкм* обнаружен и в спектре излучения сейфертовской галактики *) NGC 1068 (см. рис. 5)⁷², только в этом случае инфракрасная светимость $L \sim 2 \cdot 10^{12} L_{\odot} \sim 10^{46}$ *эрг/сек* определяет ее интегральную светимость и почти на 5 порядков превышает светимость ядра нашей Галактики.

Клейнманн и Лоу⁷² наблюдали 28 галактик в полосе 5—25 *мкм*. В четырнадцати случаях было обнаружено интенсивное инфракрасное

*) Сейфертовские галактики отличаются высокой активностью ядер, в спектре излучения которых наблюдаются широкие эмиссионные линии; часто компактное ядро обеспечивает значительную часть интегральной светимости всей галактики.

излучение ядер, в большинстве из этих четырнадцати галактик максимум излучения приходится именно на инфракрасную область и пик ожидается в области 100 мкм. Последнее следует из быстрого увеличения спектральной плотности от оптической области к инфракрасной и необходимости резкого падения затем к радиодиапазону. В некоторых объектах экспериментально обнаружен подъем от радио- к миллиметровой области длин волн (см. рис. 5). Среди внегалактических инфракрасных объектов — ядра нормальных (Млечный Путь), необычных (типа взрывающейся галактики M82), сейфертовских (NGC 1068) и N-галактик (3C 120) и квазары (3C 273), отличающиеся по светимости более чем на шесть порядков. В табл. III приведены оценки (но не результаты измерений *) Клейнманна и Лоу⁷². В этой таблице сравниваются светимости ряда объектов в различных диапазонах. По-видимому, пик излучения в инфракрасной области является общим свойством ядер галактик и квазаров, но его мощность и проявление могут сильно варьировать от объекта к объекту.

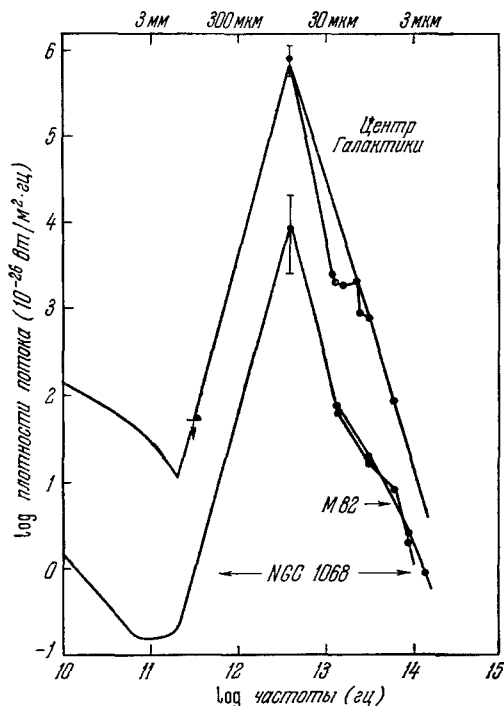


Рис. 5. Спектр инфракрасного излучения центра Галактики, ядра сейфертовской галактики NGC1068 и ядра галактики M 82^{72, 75}.

заставляет думать, что здесь работает единый физический механизм, возможно, имеющий резонансную частоту. Кроме того, в ряде случаев излучение в пике определяет светимость объекта, что требует высокой эффективности механизма.

До обнаружения инфракрасного пика на $\lambda = 70$ мкм интенсивное излучение ядер сейфертовских галактик в области $1 < \lambda < 25$ мкм обычно объясняли эмиссией пыли. Такая модель⁷³ предполагает существование центрального компактного источника оптического излучения с мощностью $10^{44} - 10^{47}$ эрг/сек, окруженного облаком пыли. Оптическое излучение поглощается и переизлучается нагретой пылью в инфракрасную область. В этой модели спектр в инфракрасной области является суммой излучения пылинок различной температуры и плотности; в результате может получиться, к примеру, степенной спектр в интервале $22 \div 2$ мкм, для чего требуется определенное распределение плотности и температуры межзвездных пылинок. Главной трудностью является быстрый выброс пылинок из окрестностей ядер вследствие высокого

б) Модели инфракрасных источников. Происхождение максимума в инфракрасной области до сих пор не понято. Необходимо отметить, что в широком классе различных внегалактических объектов пик приходится на одну и ту же область длин волн. Это

*) И. С. Шкловский отмечает, что эти оценки (кроме светимости галактического центра и NGC1068) завышены на порядок.

Таблица III

Светимости внегалактических источников в различных диапазонах *) (эрг/сек)

	Тип источника	Диапазон							Расстояние до источника, Мпс	Пространственная плотность источников ($N=0,03 \text{ Мпс}^{-3}$)
		радио		инфракрасный		оптика	рентген	γ-диапазон		
		$0,5 \text{ м} < \lambda < 300 \text{ м}$	$3 \text{ мм} < \lambda < 0,5 \text{ м}$	$25 \text{ мкм} < \lambda < 3 \text{ мм}$	$1 \text{ мкм} < \lambda < 25 \text{ мкм}$	$3 \cdot 10^3 < \lambda < 10^4 \text{ Å}$	$1 \text{ кэв} < \mathcal{E} < 10 \text{ кэв}$	$\mathcal{E} > 100 \text{ Мэв}$		
Нормальные галактики	Наша Галактика	$\sim 3 \cdot 10^{38} (o)$	$\sim 5 \cdot 10^{38} (o)$	$10^{42} (я)$	—	$5 \cdot 10^{43}$	$10^{39} - 10^{40} (o)$	$10^{38} - 10^{39}$	—	N
	Большое Магелланово Облако	$\sim 3 \cdot 10^{35}$	$\sim 5 \cdot 10^{35}$	—	—	$5 \cdot 10^{42}$	$4 \cdot 10^{38}$	—	0,05	$\sim 10N$
Радиогалактики	M 87 (NGC 4486) Virgo A	$2 \cdot 10^{41}$	$3 \cdot 10^{41} (я, в)$	—	$< 2 \cdot 10^{43}$	10^{44}	$3 \cdot 10^{43} (п)$	$< 4 \cdot 10^{44}$	15	$\sim 10^{-3} N$
	Cen A (NGC 5128)	10^{41}	—	—	—	$8 \cdot 10^{43}$	$5 \cdot 10^{41} (я)$	—	5	$\sim 10^{-3} N$
	Cyg A	$3 \cdot 10^{44}$	—	—	—	$7 \cdot 10^{44}$	$< 10^{43}$	$< 10^{47}$	220	$\sim 10^{-6} N$
Сейфертовские галактики	NGC 1275 (3C 84)	$2 \cdot 10^{41}$	$10^{45} (я, п)$	$10^{46} (o?)$	$3 \cdot 10^{44} (я, п)$	$6 \cdot 10^{43}$	$4 \cdot 10^{45} (я?)$	$< 4 \cdot 10^{46}$	70	$\sim 10^{-4} N ?$
	NGC 1068	10^{39}	$3 \cdot 10^{41} (я)$	10^{46}	$3 \cdot 10^{44} (я, п)$	$8 \cdot 10^{43}$	$< 4 \cdot 10^{42}$	—	13	$\sim 10^{-2} N$
	NGC 4151	10^{38}	$< 10^{40}$	$10^{45} (o?)$	$2 \cdot 10^{43} (я, п)$	$2 \cdot 10^{43}$	$3 \cdot 10^{42} (я?)$	$7 \cdot 10^{44}$	13	$\sim 10^{-2} N$
Квазары	3C 273	$2 \cdot 10^{43}$	$3 \cdot 10^{45} (п)$	$7 \cdot 10^{47} (o?)$	$2 \cdot 10^{47} (п)$	$10^{46} (п)$	10^{46}	$< 7 \cdot 10^{47}$	630	$\sim 10^{-6} N$

*) В таблице III буквы о, п, я, в обозначают следующее: «о» — оценки, а не измерения; «п» — переменность источника (поток энергии от источника меняется со временем); «я» — главный вклад в светимость галактики обеспечивает компактный источник в области ядра; «в» — то же самое для выброса («джета») из ядра. Вопросительный знак указывает на неопределенность оценок (o?) или идентификации (я?).

давления излучения. Кроме того, из-за больших размеров области, занятой пылью, трудно объяснить быструю переменность объектов. Имеется и положительная сторона: такая модель легко объясняет, почему максимум излучения оказывается часто в инфракрасном диапазоне длин волн — если пылинки горячее 1500°K , они испаряются. В результате имеем достаточно хорошее объяснение наклона наблюдаемого спектра в области $2\text{--}22\text{ мкм}$. Обнаружение быстрой переменности инфракрасных ядер (см. ссылки в ⁶⁸) и узкого инфракрасного пика при $\lambda = 70\text{ мкм}$ заставляет отказаться от такой модели, требующей больших размеров пылевого облака. Подробное обсуждение ее трудностей дано в ^{68, 71, 74}.

Пахольчик ⁷⁴ указывает, что быстрая переменность ($\tau < 3 \cdot 10^4\text{ сек}$, $R < ct = 10^{15}\text{ см}$) ядра галактики NGC 1068 на $\lambda = 2,2\text{ мкм}$ противоречит также предположениям как об однородном синхротронном источнике инфракрасного пика, так и о синхротронном излучении из многих компактных источников (ирротронов ⁷⁵). В первом случае малый размер и известная частота ($\nu_0 = 4 \cdot 10^{12}\text{ гц}$) пика приводят к плотности энергии магнитного поля ($H < 100\text{ гс}$), меньшей плотности энергии излучения. При этом, конечно, релятивистские электроны в основном теряют энергию при комптон-эффекте, а не синхротронным образом. Во втором случае просто невозможна быстрая переменность *). Пахольчик высказывается за неоднородный сферически симметричный синхротронный источник с переменными по радиусу магнитным полем, потоком и частотой, при которой источник становится оптически толстым.

Все модели, объясняющие инфракрасный пик синхротронным излучением релятивистских электронов ^{68, 75, 74, 77}, встречаются со следующими трудностями: 1) Совпадение частоты пика в объектах, светимости которых отличаются на много порядков. 2) Большой наклон пика со стороны малых частот (синхротронное самопоглощение обеспечивает $\alpha = -5/2$, а наблюдение дает $\alpha = -7/2$). Правда, при магнитном поле, напряженность которого растет от центра источника к краю, можно получить $\alpha < -5/2$ ⁷⁸. 3) При аномально крутом спектре релятивистских электронов, необходимом для обеспечения наблюдаемого $\alpha = 3,5$ с высокочастотной стороны пика, основная энергия сосредоточена в релятивистских электронах с минимальной энергией, практически не излучающих синхротронным механизмом из-за самопоглощения. Они будут отдавать свою энергию (например, при обратном комптон-эффекте на инфракрасном пике) в другие спектральные диапазоны, которые и дадут главный вклад в светимость. А это противоречит как наблюдениям отдельных ядер, так и данным о фоне (см. табл. I и III). Требование, чтобы основная доля светимости ядер шла в инфракрасном диапазоне, пожалуй, самое трудно-выполнимое для большинства нетепловых механизмов. 4) Если яркостная температура излучения в пике $kT_b > \frac{m_e c^2}{\tau_T(1+\tau_T)}$, то индуцированное комптоновское рассеяние на тепловых электронах приводит к существенному искажению спектра пика и сдвигу его в сторону низких частот ²³. Здесь $\tau_T = \sigma_T N_e R$ — оптическая толщина излучающей области по томсоновскому рассеянию, а $kT_b \approx \frac{Lc^2}{8\pi R^2 \nu_0^3}$ во многих моделях превышает $m_e c^2$. Это условие накладывает существенные ограничения на количество и распределение газа в источниках любой природы, и не только синхротронной. Если ядро представляет собой газовое тело, то инфракрасное излучение рождается в оптически тонкой области на поверхности.

*) См. ниже указание на возможность быстрой переменности при большом числе объектов в модели ⁷⁶.

Бисноватый-Коган и Сюняев ⁷⁶ сделали попытку объяснить инфракрасный пик излучением при сверхкритической аккреции *) газа на нейтронные звезды. Дело в том, что в случае сверхкритической аккреции электронная плотность в потоке у поверхности звезды N_e практически не зависит от плотности газа вдали от звезды. При параметрах нейтронной звезды лэнгмюровская частота $\nu = \sqrt{\frac{e^2 N_e}{m_e}}$ электронов в потоке вблизи поверхности нейтронной звезды оказывается близкой к частоте наблюдаемого инфракрасного пика.

Образование в месте остановки потока бесстолкновительной ударной волны и возбуждение в ней плазменных колебаний может в принципе привести к излучению основной доли кинетической энергии падающего газа на плазменной частоте.

Если ядра галактик и квазаров представляют собой компактные скопления звезд, то в них часты вспышки сверхновых ⁷⁹ и много нейтронных звезд. Аккреция на нейтронную звезду представляет собой весьма эффективный источник энергии: при падении газа выделяется $0,2mc^2$, поэтому энергетические трудности отсутствуют. Выбирая соответствующее число нейтронных звезд, можно получить любую светимость ядра, при этом спектральные свойства остаются неизменными. Спектр в ближней инфракрасной ($\lambda < 25 \text{ мкм}$) и в миллиметровой областях длин волн явится результатом комптоновского взаимодействия излучения в пике с тепловыми электронами в пространстве между нейтронными звездами.

Любое изменение плотности межзвездного газа будет вести к переменности объекта в этих диапазонах. Так как поток излучения в пике на 4 порядка больше, чем при $\lambda < 25 \text{ мкм}$ и $\lambda > 1 \text{ мм}$ (см. рис. 5), изменение физических условий в газе малой части ядра может привести к сильному увеличению потока от всего объекта в ближней инфракрасной области и в миллиметровой области при практически постоянной амплитуде пика. Так, в этой модели можно объяснить быструю переменность NGC 1068 на $\lambda = 2,2 \text{ мкм}$ ⁷⁴.

В обсуждаемой модели основной трудностью является выход излучения из зоны с $r < 10^8 \text{ см}$ вокруг нейтронной звезды. Плотность энергии излучения в этой зоне настолько велика, что электроны движутся в переменном электромагнитном поле с релятивистскими скоростями. При этом они должны излучать на гармониках основной частоты и искажать вид спектра. Оценка показывает, что плазменная частота остается практически постоянной в зоне $10^6 < r < 10^8 \text{ см}$. Возможно, вся зона с релятивистскими электронами ведет себя как единый плазменный генератор, излучающий на лэнгмюровской частоте. Другую возможность открывает наличие мощного магнитного поля, приводящего к уменьшению сечения рассеяния и увеличению прозрачности газа. Этот вопрос требует дальнейшего выяснения.

*) Равенство сил гравитационного притяжения и давления света определяет критическую светимость $L_c \approx 10^{38} \text{ эрг/сек}$ нейтронной звезды при аккреции. При известном гравитационном потенциале ($M = M_\odot$, $r_0 = 10^6 \text{ см}$, $\varphi = 0,2c^2$, скорость падения $u = 0,4c$) нейтронной звезды L_c соответствуют критические $\frac{dM}{dt} = L/\varphi = 5 \cdot 10^{17} \text{ г/сек}$ и $N_e = \frac{dM}{dt} \frac{1}{4\pi r_0^2 u} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Дальнейшее увеличение плотности газа вдали от звезды (сверхкритические условия) уже не может привести к увеличению L , $\frac{dM}{dt}$ и N_e . Подробнее см. ¹.

2. Фоновое излучение

а) **Оценки.** Невозможно проинтегрировать излучение внегалактических инфракрасных источников и получить аккуратные оценки фона, не зная их функцию светимости и результаты подсчетов источников. Проблема обсуждалась Лоу и Таккером⁸⁰, которые оценили фон, используя существовавшие тогда экспериментальные данные и сделав ряд предположений о космологических моделях и космологической эволюции. Согласно⁸⁰ фон в инфракрасной области определяет излучение сейфертовских галактик. Хотя и нет прямых свидетельств космологической эволюции радиоизлучения сейфертовских галактик, ситуация, бесспорно,

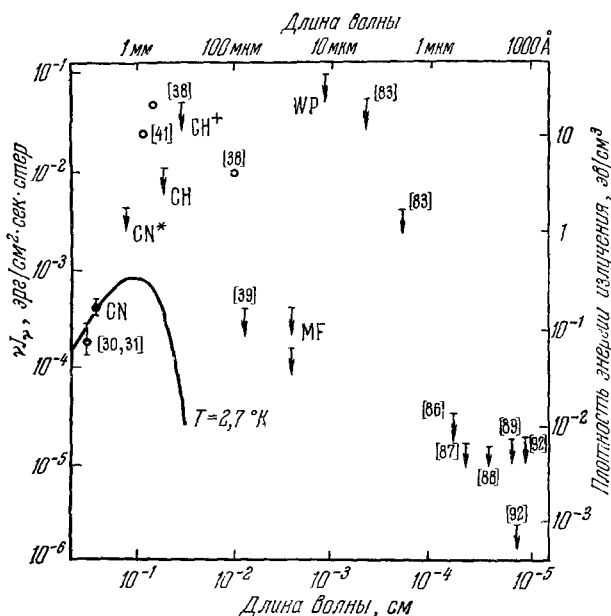


Рис. 6. Сводка экспериментальных данных о фоне в миллиметровой, инфракрасной, оптической и ультрафиолетовой областях спектра (подробности в тексте).

туры ионов в межзвездном газе галактик^{44, 45}. Наибольший вклад можно ожидать от линий CII ($\lambda = 156$ мкм), SiII ($\lambda = 34,8$ мкм) и NeII ($\lambda = 12,8$ мкм), но он должен быть малым по сравнению с вкладом ядер галактик, так как полный энергобаланс межзвездного газа мал по сравнению со светимостью галактик. В любом случае было бы интересно непосредственно обнаружить излучение нашей и других галактик в инфракрасных линиях. Если образование галактик происходит при больших красных смещениях $z \gg 2$ и молодые галактики были значительно ярче современных, то их оптическое излучение из-за красного смещения могло бы существенно влиять на фон в инфракрасном диапазоне^{81, 82}.

б) **Наблюдения.** На рис. 6 приведена сводка экспериментальных данных о фоне в миллиметровой, инфракрасной, оптической и ультрафиолетовой областях спектра. Для удобства размещения данных на графике по оси ординат отложена яркость фона $\nu J_\nu \left[\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}} \right]$, характеризующая плотность энергии излучения в полосе $\Delta\nu \sim \nu$, в то время как приведенная на рис. 1 интенсивность фона J_ν характеризовала

может быть иной в других диапазонах, в частности в инфракрасном. На рис. 1 и в табл. I мы из осторожности привели типичную модель из⁸⁰ для случая отсутствия космологической эволюции свойств инфракрасных источников, но учли результаты последних наблюдений в области $\lambda \sim 100$ мкм⁷⁵, обнаруживших, что светимость ядер на порядок превышает принимавшуюся Лоу и Таккером в 1968 г. Ясно, что все оценки верны лишь с точностью до порядка величины.

Обсуждались и другие источники фона в инфракрасном диапазоне, например, излучение при переходах между уровнями тонкой струк-

плотность числа квантов в полосе $\Delta\nu \sim \nu$. Рядом с экспериментальными точками поставлены номера ссылок на следующие работы: ³⁰, ³¹ — наземные измерения реликтового излучения, ³⁸, ⁸³, ⁸⁴ — ракетные измерения Корнелльской группы, ⁴¹ — наблюдения с баллонов, ³⁹ (⁸⁵) — ракетные измерения Морской лаборатории, ⁸⁶ — оптические наблюдения с Земли, ⁸⁷ — американские, ⁸⁸ — английские, ⁸⁹ — японские ракетные ультрафиолетовые наблюдения ⁹⁰⁻⁹² — измерения на станциях «Венера». Неопубликованные ракезные данные (Уолкер и Прайса (WP), Мак-Нутта и Фелдмана (MF)) заимствованы из обзора ⁸². Символами CN, CH, CN*, CH⁺ обозначены результаты, полученные при наблюдениях межзвездных молекул ³⁵.

Рис. 6 иллюстрирует неопределенность ситуации, сложившейся в субмиллиметровой и инфракрасной областях спектра фона в результате противоречивых результатов измерений различных групп. Особо показательно различие на 1,5 порядка между данными ракетных экспериментов Морской лаборатории ³⁹ и Корнелльской группы ⁴⁰ в одном и том же спектральном интервале $\lambda \sim 100$ мкм (см. обсуждение в ⁹³). В эксперименте Морской лаборатории было обнаружено свечение атмосферного атомарного кислорода. Высотный ход и интенсивность излучения атмосферы хорошо согласуются с теоретическими вычислениями, что, конечно, говорит в пользу этого эксперимента.

Верхние пределы интенсивности фона вблизи $\lambda = 100$ мкм ³⁹ более чем на порядок превосходят оценки фона от внегалактических инфракрасных источников ⁸⁰. Все остальные точки лежат безнадежно высоко.

III. ОПТИЧЕСКИЙ ДИАПАЗОН ($3 \cdot 10^{14} < \nu < 10^{15}$ гц, $3000 \text{ \AA} < \lambda < 1$ мкм)

Для определения внегалактической компоненты фоновое оптического излучения необходимо отделить вклад относительно близких источников: эмиссию атмосферы, зодиакальный свет (свет Солнца, рассеянный на межпланетной пыли) и интегральный свет звезд нашей Галактики. Первая из этих помех устраняется при наблюдениях за пределами земной атмосферы. При наземных наблюдениях делают теоретическую поправку, основанную на исследованиях свечения атмосферы под разными углами к зениту. Второе в принципе можно устранить, запуская станцию перпендикулярно плоскости эклиптики на расстояния порядка астрономической единицы, туда, где нет межзвездной пыли. Другой — более доступный в настоящее время путь состоит в использовании моделей свечения зодиакальной пыли, а также в наблюдениях во фраунгоферовых линиях, где мало излучение Солнца и поэтому ослаблен зодиакальный свет. Третье можно оценить, зная функцию светимости и пространственное распределение звезд в нашей Галактике. Это и остается главным неопределенным членом при выделении внегалактической компоненты свечения неба. Последнее детальное исследование было выполнено Ройчем и Смитом ⁸⁶. Наблюдения проводились с Земли; после усреднения многомесячных наблюдений неба данные сравнивались с моделями распределения зодиакального света и света звезд в Галактике, и не было найдено никаких следов изотропной фоновой компоненты. Верхний предел, который они получили, — 5 звезд 10-й визуальной величины с квадратного градуса ($J_v < 10^{-19} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}}$ вблизи $\lambda = 5500 \text{ \AA}$) — примерно в 100 раз меньше, чем полная наблюдаемая оптическая яркость неба, которая связана с зодиакальным светом, свечением звезд и атмосферы. Пока не будут построены более хорошие модели зодиакального света и распределения звезд в Галактике по цвету и видимой величине эту оценку для $\lambda =$

$= 5500 \text{ \AA}$ едва ли удастся улучшить. В настоящее время проводятся интенсивные исследования свойств зодиакального света с ракет и спутников. Недавно Лилли ⁸⁷ сообщил о ракетных измерениях фона на длине волны $\lambda = 4100 \text{ \AA}$, в результате которых был получен верхний предел в две звезды 10-й голубой величины с квадратного градуса; $J_v < 2 \cdot 10^{-20} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}}$.

Зная спектр излучения отдельных галактик и их плотность в пространстве, можно, учитывая красное смещение, рассчитать интегральное излучение нормальных галактик в расширяющейся Вселенной. При этом оказывается, что главный вклад в фон обеспечивают нормальные галактики, т. е. излучение входящих в них звезд. Точность таких расчетов невелика: они требуют точного знания функции светимости галактик, которая недостаточно хорошо известна. Имеются существенные разногласия по поводу детальной статистики, особенно в отношении очень ярких галактик ⁹⁴.

Расчеты ⁹⁵ предсказывают интенсивность фона, равную приблизительно половине экспериментального предела ⁸⁷. Последнее означает, что при малых красных смещениях $z < 1$ оптическая светимость нормальных галактик не претерпевает сильной эволюции. Это, конечно, ни в коей мере не противоречит возможности сильной эволюции некоторых классов галактик и тем более квазаров. Последние эволюционируют в оптике так же, как мощные источники в радиодиапазоне ¹⁷, ⁹⁶. Если же эволюция галактик имела место при больших красных смещениях, то вклад в фон от далеких галактик будет лежать не в оптической области, а в трудно наблюдаемой инфракрасной ⁸¹.

Итак, ситуация в оптическом диапазоне известна достаточно хорошо. На рис. 1 приводится типичная модель спектра интегрального излучения галактик ⁹⁵; необходимо отметить, что он может быть сильно искажен в инфракрасной части.

Если межгалактическое пространство заполнено звездами, скоплениями звезд или карликовыми галактиками, то их практически невозможно обнаружить при современном уровне техники наблюдений. В связи с этим неизвестен вклад этих «светящихся» объектов в среднюю плотность вещества во Вселенной. Здесь оказываются полезными верхние пределы интенсивности фона в оптическом диапазоне. Если у этих объектов отношение масса — светимость такие, как и для галактик в среднем, то, используя данные ⁸⁷, находим $\rho_{lum} < 0,1 \rho_c$ — верхний предел средней плотности «светящейся» материи во Вселенной. Светящееся вещество не может замкнуть мир, его плотность для этого недостаточна ⁹⁵.

IV. УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЙ ДИАПАЗОН

Эту область спектра условно можно разделить на две части: первая доступна для наблюдений со спутников и ракет, вторая — в принципе недоступна для прямых наблюдений из пределов Солнечной системы.

1. Д и а п а з о н, д о с т у п н ы й д л я н а б л ю д е н и й ($912 \text{ \AA} < \lambda < 3000 \text{ \AA}$. $10^{15} < \nu < 3,3 \cdot 10^{15} \text{ гц}$)

Яркость неба в ультрафиолетовой части спектра определяется излучением горячих звезд нашей Галактики. Очевидно, чем выше температура поверхности звезды, тем больше излучает она коротковолновых ультрафиолетовых квантов. Число же звезд, имеющих данную температуру, быстро падает с увеличением последней. Также быстро с уменьшением

длины волны падает и суммарное излучение звезд Галактики. Так, например, согласно измерениям В. Г. Курта на станциях «Венера», интегральная светимость нашей Галактики (без учета неизвестного вклада ее ядра) в полосе 1225—1340 Å оценивается в 10^{40} — 10^{41} эрг/сек, что составляет лишь 10^{-4} — 10^{-3} часть ее оптической светимости⁹⁷. Поэтому ожидалось, что выделить внегалактическую компоненту в ультрафиолетовой области будет легче, чем в оптической, и что она будет нести информацию в основном о незвездных источниках — ядрах галактик, квазарах, межгалактическом газе⁹¹. Но, несмотря на все ожидания, выделить внегалактическую компоненту из наблюдаемой на небе анизотропной картины пока не удалось, имеются лишь экспериментальные верхние пределы. Они либо равны минимальной наблюдаемой яркости неба, либо определяются фоном космических лучей и чувствительностью аппаратуры.

а) Наблюдения. Важнейшие экспериментальные точки приведены на рис. 6. Среди них данные со станций «Венера»: $J_v < 10^{-21} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}}$ в полосе $1225 < \lambda < 1340$ Å⁹¹ и $J_v < 7 \cdot 10^{-21} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}}$ в интервале $1050 < \lambda < 1180$ Å^{92, 98}, полученные с помощью газоразрядных счетчиков, чувствительных к излучению с $1050 < \lambda < 1340$ Å, с фильтрами, отделяющими резонансную линию водорода L_α ($\lambda = 1216$ Å). В последней идет мощное излучение, связанное с переизлучением солнечной линии L_α на межпланетном водороде. Японские ракетные измерения⁸⁹, также использующие счетчики фотонов, дают $J_v < 10^{-20} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}}$ для $1350 < \lambda < 1480$ Å. Английские фотометрические наблюдения на ракетах⁸⁰ привели к пределу $J_v < (1 \div 2) \times 10^{-20} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}}$ в полосе $2020 < \lambda < 2790$ Å с эффективной длиной волны $\lambda = 2425$ Å. При исследованиях на «Маринерах»⁹⁹ ($1250 < \lambda < 2200$ Å) и на спутниках серии «Космос»¹⁰⁰ ($2450 < \lambda < 3150$ Å) внегалактическая компонента не выделялась, минимальный обнаруженный сигнал и в том, и в другом случае несколько превышает верхний предел, установленный английской группой.

Главный вклад в светимость Галактики вблизи $\lambda = 1300$ Å дают звезды класса A0 и более ранних спектральных классов, доля которых в общем числе звезд Галактики мала и которые сконцентрированы к ее плоскости. Уменьшая поле зрения аппаратуры, можно добиться, чтобы при наблюдениях в Галактическом полюсе в поле зрения в среднем не попало ни одной горячей звезды. В этом случае сигнал будет сильно флуктуировать, но его минимальный уровень будет определяться лишь внегалактической компонентой фона и рассеянным на межзвездной пыли излучением горячих звезд. Наилучших результатов можно добиться при наблюдениях с угловым разрешением лучше чем 0,01 квадратного градуса^{101, 91}, при дальнейшем уменьшении поля зрения начинает сказываться вклад более холодных звезд. В оптической области это не имеет места, так как там главный вклад в светимость Галактики дают многочисленные звезды поздних спектральных классов. Расхождения между результатами японской⁸⁹ и советской⁹⁷ групп связаны с различным полем зрения аппаратуры¹⁰¹. Отметим, что английские исследователи⁸⁸ также считают японские данные завышенными.

Поглощение межзвездной пылью несущественно сказывается на прохождении фонового ультрафиолетового излучения через диск Галактики ($d \sim 100$ пс), мало излучений межпланетной среды, слаб вблизи $\lambda = 1000$ Å рассеянный пылью свет горячих звезд. Можно надеяться, что

дальнейшие измерения позволят сильно понизить существующие верхние пределы фона.

По аналогии с нашей Галактикой естественно предположить, что все нормальные галактики мало излучают в ультрафиолете и что низка интенсивность фона, связанного с ними. Однако последние измерения на Орбитальной астрономической станции обнаружили неожиданно большой ультрафиолетовый поток в $\lambda = 1200 \div 2500 \text{ \AA}$, идущий из ядерной области галактики М31 (Туманность Андромеды) и от ряда других галактик^{102, 103}, поэтому вновь стал интересным вопрос о величине фона, определяемого дискретными ультрафиолетовыми источниками. В то же время уже существующих данных о фоне достаточно для вывода: в среднем ядра нормальных галактик (определяющих фон в оптическом диапазоне) излучают в ультрафиолетовом диапазоне не более 10% полной светимости галактики.

б) Приложения результатов наблюдений. Наблюдения ультрафиолетового фона важны для изучения свойств горячего межгалактического газа, который, как уже упоминалось, возможно, определяет среднюю плотность вещества во Вселенной. В частности, в полосу $1225\text{--}1340 \text{ \AA}$ попадает сдвинутая красным космологическим смещением из близкой к нам области с $z < 0,1$ линия излучения L_α самого распространенного во Вселенной элемента — водорода. Верхний предел интенсивности фона в этой полосе накладывает существенное ограничение на температуру и плотность газа⁹⁰. В спектрах далеких квазаров с $z \sim 2$ отсутствует полоса поглощения, соответствующая линии L_α (линия превращается в полосу из-за наличия красного смещения, а большая величина последнего приводит к попаданию полосы в оптический диапазон, доступный для наземных наблюдений). Это оговорит о ничтожной $n_H < 10^{-11} \text{ см}^{-3}$ плотности нейтрального водорода в межгалактическом пространстве, т. е. о высокой степени ионизации межгалактического газа $\frac{n_H}{n_p} \leq 3 \cdot 10^{-8}$ при $z \sim 2$ ^{104, 105}. Обсуждается возможность ионизации газа ультрафиолетовым излучением квазаров, при этом задаются их функцией светимости и предполагают сильную эволюцию^{106, 107}. Верхний предел интенсивности фонового излучения вблизи $\lambda = 2500 \text{ \AA}$ ⁸⁸ позволяет иначе подойти к решению этого вопроса.

Действительно, $\lambda = 2500 \text{ \AA}$ соответствовало $\lambda = 830 \text{ \AA}$ при красном смещении $z \sim 2$, т. е. эти наблюдения дают информацию об интенсивности фона вблизи лаймановского предела $\lambda = 912 \text{ \AA}$, а значит, и о роли фотоионизации в ионизационном и тепловом балансе межгалактического газа на интересующей нас стадии расширения Вселенной. Простые оценки показывают, что при отсутствии других механизмов нагрева *) фотоионизация поддерживает температуру $7 \cdot 10^3 < T_e < 3 \cdot 10^4 \text{ K}$ и не может обеспечить наблюдаемую¹⁰⁵ степень ионизации межгалактического газа при $z \sim 2$, если безразмерная плотность газа превышает $\Omega = 0,3$, и может оказаться важной при меньших Ω . Из этих же измерений можно получить ограничения на возможную эволюцию ультрафиолетовой светимости квазаров и галактик. Ультрафиолетовые измерения интегрального излучения Галактики важны для определения функции светимости горячих звезд⁹⁷ и плотности энергии, заключенной в галактических субкосмических лучах с энергией порядка 100 кэВ ¹⁰⁸, однако эти проблемы выходят за рамки данного обзора.

*) В случае нагрева газа другими механизмами до высоких температур роль фотоионизации резко возрастает, так как с ростом температуры уменьшается коэффициент рекомбинации.

2. Диапазон, недоступный для прямых наблюдений ($100 < \lambda < 912 \text{ \AA}$, $3,3 \cdot 10^{15} < \nu < 3 \cdot 10^{16} \text{ гц}$)

Кванты с $\lambda < 912 \text{ \AA}$ ($h\nu > 13,6 \text{ эв}$) ионизуют атомы водорода, являющегося основной составляющей межзвездного газа в галактиках. Отсюда сразу следует, что фоновое излучение с $\lambda < 912 \text{ \AA}$ недоступно для прямых наблюдений из пределов Солнечной системы — оно полностью поглощается межзвездным газом. Сечение фотоионизации быстро падает с увеличением энергии кванта, и при $\lambda < 50 \text{ \AA}$ газовый диск Галактики становится прозрачным для фонового излучения. Именно на способности фотонов с $100 < \lambda < 912 \text{ \AA}$ ионизовать газ основан косвенный метод исследования фона в этом диапазоне^{109, 110}.

Наличие фонового ионизирующего излучения должно приводить к появлению зон ионизации вокруг галактик, аналогичных зонам Стрёмгрена вокруг горячих звезд. В центральных областях спиральных галактик ($R < 10 \text{ кпс}$), где много газа и высока его плотность, зона ионизации невелика. Но с удалением от центра мощность газового слоя падает при одновременном увеличении толщины диска, т. е. плотность газа быстро уменьшается, и на каком-то расстоянии от центра галактики весь газ будет заионизован фоновым излучением. Обратно, если на периферии галактики наблюдается слой нейтрального водорода известной мощности и известна плотность газа, то можно найти верхний предел интенсивности ионизирующего фонового излучения. Отметим предельный случай. Интенсивности $J_\nu \sim 10^{-18} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}$ было бы достаточно для ионизации всего газа, наблюдаемого в нашей Галактике, включая облака. При этом все характерные времена ничтожны по сравнению с временем жизни Галактики. Важная для этой оценки задача об ионизации и испарении большого плотного облака газа решена в¹¹¹: найдено авторемодельное решение движения ионизационного фронта при большой оптической толщине оттекающего газа за фронтом.

В настоящее время распределение нейтрального водорода (излучающего в радиолинии $\lambda = 21 \text{ см}$) изучено в десятках внешних галактик. На рис. 7 приведено это распределение в галактике М 31 (Туманность Андромеды)¹¹². Видно, что газ наблюдается на далекой периферии галактики ($R \sim 30 \text{ кпс} \sim 10^{23} \text{ см}$), где ничтожна плотность звезд, толщина диска должна быть большой, $l > 2 \text{ кпс}$ ^{113-115, 110}, а плотность газа очень малой. Кроме того, наблюдались протяженные, $l > 10 \text{ кпс}$, мосты из разреженного газа, соединяющие близкие галактики^{116, 117}.

Фелтен и Берджерон¹¹⁸ считают, что диск нейтрального водорода защищен мощным слоем ионизованного газа, который и поглощает все фоновое излучение. Бесспорно, если на периферии какой-либо галактики наблюдается нейтральный водород, то он не подвергается действию ионизирующего излучения. Но вопрос о мощности — мере эмиссии ($N_e^2 l_e$) — ионизованного слоя, а значит, и об интенсивности ионизирующего фонового излучения могут решить лишь наблюдения, но не обязательно ионизованного газа. Окончательный ответ могут дать и наблюдения в линии 21 см . Теория предсказывает диффузное распределение газа (отсутствие облаков нейтрального водорода) на далекой периферии галактик и быстрый обрыв в распределении нейтрального водорода, связанный с ионизацией фоновым излучением.

а) О б р ы в в р а с п р е д е л е н и и н е й т р а л ь н о г о в о д о р о д а. Наблюдения показывают, что, начиная с некоторого радиуса, мощность газового слоя падает с удалением от центра галактики по

экспоненциальному закону (см. рис. 7 и 8). Естественно предположить, что такая зависимость $N_{H^I}(R)$ имеет место и на далекой периферии галактик как на границе исследованной, так и в неисследованной области. Это предположение существенно для нижеследующих выводов.

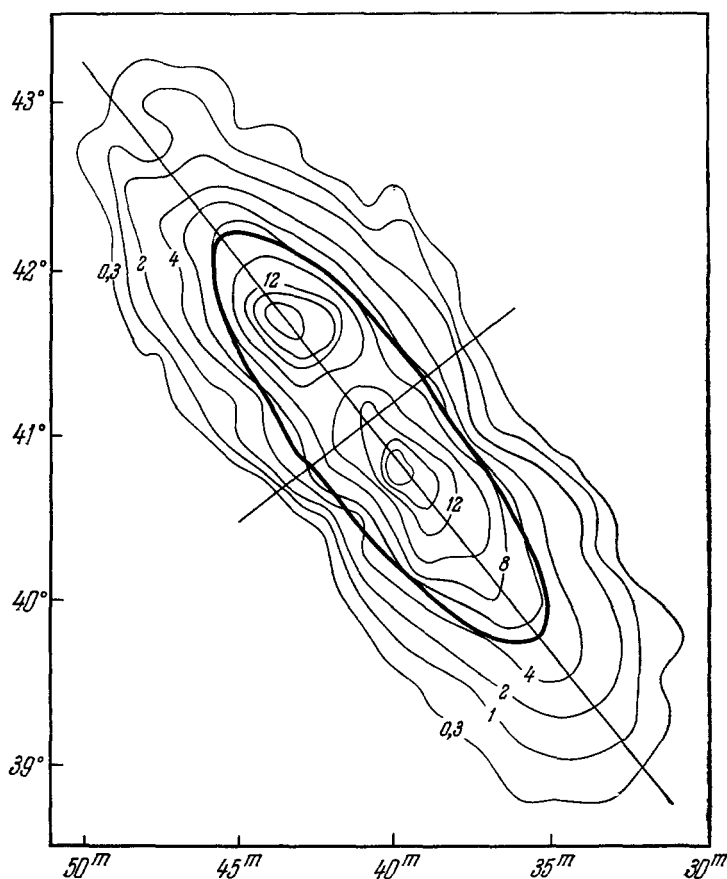


Рис. 7. Распределение нейтрального водорода в галактике М31 (Туманность Андромеды).

Цифры соответствуют числу атомов нейтрального водорода на луче зрения в единицах 10^{20} атомов/см². Четкий эллипс соответствует оптическим границам галактики — изофоте 25-я видимая величина с квадратной секунды.

Пусть мощность столба газа на луче зрения при $R > R_0$ спадает по закону $Nl = N_0 l_0 e^{-aR}$ и $aR > 1$. Будем предполагать, что газ однороден по плотности. Внутри диска он нейтрален, $N_1 l_1$, а по краям ионизован,

$$Nl = N_1 l_1 + N_e l_e; \quad l = l_1 + l_e. \quad \text{Поток квантов} \quad I = \pi \int_{\nu_c}^{3\nu_c} \frac{J_\nu}{h\nu} d\nu \frac{\text{квант}}{\text{см}^2 \text{сек}}$$

фоновое излучения с $\lambda < \lambda_c = 912 \text{ \AA}$ полностью поглощается в ионизованном слое, если $\alpha N_e^2 l_e = I$ — число рекомбинаций в столбе газа в единицу времени равно числу падающих квантов; здесь α — коэффициент рекомбинации на все возбужденные уровни. Итак,

$$\begin{aligned} N_1 l_1 &= Nl - N_e l_e = Nl - I/\alpha N_e = Nl \left(1 - \frac{I}{\alpha N_e^2 l_e} \frac{N}{N_e} \right) = \\ &= N_0 l_0 e^{-aR} \left(1 - \frac{I}{\alpha N_0^2 l_0} e^{2aR} \frac{N}{N_e} \frac{l}{l_0} \right) \leq N_0 l_0 e^{-aR} (1 - A e^{2aR}), \end{aligned}$$

т. е. на краю галактик должен наблюдаться резкий обрыв в распределении нейтрального водорода. Здесь постоянная $A \approx \frac{I}{\alpha N_H^2 l_0} \ll 1$ характеризует слабость влияния фонового излучения на газ вблизи R_0 . Степенная зависимость $l(R)$ и обязательное условие $N_e < N$ усиливают полученный результат. Из рис. 8 видно, что мала, $\Delta R \ll R$, ширина обрыва. вблизи которого сравнима мощность ионизованных и нейтральных слоев газа. При $R < R_i$ имеем $Nl \approx N_1 l_1 \gg N_e l_e$, а при $R > R_i$ верно обратное соотношение $Nl \approx N_e l_e \gg N_1 l_1$.

б) Д и ф ф у з н ы й газ или облака? Столб газа на далекой периферии галактик прозрачен для излучения с $\lambda <$

$< 150 \text{ \AA}$, поэтому нагрев мягким рентгеновским и жестким ультрафиолетовым излучением должен сильно влиять на его физические параметры ^{110, 119}. Из-за большого сечения взаимодействия нейтральных атомов водорода и гелия с излучением с $\lambda = 100 - 200 \text{ \AA}$ нагрев газа на периферии галактик жестким излучением не меньше, а возможно, и превышает нагрев вследствие ионизационных потерь энергии субкосмическими лучами во внутренних ($R < 10 \text{ кпс}$) областях нашей Галактики *).

Пикельнер ¹²⁰ подробно исследовал вопрос об ионизации и подогреве межзвездного газа субкосмическими лучами и показал (а более поздние расчеты подтвердили — см. обзор ¹²¹), что для объяснения наблюдаемых свойств межзвездного газа необходим приток энергии q порядка $3 \cdot 10^{-26} \frac{\text{эрг}}{\text{сек}}$ на один атом водорода. При таком подогреве в силу тепловой неустойчивости межзвездный газ будет разделен на две фазы, находящиеся в динамическом равновесии: плотные облака с $N_H > 1 \text{ см}^{-3}$ и с температурой $T_e \leq 100 \text{ }^\circ\text{K}$ и диффузная межоблачная среда с $N_H \leq 0,1 \text{ см}^{-3}$ и $T_e \leq 1000 \text{ }^\circ\text{K}$. В газе со средней плотностью меньше $\bar{N}_H < 0,1 \text{ см}^{-3}$ при таком нагреве невозможно образование новых облаков ^{120, 121}. Если же $N_H \ll 10^{-2} \text{ см}^{-3}$, то имеется лишь одно стабильное состояние, любые флуктуации плотности рассеиваются, так как давление в них не уравновешено давлением межоблачного газа и возможно существование только диффузного газа **). Но именно такой, $\bar{N}_H \sim 1 \div 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, оказывается средняя плотность газа на периферии Туманности Андромеды, судя по мощности столба $N_H l \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ¹²² и толщине диска $l \gtrsim 2 \text{ кпс}$. Последнее следует как из анализа наблюдений нейтрального водорода в Млечном Пути ¹¹³, так и из оценки толщины однородного газового диска в гравитационном поле центральных областей галактики ¹¹⁰.

*) Нагрев фоновым излучением мал, если газ разделен на массивные облака с $N_H l > 10^{20} \text{ см}^{-2}$. Ниже отмечается, что в условиях, типичных для периферийных областей ($\bar{N}_H < 10^{-2} \text{ см}^{-3}$), маловероятно образование новых облаков из диффузного газа. Еще менее вероятно попадание облаков из внутренних областей галактик на далекую периферию.

**) Отметим, что малое обилие тяжелых элементов в газе на периферии галактик может резко уменьшить потери энергии плотными облаками и также привести к наличию лишь диффузного газа.

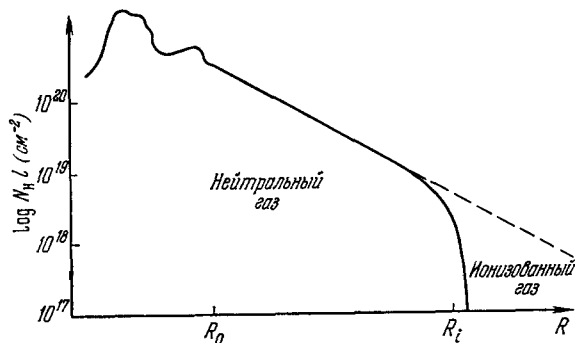


Рис. 8. Ожидаемый обрыв в распределении нейтрального водорода на периферии галактик.

* * *

Если наблюдения подтвердят отсутствие облаков на периферии галактик, то можно будет считать, что вплоть до обрыва в распределении N_H мощность ионизованного слоя меньше, чем нейтрального. В таком предположении и была получена верхняя граница интенсивности фонового ионизирующего излучения $J_v < 10^{-23} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}}^{109}$. Эта оценка относится к области $300 \text{ \AA} < \lambda < 912 \text{ \AA}$. С уменьшением длины волны сечение фотоионизации $\sigma \sim \left(\frac{v_c}{v}\right)^3$ падает. Учет вторичных эффектов (ионизации атомов фотоэлектронами) приводит к пределу $J_v < 10^{-23} \left(\frac{v}{v_c}\right)^2 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{гц}}$. Эти пределы важны для исследования свойств межгалактического газа и выяснения его плотности. Они важны также для анализа спектра релятивистских электронов в источниках фонового рентгеновского излучения (см. следующий раздел).

Обсуждаемый предел лежит на два порядка ниже, чем пределы, полученные экспериментально в соседнем «наблюдаемом» ультрафиолетовом диапазоне — водород на периферии галактик оказывается в сто раз более чувствительным детектором, чем счетчики на спутниках и ракетах. Но и этот предел не так уж низок, он соответствует десяти тысячам ионизирующих квантов, падающих каждую секунду на каждый квадратный сантиметр поверхности галактик. А полная энергия, падающая на галактику типа нашей или Туманности Андромеды с $R \sim 30 \text{ кпс}$, составляет $L \sim$

$$\sim 4\pi R^2 \int_{v_c}^{3v_c} \pi J_v dv \approx 10^{40} - 10^{41} \frac{\text{эрг}}{\text{сек}} - \text{величину порядка полной мощ-}$$

ности источников космических лучей в Галактике ¹²³. Если даже галактические источники энергии могут ионизовать газ над диском во внутренних областях, то на периферии решающая роль принадлежит фоновому излучению.

Для подтверждения полученного предела необходим тщательный анализ существующих экспериментальных данных и новые наблюдения внешних и нашей галактик в линии $\lambda = 21 \text{ см}$ с высоким угловым разрешением. Очевидно, что предложенный метод исследования может дать ценную информацию об ионизирующем фоновом излучении, которую невозможно получить непосредственно и которая крайне важна для понимания физических условий в межгалактическом пространстве.

V. РЕНТГЕНОВСКИЙ ДИАПАЗОН ($0,01 < \lambda < 100 \text{ \AA}$, $3 \cdot 10^{16} < \nu < 3 \cdot 10^{20} \text{ гц}$, $100 \text{ эв} < \mathcal{E} < 1 \text{ Мэв}$)

Рентгеновская астрономия возникла в конце 40-х годов, когда было зафиксировано рентгеновское излучение Солнца. В 1962 г. был обнаружен первый галактический источник, и с того времени (1962—1963) началось систематическое изучение источников и фонового рентгеновского излучения.

1. Наблюдения

Наблюдения с ракет, спутников и баллонов показали, что фоновое излучение в классической рентгеновской области $\lambda = 1 - 10 \text{ \AA}$ в высокой степени изотропно, т. е. имеет внегалактическую природу, и выяснили его спектр. Данные измерений последних лет приведены на рис. 9, заимствованном из обзора ². Видно, что спектр рентгеновского фона известен со значительной неопределенностью и некоторые детальные особенности только начинают проясняться.

а) Жесткая область ($\mathcal{E} > 1$ кэв). При $40 \text{ кэв} < h\nu = \mathcal{E} < 0.5 \text{ Мэв}$ спектр степенной, $J(\mathcal{E}) \sim \mathcal{E}^{-\alpha}$, со спектральным индексом $\alpha \approx 1,2$ ($N(\mathcal{E}) = \frac{J(\mathcal{E})}{\mathcal{E}} = 100 \mathcal{E}^{-2,2} \text{ кв/см}^2 \text{сек} \cdot \text{кэв} \cdot \text{стер}$). Возможно, этот закон имеет место вплоть до энергий, превышающих сотни Мэв. Во всяком случае, этому не противоречат измерения γ -фона при $30 \text{ Мэв} < \mathcal{E} < 1 \text{ Гэв}$ на станции «Протон-2», спутниках «Космос-208»¹⁴⁴ и OSO-III¹³².

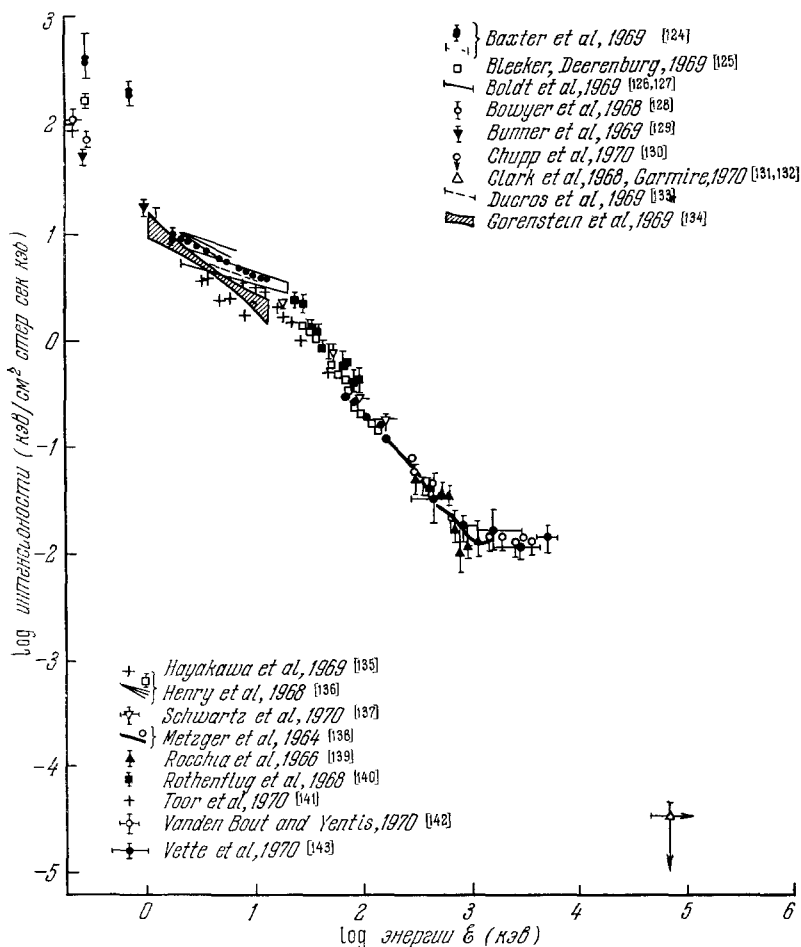


Рис. 9. Спектр рентгеновского фонового излучения Вселенной.

Избыток интенсивности фона в полосе $\mathcal{E} \sim 1 - 6 \text{ Мэв}$ ¹⁴³ можно считать при этом вкладом источников мягкого γ -излучения, наложенным на единый степенной спектр — см. рис. 12 и обсуждение в следующем разделе.

Считается доказанным, что вблизи $\mathcal{E} \sim 30 - 40 \text{ кэв}$ спектр фона испытывает излом; и в интервале $10 < \mathcal{E} < 40 \text{ кэв}$ спектральный индекс скорее всего равен $\alpha \approx 0,7$. Возможно, что при $1 < \mathcal{E} < 10 \text{ кэв}$ спектр еще более уплощается до $\alpha \approx 0,3$; однако единого мнения на этот счет не существует — что прекрасно иллюстрируется рис. 9. Неизвестно, имеет ли вообще излучение в этой области степенной спектр. Ясно лишь, что при $1 < \mathcal{E} < 40 \text{ кэв}$ наклон спектра существенно меньше, чем при $\mathcal{E} > 40 \text{ кэв}$.

В обзоре ², откуда заимствован рис. 9, к сожалению, не упоминаются измерения фона при $\mathcal{E} \sim 1$ кэв на станции «Луна-12» ¹⁴⁵, послужившие одним из первых указаний в пользу излома спектра при $\mathcal{E} \sim 40$ кэв ¹⁴⁶.

Определение истинного спектра при $\mathcal{E} > 300$ кэв встречается с большими трудностями, так как в этой области спектр энергетических (комптоновских) потерь квантов в счетчике неоднозначно связан с первичным спектром излучения ¹⁴⁷, именно поэтому Ветте и др. ¹⁴³ не могут привести точный вид спектра излучения в области 0,25—6 Мэв; параметры спектра могут быть подобраны на основе спектра энергетических потерь лишь при определенных предположениях о его функциональном виде (см. следующий раздел). Замечание ¹⁴⁷, по-видимому, не важно в области излома спектра излучения $\mathcal{E} \approx 40$ кэв ².

б) Мягкая область (250 эв $< \mathcal{E} < 1$ кэв). Из рис. 9 видно, что при $\mathcal{E} < 1$ кэв спектр вновь становится более крутым. Точное значение интенсивности фона в этой области неизвестно, вследствие неопределенности поправок на поглощение в межзвездном газе Галактики; но если даже не учитывать эти поправки, измерения свидетельствуют о наличии избытка мягкого рентгеновского излучения по сравнению с ожидаемым по экстраполяции из области с $\mathcal{E} > 1$ кэв ¹²⁹. Обнаружена сильная зависимость интенсивности фона при $\mathcal{E} \sim 250$ эв от галактических координат ^{128, 129, 135, 142}. Измерения ¹⁴⁸ показали наличие избытка фона и зависимость от галактических координат и при $\mathcal{E} \sim 680$ эв. Интенсивность максимальна в направлениях, перпендикулярных плоскости Галактики. Этот факт легко объясняется поглощением излучения в межзвездном газе и говорит о внегалактической природе фонового излучения в мягкой рентгеновской области. Единственное измерение ¹²⁴, не обнаружившее зависимости от галактических координат, дает к тому же аномально высокую интенсивность, противоречащую всем другим данным. По-видимому, этот результат можно считать неподтвержденным, так же как и основанное на нем предположение ¹⁴⁹ об атмосферном происхождении наблюдаемого мягкого рентгеновского фона. Расхождение между результатами других групп не так велико и связано в основном с различием в направлениях наблюдений, которым, очевидно, соответствует различное поглощение. Кроме того, некоторые группы ¹³⁶ пытались ввести поправку на поглощение даже при наблюдениях в Галактическом полюсе (и, опираясь на данные измерения в $\lambda = 21$ см, считали, что поток ослабляется в 3 раза), а другие ¹²⁸ таких поправок не вводили, считая, что скупивание межзвездного газа в облака делает его более прозрачным для мягкого рентгеновского излучения ¹⁵⁰. В любом случае, как уже отмечалось выше, измерения свидетельствуют о наличии избытка фона в мягкой рентгеновской области и о его внегалактической природе.

Остается возможность возникновения этого излучения в гало Галактики. Однако такая интерпретация встречается с энергетическими трудностями. В то же время нельзя окончательно отвергнуть встречающуюся с большими трудностями возможность галактического происхождения мягкого рентгеновского излучения. Например, Шкловский и Шеффер ¹⁵¹ указывают, что если галактические шпурсы — протяженные объекты, обнаруживаемые по их радиоизлучению, — являются остатками близких (30—100 пс) недавних (10^5 — 10^6 лет) вспышек сверхновых звезд, то их тепловое излучение может обеспечить наблюдаемый избыток мягкого рентгеновского излучения.

Последние наблюдения фона с высоким спектральным разрешением ^{148, 152} свидетельствуют в пользу наличия в спектре фона узкой ($\frac{\Delta\lambda}{\lambda} < 0,15$) спектральной детали вблизи $\mathcal{E} \sim 7$ кэв, интерпретированной

как K_{α} -линия железа. Имеются косвенные доводы в пользу существования в спектре фонового рентгеновского излучения и K_{α} -линии углерода¹⁵³. Эти данные не подтверждены, но если они подтвердятся, то малая спектральная ширина линий будет говорить о близости источников излучения в обсуждаемых линиях *). Источники не могут находиться на космических расстояниях, иначе красное смещение превратило бы линии в широкие полосы.

Известен эффективный механизм излучения в K_{α} -линиях тяжелых ионов — это нерезонансная перезарядка ионов субкосмических лучей ($E \sim 10 - 30$ Мэв) на межзвездном водороде¹⁵⁴. Если при взрывах сверхновых ускоряется большое количество переобогащенных тяжелыми элементами субкосмических лучей, то их перезарядка и излучение в рентгеновских линиях в близких остатках сверхновых — шпурах может обеспечить наличие линий в спектре фона.

2. Происхождение рентгеновского фона

Вопрос о природе рентгеновского фонового излучения и об его основных источниках до сих пор не решен. Имеются лишь более или менее обоснованные теоретические модели. Это связано в основном с почти полным отсутствием информации как о внегалактических дискретных источниках рентгеновского излучения, так и о физических условиях в межгалактическом пространстве. Известно и изучено свыше 50 источников — из них лишь шесть внегалактических. Это — ближайшая с нам галактика Большое Магелланово Облако¹⁵⁵, нормальная радиогалактика Сеп А (NGC 5128)^{156, 157}, мощная радиогалактика с высокой активностью ядра (наблюдается выброс, обеспечивающий значительную часть радио- и оптической светимости этой галактики) М 87 (Дева А)^{158, 159}, квазар 3С 273^{156, 157}, сейфертовские галактики NGC 1275^{160, 161} и NGC 4151¹⁶¹. Кроме того, имеется верхний предел рентгеновской светимости гигантской радиогалактики Суг А¹⁶³, сейфертовской галактики NGC 1068¹⁶¹, а также ряда других объектов. Отметим, что в радиогалактике Сеп А рентгеновское излучение идет из области компактного ядра, а не из протяженных радиокомпонент^{156, 157}, а вокруг радиогалактики М87 наблюдается протяженная область рентгеновского излучения — скорее всего это суммарное рентгеновское излучение тысяч галактик в скоплении галактик Девы¹⁶². Протяженная область рентгеновского излучения в скоплении галактик Девы была впервые обнаружена при исследованиях со спутника «Космос»¹⁶⁴. Сама радиогалактика М87 оказалась переменной в рентгеновском диапазоне — за 2 года поток жесткого ($E > 10$ кэв) рентгеновского излучения этого объекта уменьшился в десятки раз¹⁵⁷. Наблюдается и рентгеновское излучение от Млечного пути — примерно 10% интенсивности изотропного фона при $E \sim 1 - 10$ кэв¹⁶⁵. Правда, эти данные трудно пересчитать на полную рентгеновскую светимость нашей Галактики; более надежной представляется оценка¹⁶⁶ $L_x \sim 10^{39} \div 10^{40} \frac{\text{эрг}}{\text{сек}}$, использующая данные о светимости и пространственном распределении рентгеновских источников. Светимости перечисленных выше объектов приведены в табл. III.

Тривиальная оценка вклада дискретных источников, подобных нашей Галактике, в плотность энергии фонового рентгеновского излучения дает результат $w_x \approx L_x N t \sim 3 \cdot 10^{-7} - 3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{эв}}{\text{см}^3}$, в 30—300 раз

*) Специально проведенные наблюдения^{152a} указывают на отсутствие линии в спектре фона вблизи 7 кэв.

меньший, чем наблюдаемое $w_x \approx 10^{-4}$ эв/см³. А ведь о спектральных особенностях пока не было речи, хотя и в этом вопросе имеются существенные трудности — непонятно, например, как совокупность галактических источников типа Крабовидной туманности, Sco-XR1 и т. д. может обеспечить наблюдаемый спектр фона и, в частности, излом при $\mathcal{E} \sim 40$ кэв. Предположение о сильной эволюции источников рентгеновского излучения в галактиках может в принципе устранить энергетические трудности, но спектральные останутся. Источники типа Cen A, Cyg A, M 87 и 3C 273 также не могут обеспечить наблюдаемой интенсивности фонового рентгеновского излучения, шансы на это имеются лишь у сейфертовских галактик. Если бы они в среднем имели рентгеновскую светимость порядка обнаруженной у NGC 1275, то уровень фона в десятки раз превышал бы наблюдаемый. Но NGC 4151 и NGC 1068 излучают в рентгеновском диапазоне намного слабее, чем NGC 1275.

Наблюдаемые спектр и интенсивность предъявляют жесткие требования к моделям, объясняющим происхождение фона, где бы он ни возник — в межгалактическом пространстве или в дискретных внегалактических источниках: квазарах, нормальных, радио-, сейфертовских или других типах галактик. Любая теоретическая модель должна объяснять следующие факты:

- а) степенной спектр излучения с $\alpha \approx 1,25$ в широкой области энергий $40 < \mathcal{E} < 500$ кэв;
- б) излом спектра при $\mathcal{E} \approx 40$ кэв;
- в) значительный избыток излучения в мягкой области $\mathcal{E} \sim 250$ эв;
- г) высокую плотность энергии фонового рентгеновского излучения (в 1000 раз превышающую плотность энергии нетеплового фонового радиоизлучения) (см. табл. I).

Условию а) могут удовлетворить нетепловые механизмы излучения; обычно считают, что это обратное комптоновское рассеяние низкочастотного (реликтового?) излучения на релятивистских электронах со степенным спектром $dN_e = K_e E_e^{-\gamma} dE_e$. В существовании таких электронов в космических объектах сомневаться не приходится; они наблюдаются в составе первичных космических лучей нашей Галактики, и, кроме того, именно их излучение в магнитном поле определяет светимость галактик и радиогалактик в радиодиапазоне. Несмотря на то, что основной механизм излучения, по-видимому, известен, неясен вопрос ни об источниках релятивистских электронов (галактики, квазары и т. п.), ни о месте рождения рентгеновского фона (дискретные источники или межгалактическое пространство). Простейшие модели не могут удовлетворить условиям б), в) и г).

Высокую интенсивность фона в мягкой рентгеновской области чаще всего объясняют наличием источников другой природы: тормозным излучением горячего газа в межгалактическом пространстве или в дискретных источниках, излучением при вспышках сверхновых в других галактиках и т. д. Интересна модель, предложенная Шкловским¹⁶⁷: избыток фона при $\mathcal{E} \sim 250$ эв объясняется излучением остатков вспышек сверхновых в резонансных линиях ионов кислорода O VII и O VIII с длиной волны $\lambda \sim 20$ Å. Значительная часть кинетической энергии оболочки, сброшенной звездой, должна излучаться именно в этих линиях. Красное космологическое смещение переводит излучение далеких галактик в таких линиях при $z \sim 1$ в область с $\mathcal{E} \sim 250$ эв ($\lambda \sim 50$ Å). Эта модель предсказывает излучение в узких рентгеновских линиях от остатков вспышек сверхновых в нашей Галактике (в более жестком диапазоне непрерывное излучение уже обнаружено) и резкий обрыв спектра фона при $\lambda < 20$ Å.

Необходимо отметить важность прецизионных спектральных измерений фона. В частности, наблюдение скачков поглощения в спектре фона, связанное с фотоионизацией K -электронов атомов и ионов тяжелых элементов, дает возможность прямого определения обилия тяжелых элементов (C, N, O и т. д.) в межзвездном газе нашей Галактики.

Ниже рассматриваются конкретные механизмы излучения, обсуждаются источники и их склад в рентгеновский фон Вселенной. Приводятся ограничения на параметры межгалактического газа, плотность энергии релятивистских электронов в межгалактическом пространстве и другие сведения, полученные при анализе интенсивности и спектра наблюдаемого фона.

3. Тормозной механизм

а) Излучение межгалактического газа. Наблюдения мягкого рентгеновского излучения вместе с упомянутыми выше ультрафиолетовыми наблюдениями устанавливают важные ограничения на плотность межгалактического газа и его тепловую историю. Горячий межгалактический газ ¹⁶⁸ излучает высокоэнергетичные кванты в основном при свободно-свободных переходах в поле ядер. Спектр тормозного излучения электронов, имеющих температуру T_e , приблизительно плоский вплоть до частоты $\nu \sim \frac{kT_e}{h}$, а при больших частотах эмиссия экспоненциально уменьшается. Точный спектр предсказываемого рентгеновского фонового излучения зависит от тепловой истории межгалактического газа, но экспоненциальный обрыв характерен для всех разумных моделей ^{169, 170}. На рис. 10 приведены спектры излучения межгалактического газа для ряда моделей его тепловой истории и при различных предположениях о его плотности, рассчитанные Дорожкевичем и Сюняевым ¹⁷¹.

Весь спектр наблюдаемого рентгеновского фона невозможно объяснить тормозным излучением межгалактического газа. В жесткой области ($\mathcal{E} > 1 \text{ кэВ}$) нельзя обеспечить степенной спектр вплоть до $\mathcal{E} \sim 500 \text{ кэВ}$ ¹⁴⁶. Избыток же излучения в мягкой рентгеновской области был сразу интерпретирован, как свидетельство существования горячего межгалактического газа с плотностью порядка критической и $T_e \sim 3 \cdot 10^5 - 10^6 \text{ °K}$ ^{136, 172}. В этом случае, однако, трудно удовлетворить экспоненциальному закону в мягкой рентгеновской области без превышения верхних пределов интенсивности ультрафиолетового фона, полученных в предыдущем разделе на основе наблюдений нейтрального водорода на периферии галактик, если, конечно, эти пределы будут подтверждены. Этот аргумент касается не только излучения межгалактического газа, но также имеет место для любой модели, в которой имеется большое количество высокотемпературного ($10^5 - 10^6 \text{ °K}$)

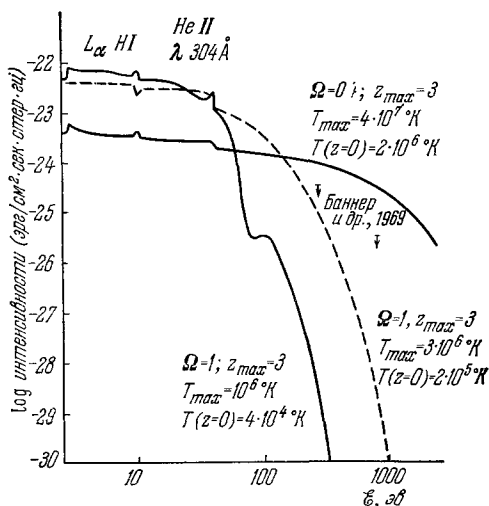


Рис. 10. Спектр излучения межгалактического газа, рассчитанный в различных предположениях о его плотности и тепловой истории ¹⁷¹.

газа на луче зрения, например газ в гало галактик, дискретных тепловых источниках или межгалактический газ в скоплениях галактик.

Баннер и др.¹²⁹ проводили наблюдения одновременно в двух спектральных интервалах $\xi \sim 250$ эв и $\xi \sim 900$ эв. Вычитая из интенсивности фона в этих интервалах значения, полученные при экстраполяции степенного спектра из области 1—10 кэв, они нашли, что наблюдениям наилучшим образом удовлетворяет тормозное излучение межгалактического газа с $\Omega \sim 0,2$ ($n_e \sim 2 \cdot 10^{-6}$ см⁻³) и $T_e \sim 2,5 \cdot 10^6$ °К. Такая модель не противоречит ультрафиолетовым данным, так как при столь высокой температуре интенсивность излучения $J_\nu \sim \exp \left\{ -\frac{h\nu}{kT_e} \right\}$ практически не увеличивается при уменьшении энергии квантов ($\frac{h\nu}{kT_e} < 1$ при $h\nu > 250$ эв).

Отвлекаясь от конкретных моделей эволюции межгалактического газа, зная только полную интенсивность излучения при $\xi \sim 250$ эв, можно установить верхний предел температуры межгалактического газа при любом красном смещении¹⁷³. Для $\Omega = 1$ имеем $T_e < 1,5 \cdot 10^6 (1+z)$ °К^{91, 174, 172}. Так как объемный коэффициент тормозного излучения $j_\nu \sim n_e^2 T_e^{-1/2} \times \exp \left\{ -\frac{h\nu}{kT_e} \right\}$, то пока $\frac{h\nu}{kT_e} \gg 1$, предельная температура логарифмически зависит от Ω . Зависимость предельной температуры от красного смещения связана с тем, что для постоянства показателя экспоненты необходимо менять T_e в ходе расширения, так же как и $\nu \sim (1+z)$. Так как всякие другие сомножители степенным образом зависят от z , полученный предел температуры газа верен при любом красном смещении, если только время существования горячего газа порядка космологического в тот период расширения.

Межгалактический газ прозрачен для мягкого рентгеновского излучения. Отсюда следует малое (в $\frac{100}{\Omega}$ раз меньшее, чем в Галактике) обилие в нем тяжелых элементов, а также высокая степень ионизации гелия, что требует $T_e > 10^5$ °К, если $\Omega \sim 1$ ¹⁷⁴. 10%-ное содержание гелия в первичном веществе предсказывает горячая модель Вселенной (см.¹). При малых Ω фотоионизация может привести к прозрачности газа и при низких температурах¹⁷¹.

б) Тормозное излучение субкосмических лучей. Имеется и альтернативная гипотеза, предполагающая, что в межгалактическом пространстве кроме максвелловской плазмы имеется много субкосмических лучей: электронов¹⁷⁵ или протонов^{176, 177}. Спектр их тормозного излучения уже не будет экспоненциальным, его вид зависит от спектра инжектируемых частиц. Отметим, что нетепловые протоны излучают рентгеновские кванты при столкновениях с максвелловскими электронами межгалактического газа — «обратным» тормозным механизмом, а нетепловые электроны — при взаимодействии с протонами межгалактического газа. Подбирая первичный спектр частиц и время инжекции, можно получить спектр рентгеновского излучения, близкий к наблюдаемому. Излом при 40 кэв объясняется в таких моделях искажением спектра нетепловых частиц в области низких энергий из-за ионизационных потерь (точнее, кулоновского торможения) в межгалактическом газе. Чтобы излом приходился на $\xi \sim 40$ кэв, в электронной модели требуется $\Omega \lesssim \frac{1}{40}$, в противном случае за космологическое время будут термализоваться электроны с $E_e > 60$ кэв ($E_e \sim 800$ кэв при $\Omega = 1$), и спектр их излучения уже не будет степенным.

Эта модель может быть верна в том случае, когда в межгалактическом пространстве имеется (или имела раньше) очень большая плот-

ность субкосмических лучей, так как нетепловой тормозной механизм является крайне неэффективным способом превращения кинетической энергии частиц в излучение. Большая часть их энергии затрачивается на нагрев окружающей плазмы и теряется адиабатически при расширении Вселенной. В рентгеновское излучение уходит лишь $\eta = 10^{-4}$ части потерь энергии субкосмических частиц на элементарные процессы. Для того чтобы обеспечить наблюдаемую интенсивность рентгеновского фона, в таких моделях необходимо неправдоподобно большое выделение энергии, значительная часть которой идет на ионизационные потери, т. е. на нагрев газа. Переизлучение ничтожной доли этой энергии межгалактическим газом (или газом в самих источниках космических лучей) в радио-, оптическом, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах противоречит наблюдениям.

Существует еще одна трудность: неизвестно, как частицы выходят из своих источников (предположительно, радиогалактик или квазаров); для этого они должны проходить через области с очень большой плотностью покоящейся плазмы, где должны происходить быстрая их термализация (детальная критика обсуждаемой гипотезы дана в ^{178, 179, 2)}).

4. Комптоновский механизм

Теория происхождения рентгеновского фонового излучения с $\mathcal{E} > 1$ кэв, получившая наибольшее распространение, заключается в следующем: фотоны реликтового излучения (их средняя энергия $\hbar\nu_{ph} \approx 2,8kT_r = 7 \cdot 10^{-4}$ эв) рассеиваются на релятивистских электронах, рождающихся во внегалактических радиоисточниках или нормальных галактиках, и превращаются в рентгеновские кванты с

$$\mathcal{E} = \frac{4}{3} \hbar\nu_{ph} \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2. \quad (1)$$

Если спектр электронов степенной, $N_e d \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right) = K_e \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^{-\gamma} d \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)$, то спектр рентгеновского излучения также будет степенным. Действительно, в первом приближении из (1) следует $J_{\mathcal{E}} \sim N_e [E_e(\mathcal{E})] \frac{dE_e}{d\mathcal{E}} \mathcal{E} \sim \mathcal{E}^{-\frac{\gamma-1}{2}}$, т. е. спектральный индекс рентгеновского излучения $\alpha = \frac{\gamma-1}{2}$.

Хорошо известно сходство между синхротронным и обратным комптоновским механизмами потери энергии релятивистскими электронами ¹⁸⁰. Для дальнейшего изложения полезен ряд простых формул, описывающих излучение релятивистских электронов в запутанном магнитном поле напряженностью B и в изотропном поле излучения с плотностью энергии w_{ph} . Спектральные коэффициенты излучения (единицы объема, если K_e имеет размерность $[см^{-3}]$, или данной группы электронов, если K_e безразмерно) равны соответственно в радио- и рентгеновском диапазонах:

$$\left. \begin{aligned} j_{\nu}(\nu_R) &= 0,69 \frac{K_e \sigma_T c}{\nu_m} \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) \left(\frac{\nu_R}{\nu_m} \right)^{-\frac{\gamma-1}{2}}, \\ j_{\nu}(\nu_x) &= 0,47 \frac{K_e \sigma_T c}{\nu_{ph}} (w_{ph}) \left(\frac{\nu_x}{\nu_{ph}} \right)^{-\frac{\gamma-1}{2}}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

здесь $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2$ — томсоновское сечение рассеяния, $\nu_m \approx 0,4 \frac{eB}{2\pi m_e c} = 1,2 \cdot 10^{-6} B$ (где B дано в гауссах), а средняя частота фотона

v_{ph} в случае реликтового излучения равна $v_{ph} = 1,5 \cdot 10^{11} (1+z)$ гц. Так как потери энергии релятивистскими электронами при обратном комптон-эффекте равны

$$\frac{dE_e}{dt} = -\frac{4}{3} \sigma_T w_{ph} c \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2, \quad (3)$$

а на синхротронное излучение

$$\frac{dE_e}{dt} = -\frac{2e^4 B^2}{3m_e^2 c^3} \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2 = -\frac{4}{3} \sigma_T \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) c \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2, \quad (4)$$

легко найти время жизни релятивистского электрона

$$t \approx \frac{m_e c}{\sigma_T \left(w_{ph} + \frac{B^2}{8\pi} \right)} \frac{m_e c^2}{E_e} \approx 7 \cdot 10^{11} \left(\frac{1 \text{ эв/см}^3}{w_{ph} + \frac{B^2}{8\pi}} \right) \frac{m_e c^2}{E_e} \text{ лет.} \quad (5)$$

а) Реликтовое излучение и рентгеновский ф. о. н. Релятивистские электроны, рождающиеся во внегалактических радиоисточниках, теряют энергию как синхротронным, так и комптоновским механизмами. Синхротронные потери релятивистских электронов резко уменьшаются с выходов последних за пределы источников. Но от комптоновских потерь на реликтовом излучении они никуда уйти не могут и поэтому продолжают излучать в рентгеновском диапазоне, пока не потеряют всю свою энергию. Так как v_{ph} и v_x меняются в ходе расширения Вселенной по общему закону $v = v_0 (1+z)$ и линейно связаны между собой, $v_x = \frac{4}{3} v_{ph} \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2$, то в рентгеновском диапазоне на данной частоте всегда наблюдаются фотоны, рассеянные на электронах с одной и той же энергией, независимо от красного смещения, при котором происходило рассеяние. При этом время жизни этих электронов

$$t_c(E_e, z) = \frac{3}{4} \frac{m_e c}{\sigma_T w_{ph}} \left(\frac{m_e c^2}{E_e} \right) = \frac{t_c(E_e, z=0)}{(1+z)^4}$$

быстро падает с ростом z в связи с увеличением плотности энергии излучения. Время жизни электронов с $E_e < 100 \text{ Мэв}$ превышает космологическое $t \sim H_0^{-1} \sim 10^{10}$ лет, поэтому при $\mathcal{E} < 100 \text{ эв}$ спектр излучения определяется приведенными выше формулами и $\alpha = \frac{\gamma-1}{2}^{181}$. Электроны же с $E_e > 500 \text{ Мэв}$, ответственные за превращение реликтовых квантов в рентгеновские с $\mathcal{E} > 1 \text{ кэв}$, теряют энергию за $t_c \leq 2 \cdot 10^9$ лет, т. е. за время существенно меньше космологического. Так как $t_c \sim E_e^{-1} \sim \mathcal{E}^{-1/2}$, то при $\mathcal{E} > 100 \text{ эв}$ спектральный индекс фонового рентгеновского излучения меняется на $\frac{1}{2}$, т. е. $\alpha = \frac{\gamma}{2}$ при том же γ у инжектируемых в межгалактическое пространство электронов. Этот факт имеет место при любой временной зависимости инъекции частиц; важно лишь, чтобы частицы успевали потерять всю свою энергию. В упрощающих предположениях его легко объяснить иным способом. Если имеется непрерывная инжекция электронов в данный постоянный объем и их время жизни мало, то

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E_e} [b(E_e) N_e] = q(E_e, t),$$

где $b(E_e) \sim E_e^{-2}$ описывает комптоновские потери (3), а $q(E_e, t) = AK_e E_e^{-\gamma}$.

характеризует скорость инжекции¹⁸². В стационарных условиях $\frac{\partial N_e}{\partial t} = 0$ и $N_e \sim K_e \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^{-\gamma-1}$, т. е. спектр электронов укучается*). Учет расширения Вселенной не меняет этого вывода. Соответственно изменяется и спектр рентгеновского излучения. Он должен быть более крутым, чем спектр излучения источников релятивистских электронов в радиодиапазоне.

По наблюдаемой интегральной плотности энергии рентгеновского фона можно найти верхний предел плотности космических лучей в межгалактическом пространстве:

$$w_{cr} \leq 1,8 \cdot 10^{-4} (1 + K) \frac{\partial \theta}{\text{см}^3}, \quad (6)$$

не зависящий от природы процессов в источниках, их космологической эволюции и времени инжекции космических лучей¹⁸³. Предполагается лишь постоянство отношения выделения энергии в виде протонной и электронной составляющих космических лучей, генерируемых в источниках. $L_p = K L_e$. Конечно, из (6) сразу следует, что плотность энергии релятивистских электронов при $z \sim 0$ $w_{p,z} \leq 1,8 \cdot 10^{-4} \frac{\partial \theta}{\text{см}^3}$. Но ограничение (6) гораздо более емкое: электроны быстро теряют свою энергию, а время жизни протонов с $10^8 < E_p < 10^{18}$ эв существенно превышает космологическое. Именно поэтому рентгеновское фоновое излучение — интегральное излучение всех релятивистских электронов, когда бы то ни было существовавших в межгалактическом пространстве**) — несет информацию о полной современной плотности энергии космических лучей во Вселенной. В нашей Галактике $K \approx 100$. Если бы космические лучи, наблюдаемые в нашей Галактике ($w_{cr} \sim 1 \frac{\partial \theta}{\text{см}^3}$), были внегалактического происхождения, то рентгеновский фон в 60 раз превышал бы наблюдаемый. Это мощный довод в пользу теории галактического происхождения наблюдаемых космических лучей (см. обсуждение в^{184, 185}).

б) Конкретные модели. Наблюдаемые вблизи нас внегалактические объекты с протяженными областями радиоизлучения — нормальные галактики и радиогалактики — бесспорно (из-за наличия реликтового излучения) являются источниками рентгеновского излучения. Однако такие объекты не могут обеспечить наблюдаемый рентгеновский фон. Последнее с очевидностью следует хотя бы из того, что в радиогалактиках со слабой активностью ядер (Cyg A, Cen A) $\frac{L_x}{L_R} \leq 3$ (см.

табл. III) вместо необходимого для объяснения фона $\frac{L_x}{L_R} \sim \frac{w_x}{w_R} \sim 10^3$ (см. табл. I). И в нашей Галактике потери космических лучей при обратном комптон-эффекте порядка ее радиосветимости $\frac{L_x}{L_R} \sim \frac{w_{ph}}{B^2/8\pi} \sim 1$, так как

$w_{ph} \approx \frac{B^2}{8\pi}^{123}$. Значит, без учета космологической эволюции комптон-эффект реликтового излучения на релятивистских электронах в галактиках и радиисточниках обеспечивает менее чем 10^{-3} части наблюдаемого фона. Предполагать существование радиогалактик с $B < 10^{-8}$ гс (когда $B^2/8\pi < 10^{-3} w_{ph}$) трудно.

*) Если энергия долгоживущих малоэнергичных электронов не успевает измениться за время жизни системы t_s , то спектр электронов (и соответственно рентгеновского излучения) испытывает излом в области энергий, для которых $t_c \sim t_s$.

**) Речь идет, конечно, о красных смещениях $z \ll 100$, от которых может приходиться, не искажаясь, рентгеновское излучение (см. следующий раздел).

Обеспечить наблюдаемое $\frac{w_x}{w_R}$ можно, если:

1) время выхода релятивистских электронов из галактик и радиогалактик в 1000 раз меньше, чем характерное время потерь энергии на синхротронное излучение. Тогда они потеряют всю энергию при обратном комптон-эффекте в межгалактическом пространстве, где бесспорно $\frac{B^2}{8\pi} \ll 10^{-3} w_{ph}$;

2) главный вклад в фон дают источники, излучавшие при больших $z \sim 5-10$. Это предположение можно было бы согласовать с наблюдаемой космологической эволюцией мощных радиоисточников, т. е. с более сильной в прошлом инжекцией релятивистских электронов. Более важно изменение плотности энергии реликтового излучения $w_{ph} = w_{ph}(z=0)(1+z)^4$: при постоянном магнитном поле в источниках растет отношение $8\pi w_{ph}/B^2$, а значит, растет и $\frac{L_x}{L_R}^{186, 187}$;

3) рентгеновское излучение рождается в ядерных областях сейфертовских и других галактик, а также квазизвездных галактик (QSG), где плотность энергии инфракрасного излучения $w_{ph} \sim \frac{L_{ir}}{4\pi r^2 c}$ в малой области с $r < 1-100$ кпс может сколь угодно сильно превышать $\frac{B^2}{8\pi}^{188}$.

Отметим, что эта модель объясняет и избыток фона в мягкой рентгеновской области (см. ниже). Большинство моделей первого и второго типов не удовлетворяет спектральным требованиям а) и б), перечисленным ранее, не говоря уже о избытке излучения в мягкой области в).

Теория в общепринятой форме ^{181, 189-192} предполагает, что электроны теряют малую часть своей энергии в радиоисточниках, и поэтому спектр их радиоизлучения $J_\nu \sim \nu^{-\alpha}$ связан со спектром релятивистских электронов соотношением $\alpha = \frac{\gamma-1}{2}$. Затем электроны инжектируются в меж-

галактическое пространство, отдают всю свою энергию реликтовым квантам, превращающимся в рентгеновские со спектром $J_\varepsilon \sim \varepsilon^{-(\alpha+1/2)}$. Средний спектральный индекс радиоисточников равен $\alpha = 0,75^6$, и поэтому предсказываемый рентгеновский спектр имеет $\alpha = 1,25$, что находится в прекрасном согласии с наблюдаемым в области энергий, превышающих 40 кэв. При благоприятном выборе параметров радиоисточников, а именно: при слабом магнитном поле $B \sim 10^{-6}$ гс и временах жизни электронов внутри радиоисточников порядка 10^6 лет (это время диффузии электронов из областей с $B \sim 10^{-6}$ гс и $R \sim 10$ кпс), можно построить модель радиоисточников, испытывающих космологическую эволюцию и способных обеспечить наблюдаемое соотношение плотности энергий рентгеновского и радиофона.

В этой, относительно простой модели очень трудно объяснить наличие излома в рентгеновском спектре вблизи 40 кэв. Проблема подробно дискутировалась в ^{191, 188, 183}. Единственным изломом в спектре инжектируемых электронов (ответственных за рентгеновское излучение из межгалактического пространства), который в такой модели может быть связан с данными по радиофону, является излом при $\nu \sim 2$ Мгц (см. раздел I); но тогда магнитные поля во всех радиоисточниках должны быть меньше $B < 10^{-7}$ гс, что представляется слишком малым. В любом же другом варианте необходимо предполагать наличие дополнительного механизма потерь энергии электронов при инжекции в межгалактическое пространство, например адиабатических ¹⁹¹. В последнем случае без тщательного подбора параметров радиоисточников при больших красных смещениях предсказываемый радиоспектр источников имеет вид $J_\nu \sim \nu^{-1,25}$, противоречащий

наблюдениям¹³. Согласно этим наблюдениям средний спектральный индекс у радиоисточников с очень слабыми потоками такой же, как и у ярких радиоисточников, и равен $\alpha = 0,75$. Более того, как недавно было обнаружено¹⁹³, спектры значительной части (примерно 40%) радиоисточников в пересмотренном 3С-каталоге (стандартный каталог ярких радиоисточников на северном небе) на высоких частотах укучаются. Этот факт трудно совместить с упомянутыми теориями, так как он означает существование дополнительного излома в наблюдаемой жесткой области рентгеновского спектра. Если же излом связан с синхротронными потерями в самих радиоисточниках, то эти теории должны быть немедленно отброшены, потому что в этом случае электроны теряют большую часть своей энергии на радиоизлучение и не выполняется условие тысячекратного превышения рентгеновской эмиссии над радио.

Бречер и Моррисон²¹ высказываются за первую из перечисленных выше возможностей обеспечения $\frac{w_x}{w_R} \sim 10^3$ — быстрый выход электронов из нормальных галактик ($t \sim 10^5$ лет для галактики типа нашей). В радиоспектрах нормальных галактик наблюдается излом $\Delta\alpha \approx 1/2$ на частотах $\nu_b \approx 500 - 1500$ МГц ($\alpha \approx 0,8$ при $\nu > \nu_b$ и $\alpha \approx 0,3$ при $\nu < \nu_b$)¹⁹⁴. Обычно этот излом объясняют тем, что для электронов, излучающих в магнитном поле на частоте ν_b , диффузионное время выхода из галактики равно времени жизни относительно синхротронных потерь; электроны с большей энергией отдадут всю свою энергию на радиоизлучение, поэтому при $\nu > \nu_b$ спектральный индекс равен $\alpha = \frac{\gamma}{2}$. Электроны же с меньшей энергией отдадут на синхротронное излучение малую часть своей энергии. Для них $\alpha = \frac{\gamma-1}{2}$. Так как при этом для инжектируемых частиц $\gamma = 1,6$, то основная доля полной энергии электронов $\int N_e(E_e) E_e dE_e$ излучится в радиодиапазоне.

Бречер и Моррисон считают, что излом в спектре электронов при $E_e \sim 3$ Гэв от $\gamma \sim 2,6$ до $\gamma \sim 1,6$ формируется в самих источниках космических лучей, т. е. является первичным. Комптоновское рассеяние реликтовых квантов такими электронами после выхода их в межгалактическое пространство должно приводить к наблюдаемому излому ($\alpha = \frac{\gamma}{2}$ меняется от 1.3 до 0.8) в спектре рентгеновского фона *) при $\mathcal{E} \sim 40$ кэв. Объяснить же за счет незначительных вариаций спектрального индекса электронов в разных галактиках спектральные особенности в мягкой области и в полосе $\mathcal{E} \sim 1 - 6$ Мэв трудно. В области $\mathcal{E} > 30$ Мэв предсказания этой модели противоречат экспериментальным данным (см. рис. 12).

Нормальные галактики обеспечивают, по-видимому, лишь около 10% (см. табл. III) наблюдаемого фона в радиообласти (Бречер и Моррисон полагают, что именно они дают основной вклад $\sim 90\%$ в радиотфон). Значит, для обеспечения наблюдаемого $\frac{w_x}{w_R} \sim 10^3$ нужно, чтобы время выхода электронов из галактик было меньше 10^{-4} части характерного времени по синхротронным потерям для электрона с $E_e \sim 3$ Гэв в поле

*) Предлагались^{195, 192} подобные модели для радиогалактик, где также наблюдаются изломы радиоспектров в высокочастотной области¹⁹⁶ с $\alpha_R = 0,75$ до $\alpha_R = 1,25$, т. е. наклоны спектра больше, чем у нормальных галактик. Как уже говорилось, рентгеновский спектр должен быть круче радиоспектра $\Delta\alpha = 1/2$. Предсказываемый в результате излом с $\alpha_x = 1,25$ до $\alpha_x = 1,75$ противоречит наблюдениям рентгеновского фона.

с B в несколько микрогаусс, $t \sim 10^8$ лет. Протоны космических лучей живут в Галактике больше 10^7 лет, это следует из наблюдаемой высокой степени изотропии космических лучей. Странно было бы считать, что время выхода электронов из Галактики сильно (на 2—4 порядка) отличается от времени диффузии релятивистских протонов с той же энергией.

Модель Бречера — Моррисона предсказывает наличие второго излома в спектре релятивистских электронов в галактиках: при сколь угодно быстром выходе электронов из галактик существует пороговая энергия E_c такая, что электроны с $E_e > E_c$ будут иметь меньшее время жизни по синхротронным потерям. Отметим, что если основным источником релятивистских электронов в галактиках являются их ядра, то излом при $E_e \sim \sim 3 \text{ Гэв}$ можно объяснить комптоновскими потерями энергии электронов вблизи ядра, а вторичный излом будет результатом синхротронных потерь в межзвездной среде. Такая модель была предложена авторами¹⁰⁷ для объяснения связи между наблюдаемой инфракрасной и γ -активностью ядра нашей Галактики.

в) Ядра галактик — основные источники рентгеновского фона? Стремясь обойти перечисленные выше трудности, авторы предложили модель¹⁰⁸, которая как будто объясняет не только жесткую часть фонового рентгеновского излучения, но и весь спектр при $\mathcal{E} > 100 \text{ эв}$. В этой модели также используется тот факт, что спектр фона при $\mathcal{E} > 40 \text{ кэв}$ хорошо согласуется со средним спектром радиоизлучения мощных дискретных источников, если электроны теряют большую часть своей энергии при обратном комптон-эффекте. Возможным источником низкочастотных квантов для рассеяния на релятивистских электронах являются компактные инфракрасные источники, обсуждавшиеся выше в разделе II. Плотность энергии инфракрасного излучения вблизи них $r < 1 - 100 \text{ кпс}$ намного превышает плотность энергии реликтового излучения и магнитного поля $B^2/8\pi$. Предполагается, что компактные инфракрасные ядра (о том, что в них происходят взрывы громадной мощности, хорошо известно) являются источниками не только интенсивного инфракрасного излучения, но также и релятивистских электронов со спектром таким же, как и в мощных внегалактических радиоисточниках. После того, как электроны покинули ядро, наиболее энергичные из них теряют большую часть своей энергии при обратном комптоновском рассеянии на инфракрасных квантах вблизи ядра, что приводит к спектру жесткого излучения с изломом, подобным наблюдаемому при $\mathcal{E} \gtrsim 40 \text{ кэв}$. Затем электроны выходят в межгалактическое пространство, где и теряют оставшуюся часть своей энергии при рассеянии на фотонах реликтового излучения, превращающихся в мягкие рентгеновские кванты.

Так как средняя энергия квантов в инфракрасном пике ($\lambda \approx 70 \text{ мкм}$) в 25—30 раз превышает среднюю энергию квантов реликтового излучения, то излом в спектре электронов должен приходиться на $E_e \approx 600 - 700 \text{ Мэв}$. В этом случае получается излом в рентгеновском спектре на 40 кэв . Энергия рентгеновских квантов, рождающихся в межгалактической среде, в $\frac{v_{ir}}{v_{ph}} = 25 - 30$ раз меньше, чем у квантов, рожденных при рассеянии на тех же электронах инфракрасного излучения вблизи ядер, т. е. мягкое рентгеновское излучение в такой модели рождается в межгалактической среде. В результате от популяции инфракрасных источников можно ожидать спектр рентгеновского излучения, подобный приведенному на рис. 11 и хорошо согласующийся с наблюдаемым в области от 250 эв до 1 Мэв и при $\mathcal{E} > 30 \text{ Мэв}$.

Рассмотренная модель имеет ряд положительных особенностей, к примеру, она объясняет, почему полные энергии излучения в мягкой

и жесткой областях оказываются одного порядка. Во-вторых, отсутствуют энергетические трудности: для получения наблюдаемого рентгеновского фона нужно выделить в виде релятивистских электронов лишь 0,1—1% энергии, излучаемой в инфракрасных квантах.

За излучение рентгеновских квантов с $\mathcal{E} \sim 1 - 3$ кэв ответственны электроны с $E_e \sim 100 - 200$ Мэв. При таких энергиях спектр инжектируемых частиц может быть искажен из-за наличия ионизационных потерь в межзвездном газе вблизи ядер, что могло бы объяснить уплотнение рентгеновского спектра как в области кэв, так и при $\mathcal{E} < 250$ эв. В последнем случае рост интенсивности с уменьшением энергии квантов замедляется из-за того, что время жизни электронов с $E_e < 100$ Мэв превышает космологическое (см. формулу (5)).

Главная же трудность этой модели состоит в требовании, чтобы основные источники рентгеновского фонового излучения имели одинаковые физические свойства, иначе особенности спектра интегрального излучения были бы замаскированы. Такая проблема существенна для всех теорий, в которых делается попытка объяснить особенности спектра рентгеновского фонового излучения. Важно также, чтобы основной вклад в фон давали источники с малым разбросом по красному смещению.

В модели предсказывалось, что мощные инфракрасные источники обязаны быть наиболее многочисленным классом интенсивных внегалактических рентгеновских источников. Средняя рентгеновская светимость ядер сейфертовских галактик должна составлять

$$L_x \sim 10^{43} \frac{\text{эрг}}{\text{сек}}, \text{ т. е. порядка на-}$$

блюдаемой в радиогалактике М 87. Наличие большого числа случайно распределенных в пространстве мощных источников жесткого рентгеновского излучения должно приводить к флуктуациям фона ($\frac{\Delta J_{\mathcal{E}}}{J_{\mathcal{E}}} \sim 5 \cdot 10^{-2}$ в угловом масштабе порядка $\theta \sim 1^\circ$).

Ядра галактик с малой инфракрасной светимостью также должны быть источниками рентгеновского излучения. В случае ядра нашей Галактики плотность энергии инфракрасного излучения превышает плотность энергии реликтового излучения в зоне с радиусом $r \sim 500$ пс, и часть γ -излучения из области центра ¹³¹ может быть объяснена в рамках такой модели ¹⁹⁷.

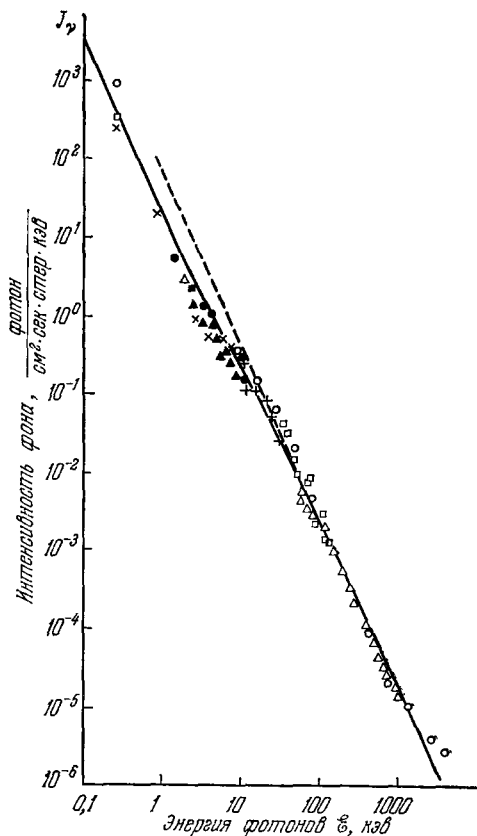


Рис. 11. Сравнение спектра, предсказываемого моделью ¹⁸⁸, с наблюдаемым спектром фонового рентгеновского излучения — сплошная линия; штриховая линия соответствует экстраполяции степенного спектра из жесткой рентгеновской области: $J_{\mathcal{E}} \sim \mathcal{E}^{-1,2}$.

Недавние наблюдения^{160, 161} привели к обнаружению ожидавшегося мощного рентгеновского излучения от сейфертовских галактик NGC 1275, NGC 4151 и квазара 3C 273, также являющегося мощным источником инфракрасного излучения. Как уже отмечалось выше, прямые наблюдения радиогалактики Cen A и переменность M 87 в рентгеновском диапазоне доказывают, что рентгеновское излучение рождается в компактных ядерных областях этих галактик. О том, что ядро галактики NGC 1275 и квазар 3C 273 должны быть рентгеновскими источниками, говорилось и раньше. Указывалось, что синхротронный спектр радиоизлучения NGC 1275 может протягиваться до рентгеновской области¹⁹⁸, что может быть велико тормозное излучение горячей плазмы вблизи ядра. Отмечалась и возможность переброса радиоквантов при их рассеянии на релятивистских электронах в рентгеновскую область¹⁹⁸. В то же время наличие мощного инфракрасного пика в спектре излучения ядер и релятивистских электронов в наблюдаемых компактных радиоисточниках *обязано* приводить к рентгеновскому излучению при обратном комптон-эффекте. Простые оценки показывают, что в случае NGC 1275 и 3C 273 ожидаемое излучение электронов (наблюдаемых по их радиоизлучению в компактных источниках *) в поле инфракрасного излучения оказывается порядка обнаруженного. Решить вопрос о механизме рентгеновского излучения могут лишь детальные наблюдения его спектра. Предварительные данные о спектре излучения^{160, 161} дают $1 < \alpha < 2$; необходимы дальнейшие исследования.

5. Изотропия рентгеновского фона

Важнейшим подтверждением внегалактического происхождения рентгеновского фона является высокая степень его изотропии. Измерения на станции OSO-III¹⁶⁵ установили верхние пределы мелкомасштабных флуктуаций фона для $10 < \mathcal{E} < 100$ кэв, $\frac{\Delta J_x}{J_x} \leq 5\%$ в угловом масштабе $\theta \sim 10^\circ$ и $\frac{\Delta J_x}{J_x} \leq 3\%$ в масштабе $\theta \sim 20^\circ$. В последнем случае телесный угол, выделяемый детектором на небесной сфере, равнялся $\Omega = 0,1$ стер. Эти данные окончательно отмечают предположения о рождении наблюдаемого жесткого рентгеновского фона в гало нашей Галактики и показывают, что вклад гало в фон не может превышать нескольких процентов.

Наблюдения мелкомасштабных флуктуаций позволяют установить нижний предел числа источников рентгеновского фона во Вселенной $\left(\frac{\Delta J_x}{J_x} \approx \frac{\Delta N}{N} \approx (N\Omega)^{-1/2} \right)$ в предположении случайного распределения источников одинаковой светимости на небесной сфере или $\frac{\Delta J_x}{J_x} \approx \frac{\Delta N}{N} \approx (N\Omega)^{-1/3}$ в предположении их случайного распределения в пространстве. Первое предположение соответствует картине сильной космологической эволюции источников с максимальным количеством их при определенном z_{\max} , второе предполагает близость источников фона ($R < cH_0^{-1}$), случайно распределенных в пространстве. В последнем случае измерения¹⁶⁵ устанавливают предел $4\pi N > 3 \cdot 10^6$ источников на всем небе. Это примерно в 10 раз меньше, чем наблюдаемое количество скоплений галактик¹⁹⁹, и намного меньше, чем количество сейфертовских галактик.

*) Спектр радиоизлучения в компактных объектах искажается из-за индуцированного комптоновского взаимодействия излучения с тепловыми электронами²³, поэтому он может отличаться от рентгеновского и иметь $\alpha \approx 0$.

В то же время этот предел ставит интересные ограничения на существование сверхскоплений галактик, если, конечно, в них концентрируются источники рентгеновского излучения. Очевидно, что концентрация источников в скопления и сверхскопления усиливает флуктуации фона.

Таким образом, наблюдения ¹⁶⁵ прямо не противоречат большинству моделей происхождения рентгеновского фонового излучения; однако теперь появилась надежда, что дальнейшие наблюдения флуктуаций фона позволят сделать выбор между различными моделями. Разные модели дают различные предсказания относительно зависимости амплитуды флуктуаций от энергии квантов. Если рентгеновский фон рождается при обратном комптоновском эффекте низкочастотного излучения на релятивистских электронах в дискретных объектах, то такая зависимость должна отсутствовать. В моделях с выходом электронов в межгалактическое пространство амплитуда флуктуаций должна расти с увеличением энергии квантов, так как рождающие их высокоэнергетические электроны не успевают за свое короткое время жизни уйти далеко от источников. В случае нетеплового тормозного излучения в межгалактическом пространстве картина обратная — раньше всего термализуются частицы с малой энергией — и флуктуации уменьшаются при увеличении частоты излучения.

В модели, где основными источниками релятивистских электронов являются ядра инфракрасных объектов, флуктуации фона в жесткой области не зависят от частоты, а в мягкой — рождающейся в межгалактической среде — они должны практически отсутствовать, так как время жизни электронов, излучающих в мягкой области, сравнимо с космологическим и намного превышает время прохождения электроном среднего расстояния между источниками. В то же время другие модели возникновения мягкого рентгеновского излучения (при вспышках и в остатках сверхновых; тормозного излучения горячего газа в скоплениях галактик и дискретных источниках, а также в межгалактическом пространстве из-за возможных возмущений плотности вещества) предсказывают значительные флуктуации фона. Правда, в мягкой области наблюдения флуктуаций сильно затруднены наличием неоднородностей плотности в межзвездном газе, приводящих к неравномерности поглощения рентгеновского излучения.

Измерения изотропии фона несут также информацию о крупномасштабных свойствах Вселенной, анизотропии ее расширения, вращении и т. д. Существуют верхние пределы $\frac{\Delta J_x}{J_x} \leq 3\%$ на возможную 12- и 24-часовые анизотропии Вселенной. Эти пределы ¹⁶⁵ для полосы $10 < \mathcal{E} < 30$ кэв получены при обзоре приблизительно половины небесной сферы (что, конечно, не идет ни в какое сравнение с измерениями изотропии реликтового излучения в одной плоскости). Рентгеновское излучение чрезвычайно чувствительно к крупномасштабной анизотропии Вселенной (так же, как, впрочем, и к другим источникам угловых вариаций) из-за его степенного спектра с отрицательным показателем степени ²⁰⁰. Существующие ограничения раза в три слабее, чем полученные при наблюдениях реликтового излучения (так, например, верхний предел скорости Земли относительно рентгеновского фона получается равным $800 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$ по сравнению с $200 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$, см. I, 2), но экспериментальные возможности в сантиметровом диапазоне практически исчерпаны, в то время как детальные измерения изотропии рентгеновского фона только начинаются.

VI. γ -ДИАПАЗОН ($\nu > 10^{20}$ гц, $\mathcal{E} > 0,5$ Мэв)

γ -излучение может, так же как и рентгеновское, рождаться при обратном комптон-эффекте низкочастотного излучения на релятивистских электронах

$$e + h\nu \rightarrow e' + \gamma$$

и как тормозное излучение нетепловых частиц при их взаимодействии с тепловым газом

$$e^- + p \rightarrow e^- + p + \gamma.$$

Появляются и новые процессы. Прежде всего это рождение π -мезонов при протонных столкновениях и аннигиляции античастиц и последующий распад нейтральных пионов:

$$p + p \rightarrow p + p + N\pi,$$

$$p + \bar{p} \rightarrow N\pi,$$

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma,$$

возбуждение ядер нетепловыми частицами и последующее γ -излучение

$$p + Z \rightarrow p + z^*,$$

$$Z^* \rightarrow Z + \gamma,$$

аннигиляции позитронов

$$e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$$

и т. д. Так как сечения и вероятности всех этих процессов достаточно хорошо известны, теоретики заранее рассчитали ожидаемые потоки от дискретных источников, плоскости нашей Галактики и оценили интенсивность фона^{180, 201, 202}. Однако первые же детальные наблюдения дали интересные и неожиданные результаты.

1. Наблюдения

Обнаружение мощного γ -излучения от плоскости нашей Галактики оказались неожиданным как для наблюдателей, так и для теоретиков: аппаратура, установленная на Орбитальной Солнечной обсерватории (OSO-III) зафиксировала линейный протяженный источник, лежащий в плоскости Галактики в направлении на галактический центр, поток квантов с $\mathcal{E} > 100$ Мэв от которого составлял $F \sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ (см}^2\text{рад} \cdot \text{сек)}^{-1}$ ¹³¹. Этот поток в 25 раз превышал ожидаемый, рассчитанный в предположении, что плотность космических лучей в Галактике постоянна и равна наблюдаемой у Земли. Результаты расчетов, конечно, сильно зависят от принятых моделей распределения галактических магнитных полей, плотности космических лучей и межзвездного газа, но не в такой степени. Интенсивность фона согласно этим наблюдениям также в несколько раз превышала ожидаемую по экстраполяции из рентгеновской области. Объяснению результатов этих наблюдений было посвящено значительное число теоретических работ. В них указывалось на возможную связь между интенсивным фоновым излучением в субмиллиметровой области (все еще находящимся под вопросом — см. п. I, 2) и γ -излучением от плоскости Галактики. При этом утверждалось, что второе есть результат обратного комптон-эффекта первого на галактических релятивистских

электронах. Однако последующие баллонные наблюдения не только показали, что в действительности поток γ -квантов от плоскости Галактики и интенсивность фона были завышены в четыре раза (это было связано с неточностями калибровки аппаратуры на OSO-III^{132, 204}), но и доказали, что основным механизмом рождения γ -квантов в плоскости нашей Галактики является распад π^0 -мезонов, рождающихся при $p-p$ -столкновениях. Последнее следует из сравнения потоков при $\mathcal{E} \sim 50$ Мэв и $\mathcal{E} \gtrsim 100$ Мэв; спектр излучения оказался практически плоским, что противоречит всем другим возможным механизмам γ -излучения, кроме вышеуказанного²⁰⁴. Исправленное значение потока $F \approx 10^4$ (см²сек·рад)⁻¹ удается объяснить, используя разумные модели распределения космических лучей и межзвездного газа²⁰⁵.

Приведенное в¹³¹ значение интенсивности γ -фона также было пересмотрено; Гармайр¹³², опираясь на старые данные измерений с OSO-III, дает лишь верхний предел фона при $\mathcal{E} \gtrsim 100$ Мэв, приведенный на рис. 9 и 12. Фоновое γ -излучение исследовалось и со спутника «Космос-208»¹⁴⁴. Совокупность полученных данных хорошо согласуется с экстраполяцией из жесткой рентгеновской области $40 \text{ кэв} < \mathcal{E} < 500 \text{ кэв}$ со спектральным индексом $\alpha = 1,2$ (в этом случае показатель дифференциального спектра равен $\alpha + 1 = 2,2$ — см. рис. 12).

В мягкой γ -области также не обошлось без сенсации. Измерения на спутнике ERS-18 с орбитой, удаленной от Земли, обнаружили избыток фонового излучения в полосе $1 \text{ Мэв} < \mathcal{E} < 6 \text{ Мэв}$: интенсивность фона значительно превышает значения, полученные при экстраполяции из жесткой рентгеновской области¹⁴³. Исследования мягкого γ -излучения в диапазоне $0,3 \text{ Мэв} < \mathcal{E} < 3,7 \text{ Мэв}$ проводились и на низколетящих спутниках «Космос-135» и «Космос-163»²⁰⁶. В этих экспериментах получены лишь верхние пределы интенсивности γ -фона, но даже эта верхняя граница при $1 \text{ Мэв} < \mathcal{E} < 3,7 \text{ Мэв}$ лежит на порядок величины ниже данных группы Ветте¹⁴³ и в то же время не противоречит значениям, получаемым при экстраполяции из рентгеновской области.

Большая часть γ -излучения вблизи Земли, зафиксированного аппаратурой на спутниках «Космос»²⁰⁶, генерируется в атмосфере под действием первичных космических лучей и, очевидно, ее интенсивность зависит от геомагнитных координат — жесткости геомагнитного обрезания. Для выделения изотропной компоненты из наблюдаемого пространственного распределения γ -излучения необходимо знать точный вид упомянутой зависимости, который известен недостаточно хорошо. Используя дополнительные сведения о виде этой зависимости, можно провести экстраполяцию экспериментальных данных к бесконечной величине пороговой

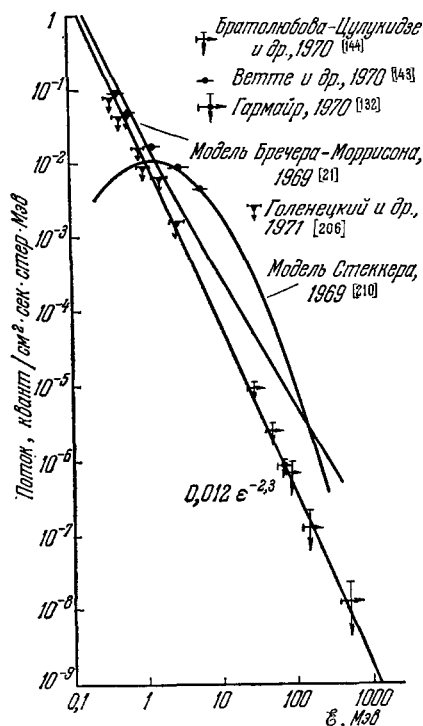


Рис. 12. Экспериментальные данные о фоновом γ -излучении.

Видно, что модель²¹⁰ — происхождение γ -излучения при распадах π^0 -мезонов при $z \sim 100$ — противоречит измерениям фона при $\mathcal{E} > 30$ Мэв.

жесткости и получить оценку интенсивности фонового γ -излучения (в действительности удается получить лишь ее верхнюю границу ²⁰⁶).

В межпланетном пространстве поток γ -квантов, по-видимому, определяется лишь уровнем фонового γ -излучения. Авторы ²⁰⁶ считают, что возможная причина расхождения между результатами измерений фонового излучения вблизи Земли и вне магнитосферы связана с существенными различиями в уровне активации вещества детекторов частицами первичных космических лучей, плотность которых в межпланетном пространстве намного больше, чем в пределах магнитосферы. Отметим, что измерения мягкого γ -излучения в атмосфере, выполненные на баллонах ¹²¹, ^{121a}, рассматриваются как подтверждение результатов группы Ветте ¹⁴³. Ситуация в этой интересной спектральной области окончательно еще не выяснена; в то же время результат группы Ветте ¹⁴³, если он будет подтвержден, свидетельствует о наличии наряду с обратным комптоновским эффектом другого, не менее важного для формирования спектра фона механизма γ -излучения.

Дискретные источники в этом эксперименте обнаружены не были, так же как, впрочем, и во всех других. Книффен и Фичтел ²⁰⁴ отрицают существование источника γ -излучения с $\mathcal{E} \geq 100$ Мэв, обнаруженного Фраем и др. ²⁰⁷. Имеются лишь верхние пределы потоков γ -излучения от ряда внегалактических источников; часть из них представляет интерес и приведена в табл. III ²¹⁸.

А н т и в е щ е с т в о в о В с е л е н н о й. Часто обсуждаются модели Вселенной, симметричной по барионному заряду. Ясно, что обнаружить места соприкосновения вещества и антивещества легче всего по характерному γ -излучению. Несмотря на специально предпринимавшиеся поиски γ -линии позитрония с $\mathcal{E} = 0,511$ Мэв (растянутой в полосу космологическим красным смещением), она до сих пор не обнаружена.

Вселенная прозрачна для аннигиляционных γ -квантов ($\mathcal{E} \sim 100$ Мэв) вплоть до красных смещений $z \sim 100$ (см. ниже). Этот факт и наблюдения фона делают маловероятной любую гипотезу о наличии вещества и антивещества во Вселенной, так как полная плотность энергии, заключенной в γ -излучении, составляет ничтожную $\left(\frac{10^{-8}}{\Omega} (1 + z_{\text{анн}})\right)$ долю плотности энергии, заключенной в веществе. Здесь $z_{\text{анн}}$ — красное смещение, при котором могла происходить аннигиляция, $\Omega = \rho/\rho_c$. Отсюда следует для случая $\Omega = 1$, что за весь период $0 < z < 100$ (когда средняя плотность вещества во Вселенной изменилась на шесть порядков) могла проаннигилировать лишь одна миллионная доля вещества. Еще более ранняя аннигиляция должна приводить к искажениям спектра реликтового излучения ⁴⁷.

2. Теоретические модели происхождения γ -фона

а) О б р а т н ы й к о м п т о н о в с к и й м е х а н и з м. В нашей интерпретации (см. также ¹⁸⁹) спектр γ -фона должен быть продолжением жесткого рентгеновского спектра и возникать при обратном комптон-эффекте релятивистских электронов на низкочастотном излучении — реликтовом в межгалактическом пространстве или инфракрасном в дискретных источниках. В столь далекой экстраполяции нет ничего удивительного: в нашей Галактике спектр релятивистских электронов, непосредственно наблюдаемых у Земли, степенной вплоть до сотен Гэв. Так как за излом рентгеновского спектра при $\mathcal{E} = 40$ кэв ответственны электроны с $E_e \sim 3$ Гэв (если на них рассеивается реликтовое излучение)

или с $E_e \sim 700$ Мэв (если рассеиваются инфракрасные кванты; см. выше), то γ -фон с $\mathcal{E}' \sim 100$ Мэв обеспечивают электроны с $E'_e \approx \sqrt{\frac{\mathcal{E}'}{\mathcal{E}}} E_e \approx 150$ Гэв в первом случае и 30 Гэв во втором.

Отметим, что при объяснении γ -фона модель Бречера — Моррисона²¹ встречается с большими трудностями: из-за дисперсии спектральных индексов нормальных галактик спектр излучения с ростом энергии квантов становится менее крутым, и рассчитанная интенсивность γ -фона в области $\mathcal{E} \sim 50\text{--}100$ Мэв значительно превышает экспериментальные верхние пределы.

Избыток фонового излучения при $\mathcal{E} \sim 1\text{--}6$ Мэв в таких моделях объяснить не удастся, его следует интерпретировать как наложение излучения другой природы на единый степенной спектр фона.

б) $p - p$ -столкновения. Распад нейтральных π^0 -мезонов, возникающих при столкновениях протонов космических лучей с межгалактическими протонами, приводит к характерному широкому спектру γ -излучения с максимумом вблизи $\mathcal{E} \sim \frac{70}{1+z}$ Мэв^{180, 201, 208, 209}. Если

инжекция космических лучей в межгалактическое пространство и распад π^0 -мезонов происходят при малых красных смещениях z , то, для того чтобы обеспечить интенсивность фоновых γ -квантов с $\mathcal{E} \sim 50\text{--}100$ Мэв, близкую к наблюдаемому верхнему пределу, необходима плотность межгалактических космических лучей лишь в 5—10 раз меньшая, чем наблюдаемая в Галактике. Последнее представляется маловероятным. К тому же, если плотность межгалактического газа меньше критической, то требуется еще бóльшая плотность межгалактических космических лучей.

Учет $p - p$ -столкновений в нормальных галактиках мало что изменит. Оценка Силка², сделанная с учетом наблюдений γ -излучения от плоскости нашей Галактики, показала, что нормальные галактики могут дать не более 10% существующего верхнего предела интенсивности фона при $\mathcal{E} \sim 100$ Мэв. Скорее всего обратный комптоновский механизм более важен для формирования спектра γ -фона, чем $p - p$ -столкновения.

Чтобы объяснить избыток излучения при $\mathcal{E} \sim 1\text{--}6$ Мэв, Стеккер²¹⁰ предположил, что космические лучи были инжектированы в межгалактическое пространство при $z \sim 70$. В этом случае максимум γ -излучения от распадов π^0 -мезонов приходится на $\mathcal{E} \sim 1$ Мэв. Эта модель встречается со следующими трудностями: 1) предсказанная интенсивность фона при $\mathcal{E} \approx 30\text{--}100$ Мэв чрезмерно высока и противоречит наблюдениям; 2) спектр излучения будет сильно искажен из-за взаимодействия с межгалактическим газом (см. ниже, п. 3); 3) ранее происхождение фона требует в 100 раз большего энерговыделения на грамм вещества, чем позднее при $z \sim 0\div 2$, так как энергия квантов уменьшается вследствие красного смещения, а масса покоя вещества не меняется; 4) наблюдаемая при малых ($z < 2$) красных смещениях эволюция квазаров и мощных радиоисточников не имеет места при $z > 2\text{--}4$. В дальнейшем она должна быть значительно более слабой, иначе возникли бы противоречия с наблюдаемым числом квазаров с $z > 2$ и с наблюдениями радио-, оптического и ультрафиолетового фона. Можно, но трудно предполагать наличие дискретных объектов при $z \sim 100$, отметим, что в настоящее время известен лишь один объект с $z > 2,5$ — это квазар 4C 0534 с $z = 2,877$.

в) Происхождение мягкого γ -излучения. Клейтон и Силк²¹¹ объясняют избыток фонового излучения в мягкой γ -области как результат β - и последующей γ -активности ядер Ni^{56} и Co^{56} . Предполагается, что Ni^{56} в большом количестве синтезируется при вспышках

сверхновых. Эта модель предсказывает обрыв спектра при $\mathcal{E} = 3,26 \text{ Мэв}$, что не наблюдается ¹⁴³.

Обнаруженное группой Ветте ¹⁴³ мягкое γ -излучение может оказаться наложением на общий степенной спектр фона суммарного излучения дискретных γ -источников ²¹². Для такого предположения имеется ряд оснований. Во-первых, нагрев вследствие индуцированного комптон-эффекта низкочастотного излучения приводит к релятивистским температурам всех электронов вблизи мощных источников инфракрасного (кварзары, ядра галактик) и радиоизлучения ²¹³. Возможно, что нагрев ударными волнами, переменными магнитными полями и т. д. также ведет к релятивистским температурам электронов. Во-вторых, расчет равновесной концентрации позитронов в стационарной оптической тонкой релятивистской плазме показал, что при температуре или в отсутствие максвелловского распределения при средней энергии электронов $\mathcal{E} \gg 20 \text{ Мэв}$ начинается катастрофическое рождение пар ²¹⁴, увеличиваются потери энергии на тормозное и синхротронное излучение при комптон-эффекте низкочастотного излучения и т. д. При этом плотность электронно-позитронных пар определяется лишь скоростью энерговыделения источником энергии, а температура стабилизируется на уровне 20 Мэв .

Этот вывод легко понять. Концентрация позитронов в стационарных условиях определяется равновесием между двумя процессами: рождением пар

$$e^- + p, e^-, e^+ \rightarrow e^- + p, e^-, e^+ + e^- + e^+$$

и аннигиляцией

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma.$$

Сечение первого процесса вдали от порога практически не зависит от энергии, а второго — быстро падает: $\sigma \sim E_e^{-2}$. При $E_e \approx 20 \text{ Мэв}$ сечение первого процесса становится больше сечения второго, количество позитронов становится близким к количеству электронов и становятся важными рождения пар на позитронах и вновь рожденных электронах, т. е. число пар быстро возрастает. Для выводов не существенно предположение о максвелловском распределении электронов по энергиям, важно лишь, что их средняя энергия велика.

Существование релятивистской плазмы внутри и в окрестности кварзаров, ядер галактик и других мощных источников низкочастотного излучения должно превращать их в источники γ -излучения с характерным спектром. В астрофизике обычно рассматриваются степенные спектры жесткого излучения, обязанные своим появлением обратному комптон-эффекту на низкочастотном излучении или синхротронной эмиссии в магнитном поле релятивистских электронов, имеющих степенный спектр и составляющих ничтожную долю всех электронов в объекте. Области, в которых все электроны разогреты до релятивистских температур и имеют максвелловское распределение, излучают тормозные γ -кванты со спектром вида $J_\nu = \text{const} \cdot e^{-h\nu/kT_e}$. Наличие верхнего предела температуры $kT_e = 20 \text{ Мэв}$ стационарной релятивистской плазмы (время ее существования должно превышать время рождения позитронов, а плотность должна быть достаточно велика, чтобы тормозные потери энергии были не меньше комптоновских) накладывает условия и на спектр обсуждаемых γ -источников; он должен экспоненциально обрываться при $\mathcal{E} > 20 \text{ Мэв}$. Аннигиляция позитронов и электронов из-за их больших энергий не может привести к излучению γ -линии с $\mathcal{E} = 0,511 \text{ Мэв}$, а так как энергетически скорость рождения позитронов в 137 раз более слабый процесс, чем тормозное излучение, аннигиляция не влияет на γ -интенсивность в непрерывном спектре.

Кварзары и мощные радиоисточники претерпевают сильную космологическую эволюцию; по-видимому, главный вклад в фон дают источники, излучавшие при красном смещении $z \sim 2$. В этом случае экспоненциальный обрыв приходится на $\mathcal{E} \sim 6 \text{ Мэв}$. Отметим, что полная плотность энергии фонового излучения в области $1 < \mathcal{E} < 6 \text{ Мэв}$ составляет лишь $w_\gamma \approx 3 \cdot 10^{-5} \frac{\text{эв}}{\text{см}^3}$, что на три-четыре порядка меньше плотности энергии фонового излучения в инфракрасном диапазоне. Отсюда видно, что затрата малой части полной мощности источников инфракрасного излучения на разогрев электронов до релятивистских температур вполне может обеспечить наблюдаемые искажения γ -фона.

3. Взаимодействие фонового рентгеновского и γ -излучения с межгалактическим газом

Наблюдаемый спектр фонового рентгеновского и γ -излучения несет информацию не только о свойствах источников, но и о времени их максимальной активности — времени рождения жесткого фонового излучения. Дело в том, что комптоновское рассеяние жесткого излучения на электронах межгалактического (или догалактического) газа с температурой $kT_e \ll h\nu$ сопровождается уменьшением энергии квантов ($\Delta\nu \sim \nu \frac{h\nu}{m_e c^2}$, если $\frac{h\nu}{m_e c^2} \ll 1$) и искажением спектра фонового излучения^{214, 187}. В случае $\frac{h\nu}{m_e c^2} \ll 1$ спектр излучения будет сильно искажен, если оптическая толща по томсоновскому рассеянию превышает $\tau_T \sim \frac{m_e c^2}{h\nu}$, и с учетом расширения Вселенной при $\frac{h\nu_0(1+z_{\max})}{m_e c^2} \ll 1$, если

$$\int_0^{z_{\max}} \frac{h\nu_0(1+z)}{m_e c^2} d\tau_T(z) = \frac{h\nu_0}{m_e c^2} \Omega n_c \sigma_T c H_0^{-1} \int_0^{z_{\max}} \frac{(1+z)^2}{V_{1+\Omega z}} dz \gtrsim 1;$$

здесь z_{\max} соответствует времени максимальной активности источников рентгеновского излучения. Аналитическое решение для искажения рентгеновских спектров фона и дискретных источников, учитывающее релятивистские поправки, дано в²¹⁵.

Обсуждаемый эффект оказывает максимальное влияние вблизи $h\nu \sim m_e c^2$, так как при $\frac{h\nu}{m_e c^2} \gtrsim 1$ комптоновское сечение рассеяния уменьшается по формуле Клейна — Нишины — Тамма. Для квантов с $\mathcal{E} \gtrsim 50 \text{ Мэв}$ основным процессом становится фоторождение пар на электронах и протонах межгалактического газа. Сечение этого процесса слабо зависит от энергии квантов. Для квантов с энергией $\mathcal{E} \sim 10^8 (1+z)^{-2} \text{ Гэв}$ становится существенным рождение электронно-позитронных пар при взаимодействии с реликтовым излучением, которое и приводит к отсутствию сверхэнергичных фоновых γ -квантов^{216, 217}.

На рис. 13 приведены зависимости максимального доступного для наблюдений в рентгеновских и γ -лучах красного смещения от современной

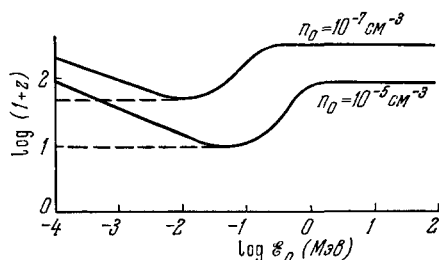


Рис. 13. Максимальное красное смещение, доступное для наблюдений, в зависимости от современной энергии квантов \mathcal{E}_0 .

Сплошная кривая соответствует фоновому излучению, штриховая — дискретным источникам.

энергии квантов. Они рассчитаны для двух экстремальных значений плотности межгалактического газа $\Omega = 1$ и $\Omega = \frac{1}{100}$ и свидетельствуют о том, что наблюдаемое фоновое рентгеновское излучение возникло при $z < 30$. Раннее его происхождение противоречит наблюдаемому степенному спектру. Для $\Omega \sim 1$ можно сделать еще более сильный вывод ^{21a}: наблюдаемый рентгеновский фон возник при $z < 10$. Последнее связано с большой оптической толщей Вселенной при $z \sim 10$ и $\Omega \sim 1$ по комптоновскому рассеянию и с тем, что при $z \sim 10$ кванты с $\mathcal{E}_0 \sim 40$ кэв имели бы $\mathcal{E} \sim m_e c^2$, т. е. для искажения спектра было бы достаточно одного рассеяния.

Только в мягкой $\mathcal{E}_0 < 1$ кэв, рентгеновской и γ -областях ($\mathcal{E}_0 > 1$ Мэв) вклад в фон могли давать большие красные смещения вплоть до $z \sim 60-100$. Следует отметить, что для $\mathcal{E} < 10$ кэв томсоновское рассеяние делает невозможным наблюдение дискретных источников с $z > 10$, не влияя на интенсивность фона, а при $\mathcal{E} > 100$ кэв дискретные источники доступны для наблюдений до $z \sim 60-100$. Последнее связано с уменьшением комптоновского сечения с ростом энергии квантов. Вселенная прозрачна для γ -лучей вплоть до $z \sim 100$, это делает γ -астрономию важным инструментом изучения свойств эволюционирующего мира.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР — Кембриджский университет, Англия.
Институт прикладной математики
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, М, «Наука», 1967.
2. J. Silk, Space Sci. Rev. **11**, 671 (1970).
3. A. J. Turtle, J. F. Pugh, S. Kenderdine, I. I. K. Pauliny-Toth, Mon. Not. RAS **124**, 297 (1962).
4. J. E. Baldwin, Сборник докладов Симпозиума МАС № 31 «Радиоастрономия и Галактика», Nordwick, Academic Press, 1967.
5. Г. Г. Гетманцев, Е. Д. Пятова, Ю. В. Токарев, В. А. Шибачев, Радиофизика **13**, 1480 (1970).
6. P. J. S. Williams, R. A. Collins, J. L. Caswell, D. J. Holden, Mon. Not. RAS **139**, 289 (1968).
7. A. H. Bridle, Mon. Not. RAS **136**, 219 (1967).
8. К. А. Шейн, Радиоастрономия, Парижский симпозиум 1958 г., М., ИЛ, 1961, стр. 322.
9. G. Reber, J. Franklin Institute **285**, 1 (1968).
10. J. K. Alexander, L. W. Brown, T. A. Clark, R. G. Stone, R. R. Weber, Ap. J. **157**, L163 (1969).
11. A. H. Bridle, Nature **219**, 1136 (1968).
12. T. A. Clark, L. W. Brown, J. K. Alexander, Nature **226**, 847 (1970).
13. G. G. Pooley, M. Ryle, Mon. Not. RAS **139**, 515 (1968).
14. G. G. Pooley, Mon. Not. RAS **144**, 101 (1969).
15. M. Ryle, Ann. Rev. Astron. and Aph. **6**, 249 (1968).
16. М. С. Лонгейр, УФН **99**, 229 (1969).
17. M. Schmidt, Ap. J. **162**, 371 (1970).
18. R. A. Sunyaev, Astron. and Aph. **12**, 190 (1971).
19. A. G. Doroshkevich, M. S. Longair, Ya. B. Zeldovich, Mon. Not. RAS **156**, 139 (1970).
20. Г. Б. Шоломицкий, Астрон. ж. **45**, 478 (1968).
21. K. Brecher, P. Morrison, Phys. Rev. Lett. **23**, 802 (1969).
22. P. D. Noerdlinger, Ap. J. **157**, 495 (1969).
23. Р. А. Сюняев, Астрон. ж. **48**, 244 (1971).
24. T. Howell, J. R. Shakeshaft, Nature **216**, 753 (1967).
25. С. А. Пелюшенко, Р. С. Станкевич, Астрон. ж. **46**, 228 (1969).
26. Р. А. Сюняев, ДАН СССР **179**, 45 (1968).
27. Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, Aph. Sp. Sci. **4**, 302 (1969).
28. A. A. Penzias, R. W. Wilson, Ap. J. **142**, 419 (1965).

29. А. Г. Дорошкевич, И. Д. Новиков, ДАН СССР **154**, 809 (1964).
30. P. E. Bounton, R. A. Stokes, D. T. Wilkinson, Phys. Rev. Lett. **21**, 462 (1968).
31. А. Г. Кнсяков, В. И. Чернышев, Ю. В. Лебский, В. А. Мальцев, Н. В. Седов, Астрон. ж. **48**, 39 (1971).
32. P. Thaddeus, J. E. Clauser, Phys. Rev. Lett. **16**, 819 (1966).
33. G. B. Field, J. E. Hitchcock, Phys. Rev. Lett. **16**, 817 (1966).
34. И. С. Шкловский, Астрон. цирку. № 364 (1966).
35. V. J. Bortolot, J. F. Clauser, P. Thaddeus, Phys. Rev. Lett. **22**, 307 (1969).
36. P. Palmer, B. Zuckerman, D. Buhl, L. E. Snyder, Ap. J. **156**, L147 (1969).
37. K. Shivanandan, J. R. Houck, M. O. Harwit, Phys. Rev. Lett. **21**, 1460 (1968).
38. J. R. Houck, M. O. Harwit, Ap. J. **157**, L45 (1969).
39. D. P. McNutt, P. D. Feldman, Science **167**, 1277 (1970).
40. J. R. Harwit, M. O. Houck, Science **164**, 1271 (1969).
41. D. Muehlner, R. Weiss, Phys. Rev. Lett. **24**, 742 (1970).
42. А. Е. Саломонович, УФН **99**, 427 (1969).
43. А. Г. Кнсяков, УФН **101**, 607 (1970).
44. V. Petrosian, J. N. Bahcall, E. E. Salpeter, Ap. J. **155**, L57 (1969).
45. R. V. Wagoner, Nature **224**, 481 (1969).
46. Я. Б. Зельдович, УФН **89**, 647 (1966).
47. R. A. Sunyaev, Ya. B. Zeldovich, Ap. Sp. Sci. **7**, 20 (1970).
48. R. A. Sunyaev, Ya. B. Zeldovich, Comments Ap. Sp. Ph. **2**, 66 (1970).
49. D. T. Wilkinson, R. B. Partridge, Nature **215**, 719 (1967).
50. E. K. Conclin, R. N. Bracewell, Nature **216**, 777 (1967).
51. Ю. Н. Парийский, Т. Б. Пятунина, Астрон. ж. **47**, 1337 (1970).
52. A. M. Wolfe, G. R. Burbidge, Ap. J. **156**, 345 (1969).
53. Ю. Н. Парийский, Астрон. ж. **45**, 279 (1968).
54. C. Hazard, E. E. Salpeter, Ap. J. **157**, L87 (1969).
55. S. A. Penzias, J. Schraml, R. W. Wilson, Ap. J. **157**, L49 (1969).
56. M. S. Longair, R. A. Sunyaev, Nature **223**, 719 (1969).
57. J. M. Stewart, D. W. Sciama, Nature **216**, 748 (1967).
58. R. N. Bracewell, E. K. Conclin, Nature **219**, 1343 (1968).
59. E. C. Conclin, Nature **222**, 971 (1969).
60. Я. Б. Зельдович, В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, ЖЭТФ **55**, 278 (1968).
61. P. J. E. Peebles, Ap. J. **153**, 1 (1968).
62. J. Silk, Nature ~~216~~ ²¹³ 453 (1968).
63. R. A. Sunyaev, Ya. B. Zeldovich, Aph. Sp. Sci. **7**, 3 (1970).
64. R. K. Sachs, A. M. Wolfe, Ap. J. **147**, 73 (1967).
65. G. Dacourt, Mon. Not. RAS **144**, 255 (1969).
66. K. S. Stankevich, Australian J. Phys. (1971) (в печати).
67. P. A. Feldman, M. J. Rees, M. W. Werner, Nature **224**, 752 (1969).
68. G. Burbidge, W. A. Stein, Ap. J. **160**, 573 (1970).
69. E. E. Becklin, G. Neugebauer, Ap. J. **151**, 145 (1968).
70. W. F. Hoffmann, C. L. Frederick, Ap. J. **155**, L9 (1969).
71. H. H. Aumann, F. J. Low, Ap. J. **159**, L159 (1970).
72. D. E. Kleinmann, F. J. Low, Ap. J. **159**, L165 (1970).
73. M. J. Rees, J. Silk, M. W. Werner, N. C. Wickramasinge, Nature **223**, 788 (1969).
74. A. G. Pacholzyk, Ap. J. **161**, L207 (1970).
75. F. J. Low, Ap. J. **159**, L173 (1970).
76. Г. С. Бисноватый-Коган, Р. А. Сюняев, Астрон. ж. **48** (4) (1971); Ap. Lett. **7**, 237 (1971).
77. И. С. Шкловский, Астрон. ж. **47**, 742 (1970).
78. L. M. Ozernoi, V. Sazonov, Ap. Lett. (1971) (в печати).
79. S. Colgate, Ap. J. **150**, 163 (1967).
80. F. J. Low, W. H. Tucker, Phys. Rev. Lett. **21**, 1538 (1968).
81. R. B. Partridge, P. J. E. Peebles, Ap. J. **148**, 377 (1967).
82. P. J. E. Peebles, Comments Ap. Sp. Ph. **3**, 20 (1971).
83. M. Harwit, D. P. McNutt, K. Shivanandan, B. J. Zajas, Astron. J. **71**, 1026 (1966).
84. Р. Вагонер, Доклад на Техасском симпозиуме по релятивистской астрофизике, 1970.
85. D. P. McNutt, P. D. Feldman, J. Geophys. Res. **74**, 4791 (1970).
86. F. E. Roach, L. L. Smith, Geophys. J. **15**, 227 (1968).
87. C. F. Lillie, Bull. Amer. Astron. Soc. **1**, 132 (1969).
88. G. C. Sudbury, M. F. Ingham, Nature **226**, 526 (1970).

89. S. Hayakawa, K. Yamashita, S. Yoshioka, *Ap. Sp. Sci.* **5**, 493 (1969).
90. В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, *Письма ЖЭТФ* **5**, 299 (1967).
91. В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, *Косм. исследования* **5**, 573 (1967).
92. В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, *Симпозиум МАС № 36 «Ультрафиолетовые звездные спектры»*, Reidel, Dordrecht, 1970.
93. J. R. Houck, M. O. Harwit, *Science* **167**, 1277 (1970).
94. F. Zwicky, *Ap. J.* **140**, 1626 (1964).
95. P. J. Peebles, R. B. Partridge, *Ap. J.* **148**, 713 (1967).
96. M. Schmidt, *Ap. J.* **161**, 393 (1968).
97. В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, *Астрон. ж.* **44**, 1157 (1967).
98. В. Л. Беляев, В. Г. Курт, А. С. Мелиоранский, А. С. Смирнов, Л. С. Сорокина, В. М. Тийт, *Косм. исследования* **8**, 740 (1970).
99. Ch. Barth, *Симпозиум МАС № 36 «Ультрафиолетовые звездные спектры»*, Reidel, Dordrecht, 1970.
100. Н. А. Димов, А. Б. Северный, А. Эверева, *Симпозиум МАС № 36 «Ультрафиолетовые звездные спектры»*, Reidel, Dordrecht, 1970.
101. А. С. Смирнов, *Косм. исследования* **8**, 740 (1970).
102. A. D. Code, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **81**, 475 (1969).
103. R. C. Bless, *Симпозиум МАС № 36 «Ультрафиолетовые звездные спектры»*, Reidel, Dordrecht, 1970.
104. J. E. Gunn, B. A. Peterson, *Ap. J.* **142**, 1633 (1965).
105. Дж. Бербидж, М. Бербидж, *Квazarы*, М., «Мир», 1969.
106. J. Arons, R. McCray, *Ap. Lett.* **5**, 123 (1970).
107. V. Petrosian, *Ap. Lett.* **6**, 71 (1970).
108. В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, *Письма ЖЭТФ* **7**, 215 (1968).
109. R. A. Sunyaev, *Ap. Lett.* **3**, 33 (1969).
110. Р. А. Сюняев, *Астрон. ж.* **46**, 929 (1969).
111. Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, *ЖЭТФ* **56**, 2078 (1969).
112. E. Argyle, *Ap. J.* **141**, 750 (1965).
113. Т. Лозинская, Н. С. Кардашев, *Астрон. ж.* **40**, 209 (1963).
114. F. J. Kerr, *Ann. Rev. Astron. Aph.* **7**, 39 (1969).
115. S. B. Pikelner, *Ann. Rev. Astron. Aph.* **6**, 165 (1968).
116. M. Roberts, *Ap. J.* **151**, 117 (1968).
117. J. V. Hindman, F. J. Kerr, R. X. McGee, *Australian J. Phys.* **16**, 570 (1963).
118. J. E. Felten, J. Bergeron, *Ap. Lett.* **4**, 155 (1969).
119. J. Silk, M. Werner, *Ap. J.* **158**, 185 (1969).
120. С. Б. Пикельнер, *Астрон. ж.* **44**, 1915 (1967).
121. G. B. Field, *Симпозиум МАС № 39 «Межзвездная газодинамика»*, Reidel, Dordrecht, 1970.
122. R. D. Davies, S. T. Gottesman, *Mon. Not. RAS* **149**, 237 (1970).
123. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, *Происхождение космических лучей*, М., Изд-во АН СССР, 1963.
124. A. J. Baxter, B. G. Wilson, D. W. Green, *Canad. J. Phys.* **47**, 2651 (1969).
125. J. A. M. Bleeker, A. J. M. Deerenburg, *Ap. J.* **159**, 215 (1970).
126. E. A. Boldt, U. D. Desai, S. S. Holt, *Ap. J.* **156**, 427 (1969).
127. E. A. Boldt, U. D. Desai, S. S. Holt, P. Serlemitsos, *Nature* **224**, 677 (1969).
128. C. S. Bowyer, G. B. Field, J. Mack, *Nature* **217**, 32 (1968).
129. A. N. Bunner, P. C. Coleman, W. L. Kraushaar, D. McCammon, T. M. Palmeri, A. Shilepsky, T. M. Ulmer, *Nature* **223**, 1222 (1969).
130. E. L. Shupp, D. J. Forrest, A. A. Sarkady, P. J. Lavakare, *Preprint*, 1970.
131. G. W. Clark, G. P. Garmire, W. L. Kraushaar, *Ap. J.* **153**, L203 (1968).
132. G. P. Garmire, *Bull. Am. Phys. Soc.* **15**, 564 (1970).
133. G. Ducros, R. Ducros, R. Rocchia, A. Tarrius, *Preprint*, 1969.
134. P. Gorenstein, E. M. Kellogg, H. Gursky, *Ap. J.* **156**, 315 (1969).
135. S. Hayakawa, T. Kato, F. Makino, H. Ogawa, Y. Tanaka, K. Yamashita, M. Matsuoka, M. Oda, Y. Ogawara, S. Miyamoto, *Симпозиум МАС № 37 «Несолнечная рентгеновская и γ-астрономия»*, Reidel, Dordrecht, 1970, p. 121.
136. R. C. Henry, G. Fritz, J. F. Meekins, H. Friedman, E. T. Byram, *Ap. J.* **153**, L11 (1968).
137. D. A. Schwartz, H. S. Hudson, L. E. Peterson, *Ap. J.* **162**, 431 (1970).
138. A. E. Metzger, E. C. Anderson, M. A. Van Dilla, J. R. Arnold, *Nature* **204**, 766 (1964).

139. R. Rocchia, R. Rothenflug, D. Boclet, G. Ducros, J. Labeyrie, Space Research, v. 7, North-Holland, Amsterdam, 1966, p. 1328.
140. R. Rothenflug, R. Rocchia, D. Boclet, P. Durouchoux, Space Research, v. 8, North-Holland, Amsterdam, 1968, p. 423.
141. A. Toor, F. D. Seward, L. R. Cathey, W. E. Kunkel, Ap. J. **160**, 209 (1970).
142. P. Vanden Bout, D. Yentis, Bull. Am. Phys. Soc. **15**, 614 (1970).
143. J. Vette, J. L. Matteson, D. Gruber, L. E. Peterson, Ap. J. **160**, L61 (1970).
144. Л. С. Братолубова - Цулукидзе, Н. Л. Григоров, Л. Ф. Калинин, А. С. Мелиоранский, Е. А. Пряхин, И. А. Савенко, В. Н. Юфаркин, Доклад на XIII Ассамблее КОСПАР, Ленинград, 1970.
145. С. Л. Мандельштам, И. П. Тиндо, Письма ЖЭТФ **6**, 796 (1967).
146. Л. А. Вайнштейн, В. Г. Курт, С. Л. Мандельштам, А. Л. Пресняков, С. И. Сыроватский, В. А. Сюняев, И. П. Тиндо, Косм. исследования **6**, 242 (1968).
147. J. I. Trombka, Nature **226**, 887 (1970).
148. R. C. Henry, G. Fritz, J. E. Meekins, T. Chubb, H. Friedman, Ap. J. **163**, L73 (1971).
149. О. Ф. Прилуцкий, И. Л. Розенталь, И. Б. Шукалов, Астрон. ж. **47**, 832 (1970).
150. C. S. Bowyer, G. B. Field, Nature **223**, 573 (1969).
151. I. S. Shklovsky, E. K. Scheffer, Nature **231**, 173 (1971).
152. S. Shulman, G. Fritz, J. Meekins, T. A. Chubb, H. Friedman, R. C. Henry, Ap. J. **166**, L9 (1971).
- 152a. E. A. Boldt, U. D. Desai, S. S. Holt, P. J. Serlemitsos, Ap. J. **167**, L1 (1971).
153. M. Lampton, D. W. Green, G. S. Bowyer, Nature **230**, 448 (1971).
154. J. Silk, G. Steigman, Phys. Rev. Lett. **23**, 597 (1969).
155. H. Mark, R. E. Price, R. Rodrigues, F. D. Seward, C. D. Swift, Ap. J. **155**, L143 (1969).
156. C. S. Bowyer, M. Lampton, J. Mack, F. de Mendonca, Ap. J. **161**, L2 (1970).
157. H. Friedman, Доклад на XIII Ассамблее КОСПАР, Ленинград, 1970.
158. H. Friedman, E. T. Byram, Science **158**, 257 (1967).
159. H. Bradt, W. Hayer, S. Narayan, S. Rappoport, G. Spaga, Ap. J. **150**, L192 (1967).
160. G. Fritz, A. Davidsen, J. Meekins, H. Friedman, Ap. J. **164**, L81 (1971).
161. H. Gursky, E. Kellogg, C. Leong, H. Tananbaum, R. Giacconi, Ap. J. **165**, L43 (1971); E. Kellogg, H. Gursky, C. Leong, E. Schreier, H. Tananbaum, R. Giacconi, Ap. J. **165**, L49 (1971).
162. E. T. Byram, T. A. Chubb, H. Friedman, Nature **229**, 544 (1971).
163. R. Giacconi, P. Gorenstein, H. Gursky, J. R. Waters, Ap. J. **148**, L119 (1967).
164. М. М. Анисимов, Н. Л. Григоров, Н. В. Илларионова, Л. Ф. Калинин, А. С. Мелиоранский, И. А. Савенко, Р. М. Тульский, Proc. 11th Int. Conf. on Cosmic Rays, Budapest, 1969, v. 1, p. 309.
165. D. A. Schwartz, Ap. J. **162**, 439 (1970).
166. H. Friedman, E. T. Byram, T. A. Chubb, Science **158**, 257 (1967).
167. I. S. Shklovsky, Ap. Lett. **3**, 1 (1969).
168. В. Л. Гинзбург, Л. М. Озерной, Астрон. ж. **42**, 943 (1965).
169. R. Weymann, Ap. J. **147**, 887 (1967).
170. J. E. Bergeron, Astron. Aph. **4**, 335 (1970).
171. А. Г. Дорошкевич, Р. А. Сюняев, Астрон. ж. (1971) (в печати).
172. Л. А. Вайнштейн, Р. А. Сюняев, Косм. исследования **6**, 635 (1968).
173. G. B. Field, R. C. Henry, Ap. J. **140**, 1002 (1964).
174. M. J. Rees, D. W. Sciama, G. Setti, Nature **217**, 326 (1968).
175. J. Silk, R. McCray, Ap. Lett. **3**, 59 (1969).
176. S. Hayakawa, Prog. Theor. Phys. **41**, 1592 (1969).
177. R. Brown, Ap. J. **159**, L187 (1970).
178. G. Setti, M. Rees, Симпозиум МАС № 37 «Несолнечная рентгеновая и γ -астрономия», Reidel, Dordrecht, 1970.
179. О. Ф. Прилуцкий, И. Л. Розенталь, Астрон. ж. **48**, 489 (1971).
180. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, УФН **84**, 201 (1964).
181. J. E. Felten, P. Morrison, Ap. J. **146**, 686 (1966).
182. Н. С. Кардашев, Астрон. ж. **39**, 393 (1962).
183. M. S. Longair, Mont. Not. RAS **150**, 155 (1970).
184. В. Л. Гинзбург, High Energy Astrophysics, v. 11 (DeWitt, Schatzman, Veron. Eds), 1969, p. 291.

185. В. Л. Гинзбург, *Ap. Sp. Sci.* **1**, 125 (1968).
186. R. Bergamini, P. Londrillo, G. Setti, *Nuovo Cimento* **52B**, 495 (1967).
187. M. Rees, *Ap. Lett.* **4**, 113 (1969).
188. М. С. Лонгейр, Р. А. Сюняев, а) *Письма ЖЭТФ* **10**, 56 (1969); б) *Ap. Lett.* **4**, 65 (1969); A. S. Webster, M. S. Longair, *Mon. Not. RAS* **151**, 261 (1971).
189. K. Brecher, P. Morrison, *Ap. J.* **150**, L61 (1967).
190. I. L. Rosental, I. Shukalov, *Canad. J. Phys.* **46**, 5620 (1968).
191. J. E. Felten, M. Rees, *Nature* **221**, 924 (1969).
192. Ю. Н. Гнедин, А. З. Долгинов, *Письма ЖЭТФ* **12**, 383 (1970).
193. P. W. Horton, R. G. Conway, E. J. Daintree, *Mon. Not. RAS* **143**, 245 (1969).
194. K. R. Lang, Y. Terzian, *Ap. Lett.* **3**, 29 (1969).
195. И. Л. Розенталь, И. Б. Шукалов, *Письма ЖЭТФ* **9**, 312 (1969).
196. В. Н. Курильчик, *Астрон. ж.* **47**, 787 (1970).
197. M. S. Longair, R. A. Sunyaev, *Ap. Lett.* **4**, 195 (1969).
198. И. С. Шкловский, *Астрон. ж.* **42**, 893 (1965).
199. C. W. Allen, *Astrophys. Quantities*, Athlone, Press, London, 1963.
200. A. M. Wolfe, *Ap. J.* **159**, 161 (1970).
201. G. P. Garmire, W. L. Kraushaar, *Space. Sci. Rev.* **4**, 123 (1965).
202. G. G. Fazio, *Ann. Rev. Astron. Aph.* **5**, 481 (1967).
203. C. E. Fichtel, D. A. Kniffen, H. B. Ogelman, *Ap. J.* **158**, 193 (1969).
204. D. A. Kniffen, C. E. Fichtel, *Ap. J.* **161**, L157 (1970).
205. T. P. Stecker, F. W. Stecker, *Nature* **226**, 1234 (1970).
206. Б. П. Константинов, С. В. Голенецкий, Е. П. Мазец, В. Н. Ильинский, Р. А. Аптекарь, М. М. Бредов, Ю. А. Гурьян, В. Н. Панов, *Косм. исследования* **6**, 927 (1970); С. В. Голенецкий, Е. П. Мазец, В. Н. Ильинский, Р. Л. Аптекарь, М. М. Бредов, Ю. А. Гурьян, В. Н. Панов, *Препринт ФТИ № 350*, 1971.
207. G. M. Frye, J. A. Staib, A. P. Zuch, V. D. Horner, W. R. Rawlinson, J. A. Thomas, *Nature* **223**, 1320 (1969).
208. R. J. Gould, G. R. Burbidge, *Ann. d'Ap.* **26**, 171 (1965).
209. И. Л. Розенталь, О. Ф. Прилуцкий, *Астрон. ж.* **46**, 481 (1969).
210. F. W. Stecker, *Nature* **224**, 870 (1969).
211. D. Clayton, J. Silk, *Ap. J.* **156**, L43 (1969).
212. Р. А. Сюняев, *Письма ЖЭТФ* **12**, 381 (1970).
213. Е. В. Левич, Р. А. Сюняев, *Радиофизика* **13**, 1874 (1970); *Ap. Lett.* **7**, 69 (1970).
214. J. Arons, R. McCray, *Ap. J.* **156**, L91 (1969).
- 214a. J. Arons, *Ap. J.* **164**, 457, 1971.
215. А. Ф. Илларионов, Р. А. Сюняев, *Препринт ИИМ*, 1971; *Астрон. ж.* (в печати).
216. G. Fazio, F. Stecker, *Nature* **226**, 135 (1970).
217. В. С. Березинский, *Ядерная физика* **11**, 399 (1970).
218. Л. С. Братолобова — Цулукдзе, Л. Ф. Калинин, А. С. Мелиоранский, О. Ф. Прилуцкий, Е. А. Прякин, И. А. Савенко, В. Я. Юфаркин, *Письма ЖЭТФ* **13**, 566, 1971.