

К

52
Л87

★
МИФИ

*Б. И. Лучков,
А. Ф. Июдин*

**ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ
И КОСМОЛОГИЯ**

МОСКВА 1982

52
184

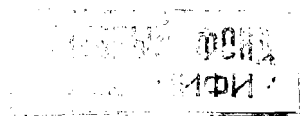
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Б. И. Лучков, А. Ф. Июдин

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ
И КОСМОЛОГИЯ

*Утверждено
редсоветом института
в качестве учебного пособия*



Москва 1982

523(076): 539.1

u

УДК 523'539.1

Л у ч к о в Б. И., И ю д и н А. Ф. Ядерные реакции и космология.
— М.: Изд. МИФИ, 1982. — 92 с.

В учебном пособии рассматриваются различные космологические модели Вселенной. Результаты наблюдений сравниваются с предсказаниями моделей эволюции Вселенной и делаются выводы о применимости открытой, пульсирующей и закрытой моделей Вселенной.

Рассматривается роль ядерных реакций в проверке космологических гипотез. При этом подчеркиваются нерешенные проблемы ядерной астрофизики и космологии.

Учебное пособие представляет собой часть курса лекций "Ядерная астрофизика" и рассчитано на студентов физических факультетов, аспирантов и инженеров, интересующихся проблемами ядерной астрофизики, космологии.

Рецензенты:

к.ф.-м.н. Прилуцкий О.Ф., к.ф.-м.н. Шмелева А.П.

© Московский инженерно-физический институт, 1982 г.

ГЛАВА I

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВСЕЛЕННОЙ

Космология — это часть современной астрофизики, занимающаяся исследованием мира, как целого. Для обозначения мира наиболее часто используют термин "Вселенная", иногда с добавлением (оговоркой) — "видимая Вселенная", подчеркивая этим тот факт, что за пределами нашей "видимости" может находиться еще очень большая часть Вселенной или даже другие вселенные. Часто также применяется термин Метагалактика, которая представляет собой полный ансамбль видимых галактик, что полностью эквивалентно понятию видимая Вселенная.

Итак, космология исследует Вселенную в ее наиболее крупном масштабе. Другие же разделы астрофизики рассматривают отдельные ее составляющие: звезды, межзвездную среду, галактики и т.д. Ясно, что такой глобальный подход ко Вселенной требует новых методов исследования и, более того, поиска иных закономерностей, чем те, которые уже открыты, например, в солнечной системе или в нашей Галактике. Так, зная, как устроен отдельный кирпич, нельзя ничего сказать о доме, построенном из этих кирпичей. Зная строение звезд, нельзя вывести общие закономерности развития Вселенной.

Космология является фундаментальной наукой, открывающей принципиально новые законы природы. По сути дела таких фундаментальных наук в естествознании сейчас только две: физика элементарных частиц и космология. Именно здесь наука стоит, в полном смысле слова, перед неизвестным, тогда как другие разделы физики и астрофизики развиваются за счет применения уже известных законов и явлений (той же атомной или ядерной физики) в новых конкретных условиях (например, физика твердого тела, квантовая радиофизика, рентгеновская или гамма-астрономия). Интересно отметить, что эти две фундаментальные науки, которые исследуют, казалось бы, совершенно несопоставимые явления, протекающие в разных пространственно-временных измерениях (микромир и мегамир), начинают все больше и больше зависеть друг от друга и сближаться. Можно

даже сказать, что сейчас происходит их синтез. Оказывается, без знания физики элементарных частиц (физики высоких энергий) нельзя продвинуться дальше в космологии (речь идет, в первую очередь, о "продвижении" к малым временам в нестационарной космологии). В равной мере без знания современной космологии нельзя понять природы элементарных частиц и их взаимодействий. Вполне возможно, что фундаментальность и является тем базисом, на основе которого эти науки сольются в одно общее естественнонаучное направление.

В своем современном виде космология представляет комплекс идей и представлений, почерпнутых из физики, математики, философии и других наук, которые используются для построения моделей, описывающих строение и эволюцию Вселенной.

Современные космологические модели Вселенной должны рассматриваться с позиций общей теории относительности (ОТО), которая представляет в настоящее время наиболее развитую и наиболее согласующуюся с экспериментом современную теорию гравитации. Однако такой анализ не всегда доступен из-за трудностей математического аппарата ОТО. Много проще было бы рассмотреть модели Вселенной, оставаясь в рамках нерелятивистской ньютоновской теории гравитации. Как было показано Милном и Мак-Кри в 1934 г. такой подход, не являясь строго научным, все же приводит к качественно правильным результатам. Именно с этой точки зрения будем разбирать космологические модели и мы, обращаясь лишь иногда, где это необходимо, к строгим количественным выводам ОТО.

Хотя основную роль в космологии играют силы гравитации, большое значение имеют и ядерные взаимодействия. В настоящем курсе космологические модели рассматриваются с позиций ядерной физики, в связи с чем главное внимание уделяется не выводу космологических моделей из уравнений ОТО, а анализу взаимодействий частиц и ядер на разных этапах развития Вселенной. В ранней Вселенной роль ядерных взаимодействий, в частности термоядерных реакций, очень велика — они определяют состав и эволюцию вещества Вселенной. Эта сторона вопроса была нами изложена в книге "Ядерная астрофизика" (М.: Изд. МИФИ, 1980), в главе УШ "Синтез гелия в Горячей Вселенной", к которой читатель может обратиться при рассмотрении модели Горячей Вселенной.

1. СТАЦИОНАРНЫЕ МОДЕЛИ

Хотя ранние модели Вселенной, к которым относятся стационарные модели, уже опровергнуты данными наблюдений и сошли со сцены, их рассмотрение представляет интерес. Являясь более простыми и естественными с точки зрения "здорового смысла", они позволяют наиболее просто подойти к другим, сложным (иногда даже "безумным") космологическим моделям. Пункты, по которым такие естественные модели оказались несостоятельными, также очень важны для понимания путей развития космологии.

Стационарная однородная евклидова модель (СОЕ-модель)

СОЕ-модель была предложена Ньютоном. Она представляла по сути дела первую космологическую модель Вселенной, так как космология до Ньютона занималась, в лучшем случае, лишь строением солнечной системы. В СОЕ-модели Вселенная бесконечна во времени и в пространстве, описывается "плоской" геометрией Евклида и равномерно заполнена звездами. Позднее стало ясно, что звезды группируются в галактики и что структурными единицами Вселенной являются не звезды, а галактики или даже скопления галактик. Однородность Вселенной в таком случае означает, что она равномерно, с одинаковой плотностью во всех своих частях, заполнена галактиками (скоплениями галактик). Согласно СОЕ-модели Вселенная не только стационарна — она еще и статична, т.е. со временем не меняется не только плотность галактик, но и их средние положения.

Основанием для СОЕ-модели послужила идея о том, что каждая частица-галактика испытывает гравитационное притяжение со стороны всех других частиц-галактик, причем в силу бесконечности и однородности Вселенной результирующая сила равна нулю. Каждая частица квазисвободна и всю Вселенную можно рассматривать как газ невзаимодействующих частиц. Эта идея, сомнения в которой стали проявляться довольно скоро, не была, однако, строго опровергнута вплоть до нашего столетия, так что СОЕ-модель господствовала в космологии более двух столетий.

Несостоятельность СОЕ-модели проявилась в ряде парадоксов, т.е. умозрительных логических противоречий, к которым она приводит и которые наглядно ее опровергают.

Фотометрический парадокс (Ольберс, 1826 г.) возник при попытке ответить на вопрос: почему ночное небо темное? Свечение ночного неба представляет собой совокупное излучение всех источников во Вселенной, не затененное ближайшим источником — Солнцем, и в бесконечной Вселенной должно быть очень ярким. Это можно показать с помощью простого расчета. Свет к наблюдателю приходит от бесконечного числа источников, окружающих его равномерно со всех сторон (рис. 1). Разобьем все пространство на сферические слои толщиной Δr . Величину Δr выберем такой, чтобы расстояние до всех источников в каждом слое $r_i + \Delta r_i$ можно было с достаточной точностью считать равным r_i . Тогда световой поток, приходящий к наблюдателю в телесном угле $d\omega$, можно записать в виде:

$$F = \frac{d\omega}{4\pi} \sum_{i=1}^{\infty} F_i N_i, \quad (1)$$

где $F_i = \frac{L}{4\pi r_i^2}$ — поток от каждого источника со светимостью L .

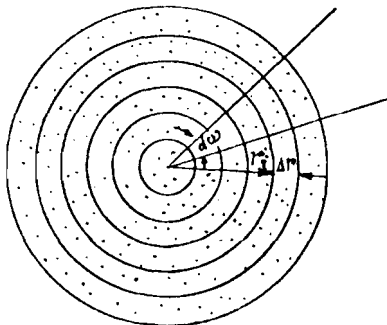


Рис. 1. К выводу парадокса Ольберса в СОЕ-модели

Для упрощения расчета будем считать, что все источники обладают одинаковой светимостью. Введение распределения источников по светимости, наблюдаемого для галактик на самом деле, только сделает изложение более громоздким, но не изменит окончательного результата. Число источников в слое r_i , $r_i + \Delta r$ при их средней плотности n составит $N_i = 4\pi r_i^2 \Delta r n$. В то время как поток F_i убывает с ростом r_i как $1/r_i^2$, число источников N_i возрастает как r_i^2 , так что произведение $F_i N_i$ постоянно по всем слоям и каждый слой дает одинаковый вклад в суммарный поток: $F =$

$= \frac{d\omega}{4\pi} L n \sum_{i=1}^{\infty} \Delta r$. Так как число слоев бесконечно, поток F тоже, каза-

лось бы, должен быть бесконечным. Более подробный анализ показывает, однако, что F будет конечной, хотя и достаточно большой величиной. Конечность F объясняется тем, что ближайший к наблюдателю источник непрозрачен для излучения всех других источников, расположенных на том же луче зрения за ним и, таким образом, более далекие источники будут заэкранированы. В результате экранировки поток F и оказывается конечной величиной.

Полученный результат можно еще сформулировать так: в СОЕ-модели на каждом луче зрения наблюдатель обязательно увидит источник, так что весь телесный угол зрения будет плотно забит источниками (рис. 2,а), поверхностная яркость которых

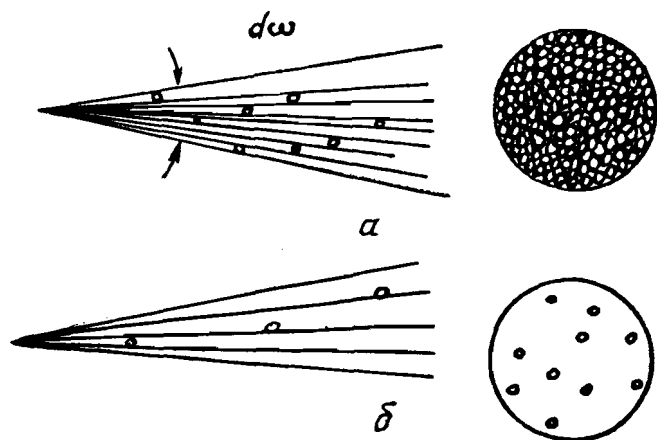


Рис. 2. Расположение источников в поле зрения наблюдателя в СОЕ-модели (а) и в реальном наблюдении (б)

соответствует температуре $T = 10^3 - 10^5$ К (поверхностная температура звезд и галактик). Следовательно, такую же поверхностную температуру должно иметь и ночное небо в СОЕ-модели, чего на самом деле не наблюдается. Реальное распределение источников в фокальной плоскости телескопов скорее похоже на рис. 2,б, где источники покрывают только малую часть поля зрения, оставляя большие пустоты, что в конечном итоге и приводит к малому потоку от ночного неба. Фотометрический парадокс

ставит под сомнение СОВ-модель. В то же время он является пробным камнем для любой другой космологической модели.

Гравитационный парадокс (Зеелигер, 1895 г.). Рассмотрим большое облако радиуса r_0 , равномерно заполненное "частицами" (рис. 3). На сфере радиуса r_0 поместим пробную "частицу" массы m . Найдем гравитационный потенциал, действующий на пробную "частицу". Существует теорема, согласно которой потенциал от "частиц", расположенный за сферой r_0 , равен нулю — в силу симметрии и бесконечности Вселенной. Конечное значение потенциала создается только "частицами", находящимися внутри сферы. В ньютоновской теории его находят в результате решения уравнения Пуассона:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = 4\pi \rho G, \quad (2)$$

где ρ — средняя плотность "частиц", $G = 6,7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/(\text{г}\cdot\text{с})$ — гравитационная постоянная (наиболее точное экспериментальное значение составляет $G_{\text{экс}} = (6,6745 \pm 0,0008) \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/(\text{г}\cdot\text{с})$). Решив уравнение (2), находим:

$$\varphi = -\frac{G\mu}{r_0}, \quad (3)$$

где $\mu = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho$ — масса газа "частиц", заключенного внутри сферы радиуса r_0 . В соответствии с выражением (3) на пробную "частицу" действует притягивающий потенциал (знак минус), который вызовет силу $\vec{F} = -m \nabla \varphi$.

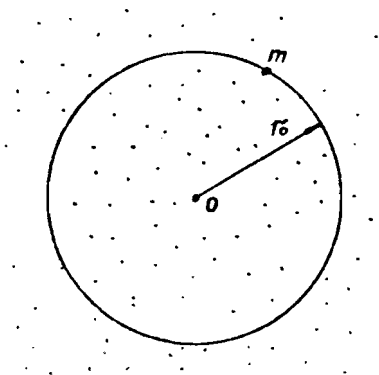


Рис. 3. Газ частиц-галактик в СОВ-модели

В бесконечной Вселенной выбор начала координат 0, очевидно, произволен. В зависимости же от расположения пробной "частицы" относительно 0 гравитационный потенциал и сила, действующая на частицу, будут различны: $\varphi = 0$, когда начало координат совмещено с "частицей"; $\varphi = -\frac{G\mu}{r_0}$, т.е. некоторая отличная от нуля конечная величина (если π находится на радиусе r_0); $\varphi = -\infty$ при $r_0 \rightarrow \infty$. Получается парадокс: гравитационный потенциал, действующий в СОВ-модели на пробную "частицу", может принимать значение от нуля до $-\infty$ в зависимости от выбора системы координат. Неопределенной будет в таком случае и гравитационная сила. Чтобы разрешить парадокс, надо предположить, что либо Вселенная не бесконечна, либо к ней неприменима ньютоновская теория тяготения. Зеелигер попытался найти выход из гравитационного парадокса в рамках СОВ-модели. Он предложил заменить ньютоновский потенциал так, чтобы на больших (космологических) расстояниях он не становился бесконечным. Этого можно добиться, добавив в уравнение (2) дополнительный член (ответственный за гравитационное отталкивание) и записав его в виде:

$$\nabla^2 \varphi' - \lambda \varphi' = 4\pi G \rho. \quad (4)$$

Теперь решением будет потенциал

$$\varphi' = -\frac{G\mu}{r} e^{-\sqrt{\lambda} r}, \quad (5)$$

который при достаточно малом значении параметра λ будет практически совпадать с прежним потенциалом φ на расстоянии $r \ll \frac{1}{\sqrt{\lambda}}$ (например, в пределах солнечной системы или Галактики, где с высокой степенью точности справедлива ньютоновская теория тяготения). Отличие проявится только на больших расстояниях $r \gg \frac{1}{\sqrt{\lambda}}$, где φ' вместо неограниченного роста будет стремиться к конечному пределу $\varphi'_{\text{прег}} = -\frac{4\pi G \rho}{\lambda}$ при $r \rightarrow \infty$. Последнее следует из уравнения (4), если в нем положить $\nabla^2 \varphi' = 0$.

Однако решение Зеелигера, устраняя бесконечный гравитационный потенциал в СОВ-модели, не разрешает полностью гравитационного парадокса.

Термодинамический парадокс. Если Вселенная бесконечна во времени, все процессы в ней должны были бы придти к состоянию термодинамического равновесия и все вещество должно находиться при одинаковой температуре ("тепловая смерть"). Активность звезд и галактик ясно показывает, что ничего похожего на тепловую смерть в реальной Вселенной не наблюдается.

Стационарная однородная неевклидова модель (СОНЕ-модель)

СОНЕ-модель была предложена Эйнштейном в 1917 г. сразу после создания ОТО. Вселенная стационарна и однородна, но ее геометрия неевклидова: мир замкнут, ограничен в пространстве и обладает положительной кривизной ("сферический мир" Эйнштейна). За счет пространственной ограниченности Вселенной удается устранить недостатки СОЕ-модели и сохранить бесконечность Вселенной во времени — ее стационарность и статичность, отказаться от которых космология долго не могла; даже Эйнштейн считал, что "небеса делятся от вечности к вечности".

Вместо уравнения Пуассона (2) в ОТО рассматривается система уравнений, связывающая метрический тензор g_{ik} , характеризующий геометрию пространства (пространственно-временной интервал ds выражается через координаты $ds^2 = \sum_{i,k} g_{ik} dx_i dx_k$),

с тензором энергии-импульса T_{ik} — источником гравитации:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}, \quad (6)$$

где R_{ik} , R — некоторые функции от $\partial g_{ik} / \partial x_k$, $\partial^2 g_{ik} / \partial x_i \partial x_k$.

В случае слабого гравитационного поля (потенциал φ много меньше c^2) компоненты тензора g_{ik} обращаются в ноль при $i \neq k$, $g_{11} = g_{22} = g_{33} = 1$, $g_{00} = 1 + 2\varphi/c^2$, так что метрический тензор сводится к скалярному ньютоновскому потенциалу φ . Все компоненты тензора энергии-импульса также близки к нулю, за исключением временной компоненты $T_{00} = \rho c^2$, характеризующей энергию покоя "частиц". В этом случае уравнения (6) сводятся к одному уравнению Пуассона (2), которое, как было показано выше, не имеет разумного стационарного решения. От-

сюда можно заключить, а подробный анализ подтверждает это заключение, что и у системы (6) нет стационарного решения. Чтобы его тем не менее получить, Эйнштейн ввел в уравнение (6) дополнительный член (так называемый лямбда-член), не нарушающий общих принципов ОТО:

$$R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R - \Lambda g_{ik} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}, \quad (7)$$

Добавка лямбда-члена Λg_{ik} аналогична добавке $\mathcal{L}\psi'$, введенной Зеелигером в уравнение Пуассона (см. (4)). Чисто математически она приводит к тому, что система (7) дает конечное стационарное решение. Физический же смысл добавки Λg_{ik} (как и соответствующей добавки $\mathcal{L}\psi'$) грандиозен: она означает наличие в природе сил антигравитации, которые равномерно распределены во всем пространстве, т.е. антигравитацию вакуума. Силы антигравитации настолько малы, что практически не проявляются в масштабе планетных и звездных систем (солнечная система, Галактика), динамика которых полностью определяется гравитацией входящих в систему масс. Но в масштабе Метагалактики антигравитация вакуума выступает как вторая необходимая для равновесия сила, уравновешивающая гравитационное тяготение "частиц" — галактик, в результате чего и становится возможным стационарное состояние Вселенной.

Мир Эйнштейна представляет собой трехмерную сферу, наглядный двухмерный аналог которой — обычная двухмерная сферическая поверхность. Радиус трехмерной сферы $R_3 = \frac{1}{\sqrt{\Lambda_3}}$ и есть радиус кривизны пространства (индекс "э" указывает на частный случай сферического мира Эйнштейна в отличие от других моделей с другими значениями R и Λ , которые будут рассмотрены ниже). Границ у Вселенной нет, как нет их у двухмерной сферической поверхности, но она имеет конечный объем

$$V_3 = 2\pi^2 R_3^3, \quad (8)$$

конечную плотность

$$\rho_3 = \frac{c^2 \Lambda_3}{4\pi G} \quad (9)$$

и, следовательно, строго определенную массу $\mu_3 = \rho_3 V_3$. Так как кривизна пространства до сих пор экспериментально не найдена, в качестве радиуса R_3 надо принять максимально воз-

можное значение, называемое наблюдательным (или фотометрическим) радиусом Вселенной R_{φ} , составляющим $\sim 10^{28}$ см. Тогда $V_{\varphi} = 2 \cdot 10^{85} \text{ см}^3$; $\rho_{\varphi} = 10^{-29} \text{ г/см}^3$, и масса Вселенной составляет $\mu_{\varphi} = 2 \cdot 10^{56} \text{ г} = 10^{12} M_{\Gamma}$, где $M_{\Gamma} = 2 \cdot 10^{44}$ — масса нашей Галактики, содержащей около 10^{11} звезд. Вселенная содержит примерно 10^{12} галактик, что намного больше числа галактик, входящих в известные обзоры, в которых перечислены лишь близкие яркие галактики. Такой состав Вселенной не противоречит современным данным наблюдения. Вследствие ограниченности мира и проявления на больших (космологических) расстояниях сил антигравитации в нем естественно разрешаются фотометрический и гравитационный парадоксы, хотя и остается термодинамический, с которым, как с небольшой занозой, можно было бы все же мириться.

Сферический мир Эйнштейна вполне разумен: он согласуется с большинством астрофизических наблюдений (например, с наблюдаемым числом и распределением на небе галактик и их скоплений). Однако эта модель пришла в противоречие с наблюдаемыми спектрами далеких галактик, по которым определяют их скорости относительно земного наблюдателя. Эти измерения, начатые в США в начале нашего века Слайфером, завершились в 1929 г. Хабблом и привели к открытию систематического смещения линий в спектрах далеких галактик в длинноволновую ("красную") часть спектра — космологическое красное смещение. Наиболее общепринятое объяснение космологического красного смещения состоит в том, что галактики взаимно удаляются, причем скорость по лучу зрения линейно растет с увеличением расстояния между ними. Происходит как бы равномерное увеличение масштаба Вселенной — мир расширяется. Следовательно, Вселенная совсем не стационарна и должна представляться нестационарной (или, по крайней мере, нестатичной) моделью.

2. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ МОДЕЛИ

Нестационарные модели были предложены советским физиком и математиком Фридманом в 1922 г., т.е. еще до того, как наблюдения экспериментально подтвердили нестационарность Вселенной. Фридман обосновал возможность существования целого класса нестационарных решений уравнений (6) и (7), т.е. с равным нулю ($\Lambda = 0$) и неравным нулю ($\Lambda \neq 0$) лямбда-членом.

Очевидно, что раз отказались от стационарности Вселенной, нет необходимости в уравнивании сил гравитации и антигравитации — решения могут быть найдены при любом соотношении между ними. В соответствии с этим возникает несколько типов нестационарных моделей.

Нестационарные однородные модели без антигравитации

Вселенная изменяется во времени, однородна и в общем случае неевклидова. Лямбда-член для простоты принимается равным нулю ($\Lambda = 0$). Как мы увидим ниже, в таких предположениях имеется несколько решений (моделей), существенно различающихся между собой сценарием развития Вселенной. Все они носят название Фридмановских моделей, так как впервые их "увидел" именно Фридман.

Существенное значение в нестационарных фридмановских моделях играет однородность и изотропия Вселенной. Однородность отсутствует в малых масштабах: в системах "звезды — межзвездный газ", "галактики — межгалактический газ", плотность меняется на много порядков. При переходе к большим масштабам (размер $> 10^{26}$ см) однородность и изотропия Вселенной экспериментально доказаны: галактики и скопления галактик равномерно заполняют все пространство, а более крупных объединений, чем скопления галактик, не наблюдается. Предполагается что изотропной и однородной Вселенная была на всех этапах своего развития, а неоднородность в малом масштабе (галактики, звезды) возникла в определенный момент в результате флуктуаций плотности и гравитационной неустойчивости вещества.

Это предположение существенно ограничивает возможный тип нестационарности. В самом деле, единственным видом нестационарности, совместимой с однородностью и изотропией Вселенной, может быть лишь радиальное изменение — равномерное сжатие или растяжение всего мира. Если опять обратиться к двумерной аналогии, которая, конечно, не имеет научной строгости, но зато наглядна и проста, то прообразом нестационарного однородного мира будет резиновый мяч, надуваемый или сжимаемый, поверхность которого равномерно растягивается или сжимается (рис. 4). Координатная сетка, нанесенная на поверхность шара, равномерно изменяется, демонстрируя аналогичное изменение масштаба Вселенной. Как нетрудно увидеть, скорость удаления (или сближения) двух выбранных точек прямо пропорциональна расстоянию между ними:

$$v_{AB} = H r'_{AB}, \quad (10)$$

где H — некоторый коэффициент, зависящий лишь от времени.

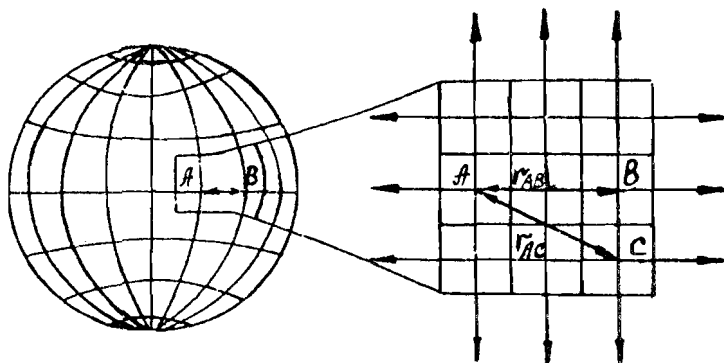


Рис. 4. Двухмерная аналогия расширяющейся Вселенной

Происходит равномерное изменение расстояний между "частицами" — галактиками (масштабного фактора). Найдем закон изменения масштабного фактора. Для этого рассмотрим опять сферическое облако гравитирующих "частиц", на поверхность которого помещена пробная частица. Найдем силу, действующую на пробную частицу. Воспользуемся ньютоновским законом гравитации (нерелятивистский случай):

$$m_H \frac{d^2 r}{dt^2} = - \frac{m_T G}{r^2} \frac{4\pi r^3 \rho}{3}, \quad (11)$$

где m_H , m_T — инертная и тяготеющая массы пробной "частицы"; r — радиус области; ρ — средняя плотность облака. Согласно принципу эквивалентности, на котором основана ОТО, $m_H = m_T = m$ (эксперимент подтверждает равенство m_H и m_T с точностью до 10^{-12}). В результате масса пробной частицы выпадает из уравнения (11). Так как плотность "частиц" облака пропорциональна его объему, $r^3 \rho = \text{const} = \rho(t_0)$, где под t_0 обозначим момент времени, когда $r=1$. Умножив обе стороны уравнения (11) на $\frac{dr}{dt}$ и проинтегрировав по времени, получим:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 = \frac{4\pi \rho(t_0) G}{3r} - k, \quad (12)$$

где \mathcal{K} — постоянная интегрирования, зависящая от начальных условий. Величина \mathcal{K} , имеющая размерность энергии, отнесенной к единице массы, является мерой полной энергии пробной частицы в начальный момент времени ($t = 0$):

$$-k = \frac{E_{кин} + E_{пот}}{m} = \frac{E_{полн}}{m}. \quad (13)$$

Следует отметить, что при решении уравнений ОТО (6) (релятивистский случай) также возникает постоянная интегрирования \mathcal{K} , смысл которой, однако, иной: она определяет начальную кривизну пространства.

Дальнейшее решение зависит от знака постоянной \mathcal{K} . Существует три возможности, которые дают три типа нестационарных моделей. Для определенности рассматриваем случай расширения мира.

“Плоская” Вселенная, $k = 0$

Полная энергия пробной частицы равна нулю, т.е. кинетическая энергия полностью компенсируется потенциальной энергией притяжения со стороны всех частиц облака. В этом случае

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{\delta \mathcal{K} G \rho(t_0)}{3r}, \quad (14)$$

т.е. скорость возрастания масштабного фактора (расширения мира) убывает с r и при $r \rightarrow \infty$ стремится к 0. Проинтегрировав (14), получим закон изменения масштабного фактора и плотности облака:

$$r = [\delta \mathcal{K} G \rho(t_0)]^{1/3} t^{2/3}, \quad (15)$$

$$\rho = \frac{1}{\delta \mathcal{K} G t^2}. \quad (16)$$

Эта модель “плоского мира” или модель Эйнштейна — де Ситтера, подробно рассмотренная ими в 1932 г. Термин “плоский мир” отражает просто тот факт, что в этом частном случае мир (трехмерный, а вовсе не плоский) описывается “плоской” евклидовой геометрией: радиус кривизны пространства $R_{кр} = 0$, а сумма углов треугольника $\sum \varphi = \pi$; легко найти скорость расширения “плоского мира”: $\dot{\rho}(t_0) = r^{-3}(\rho)$;

$$v^2 = \frac{8\pi G \rho}{3} r^2 \quad (17)$$

Из сравнения (17) и (10) находим коэффициент $H^2 = \frac{8\pi G \rho}{3}$. В этой модели плотность вещества однозначно связана с H . Такую плотность называют критической:

$$\rho_{кр} = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (18)$$

Если средняя плотность вещества в наше время равна критической ($\rho = \rho_{кр}$), то Вселенная описывается "плоской" моделью. Плотность вещества обратно пропорциональна объему или $\rho \sim r^{-3}$, что в "плоской" Вселенной эквивалентно $\rho \sim t^{-2}$. При $t=0$ мир находился в сингулярном состоянии: $r=0$, $\rho=\infty$. Возможно сингулярность является математической абстракцией, связанной с использованием ОТО, классической в своей основе, на бесконечно малых расстояниях. Как считают, бесконечной плотности удастся избежать при учете квантовых эффектов в будущей квантовой теории гравитации.

Замкнутая Вселенная, $k > 0$

Полная энергия пробной частицы отрицательная, что означает, что кинетическая энергия разлета меньше, чем модуль потенциальной энергии. Таким образом, мир гравитационно связан. Расширение не будет беспредельным. Максимальное значение радиуса мира (масштабного фактора) можно получить, положив в (12) $\frac{dr}{dt} = 0$:

$$r_{max} = \frac{8\pi G \rho(t_0)}{3k} \quad (19)$$

Чем больше k , чем меньше r_{max} , т.е. тем сильнее гравитационная связанность мира.

Изменение масштабного фактора со временем описывается циклоидой (рис. 5), кривой, достигающей максимума при $t = t_{max}$. На нисходящей ветви циклоиды ($t > t_{max}$), которая полностью симметрична восходящей ветви, расширение мира сменяется сжатием: "частицы"-галактики начинают сближаться, линии в их спектрах смещаются в коротковолновую ("синюю") часть спектра.

ра — будет наблюдаться космологическое синее смещение. Через время $t=2t_{max}$ после начальной сингулярности мир снова вернется в исходную точку. После этого весь процесс расширения-сжатия может повториться, как он мог бесконечное число раз повторяться и в прошлом (рис. 6) — такая модель получила название пульсирующей Вселенной. Пульсирующая Вселенная бесконечна во времени, но ограничена в пространстве. Длительность одного цикла от сингулярности до сингулярности $T=2t_{max}$ зависит от величины k : T мало при больших k и возрастает по мере уменьшения k . В пределе при $k \rightarrow 0$ $T \rightarrow \infty$ и пульсирующая Вселенная переходит в "плоскую".

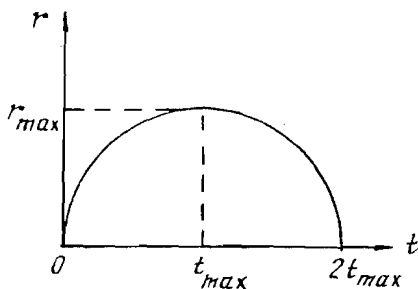


Рис. 5. Зависимость масштабного фактора от времени в модели замкнутой Вселенной

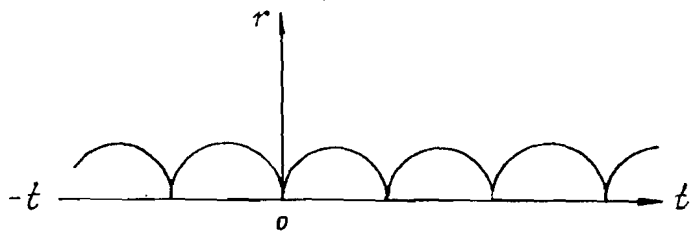


Рис. 6. Изменение масштабного фактора в модели пульсирующей Вселенной

Причина гравитационной связанности мира — в торможении разлета галактик за счет их гравитационного притяжения, определяемого средней плотностью вещества. Если при $\rho = \rho_{кр}$

торможение приводит к тому, что скорость разлета становится нулевой на бесконечном радиусе, то для

$$\rho > \rho_{кр} \quad (20)$$

торможение будет более сильным и нулевая скорость разлета будет достигнута при некоторых конечных значениях радиуса (r_{max}) и времени (t_{max}), которые тем меньше, чем больше средняя плотность вещества превышает критическую. Следовательно, соотношение (20) является критерием модели замкнутой Вселенной.

Геометрия замкнутой Вселенной неевклидова, с положительной кривизной пространства (геометрия трехмерной сферы). Теорема о сумме углов треугольника в таком случае имеет вид:

$$\sum \varphi = \pi + S \cdot c, \quad (21)$$

где S — площадь треугольника, $c = 1/R_{кр}^2$ — кривизна пространства.

Открытая Вселенная, $k < 0$

Полная энергия пробной "частицы" положительна, кинетическая энергия превышает энергию гравитационного притяжения. Мир не связан, причем скорость разлета из-за малого притяжения имеет конечную величину даже на бесконечном радиусе: $\frac{dr}{dt} = \sqrt{-k} > 0$ для $r \rightarrow \infty$. Причина относительно большой скорости разлета и малого гравитационного торможения — в малой средней плотности вещества:

$$\rho < \rho_{кр} \quad (22)$$

Зависимость масштабного фактора от времени показана на рис. 7: $r \sim t^{2/3}$ для малых t (как и в других вариантах фридмановских моделей), но для больших t $r \sim t$. Только на больших временах три фридмановские модели отличаются друг от друга.

Геометрия открытой Вселенной — трехмерный гиперболюид, неевклидово пространство с отрицательной кривизной. Как следует из формулы (21), сумма углов треугольника меньше π , а радиус кривизны мнимый.

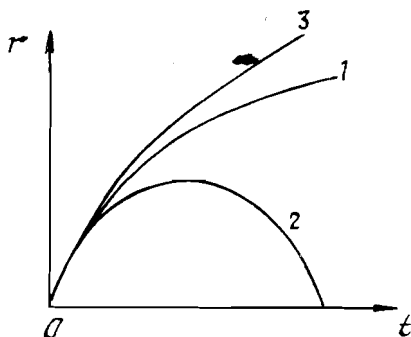
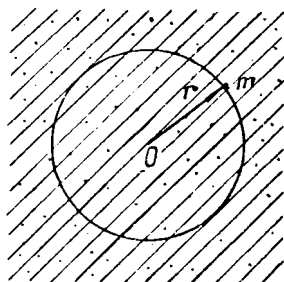


Рис. 7 Зависимость масштабного фактора от времени в "плоской" (1), замкнутой (2) и открытой (3) моделях

Модель Горячей Вселенной

Модель Горячей Вселенной (ГВ) была предложена Гамовым в 1946 г. Она представляет дальнейшее развитие фридмановских нестационарных решений. В этой модели делается предположение, что наряду с веществом мир заполнен еще и излучением. Надо рассмотреть совместное действие сферического облака "частиц" и фотонов на пробную "частицу", помещенную на границе сферы (рис. 8).



(23)

Рис. 8. Модель Горячей Вселенной (штриховкой обозначено электромагнитное излучение)

Добавление излучения существенно изменяет дело. Вместо одного уравнения (11), описывающего поведение пробной "час-

тицы" во Вселенной без излучения (холодная Вселенная), в модели ГВ приходится рассматривать систему уравнений:

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = - m \frac{4\pi r^3 G}{3r^2} (\rho_B + \rho_H); \quad (23)$$

$$\frac{d}{dt} (\epsilon r^3) = - \rho \frac{d(r^3)}{dt}, \quad (24)$$

где $\epsilon = \epsilon_B + \epsilon_H$ — полная плотность энергии облака "частиц" и фотонов; $\epsilon_B = \rho_B c^2$ — плотность энергии вещества ("частиц"); $\epsilon_H = \rho_H c^2 = 3T^4$ — плотность энергии излучения; T — температура; $\zeta = 7,57 \cdot 10^{-15}$ эрг·см⁻³·град⁻⁴ — постоянная Стефана; ρ_B , ρ_H — плотности "частиц" и фотонов; $\rho = \epsilon_H/3$ — давление излучения.

В (23) в отличие от аналогичного уравнения (11) учтено гравитационное воздействие на пробную "частицу" не только вещества, но и излучения. В общем гравитирует энергия, а не масса.

Уравнение (24) отражает закон сохранения энергии в облаке: изменение внутренней энергии $\epsilon \frac{4}{3} \pi r^3$ равно работе давления ρdV , где $V = \frac{4}{3} \pi r^3$ — объем облака. При этом давлением "частиц" пренебрегаем ("частицы" пыли) по сравнению с давлением излучения, так как скорости "частиц" много меньше скорости света.

В результате решения уравнений (23) и (24) получаем зависимости от времени масштабного фактора и температуры. Здесь, как и в случае чисто фридмановских решений, возможны три варианта в зависимости от величины постоянной интегрирования k . Таким образом, Горячая Вселенная может быть открытой, замкнутой и "плоской", причем критерием того или иного варианта модели будет соотношение средней плотности вещества и излучения с критической плотностью, определяемой выражением (18):

$$\rho_B + \rho_H \begin{cases} = \rho_{кр} & \text{"плоская" модель ГВ;} \\ > \rho_{кр} & \text{замкнутая модель ГВ;} \\ < \rho_{кр} & \text{открытая модель ГВ.} \end{cases}$$

Несмотря на такое подобие фридмановских и гамовских решений, они существенно различаются. Рассмотрим самый простой случай — "плоскую" модель ГВ ($k = 0$). В результате решения получим:

$$r = \left(\frac{32 \pi G b}{3 c^2} \right)^{1/4} t^{1/2}; \quad (25)$$

$$\rho = \rho_{\text{и}} + \rho_{\text{в}} = \frac{3}{32 \pi G t^2} \approx \frac{4,5 \cdot 10^5}{t^2} \text{ г/см}^3, \quad (26)$$

где b — константа в законе изменения плотности энергии излучения $\epsilon_{\text{и}} = \frac{b}{r^4}$. Сравнение формул (25) и (15) показывает, что в ГВ зависимость масштабного фактора от времени более слабая: $t^{1/2}$ вместо $t^{2/3}$. Это объясняется более сильным торможением расширяющегося облака из-за дополнительного гравитационного притяжения, обусловленного излучением. Закон же изменения общей плотности (излучения + вещества) хотя и сохраняет ту же зависимость ($\rho \sim 1/t^2$), имеет коэффициент в два раза меньший.

Нестационарные однородные модели с антигравитацией

Рассматриваются модели, представляющие решение уравнений Эйнштейна (7) с отличным от нуля лямбда-членом (Λ), ответственным за антигравитацию вакуума. Антигравитация вакуума проявляется как взаимодействие, не зависящее от масс материальных объектов (вещества, излучения), а определяемое только расстоянием между ними. Сила антигравитационного отталкивания линейно растет с расстоянием, т.е. пропорциональна слою вакуума между объектами. В модели стационарного сферического мира Эйнштейна сила притяжения, действующая на пробную "частицу" со стороны всех "частиц" облака, полностью уравновешивается силой антигравитации вакуума, в который помещены "частицы". Ускорение отталкивания тогда можно записать:

$$a_{\text{от}} = a_{\text{пр}} = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_{\text{э}} G \frac{1}{r^2} = A r, \quad (27)$$

где $A = \frac{\Lambda_{\text{э}} c^2}{3} \approx 10^{-36} \text{ с}^{-2}$, $\Lambda_{\text{э}} \approx 10^{-57} \text{ см}^{-2}$. Антигравитационное отталкивание ничтожно мало на планетных и звездных расстояниях. Например, на расстоянии, равном радиусу земной орбиты, оно составляет $a_{\text{от}} = 10^{-36} R_{\text{зс}} = 1,5 \cdot 10^{-23} \text{ см} \cdot \text{с}^{-2}$, где $R_{\text{зс}} = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}$ — средний радиус земной орбиты. Это ускорение на 23 порядка (!)

меньше ускорения гравитационного притяжения Земли Солнцем:

$$a_{пр} = \frac{GM_c}{R_{sc}^2} = 0,5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-2}. \text{ Ясно, что антигравитация вакуума никак}$$

не отразится на динамике планетарных и звездных систем. Только на космологических расстояниях (в масштабе Метагалактики) сила антигравитационного отталкивания вырастет настолько, чтобы оказаться одного порядка с силой притяжения.

В нестационарной космологии лямбда-член может принимать любые значения ($\Lambda \neq \Lambda_0$) и должен быть экспериментально найден из результатов наблюдений. Антигравитация вакуума противодействует гравитационному торможению и тем самым способствует космологическому расширению Вселенной. Леметр исследовал решения уравнения (7) с $\Lambda > \Lambda_0$ и $\rho > \rho_{кр}$ соответствующая космологическая модель носит его имя. Зависимость масштабного фактора от времени в модели Леметра показана на рис. 9. Качественно она объясняется следующим образом. При малых t и r плотность ρ велика и гравитационное притяжение намного превышает силу отталкивания:

$$\frac{|F_{пр}|}{|F_{от}|} = \frac{\frac{4}{3} \pi G \rho r}{Ar} = \text{const} \cdot \rho \gg 1.$$

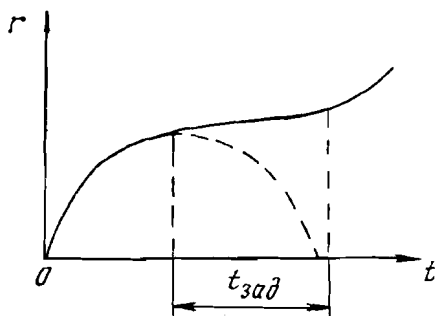


Рис. 9. Изменение масштабного фактора в модели Леметра

Антигравитация не играет никакой роли и Вселенная расширяется с постепенно уменьшающейся скоростью разлета, как ей положено в замкнутой модели. По мере расширения Вселенной ее плотность падает, соотношение сил постоянно изменяется в пользу антигравитации и в тот момент, когда в замкнутой модели достига-

ется максимальный радиус и расширение должно смениться сжатием (пунктирная кривая на рис. 9), наступает длительный период квазиравновесия: $|F_{\text{пр}}| \approx |F_{\text{от}}|$. В этот период Вселенная почти стационарна и представляет собой замкнутый сферический мир Эйнштейна. Все же она продолжает медленно расширяться, сила антигравитации продолжает расти, а сила гравитации из-за уменьшения ρ — падать. После периода относительной стабилизации расширение Вселенной будет происходить в нарастающем темпе и уже ничто не сможет его остановить. Таким образом, в модели Леметра замкнутый мир становится открытым за счет сил антигравитации вакуума. Сценарий развития Вселенной в этой модели зависит от двух параметров: ρ и Λ , и даже для $\rho > \rho_{\text{кр}}$ Вселенная может быть открытой. Важной особенностью модели Леметра, отличающей ее от других моделей, является период квазиравновесия, длительность которого $t_{\text{зр}} \sim \frac{1}{\Lambda - \Lambda_3(\rho)}$, где $\Lambda_3(\rho) = \frac{4\pi G \rho}{c^2}$. На время $t_{\text{зр}}$ Вселенная "застывает" в своем развитии, скорость расширения близка к нулю.

Модель стационарной Вселенной

Модель стационарной Вселенной (СВ) была выдвинута Хойлом, Бонди и Гоудом в 1948 г. Авторы исходили из совершенного космологического принципа, который гласит, что Вселенная однородна относительно сдвигов как в пространстве, так и во времени — обобщение космологического принципа, лежащего в основе всех рассматривавшихся до сих пор космологических моделей.

Вселенная стационарна, т.е. неизменна во времени, но не статична. Общее расширение Вселенной, открытое Хабблом, в рамках СВ во все времена было таким, как мы его видим сейчас. Это значит, что коэффициент H в хаббловском законе $\frac{dr}{dt} = Hr$ не зависит от времени, в то время как во фридмановских моделях $H = f(r)$ (например, $H = \frac{2}{3t}$ в "плоской" Вселенной). Тогда $r = e^{Ht}$ и плотность $\rho \sim r^{-3} \sim e^{-3Ht}$. В СВ плотность вещества постоянна, поэтому уменьшение ρ , вызываемое расширением Вселенной, должно "компенсироваться" образованием нового вещества:

$$\frac{d\rho}{dt} = -3H\rho + c = 0, \quad (28)$$

где c — скорость "творения" вещества. Источники нового вещества неизвестны, оно может образовываться равномерно во всем пространстве Вселенной или в "особых точках" (например, квазарах или ядрах активных галактик), природа которых еще не раскрыта. Можно думать, что новое вещество "втекает" из какого-то другого мира, с которым наш мир частично, через эти "особые точки", находится в контакте. Скорость образования вещества, необходимую для того, чтобы Вселенная стала стационарной, легко оценить:

$$c = 3H\rho = 1 \text{ пара "нуклон-антинуклон" / (км}^3\text{-год)} \quad (29)$$

в предположении, что новое вещество образуется с соблюдением закона сохранения электрического, барионного и других зарядов (но, естественно, с нарушением закона сохранения энергии в нашем мире), а ρ — наблюдаемая средняя плотность вещества. Величина c мала и не может быть определена путем прямого эксперимента, но в масштабе всей Вселенной должна приводить к эффектам, достаточно большим для экспериментального обнаружения.

Модель СВ вызывает к себе двоякое отношение. С одной стороны она экстравагантна и "безумна": в ней происходит саморождение вещества и не сохраняется энергия, чего ранее нигде не встречалось. С другой стороны, она поражает изяществом и глубиной, осуществляя синтез стационарного мира Эйнштейна с данными наблюдений современной (вроде бы нестационарной) космологии — разбеганием галактик.

Вещество втекает из другого мира, находящегося с нами в контакте, и разлетается на бесконечность в результате антигравитации вакуума. В целом у такого мира нет истории — он одинаков во все времена. Но местная эволюция — образование новых звезд, галактик и их скоплений — должна постоянно происходить, так как новое вещество дает пищу для такой эволюции. Поэтому в СВ нет места термодинамической смерти. Удачно разрешаются и другие парадоксы — фотометрический и гравитационный. В целом модель СВ логически не противоречива, а эстетически даже привлекательна.

И все же СВ-модель должна быть отброшена — ей противоречат данные наблюдений, определенно указывающие на эволюцию всего мира: открытие теплового реликтового излучения, сведения о "яркой фазе" развития Вселенной и другие. Поэтому в дальнейшем модель СВ обсуждаться не будет, в то время как нестационарные модели будут подвергнуты критическому анализу со стороны наблюдательных данных.

ГЛАВА II

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ КИНЕМАТИКА (РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ)

Как видно из предыдущей главы, существует достаточно много космологических моделей, непротиворечиво описывающих Вселенную. Известные законы физики позволяют ей пойти по любому из этих путей. Но Вселенная только одна, путей же много. Какой из них выбрала наша единственная Вселенная? Для получения ответа нужно обратиться к результатам астрономических наблюдений. Они да еще внутренняя научная логика должны выбрать из множества мыслимых моделей ту единственную, которая и реализуется в нашем мире. Правильная модель объяснит не только устройство сегодняшней Вселенной, но и то, какой она была в прошлом и какой станет в своем будущем развитии.

1. КОСМОЛОГИЧЕСКОЕ КРАСНОЕ СМЕЩЕНИЕ

Скорость галактики ("частицы") по лучу зрения наблюдателя выражается через параметр смещения z , определяемый из наблюдений отдельных линий излучения (или поглощения), в энергетических спектрах галактик. Смещение z связано с хорошо известным эффектом Доплера: излучение с длиной волны λ_0 , испущенное движущимся источником, будет воспринято наблюдателем, как излучение с длиной волны λ . Параметр z определяется как

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (30)$$

и будет положительным, если $\lambda > \lambda_0$ и источник удаляется от наблюдателя. Такое смещение называется красным, так как линия излучения смещается в длинноволновую (красную) часть спектра; z принимает отрицательное значение, если $\lambda < \lambda_0$ и источник приближается к наблюдателю — такое смещение называется фиолетовым. Очевидно, $z=0$ соответствует неподвижному источнику.

Эффект Доплера позволяет связать параметр z со скоростью источника v и скоростью света c :

$$z \approx \frac{v}{c} \quad \text{для нерелятивистского случая } (v \ll c); \quad (31)$$

$$z = \sqrt{\frac{c+v}{c-v}} - 1 \quad \text{для релятивистского случая } (v \approx c). \quad (32)$$

Закон Хаббла

Расшифровка спектров галактик началась только в нашем веке, когда спектральный анализ прочно вошел в астрофизику и его удалось применить для слабо светящихся пятнышек-галактик. Уже в 1917 г. американский астроном Слайфер указал на то, что в спектрах галактик преобладает красное смещение. Окончательно этот факт был установлен в 1929 г. Хабблом, проводившим наблюдения на самом большом в то время телескопе (диаметром 2,5 м) обсерватории Маунт-Вилсон. Он не только доказал преобладание красных смещений галактик и, следовательно, удаление их от земного наблюдателя, но и экспериментально нашел закон изменения скорости v галактики от расстояния до нее

$$v = Hr. \quad (33)$$

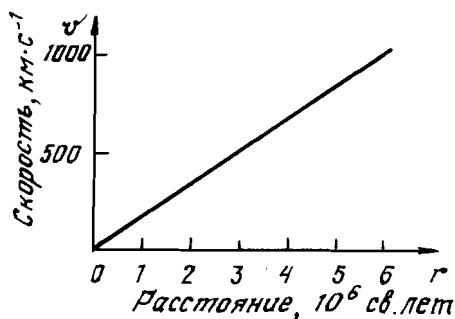


Рис. 10. Зависимость скорости удаления галактик от расстояния до них (закон Хаббла)

Эта зависимость, показанная на рис. 10, оказалась строго линейной вплоть до максимальных расстояний, измеренных Хабблом — $6 \cdot 10^6$ св.лет ≈ 2 Мпк (напомним, что 1 Мпк (мегапарсек) = 10^6 пк (парсек), а 1 пк = 3,26 св. года = $3,1 \cdot 10^{18}$ см). Таким образом, Хаббл экспериментально открыл общее расширение Вселенной, доказав ее нестационарность. Тем самым была обоснована возможность нестационарных моделей Фридмана, полученных за несколько лет до открытия Хаббла.

Закон Хаббла не означает выделенность земного наблюдателя во Вселенной. Такую же точно картину разбегающихся галактик видит любой другой наблюдатель (рис. 11). Открытие Хаббла указывает на равномерное изменение масштаба — увеличение масштабного фактора r' — во всей однородной и изотропной Вселенной.

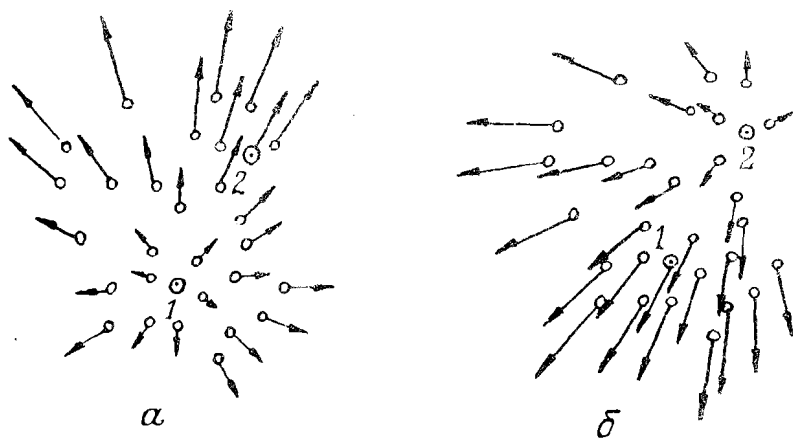


Рис. 11. Картина разлетающихся галактик, как ее видит земной наблюдатель 1 (а) и наблюдатель в галактике 2 (б)

Все же точки, отвечающие отдельным галактикам, не ложатся строго на линейную зависимость (33). Кроме общего космологического расширения, галактики имеют собственные (пекулярные) движения, скорости которых равны отклонению скорости галактик от космологических скоростей, определяемых законом Хаббла. Пекулярные скорости галактик направ-

лены произвольно, как к наблюдателю, так и от него. Именно по этой причине некоторые близкие галактики обладают не красными, а фиолетовыми смещениями, например, Туманность Андромеды. На больших же расстояниях космологические скорости расширения, растущие с r , становятся намного больше пекулярных и все галактики имеют только красные смещения.

Еще самим Хабблом, а затем его последователями (Сэндидж и др.) закон (33) был продлен до больших расстояний. На рис. 12 показаны результаты измерения красных смещений для наиболее ярких галактик и радиогалактик в скоплениях, проведенные до расстояния 10^3 Мпк и скорости $\sim 0,3$ с. Как видно из графика, линейная зависимость хаббловского закона сохраняется вплоть до таких гигантских расстояний и скоростей. О возможных отклонениях от линейной зависимости будет сказано в следующем параграфе.

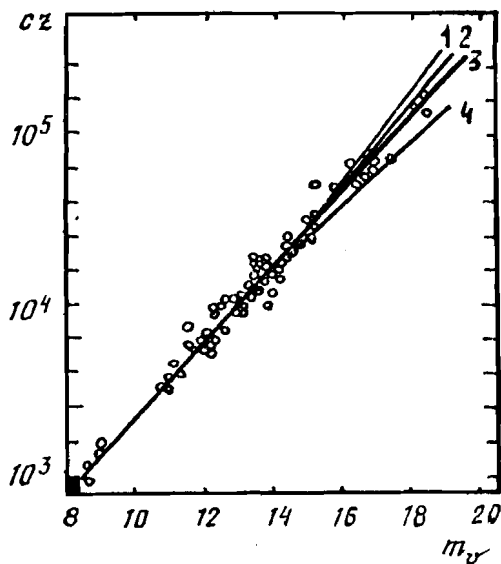


Рис. 12. Зависимость $m-z$, заменяющая зависимость $v-z$ для далеких галактик; m_v — видимая звездная величина галактики $c = 3 \cdot 10^5$ км/с (O — экспериментальные данные; ■ — область, исследованная Хабблом):
 1 — $\rho = 10 \rho_{кр}$; 2 — $\rho = 5 \rho_{кр}$; 3 — $\rho = 2 \rho_{кр}$;
 4 — модель СВ

Из закона Хаббла можно экспериментально определить константу H (строго говоря, H является константой лишь в модели СВ, во фридмановских же моделях H изменяется со временем как $H \sim 1/t$ и постоянна только для нашей эпохи $t \approx 2 \cdot 10^{10}$ лет). Однако несмотря на большое число подобных исследований, константа Хаббла известна сейчас с большой неопределенностью. Точное ее значение находится в интервале $H = 50 - 100$ км/(с·Мпк). Первоначальное значение, данное Хабблом, составляло 500 км/(с·Мпк) и явилось результатом ошибочного определения расстояний до галактик по наблюдению переменных звезд — цефеид. Систематические ошибки в измерении расстояний до галактик, а не статистические ошибки измерения красных смещений, — причина большой неопределенности H (в отдельных измерениях H определена с очень малой ошибкой, например $H = 43 \pm 3$ км/(с·Мпк) (Nature, 1978 г.), однако, нет уверенности, что и в этом измерении не допущены большие систематические погрешности). Для определенности будем считать $H = 50$ км/(с·Мпк), хотя эта величина может отличаться от истинного значения константы Хаббла в 1,5 — 2 раза. Величина $\tau = 1/H = 2 \cdot 10^{10}$ лет называется хаббловской единицей времени и приблизительно определяет возраст Вселенной в нестационарной космологии. Так как H является одной из основных космологических величин, определяющей, например, критическую плотность (см. (18)) и возраст Вселенной, ее экспериментальное измерение очень важно.

Закон Хаббла можно "обернуть". По измеряемым красным смещениям далеких объектов и известной величине H находят их космологические расстояния и времена. Если $z \ll 1$ (нерелятивистский случай), получаем из (31) и (33):

$$r = \frac{cz}{H} = R_{\varphi} z, \quad (34)$$

где $R_{\varphi} = c/H = 2 \cdot 10^8$ см = $5 \cdot 10^3$ Мпк — фотометрический радиус мира или, как его еще называют, горизонт видимости. Если $z \gtrsim 1$ (релятивистский случай), из (32) и (33) можно получить:

$$r = R_{\varphi} \frac{(z+1)^2 - 1}{(z+1)^2 + 1}; \quad (35)$$

$$t \approx \tau - \frac{\tau}{c} = \frac{\tau^2}{H[(z+1)^2 + 1]}, \quad (36)$$

где t — космологическое время, т.е. время, отсчитываемое от первичной сингулярности. Формулы (35), (36) относятся к Фридмановским моделям.

Параметр красного смещения далеких объектов неограниченно возрастает, как следует из (32). Эти объекты находятся на больших расстояниях и в пределе — на фотометрическом радиусе: $\lim_{z \rightarrow \infty} r = R_{\varphi}$. Заглянуть за фотометрический радиус нельзя —

этому противоречит конечность скорости света. Это и есть горизонт видимости Вселенной. Со временем горизонт видимости расширяется благодаря уменьшению $H \sim 1/t$ и увеличению R_{φ} , и наблюдателю открывается все большая часть Вселенной. Из (36) следует, что наблюдение далеких объектов, имеющих большие z , означает одновременный переход к малым космологическим временам, к ранним этапам развития Вселенной.

Рассмотрим ряд примеров применения формул (35), (36).

1. Самая далекая радиогалактика. В среднем радиогалактики видны с больших расстояний, чем нормальные галактики. Рекордная величина их красного смещения составляет $z_R \approx 0,5$. Расстояние до такой радиогалактики $r_R = 1/2 R_{\varphi}$, а космологическое время $t_R = 0,6\tau$, где $\tau = 2 \cdot 10^{10}$ лет — наше космологическое время.

2. Самый далекий квазар. Оптическая светимость квазаров в 10 — 100 раз превышает светимость галактик — вот почему они, как маяки во Вселенной, видны с очень больших расстояний. Рекорд красного смещения принадлежит квазару ОН 461, у которого $z_Q = 3,4$. Расстояние до квазара $r_Q = 0,9 R_{\varphi}$, а его космологическое время $t_Q = 0,1\tau$, т.е. мы его видим в эпоху, возраст которой в 10 раз моложе нашей.

3. Сфера далеского вещества, излучающая фотоны реликтового излучения. Тепловое реликтовое излучение — это остывшее из-за расширения электромагнитное излучение ГВ (см. гл. III). Последний раз перед приходом к земному наблюдателю реликтовые фотоны испытывают томсоновское рассеяние на сфере далекого вещества, расчетное значение параметра z для которого составляет $z_S = 7$. Следовательно, радиус этой сферы $r_S = 0,96 R_{\varphi}$ и космологический возраст $t_S = 0,03\tau$.

4. Рекомбинация плазмы в ГВ. На границе между эрой излучения и эрой вещества (см. "Ядерная астрофизика", гл. УШ) при понижении температуры до $3 \cdot 10^3$ К произошла рекомбинация водородной плазмы, и Вселенная стала нейтральным атомарным

газом. Теоретическое значение параметра z этой эпохи составляет $z_p \approx 10^3$. Ему соответствуют расстояния $r_p \approx R_p \left(1 - \frac{2}{z^2}\right) = R_p (1 - 2 \cdot 10^{-6})$ и время $t_p \approx 4 \cdot 10^4$ лет (последняя величина ошибочна из-за приближенности формулы (36); точнее значение $t_p \approx 10^6$ лет). Рекомбинирующая плазма находится практически на горизонте видимости и относится к миру в 500000 раз моложе нашего.

Изотропный фон Вселенной

Суммарное излучение всех источников, попавших в угол зрения наблюдателя, составляет фоновое излучение Вселенной (фон ночного неба). Изотропия фона является следствием однородности Вселенной, а его малая интенсивность противоречит, как было показано выше, СОЕ-модели (парадокс Ольберса). Почему парадокса Ольберса нет в нестационарной космологии? По трем причинам.

1. **Горизонт видимости во Вселенной.** К наблюдателю приходит свет с конечного объема пространства, ограниченного радиусом R_p . На самом деле из-за поглощения излучения в веществе, особенно на больших z , где плотность вещества растет как $(1+z)^3$, существует практический горизонт видимости, радиус которого меньше R_p и различен для разных типов излучения (радио, оптика, рентген, нейтрино, гравитационные волны).

2. **Космологическое красное смещение.** Излучение от далеких объектов приходит с большим красным смещением, что уменьшает поток энергии. С горизонта видимости излучение приходит с нулевой энергией.

3. **Иерархия Вселенной.** То обстоятельство, что звезды собраны в галактики, галактики в скопления галактик, а расстояния между этими структурными единицами на порядок больше их линейных размеров, также уменьшает изотропный фон. Если бы иерархия продолжалась до бесконечности: существовали скопления скоплений и т.д., то, как показал швед Шарлье, фотометрического парадокса не было бы даже в СОЕ-модели. Где предел иерархической лестницы в наблюдаемой Вселенной, до конца не ясно. Считается, что наиболее крупными структурными единицами, являются сверхскопления галактик (например, сверхскопления в Деве и Коме, насчитывающие $10^3 - 10^4$ галактик и занимающие объем с радиусом ~ 20 Мпк). Сверхскопления распределены в пространстве изотропно, так что, по-видимому, более крупных образований во Вселенной нет.

Величина интегрального изотропного фона, вычисленная для фридмановских моделей, составляет:

$$F_{\text{теор}} \cong \pi L R_{\varphi}, \quad (37)$$

где π — плотность источников излучения в нашу эпоху; L — средняя интегральная (т.е. для всех энергий) светимость источников. Данные наблюдений еще недостаточно полны (см. гл. 1У), в некоторых диапазонах получены лишь верхние пределы для фонового потока, но в целом они показывают, что измеренный поток больше теоретического. Превышение объясняется эволюцией источников: как их плотность, так и средняя светимость являются функциями времени и в прошлом были намного больше, чем в нашу эпоху. Время, когда галактики светили ярче и число их было больше, получило название "яркой фазы". При этом надо иметь в виду, что плотность источников в "яркой фазе" должна возрастать сильнее, чем получается из чистой кинематики нестационарной Вселенной, которая для $k = 0$ дает зависимость $\pi \sim r^{-3} \sim t^{-2}$.

Возраст Вселенной

В нестационарных моделях без антигравитации вакуума хаббловское время $\tau = 1/H$ дает верхний предел для возраста Вселенной t_B . В самом деле, τ было бы возрастом Вселенной, где нет гравитационного торможения и темп расширения не меняется со временем (рис. 13). С учетом торможения разлета галактик возраст t_B оказывается меньше и в разных фридмановских моделях составляет (если $H = 50$ км/(с·Мпк)):

— "плоская" Вселенная

$$\left. \begin{aligned} r &= At^{2/3}; \quad \frac{1}{\tau} = \frac{\dot{r}}{r} = \frac{2}{3t}; \\ t_B &= \frac{2}{3}\tau = 1,3 \cdot 10^{10} \text{ лет}, \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

— замкнутая Вселенная

$$t_B < \frac{2}{3}\tau; \quad t_B < 1,3 \cdot 10^{10} \text{ лет}; \quad (39)$$

— открытая Вселенная

$$\frac{2}{3}\tau < t_B < \tau; \quad 1,3 \cdot 10^{10} < t_B < 2 \cdot 10^{10} \text{ лет}; \quad (40)$$

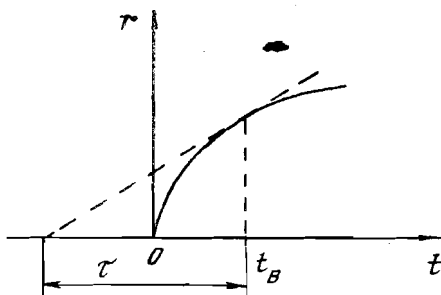


Рис. 13. К определению хаббловского времени $\tau = \frac{1}{H}$ и возраста Вселенной t_B в нестационарной космологии

Экспериментально определенные возрасты звезд и Галактики должны быть в согласии с величиной t_B . Невозможно, например, допустить, чтобы возраст старых звезд превышал возраст Вселенной. Возраст самых старых звезд в Галактике определялся по диаграмме Герцшпрунга — Рассела для шаровых звездных скоплений (см. "Ядерная астрофизика", гл. 1У) и оказался равным $(7 - 13) \cdot 10^9$ лет. Эти измерения ставят под сомнение замкнутую модель, в которой возраст Вселенной может оказаться меньше. Подобный вывод делается и на основании измерения возраста Галактики, проведенного методом космохронологии. Сущность метода заключается в измерении процентного состава изотопов урана и тория и сопоставления его с тем, что ожидается по теории r -процесса во вспышках сверхновых звезд за время жизни Галактики (см. "Ядерная астрофизика", гл. УИ). Определенный таким образом возраст Галактики составляет

$$t_r = t_{ак} + t_{от} \cong 1,4 \cdot 10^{10} \text{ лет}, \quad (41)$$

где $t_{ак} = (10,7 \pm 2) \cdot 10^9$ лет — активный период Галактики, в течение которого вспыхивали сверхновые и образовывались тяжелые радиоактивные элементы; $t_{от} = (3 - 4) \cdot 10^9$ лет — начальный период (время "ожидания" до образования первых звезд), который определяется из теоретических соображений. Как следует из сравнения величин (38) — (40) с (41) наибольшее предпочтение надо отдать открытой модели Вселенной. Если же, тем не менее, другие наблюдательные тесты будут склоняться в пользу "плоской" или замкнутой моделей, последние могут быть приняты в более сложном варианте с лямбда-членом, неравным нулю ($\Lambda \neq 0$).

Тест по времени жизни Вселенной обладает определенным недостатком: Вселенная слишком молода, наше время относительно близко к "началу". Это приводит к тому, что возрасты в разных вариантах фридмановских моделей мало отличаются друг от друга (рис. 14). Молодость Вселенной проявляется в различных аспектах астрофизических наблюдений, например, в том, что водород и гелий по-прежнему составляют основные элементы, приблизительно в таком же составе, как они были образованы за первые 1000 с Горячей Вселенной, несмотря на активное протекание нуклеосинтеза в звездах.

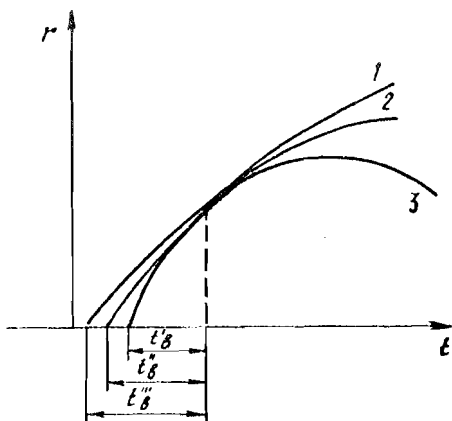


Рис. 14. Величины возраста Вселенной в разных фридмановских моделях:
1 — в открытой; 2 — в "плоской"; 3 — в замкнутой

2. СРЕДНЯЯ ПЛОТНОСТЬ МАТЕРИИ ВО ВСЕЛЕННОЙ

Существует ряд других тестов для выбора космологической модели мира. В этом параграфе будут рассмотрены результаты измерения средней плотности вещества и некоторые результаты наблюдения квазаров, имеющие отношение к данной теме.

Измерение средней плотности вещества

Постоянная Хаббла $H = 50 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк})$, вычисленная из экспериментального закона Хаббла, определяет критическую плотность вещества в нашу эпоху (см. (18)):

$$\rho_{кр} = 6 \cdot 10^{-30} \text{ г}/\text{см}^3. \quad (42)$$

Если бы можно было найти среднюю плотность вещества ρ в нашу эпоху (условно в радиусе до красных смещений $z \approx 0,1$), то путем простого сравнения ρ с $\rho_{кр}$, как это следует из (20) и (22), модель Вселенной была бы определена. Трудность использования этого теста в том, что нужно учесть все формы тяготеющей материи (вещество, излучение, нейтрино и т.д.), которая к тому же распределена в пространстве крайне неоднородно.

Измерения средней плотности видимого вещества проводились неоднократно, их результаты приведены в табл. 1. Прежде чем начать обсуждение полученных результатов, укажем на ограниченность этих измерений, вытекающую из метода их проведения. Средняя плотность вещества определяется следующим образом:

$$\rho = \bar{\mathcal{L}} \sum_i \left(\frac{M}{L} \right)_i \delta_i, \quad (43)$$

где $\bar{\mathcal{L}}$ — средняя светимость единицы объема пространства; $\left(\frac{M}{L} \right)_i$ — отношение "масса — светимость" для разных типов галактики с распространенностью δ_i . Нахождение удельной средней светимости $\bar{\mathcal{L}}$ требует высокой чувствительности приемной аппаратуры, для чего используются самые мощные оптические телескопы, и точного знания космологических расстояний. Для перехода от средней светимости к массе надо умножить $\bar{\mathcal{L}}$ на функцию "масса — светимость", зависящую от типа галактики. Для этого проводятся подсчеты относительного числа галактик разных типов (эллиптических, спиральных, нерегулярных). Наблюдения и теория строения галактик указывает, что отношение M/L изменяется от $1 M_c/L_c$ (M_c, L_c — масса и светимость Солнца) у нерегулярных галактик до $40 M_c/L_c$ у эллиптических галактик. Правильный учет галактик особенно затруднен на больших расстояниях (больших красных смещениях), где разные морфологические типы галактик едва различимы, что приводит к систематическим ошибкам в определении функции "масса — светимость" и, в конечном итоге, к ошибкам вычисления ρ . Вот почему наблюдается такой

большой разброс экспериментальных значений ρ , приведенных в табл. 1. Все приведенные значения меньше критической величины; средняя величина по всем наблюдениям (которая, впрочем, не имеет большого смысла из-за систематических ошибок) составляет

$$\bar{\rho} \approx 5 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3 \approx 0,1 \rho_{кр}, \quad (44)$$

в соответствии с чем Вселенная должна описываться открытой моделью.

Т а б л и ц а 1

Средняя плотность материи, входящей в галактики

Авторы работ	Средняя плотность, г/см ³
Оорт (1958 г.)	$3,2 \cdot 10^{-31}$
Ван ден Берг (1961 г.)	$6,8 \cdot 10^{-31}$
Псковский (1965 г.)	$7,0 \cdot 10^{-30}$
Пиблс, Партридж (1967 г.)	$4,5 \cdot 10^{-31}$

К оценке (44) надо добавить плотность излучения, но это практически не изменит полученной величины $\bar{\rho}$, так как в нашу эпоху — эпоху вещества — его плотность значительно превышает плотность излучения, которая составляет $\rho_{из} = 10^{-33} \text{ г/см}^3$.

Приведенная оценка средней плотности материи в мире может оказаться очень неточной, она дает по сути дела лишь нижний предел. Дело в том, что была учтена только светящаяся материя (звезды, туманности), в то время как может оказаться, что большая часть материи во Вселенной находится в форме не светящейся или слабосветящейся: нейтрино, черные дыры, нейтронные звезды, межгалактический газ. Сейчас не известен вклад каждой из этих компонент и заранее нельзя сказать, как изменится $\bar{\rho}$ с учетом невидимой материи. Относительно отдельных форм невидимой материи существует ряд данных наблюдений, но мы их рассмотрим в последующих главах. Здесь же отметим один общий факт, указывающий на существование невидимой (скрытой) массы в галактиках, хотя и ничего не говорящей о том, в какой конкретно форме она существует. Речь идет о так называемом вириальном парадоксе.

Если считать скопления галактик гравитационно связанными, то к ним применима теорема вириала, согласно которой

$|E_{гр}| = 2E_{кин}$, где $E_{гр} = -GM_{ск}^2/R_{ск}$ — потенциальная (гравитационная) энергия скопления; $M_{ск}$, $R_{ск}$ — масса и радиус скопления; $E_{кин}$ — кинетическая энергия скопления, равная сумме кинетических энергий всех входящих в него галактик. Измерив скорости галактик (дисперсию скоростей) и размер скопления, можно определить $M_{ск}$, называемую вириальной массой. Ясно, что вириальная масса включает в себя массу форм материи, входящей в скопление галактик, — как видимую, так и невидимую. Оказалось (и в этом-то и заключается вириальный парадокс), что вириальная масса большинства исследованных скоплений намного, от двух до десяти раз, превышает массу видимой материи галактик в скоплении, определенной по соотношению "масса — светимость". Естественный путь для разрешения парадокса — признать, что в скоплениях действительно присутствует скрытая масса, значительно превышающая массу светящейся материи. В таком случае, средняя плотность материи во Вселенной в несколько раз больше полученной оценки (44), и Вселенная может оказаться плоской или даже замкнутой. Однако вопрос нельзя считать решенным до тех пор, пока не будет установлена природа скрытой массы. К тому же, строго говоря, не доказана гравитационная связанность скоплений и существует мнение (например, известной бюраканской группы астрофизиков, возглавляемой Амбарцумяном), что скопления галактик гравитационно несвязанны и вириальный парадокс просто не существует. Большинство астрофизиков признает как вириальный парадокс, так и существование скрытой массы в скоплениях галактик.

По поводу природы скрытой массы высказывались разные предположения. Одно из последних, сделанное на основании наблюдений на телескопах с высоким разрешением, состоит в том, что скрытая масса сосредоточена в протяженных слабо светящихся коронах массивных галактик, которые состоят, скорее всего, из старых проэволюционировавших звезд. Однако наблюдения, проведенные недавно на самом большом в мире телескопе, 6-метровом БТА (большой азимутальный телескоп), не подтвердили существования массивных галактических корон. Другие результаты поисков скрытой массы в скоплениях галактик будут рассмотрены ниже.

Параметр замедления

Для определения модели Вселенной надо знать два ее параметра в настоящее время: H и ρ (или H и t_B) и уравнение состояния $P=f(\rho)$. Только в частном случае "плоской" Вселенной необходимая пара параметров сводится к одному, так как в этой модели между H и ρ существует жесткая связь $\rho_{кр} = 3H^2/8\pi G$. Можно ввести безразмерный параметр q , объединяющий в себе оба необходимых параметра и уравнение состояния, так, что его величина однозначно определит модель Вселенной. Он называется параметром замедления и выражается следующим образом через масштабный фактор:

$$q = - \frac{H \ddot{r}}{\dot{r}^2} \quad (45)$$

(название связано с тем, что в выражение (45) входит вторая производная \ddot{r} , характеризующая замедление расширения Вселенной). Используя решение для масштабного фактора, можно выразить q через наблюдаемые величины. В общем случае ($P \neq 0$, $\Lambda \neq 0$) имеем:

$$q = \frac{\rho}{2\rho_{кр}} \left(1 + \frac{3\rho}{\rho c^2} - \frac{c^2 \Lambda}{4\pi G \rho} \right). \quad (46)$$

В частном случае фридмановской модели для пыли ($P=0$) и без антигравитации вакуума ($\Lambda=0$) параметр замедления выражается простой формулой:

$$q = \frac{\rho}{2\rho_{кр}}, \quad (47)$$

из которой следует, что открытой Вселенной соответствует $q=0 \neq 0$, "плоской" — $q=0,5$, замкнутой — $q > 0,5$.

Параметр q может иметь и отрицательное значение (в этом случае его следует называть параметром ускорения), если темп расширения Вселенной убыстряется. Последнее может происходить под действием сил антигравитации вакуума. Крайний случай демонстрирует модель стационарной Вселенной, для которой $q = -1$.

Определение параметра замедления из результатов наблюдений дает еще один способ выяснения модели Вселенной. Параметр q можно найти из зависимости "красное смещение — расстояние" ($z-r$ -зависимости) для далеких галактик". В первом приближении $z-r$ -зависимость определяется законом Хаббла (34), в общем случае она имеет вид:

$$z = H \frac{\pi}{c} - \frac{1}{2} H^2 q \frac{\pi^2}{c^2} + \dots \quad (48)$$

Отклонение от линейной зависимости z от r определит, таким образом, параметр q . Однако, как уже было отмечено ранее (см. рис. 12), второй член в (48) очень мал и измерение параметра замедления является трудной задачей. На деле поступают следующим образом. Выражая расстояние r через видимую (m) и абсолютную (M) звездные величины галактик, переходят от $z-r$ зависимости к зависимости $m - lqz$, которая для не очень удаленных объектов ($z < 0,3$) принимает вид:

$$m = 5 lq z + 1,086(1-q)z + M - 5 lq H - 45,06. \quad (49)$$

Если бы только для двух галактик были в точности известны их абсолютные звездные величины, то, измерив m и z , можно было бы точно определить H и q . Но до сих пор эталон светимости среди галактик не найден (в мире звезд таким эталоном служат цефеиды). Поэтому задачу определения q из соотношения (49) решают статистическим образом, строя зависимость $m - lqz$ для наиболее ярких галактик в скоплениях — при этом исходят из предположения, что наиболее яркие галактики в разных скоплениях обладают одинаковой светимостью (абсолютной звездной величиной). Как следует из рис. 12, это предположение оправдывается вплоть до красных смещений $z = 0,3$ — точки ложатся на прямую линию с малым разбросом. Однако здесь очень мал и не заметен поправочный член $(1-q)z$. Его можно было бы заметить при больших z , но там разброс точек становится большим, указывая на неточность измерений и эволюцию источников. В результате найденная величина параметра замедления находится в пределах

$$0,2 < q < 1, \quad (50)$$

что недостаточно точно для определения модели Вселенной.

Попытка протянуть зависимость $m - lqz$ на еще большие красные смещения, используя квазары, не принесла успеха: оказалось, что квазары не имеют однозначной зависимости (рис. 15). Возможная причина — сильный эффект эволюции у квазаров. Другое возможное объяснение будет приведено ниже.

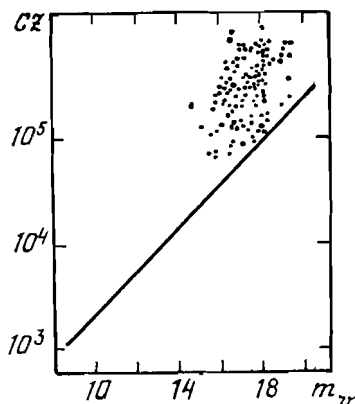


Рис. 15. Зависимость $m-z$ для галактик (прямая линия) и квазаров (точки); $c = 3 \cdot 10^5 \text{ км/с}$

Красные смещения квазаров

В настоящее время практически доказано, что красное смещение квазаров имеет космологическую природу, т.е. вызвано, как и у галактик, общим расширением мира. В таком случае они находятся на расстояниях в сотни и тысячи мегапарсек и являются наиболее далекими наблюдаемыми объектами во Вселенной. Отметим, что до сих пор еще встречаются сторонники "местной" гипотезы квазаров, согласно которой квазары расположены в 10 — 100 раз ближе.

Так как эффекты, обусловленные кривизной пространства, отчетливее проявляются на больших расстояниях (сравнимых с радиусом кривизны), квазары наиболее перспективны для определения модели Вселенной.

Два результата обращают на себя внимание:

- отсутствие однозначной зависимости $m - \lg z$ у квазаров;
- избыток красных смещений с $z \approx 2$ в линиях поглощения в спектрах квазаров. Линии поглощения возникают при прохождении света через галактики и облака газа, расположенные между квазаром и наблюдателем.

Оба результата можно объяснить, приняв модель Леметра (см. гл. 1). Согласно этой модели Вселенная имеет задержку в расширении на некотором радиусе r_3 (рис. 16), вызванную рав-

новесием сил гравитации материи с силами антигравитации вакуума. Между наблюдателем (точка А) и квазаром (точка В) расположен квазистационарный участок Вселенной длительностью t_z , все объекты которого имеют для наблюдателя одинаковые красные смещения — они дают линии поглощения с $z \approx 2$. Большой разброс $m - \lg z$ -зависимости для квазаров вызван тем, что сами они в пределах квазистационарного участка находятся от наблюдателя на разных расстояниях, но обладают приблизительно одинаковыми z .

Можно найти время задержки t_z . Так как расстояние до квазистационарного участка r_z соответствует красному смещению $z \approx 2$, то плотность вещества на нем должна составлять $\rho_z = \rho_0 (1+z)^3 \approx 30\rho_0$, где ρ_0 — современная средняя плотность вещества. Во столько же раз и Λ -член той эпохи был больше Λ_0 для нашего времени. Из соотношения $t_z \sim 1/\Lambda - \Lambda_0$ находим $t_z \approx 50 \cdot 10^9$ лет, а полное время жизни Вселенной $t_B = \tau_B + t_z \approx 70 \cdot 10^9$ лет.

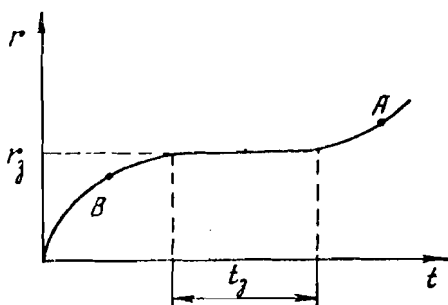


Рис. 16. Зависимость масштабного фактора от времени в модели Леметра, объясняющая наблюдаемые свойства квазаров

Приведенное объяснение данных наблюдений квазаров, к сожалению, не однозначно, да и сами результаты наблюдений нуждаются в уточнении. Поэтому указанная возможность выбора модели Вселенной является предварительной.

ГЛАВА Ш

ТЕПЛОВОЕ РЕЛИКТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Реликтовое излучение Вселенной (РИВ) — второе, вслед за разбеганием галактик, предсказание нестационарной космологии, подтвержденное наблюдениями.

1. ОТКРЫТИЕ И СВОЙСТВА РИВ

РИВ было открыто в 1965 г. американскими учеными Пензиасом и Вильсоном в процессе отработки сигнала на длине волны 7,35 см с 20-футовой рупорной антенны, следящей за спутником "Эхо". Измерениям всегда сопутствовал шумовой фон. В радиоастрономии принято поток излучения характеризовать эффективной температурой, как если бы он исходит от абсолютно черного тела. Полная температура фона в наблюдениях Пензиаса и Вильсона составляла $T_{эф} = 6,7$ К, из которых 2,3 К был вклад атмосферы, а 0,8 К давала сама антенна, охлаждаемая жидким гелием. Величина атмосферного фона была подробно изучена и оценена в результате наблюдений под разными зенитными углами, когда изменялась наблюдаемая толщина атмосферы и создаваемый ею фон. За вычетом этих известных источников фона всегда в измерениях присутствовал неустранимый поток, характеризующийся температурой $T = 3,5 \pm 1$ К, который, как показали дополнительные исследования, изотропен по небу, не поляризован и не подвержен сезонным изменениям. Его интенсивность составляла $2 \cdot 10^{-20}$ Вт/(м²·Гц·ср) = $2 \cdot 10^6$ Jy /ср, где $1 Jy = 10^{-26}$ Вт/(м²·Гц) — принятая в радиоастрономии единица измерения "янский". В настоящее время наблюдают дискретные источники величиной до $10^{-2} Jy$, так что измеренная интенсивность радиофона оказалась довольно большой. Откуда мог исходить фон? Его источник не находился ни на Земле, ни на Солнце, так как не замечалось сезонных изменений. Он не был связан и со всей Галактикой, расположение которой анизотропно относительно земного наблюдателя. Он не образовывался и другими галактиками, так как радиоизлу-

чение галактик всегда поляризовано (синхротронное излучение электронов в магнитных полях), а поляризация шума была нулевой, как у теплового источника. На основании этих свойств Дикке объяснил трехградусный шум реликтовым тепловым излучением ГВ. Последующие многочисленные измерения полностью подтвердили это объяснение.

В 1978 г. за свое открытие Пензиас и Вильсон получили Нобелевскую премию по физике.

Энергетический спектр

В первую очередь был подтвержден планковский тепловой спектр излучения, единственным параметром в котором служит температура T . На рис. 17 показаны спектр излучения с экспериментальными точками, полученными на разных длинах волн. Подробно измерена длинноволновая Релей-Джинсовская часть чернотельного излучения в интервале длин волн $74 - 0,26$ см. Средняя по всем проведенным измерениям температура составляет

$$T_{\text{рел}} = 2,76 \pm 0,07 \text{ К.} \quad (52)$$

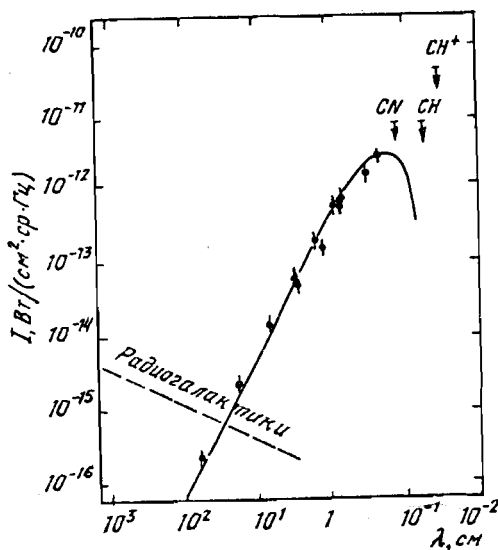


Рис. 17. Спектр теплового реликтового излучения

Максимум излучения с такой температурой приходится на длину волны $\lambda_{\text{max}} = 0,51/T = 0,18$ см. Вблизи от максимума измерена точка на $\lambda = 2,6$ мм. В отличие от других экспериментальных точек это измерение было проведено не радиометодом, а довольно необычно: с помощью оптических наблюдений — по линиям поглощения межзвездных молекул циана CN . На рис. 18 показана схема первых энергетических уровней молекулы CN : K — вращательное квантовое число, A и B — нижние уровни, A_1 и B_1 — первые возбужденные уровни. Нижний уровень B первого вращательного состояния молекулы CN ($K = 1$) находится чуть выше основного уровня A ($K = 0$) и представляет метастабильное состояние. Переход $A \rightarrow B$ соответствует поглощению излучения с длиной волны $\lambda = 2,63$ мм. Судить о том, в каком вращательном состоянии находятся молекулы циана в космическом пространстве, можно по оптическим переходам $A_1 \rightarrow A$ ($\lambda_1 = 3874,6 \text{ \AA}$) и $B_1 \rightarrow B$ ($\lambda_2 = 3874,0 \text{ \AA}$), длины волн которых отличаются на $0,6 \text{ \AA}$.

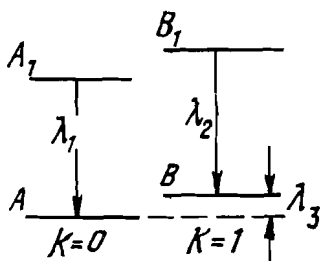


Рис. 18. Схема энергетических уровней молекулы циана

Уже давно в спектрах некоторых звезд было замечено присутствие линий поглощения межзвездного циана, который входит в состав газовой-пылевой облаков, расположенных между звездой и земным наблюдателем, причем наблюдались обе линии λ_1 и λ_2 . Это означало, что молекулы циана частично возбуждены на метастабильный уровень B за счет некоторого процесса $A + \epsilon \rightleftharpoons B$, вызываемого неизвестным излучением $\epsilon = h\nu$. По интенсивности линий λ_1 и λ_2 была оценена заселенность уровней A и B : $n_B/n_A = 1/4$, которая при термодинамическом равновесии состояний A , B и возбуждающего фактора ϵ определяется как $n_B/n_A = e^{-\frac{h\nu}{kT_{\text{эф}}}}$. Отсюда эффективная температура неизвестного излучения составляет $T_{\text{эф}} = 2,3$ К. Этот результат был получен еще в 1941 г. канадским астрономом Мак-Келларом, который,

однако, полагал, что измеренная температура фиктивна, а возбуждение молекул циана производят заряженные частицы космических лучей. После открытия РИВ об этом результате вспомнили Шкловский и ряд других астрофизиков, которые предположили, что возбуждающим фактором служат кванты теплового излучения с длиной волны 2,63 мм. Способ проверки оказался очень простым: в случае возбуждения космическими лучами $T_{эф}$ в разных местах Галактики и в окрестности звезд разных классов должна отличаться, так как различны интенсивности и спектры ускоренных космических частиц. Если же возбуждение производят фотоны РИВ, то в силу его универсальности $T_{эф}$ всюду должна быть одинаковой и соответствующей температуре радифона в сантиметровом интервале волн. Повторные наблюдения линий поглощения межзвездного циана показали, что всюду температура поля возбуждения одинакова и равна $2,89 \pm 0,14$ К, что в пределах измерительных ошибок совпадает с температурой РИВ в длинноволновой части спектра.

Подобный метод "инфракрасного космического термометра с оптической шкалой" был использован и для других молекул, встречающихся в межзвездной среде, но во всех этих случаях были получены лишь верхние пределы на температуру РИВ (табл.2).

Т а б л и ц а 2

Верхние пределы на температуру РИВ

Молекула	Длина волны λ , мм	Температура Т, К
CN (K = 2)	1,3	< 4,7
CN	0,56	< 5,1
CN ⁺	0,36	< 8,1

Измерения в коротковолновой, виновской части спектра теплового РИВ пока еще очень малочисленны и неточны из-за больших трудностей, встречающихся в субмиллиметровом диапазоне. Здесь наблюдения нельзя проводить с поверхности Земли в связи с сильным поглощением излучения в атмосфере, так что приемники излучения приходится выносить за ее пределы. Такие наблюдения проводятся на высотных аэростатах, но даже на вы-

соте 40 км все еще очень велик фон атмосферы в линиях молекул O_2 , O_3 и H_2O — он в десятки раз превышает искомый эффект. Трудности усугубляются локальным фоном: "шумит" любая нагретая выше 3 К часть прибора или подвески аэростата. Надо отметить, что и техника широкополосных приемников инфракрасного излучения сейчас недостаточно развита. Вот почему измерения РИВ в субмиллиметровом диапазоне ($1 - 10^{-2}$ мм) не дали до сих пор точных результатов. В 1975 г. группа Калифорнийского университета провела измерения с помощью поляризационного Фурье-спектрометра с германиевым детектором на высотном аэростате и получила тот же спектр с температурой ~ 3 К (рис. 19). Значит, и в коротковолновой области спектра РИВ нет заметных отклонений от планковского теплового спектра. Эти измерения будут продолжены, так как любое изменение формы спектра в этой области очень важно как для измерения полной энергии РИВ, так и для выяснения его возможной малой анизотропии. Искажение планковской кривой в субмиллиметровой области ожидается в связи с повторным нагревом вещества во Вселенной на стадии образования первых звезд, мощность и частота вспышек которых были намного больше, чем в наше время, — так называемая "яркая фаза".

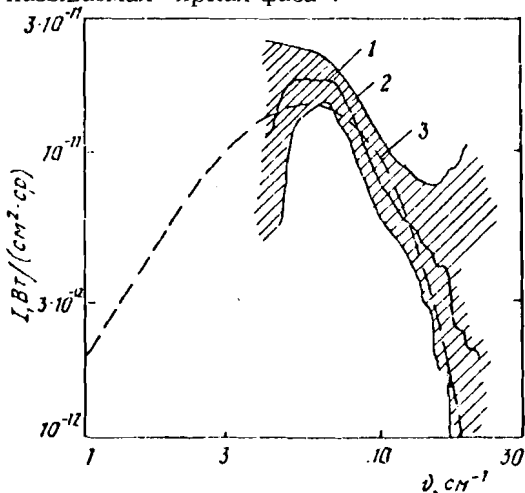


Рис. 19. Результаты измерения спектра реликтового излучения в субмиллиметровом диапазоне:

1 — измеренный поток; 2 — область измерений в пределах стандартного отклонения; 3 — спектр РИВ с $T = 2,99$ К

Свойства реликтового излучения

Основные свойства

Концентрация фотонов, $n_{\text{рел}}$	400 см^{-3}
Плотность энергии, $\mathcal{E}_{\text{рел}}$	$0,25 \text{ эВ/см}^3$
Средняя энергия фотонов, $\bar{E}_{\text{рел}}$	$6 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$
Удельная энтропия, s	$10^8 - 4 \cdot 10^9$

Тепловое излучение равномерно и изотропно заполняет все пространство. Концентрация реликтовых фотонов $n_{\text{рел}} = 400 \text{ см}^{-3}$ очень велика по сравнению со средней концентрацией нуклонов: $n_N = 10^{-7} - 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$ (последняя величина соответствует критической плотности вещества $\rho_{\text{кр}} = 6 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$). Отношение фотонной и нуклонной концентраций представляет безразмерный пара-

метр Вселенной — удельную энтропию: $s = n_{\text{рел}}/n_N = 10^8 - 4 \cdot 10^9$. При средней энергии квантов $\bar{E}_{\text{рел}} = 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$ плотность энергии РИВ составляет $\mathcal{E}_{\text{рел}} = 0,25 \text{ эВ/см}^3$, что на 4 порядка уступает плотности энергии вещества в наше время. Несмотря на это, РИВ играет важную роль в общем энергетическом балансе. Даже в Галактике $\mathcal{E}_{\text{рел}}$ одного порядка с плотностями энергий других космических инградиентов: светового и теплового излучений ($\mathcal{E}_{\text{св}}$), космических лучей ($\mathcal{E}_{\text{кл}}$) и галактического магнитного поля ($\mathcal{E}_H = \frac{H^2}{8\pi}$):

$\mathcal{E}_{\text{рел}} \sim \mathcal{E}_{\text{св}} \sim \mathcal{E}_{\text{кл}} \sim \mathcal{E}_H$. При переходе к межгалактическому пространству значение РИВ еще возрастает, так как его энергетический вклад становится намного больше: в то время как его плотность энергии всюду одинакова, у других компонент (света, космических лучей, магнитного поля) она падает в $\sim 10^3$ раз.

2. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ РИВ

Взаимодействие РИВ с космическими лучами приводит к ряду наблюдаемых и предсказываемых следствий.

Комптоновское рассеяние реликтовых фотонов на релятивистских электронах. Малоэнергичные реликтовые фотоны в результате рассеяния на электронах космических лучей увеличивает свою энергию (обратный Комптон-эффект):

$$(\hbar\nu)_{\text{рел}} + e \rightarrow e' + \gamma. \quad (53)$$

Максимальная передача энергии происходит при лобовом столкновении фотона с электроном, после которого энергия фотона

$$E_{\gamma \text{ макс}} = \bar{E}_{\text{рел}} \gamma^2, \quad (54)$$

где γ — лоренц-фактор электрона. Если, например, энергия электрона $E_e = 1$ ГэВ, то $\gamma = 2 \cdot 10^3$ и $E_{\gamma \text{ макс}} = 2,4$ кэВ — в результате рассеяния возникает квант рентгеновского излучения. Таким образом, процесс (53) объясняет происхождение диффузных потоков рентгеновского излучения Галактики и изотропного метagalактического рентгеновского фона. Основным является изотропный рентгеновский фон. Галактика в рентгеновских лучах выделяется очень слабо:

$$F_{\Gamma} \approx 10^{-2} F_{\text{МГ}}, \quad (55)$$

где F_{Γ} и $F_{\text{МГ}}$ — рентгеновские потоки от Галактики и Метagalактики. Из этого факта и потока космических электронов, измеряемого в окрестности Солнца $J_{e\Gamma}$, можно получить оценку потока электронов в межгалактическом пространстве. В самом деле, метagalактическое рентгеновское излучение собирается с размера, равного радиусу Вселенной $R_B \approx 10^{28}$ см, а галактическое — с размера, равного радиусу Галактики $R_{\Gamma} \approx 10^{23}$ см, так что $F_{\Gamma} \sim J_{e\Gamma} R_{\Gamma}$, $F_{\text{МГ}} \sim J_{e\text{МГ}} R_B$. Отсюда поток электронов в межгалактическом пространстве составляет

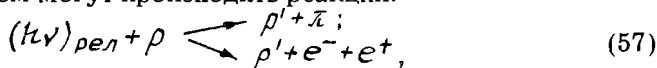
$$J_{e\text{МГ}} = 10^{-3} J_{e\Gamma}. \quad (56)$$

Как считается, в межгалактическое пространство электроны поступают из активных галактик (радиогалактик), в ядрах которых происходят взрывы с выбросом большого числа релятивистских электронов. Плотность радиогалактик возрастает по мере удаления от нас, с увеличением их параметра красного смещения z . Таким образом, основная часть изотропного рентгеновского фона создается в окрестностях далеких радиоисточников с характерными параметрами $z = 3 - 5$.

Процесс (53) приводит еще к одному наблюдаемому эффекту — уменьшению температуры РИВ по направлению на скопления галактик. В скоплениях галактик плотности электронов выше, чем в среднем по Метagalактике. В результате обратного комптоновского рассеяния реликтовых фотонов на электронах

интенсивность теплового излучения, а следовательно и температура становятся меньше в этих направлениях. Ожидаемая величина эффекта составляет $\Delta T/T \approx -10^{-3}$. Измерения, проведенные недавно, действительно обнаружили такой эффект в двух скоплениях из 10 изученных: $\Delta T = (-0,98 \pm 0,2)$ мК (скопление A576) и $\Delta T = (-2,63 \pm 0,23)$ мК (скопление A2218); мК = 10^{-3} К. Последний случай особенно интересен, так как A2218 — далекое скопление галактик ($z = 0,2$), расстояние до которого равно $R \approx z R_B \approx 2 \cdot 10^{27}$ см. Реликтовое излучение в этих наблюдениях проявляется на расстояниях, соизмеримых с радиусом Вселенной, т.е. подтверждается, что оно заполняет всю Вселенную.

Неупругое взаимодействие реликтовых фотонов с протонами. При столкновении реликтового фотона с высокоэнергичным протоном могут происходить реакции:



из которых наибольшим сечением обладает реакция рождения пиона. Найдем пороговую энергию протона для этой реакции. Так как в системе, где протон покоится, энергия реликтового фотона будет равна $E_{\text{рел}} \gamma$, величина порогового γ -фактора, определенная из закона сохранения энергии для реакции (57) $E_{\text{рел}} \gamma_{\text{пор}} = m_{\pi}$, будет равна 10^{11} и тогда $E_{\text{пор } p} = 10^{20}$ эВ. Начиная с такой энергии, в энергетическом спектре протонов космических лучей должен наблюдаться резкий обрыв.

На рис. 20 приведен энергетический спектр протонно-ядерной компоненты космических лучей. Он имеет три особенности:

— загиб спектра со стороны малых энергий ($< 10^{10}$ эВ), объясняемый солнечной модуляцией, т.е. действием магнитного поля солнечного ветра на низкоэнергичную часть галактических космических лучей. Величина солнечной модуляции изменяется периодически с тем же 11-летним периодом, что и солнечная активность — вот почему интегральная интенсивность космических лучей находится в антифазе с солнечной активностью. В интервале $10^{10} - 10^{15}$ эВ спектр одностепенной с показателем $\alpha = 2,75$;

— укрупнение спектра для $E > 10^{15}$ эВ. Показатель спектра становится $\alpha = 3,2$. Укрупнение спектра связано, по-видимому, с уходом космических лучей из Галактики, магнитное поле которой не может их более удерживать;

— уплощение спектра при $E > 10^{18}$ эВ. Спектр вновь возвращается к прежнему показателю $\alpha \approx 2,8$. Считается, что это обу-

словлено метагалактической компонентой космических лучей. В таком случае вся высокоэнергичная часть спектра имеет метагалактическое происхождение. Если метагалактическую компоненту продлить в область энергий $10^{12} - 10^{15}$ эВ (штриховая линия на рис. 20), то видно, что соотношение метагалактической и галактической протонных компонент составляет:

$\frac{I_{\text{PMГ}}}{I_{\text{PГ}}} = 10^{-3}$. Интересно отметить, что такое же соотношение было получено и для электронов (см. (56)).

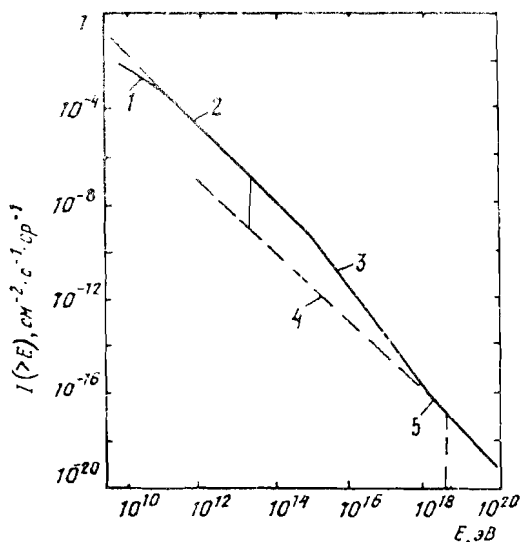


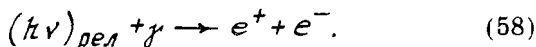
Рис. 20. Энергетический спектр нуклонной компоненты космических лучей:

1 — солнечное обрезание; 2 — $E^{-2,75}$; 3 — $E^{-3,2}$; 4 — внегалактическая компонента ($10^{-2} - 10^{-3}$ от галактической); 5 — $E^{-2,8}$

Других особенностей в спектре протонов космических лучей не наблюдается. В частности, нет предсказанного процессом (57) обрезания при $E \gtrsim 10^{20}$ эВ. Данные при столь высоких энергиях, получаемые с помощью многокилометровых установок, реги-

стрирующих широкие атмосферные ливни (ШАЛ), еще не очень надежны, но все же можно утверждать, что существенного изменения спектра для энергий $E > 10^{20}$ эВ не происходит. Это может быть объяснено либо вкладом какой-то новой компоненты, рождающей ШАЛы в атмосфере и компенсирующей убыль протонов (такой компонентой могут стать нейтрино высоких энергий, если сечение взаимодействия их при $E_\nu = 10^{19} - 10^{20}$ эВ становится геометрическим), либо малым возрастом космических лучей, таким, что процесс (57) не успеет повлиять на форму спектра. В последнем случае возраст космических лучей $t_{\text{пл}} < 10^8$ лет и они приходят с расстояний, не превышающих 30 Мпк, т.е. занимают объем Сверхскопления галактик с центром в созвездии Дева.

Взаимодействие реликтовых фотонов с γ -квантами. Реликтовый фотон, взаимодействуя с γ -квантом, может родить электронно-позитронную пару:



Порог этой реакции легко определить, если перейти в систему координат, в которой оба кванта имеют одинаковые энергии:

$\gamma \bar{E}_{\text{рел}} = \frac{E_\gamma}{\gamma} = m_e c^2$, $E_{\text{порог}} = 4 \cdot 10^{14}$ эВ. При энергиях $E_\gamma > E_{\text{порог}}$ спектр космического γ -излучения должен оборваться. Однако сегодня это предсказание трудно проверить так как максимально измеримые энергии γ -квантов составляют $\sim 10^{12}$ эВ.

Изотропия реликтового излучения

Изотропия — важнейшее свойство РИВ. Уже Пензиас и Вильсон установили, что возможные отклонения РИВ от изотропии не превышают нескольких процентов. Последующие измерения снизили уровень анизотропии до долей процента. РИВ, заполняющее всю видимую Вселенную, приходит к нам от ранних эпох. В адронную и лептонную эры оно было в равновесии с веществом и, следовательно, не могло распространяться свободно — оно было "пленным излучением". В течение всей эры излучения оно продолжало интенсивно взаимодействовать с заряженными частицами вещества, которое было тогда плотной плазмой. Однако в конце эры излучения, когда температура стала ниже потенциала ионизации водорода и плазма рекомбинировала, тепловые кванты ста-

ли, наконец, "свободны", так как с этого момента ($z \approx 10^3$) они перестали практически взаимодействовать с веществом. Осталось только упругое (томсоновское) рассеяние на атомах вещества, в результате которого фотоны, сохраняя свою энергию, изменяют направление. Последние акты томсоновского рассеяния реликтовые фотоны испытали в момент $z = 7$ — на таком расстоянии, если отсчитывать от земного наблюдателя, набирается средняя длина для томсоновского рассеяния. Именно это "далекое вещество", удаляющееся от земного наблюдателя с параметром красного смещения $z = 7$, является излучателем реликтовых фотонов, (подобно тому, как солнечная фотосфера является излучателем солнечных фотонов, первоначально, возникших в центре Солнца в виде гамма-квантов). По параметру z можно определить расстояние до "далекого вещества" и его возраст в момент испускания реликтовых фотонов: $R = 1,9 \cdot 10^{28}$ см, $t = 6 \cdot 10^8$ лет. Таким образом, анизотропия РИВ может быть связана либо с анизотропией "далекого вещества", либо с анизотропным движением наблюдателя относительно него. По размеру проявления анизотропия может быть мелко- или крупномасштабной.

Мелкомасштабная анизотропия

Имеется в виду существование "горячих" или "холодных" пятен с размером от десятков градусов до долей градуса в разных участках небесной сферы. Причиной их могли быть как пространственные неоднородности "далекого вещества", возникшие, например, в результате конденсации в первичной плазме, из которых образовались галактики и скопления, или при повторном нагреве газа во время "яркой фазы", так и неоднородности плотности электронов на пути от "далекого вещества", на которых реликтовые фотоны испытали дополнительное рассеяние. Такая мелкомасштабная анизотропия действительно обнаружена в последнее время. Она связана с комптоновским рассеянием реликтовых фотонов на электронах в скоплениях галактик (см. с. 48). За исключением этого эффекта, других проявлений мелкомасштабной анизотропии, например, в результате повторного нагрева газа, не обнаружено.

Крупномасштабная анизотропия

Есть два источника крупномасштабной анизотропии: собственное движение наблюдателя относительно "далекого вещества"

ва" и анизотропное расширение Вселенной.

Будучи связанным с "далеким веществом", РИВ определяет некоторую избранную систему отсчета, по отношению к которой Земля движется. В том направлении, в котором Земля "набегает" на поле теплового излучения, температура T последнего будет выше из-за эффекта Допплера; в противоположном направлении — ниже. Сейчас неизвестны в точности все движения, в которых принимает участие земной наблюдатель: с Землей вокруг Солнца, с Солнцем вокруг центра Галактик, с Галактикой относительно Местного скопления и центра Северскопления и т.д. Априори неизвестно, куда направлен суммарный вектор скорости Земли в системе отсчета, связанной с "далеким веществом". Но, как и сам эффект, его можно найти в эксперименте, измеряя температуру РИВ от разных участков неба. Проведению таких измерений помогает вращение Земли. Если телескоп направить в небо под некоторым углом к земному экватору, то из-за вращения Земли в его угол зрения будут попадать разные участки небесной сферы и эксперимент сведется к поиску временной переменности температуры реликтового фона. Она должна изменяться с периодом, равным звездным суткам $\tau_1 = 24$ ч:

$$T = T_0 \left[1 + \left(\frac{v_z}{c} \right) \cos \Omega \cdot \cos \frac{2\pi t}{\tau_1} \right], \quad (59)$$

где Ω — угол между суммарным вектором скорости Земли и плоскостью наблюдения.

В случае анизотропного расширения Вселенной также должна наблюдаться периодичность РИВ, но с периодом вдвое меньшим ($\tau_2 = 12$ ч). Это можно понять из следующего рассуждения. Если Вселенная однородна, то анизотропия расширения не может быть какой угодно, а должна иметь вид эллипсоида: скорости расширения вдоль большой оси максимальны, вдоль малой оси минимальны. В этом случае за один оборот Земли дважды встретятся участки неба с большими скоростями расширения и дважды — с малыми.

Поиски крупномасштабной анизотропии РИВ принесли определенный результат лишь в последнее время. Наиболее удачный эксперимент был осуществлен в 1977 г. в США. Измерения проводились на частоте 33 ГГц (длина волны ~ 1 см), чтобы свести к минимуму вклад от радиоизлучения Галактики, что создавало бы ложную анизотропию, с борта самолета-лаборатории НАСА "Локхид У-2" (высота 30 км), чтобы избежать значительного поглощения в атмосфере столь коротковолнового излучения. Дипольная

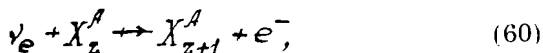
зависимость, предсказанная формулой (59), была действительно обнаружена с амплитудой $\Delta T = T - T_0 = 3,5$ мК. Определенная из (59) скорость Земли составляет $v_z = 350 \pm 60$ км/с, а вектор скорости направлен в точку небесной сферы с координатами: прямое восхождение $\alpha = 10$ ч 48 мин, склонение $\delta = 50^\circ$. Из этого результата следует важный вывод, касающийся характера космологического расширения Вселенной. Из известных скоростей парциальных "движений" земного наблюдателя (из скорости Земли на орбите вокруг Солнца $v_{zc} = 30$ км/с, скорости Солнца при вращении его вокруг центра Галактики $v_{zr} = 250$ км/с, суммарной скорости Земли $v_z = 350$ км/с и др.) была найдена скорость Галактики относительно центра Сверхскопления, которая оказалась равной $v \approx 500$ км/с. Расстояние до центра Сверхскопления галактик составляет $R = 20$ Мпк, и в соответствии с законом Хаббла центр должен был бы удаляться от нас со скоростью $v = 10^3$ км/с. Расхождение, выходящее за пределы ошибок измерения, указывает на то, что в пределах Сверхскопления галактик действуют удерживающие гравитационные силы, благодаря которым оно частично гравитационно связано. Космологическое Хаббловское расширение в чистом виде проявляется только начиная с расстояний, превышающих размер Сверхскопления.

Поиски анизотропии с периодом $\tau_2 = 12$ ч не дали результата, из чего следует, что расширение Вселенной изотропно с точностью до 10^{-3} .

Нейтринное море

Модель ГВ предсказывает существование реликтового потока нейтрино, заполняющих, как и тепловое излучение, всю Вселенную. Из-за слабости своего взаимодействия нейтрино "оторвались" от вещества очень рано — при температуре $T = 2$ МэВ ($t = 0,2$ с), и с тех пор распространяются свободно. В нашу эпоху реликтовое нейтринное море характеризуется следующими параметрами: температура $T_\nu = 2$ К, концентрация каждого типа нейтрино $n_\nu = 75$ см $^{-3}$, средняя энергия $E_\nu = 10^{-3}$ эВ. Обнаружив реликтовые нейтрино, можно было бы "заглянуть" в самое начало мира, во время лептонной эры (см. "Ядерная астрофизика", гл. УШ) Однако обнаружить и использовать реликтовые нейтрино крайне сложно. При сравнительно большом потоке

$I_{\nu_{re}} = n_{\nu} \cdot c = 3 \cdot 10^{12} \nu / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$ (сравните с потоком солнечных нейтрино $I_{\nu_{CN}} = 7 \cdot 10^{10} \nu / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$) реликтовые нейтрино из-за их малой энергии практически не обнаружимы, хотя и существуют реакции их регистрации. Рассмотрим радиоактивный изотоп X_Z^A . В соответствии с реакцией β -распада $X_Z^A \rightarrow X_{Z+1}^A + e^- + \bar{\nu}_e$ энергетически выгодна и реакция



которая, следовательно, может использоваться для регистрации нейтрино любой энергии. Результатом реакции (60) будет пик моноэнергичных электронов вблизи верхней границы β -спектра, который, складываясь со спектром электронов распада, сдвинет верхнюю границу на величину ΔE (рис. 21). Ожидаемая величина сдвига $\Delta E \approx E_{\nu} = 10^{-3}$ эВ, тогда как достигнутая сейчас точность измерения верхней границы β -спектра составляет 30 эВ. Чтобы почувствовать эффект от нейтрино реликтового моря, надо повысить точность экспериментов в $10^4 - 10^5$ раз, что в настоящее время не представляется возможным. Обнаружение и исследование реликтовых нейтрино — дело будущих экспериментов.

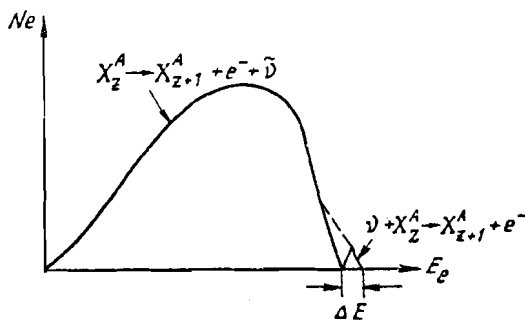


Рис. 21. Спектр электронов β -распада ядра X_Z^A

ФОНОВЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Электромагнитное излучение — основной источник информации о Вселенной, о процессах, протекающих в астрофизических объектах. Долгое время исследовалось лишь излучение дискретных источников. В настоящее время анализ излучения, неразрешенного на дискретные источники, приобрел важнейшее значение. Это излучение, называемое фоновым, несет информацию о Вселенной в целом. Таким образом, под фоновым излучением понимается электромагнитное излучение Вселенной, не искаженное ближними источниками: атмосферой, звездами, излучением Галактики и т.п. Исследование фонового излучения (или просто фона) очень важно для космологии, в частности, оно должно определить выбор правильной модели Вселенной.

Примером фонового излучения может служить тепловое реликтовое излучение (см. гл. III), наблюдаемое в коротковолновом радио- и субмиллиметровом диапазонах длин волн. В настоящее время РИВ является наиболее изученной частью спектра фона. Достаточно подробно исследован фон также в длинноволновой части радиодиапазона и в оптическом излучении — благодаря прозрачности атмосферы для этих излучений и возможности исследования с поверхности Земли.

За последние два десятилетия в результате развития внеатмосферных исследований (с помощью ракет, спутников и высотных аэростатов) проведены измерения фона также и в диапазонах, ранее недоступных для наблюдений из-за поглощения земной атмосферой (в инфракрасном, ультрафиолетовом, рентгеновском и гамма-диапазонах). Сейчас спектр фона исследован во всем интервале частот от длинных радиоволн ($\lambda \approx 300$ м, $\nu \leq 10^6$ Гц) до энергичных γ -лучей ($E \approx 100$ МэВ, $\nu \approx 10^{22}$ Гц) (рис. 22). Однако в нем имеются значительные "белые пятна" (отсутствие подробных данных) в результате сильного поглощения излучения в Галактике (ультрафиолет, мягкий рентген), наличия мешающего атмосферного, межпланетного и межзвездного "шумового" излучения (оптика, ультрафиолет) и сложности со-

здания аппаратуры с необходимой высокой чувствительностью (субмиллиметровый, инфракрасный и γ -диапазоны).

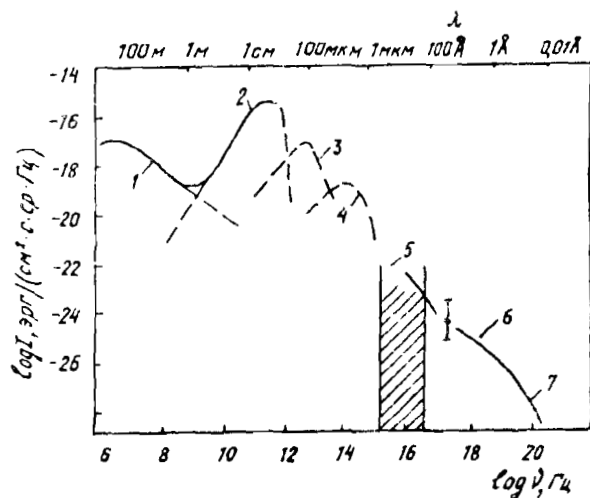


Рис. 22. Спектр электромагнитного фонового излучения Вселенной:

- 1 — дискретные радиоисточники; 2 — РИВ при $T = 2,7$ К;
 3 — инфракрасные источники; 4 — оптическое излучение нормальных галактик; 5 — ненаблюдаемый ультрафиолет; 6 — мягкое рентгеновское излучение; 7 — жесткое рентгеновское излучение

Рассмотрим результаты измерения фона в разных частях спектра.

1. МАЛОЭНЕРГИЧНОЕ ФОНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (ОТ РАДИО ДО ОПТИКИ)

Радиодиапазон

$$(\nu < 600 \text{ МГц}; \lambda > 50 \text{ см})$$

В длинноволновой части радиодиапазона фон представлен суммарным излучением далеких (и потому неразрешенных современными средствами наблюдений) дискретных радиоисточников. В этом диапазоне синхротронное излучение электронов в нашей Галактике сильно затрудняет измерение фона. Но предполагая, что спектр радиоизлучения Галактики не зависит от направления, можно записать для суммарной яркостной температуры

$$T(\nu; \alpha, \delta) = T_0(\nu) + T_r(\nu; \alpha, \delta), \quad (61)$$

где α и δ — координаты на небесной сфере. Проведя наблюдения в различных областях неба (α_i, δ_i) и пользуясь соотношением

$$T_0(\nu_1) + T_r(\nu_1; \alpha_i, \delta_i) = a \left(\frac{\nu_1}{\nu_2} \right) T_0(\nu_2) + b \left(\frac{\nu_1}{\nu_2} \right) T_r(\nu_2; \alpha_i, \delta_i), \quad (62)$$

где ν_1, ν_2 — частоты наблюдения, можно определить спектр галактического радиоизлучения. Этот спектр в интервале частот 13 — 178 МГц представляется степенным законом:

$$J_\nu \sim \nu^{-\alpha_r}, \quad (63)$$

$\alpha_r = 0,4$. Знание спектра галактического радиоизлучения позволяет выделить и метагалактическую (фоновую) часть. Однако такой разностный метод приводит к большим ошибкам в интенсивности и форме спектра фонового излучения.

Можно провести анализ иначе. В предположении, что главными источниками фона являются внегалактические объекты, спектральный индекс фонового излучения определяется по среднему индексу радиоизлучения внегалактических источников, который равен $\alpha_\Phi = 0,75$. Такой спектральный индекс при степенном законе (63) сопоставляют с яркостной температурой (по формуле чернотельного излучения), которая оказалась равной $T_\Phi = 30 \pm 7 \text{ К}$ на частоте 178 МГц. Определенную таким образом температуру радиофона нелегко объяснить, так как она заведомо превосходит мощность излучения радиогалактик (см. гл. У) и нормальных галактик. Причина стала ясна лишь срав-

нительно недавно, после проведения систематического подсчета числа слабых радиоисточников.

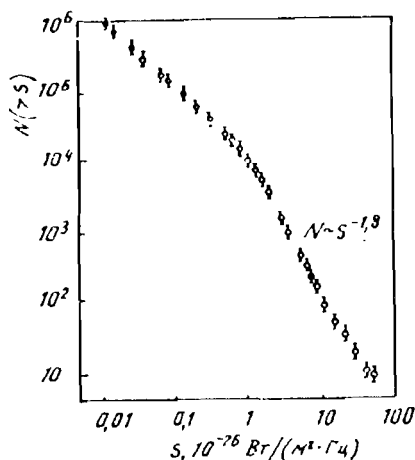


Рис. 23. Зависимость числа источников радиоизлучения с потоком больше S от величины потока на частоте $\nu = 408$ МГц

Результаты этого подсчета для отдельных выбранных участков неба, приведены на рис. 23 в виде зависимости числа источников с потоком больше S от величины потока. Как видно, число источников быстро возрастает с уменьшением потока, причем этот рост оказался более сильным, чем можно было ожидать исходя из простых соображений, связанных с распределением этих источников — далеких радиогалактик — в пространстве.

В самом деле, пусть ρ — плотность источников со светимостью L . Поток каждого из них на расстоянии r будет равен $S = \frac{L}{4\pi r^2}$. Источники, попавшие в сферу радиуса $r = \sqrt{\frac{L}{4\pi S}}$ от наблюдателя, будут иметь поток $> S$. Их число составит $M = \frac{4}{3}\pi\rho\left(\frac{L}{4\pi S}\right)^{3/2}$

а в единице телесного угла таких источников будет

$$N(>S) = \frac{M}{4\pi} = \frac{\rho}{3} \left(\frac{L}{4\pi S}\right)^{3/2} \sim S^{-1,5} \quad (64)$$

Это и есть ожидаемая зависимость $N(>S)$ от S . Учет разных светимостей источников не меняет сути дела, так как в этом случае, проведя те же рассуждения, мы получим вместо (64):

$$N(>S) = \left(\frac{4\pi}{S}\right)^{-1,5} \left(\sum_i \rho_i L_i^{3/2}\right) S^{-1,5}, \quad (65)$$

где суммирование ведется по разным классам светимости. Зависимость $N(>S) \sim S^{-1,5}$ осталась — это следствие трехмерной геометрии пространства.

Измеренная зависимость $N(>S)$ (см. рис. 23) дает более крутой рост числа источников с уменьшением потока: $N(>S) \sim S^{-1,8}$ в интервале потоков $(1 - 10^2) 10^{-26}$ Вт/(м²·Гц). Расхождение может быть объяснено только в предположении сильной эволюции радиоисточников во времени, причем приходится учитывать как эволюцию их числа (в прошлом плотность источников была больше), так и их светимости (в прошлом они были более яркими и мощными). Из рис. 23 видно также, что зависимость $N(>S) \sim S^{-1,8}$ верна до $S \approx 10^{-26}$ Вт/(м²·Гц), а для меньших потоков темп роста замедляется. Из этого следует, что сильная эволюция источников имела место лишь в ограниченном и сравнительно недалеком прошлом — для эпохи, определяемой параметрами красного смещения $z \approx 3 - 4$.

Сейчас существование сильной эволюции источников подтверждено и другими наблюдениями, например, измерениями красных смещений спектральных линий самых далеких наблюдаемых объектов — квазаров. Как показывают наблюдения, их сильная эволюция прослеживается до $z_{max} \approx 3$, после чего она прекращается. Можно думать, что при таких красных смещениях происходило интенсивное рождение квазаров и радиогалактик.

С учетом эволюции источников данные по радиофону легко объясняются. Принимая распределение источников таким, как показано на рис. 23, и экстраполируя в сторону еще меньших потоков, получают яркостную температуру радиофона, близкую к $T_{\phi} \sim 30$ К.

Коротковолновой радио и субмиллиметровый диапазоны

Начиная с длин волн $\lambda = 50$ см и до 10^{-2} см в фоновом излучении доминирует тепловое РИВ с чернотельным спектром и температурой $P_{\text{ред}} = 2,7$ К (см. гл. III).

Инфракрасный диапазон

$$(10^{12} < \nu < 3 \cdot 10^{14} \text{ Гц}, 1 < \lambda < 300 \text{ мкм}).$$

Исторически измерения в этой области были связаны с попытками обнаружить среди звезд объекты, яркие в инфракрасных лучах, протозвезды, предсказываемые теорией звездной эволюции. Первые же наблюдения увенчались успехом — было обнаружено неожиданно большое число инфракрасных звезд. Сейчас источники инфракрасного излучения исчисляются десятками тысяч. Среди них есть холодные звезды с температурой поверхности $\sim 3000 \text{ К}$, а также нормальные звезды, окруженные облаками пыли и газа, которые переизлучают оптическое и ультрафиолетовое излучение звезды в инфракрасную область. Но светимость этих объектов сравнительно невелика.

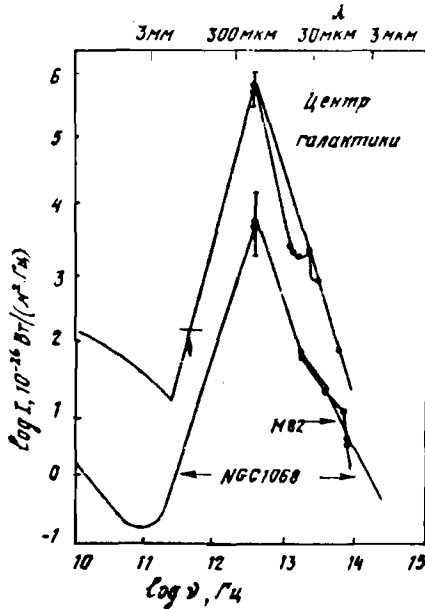


Рис. 24. Спектры инфракрасного излучения

Главный вклад в фоновое излучение в инфракрасном диапазоне, дают ядра галактик и квазары, максимум излучения которых как раз приходится на эту область спектра. На рис. 24 показаны в качестве примера спектры инфракрасного излучения центра Галактики, ядра сейфертовской галактики NGC 1068 и ядра галактики M82. Несмотря на большое различие объектов по пространственному масштабу и мощности излучения максимум их излучения наблюдается в одной и той же области длин волн (около 100 мкм). Его происхождение до конца не понятно. Из-за большого вклада дискретных источников величина фона в инфракрасном диапазоне точно не известна: здесь получен только верхний предел плотности энергии фона 10^{-2} эВ/см³

Оптический диапазон

$$(3 \cdot 10^{14} < \nu < 10^{15} \text{ Гц}, 3000 \text{ \AA} < \lambda < 1 \text{ мкм})$$

Исследованиям фонового излучения в оптическом диапазоне мешают близкие источники: излучение земной атмосферы, свет Солнца, рассеянный на межпланетной пыли ("зодиакальное свечение"), и излучение звезд Галактики. Первая из этих помех может быть устранена выносом измерительной аппаратуры за пределы атмосферы. Вторую в принципе можно устранить, запустив космическую лабораторию перпендикулярно плоскости эклиптики (где в основном сосредоточена межпланетная пыль) на расстояние порядка астрономической единицы. Все три источника шума могут быть учтены теоретическими поправками, но недостаточное знание функции светимости и пространственного распределения звезд в Галактике приводит к большой неопределенности при выделении внегалактической компоненты оптического излучения. По этой причине сейчас получены лишь верхние пределы интенсивности фона, которые составляют:

$$\left. \begin{aligned} I_{\varphi} &\leq 10^{-19} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц}) \text{ для } \lambda = 5500 \text{ \AA}; \\ I_{\varphi} &\leq 2 \cdot 10^{-20} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц}) \text{ для } \lambda = 4100 \text{ \AA}. \end{aligned} \right\} \quad (66)$$

Зная спектр излучения галактики, их пространственную плотность и учитывая красное смещение, можно вычислить интегральное излучение нормальных галактик в расширяющейся Вселенной. Точность таких расчетов невелика, но из них можно все же видеть, что главный вклад в фон дают нормальные галак-

тики — до половины величины экспериментальных верхних пределов (66). Это означает, что при малых параметрах красных смещений ($z \lesssim 1$) оптическая светимость галактик не испытывает сильной эволюции. Если же эволюция произошла при больших z , вклад ее должен попасть в инфракрасный диапазон, где как было сказано, точных наблюдений еще не проведено.

По верхнему пределу интенсивности оптического фонового излучения можно оценить предел плотности "светящейся материи" во Вселенной, т.е. звездных скоплений и карликовых галактик, не различимые в современные телескопы. Если соотношение "масса — светимость" для таких объектов принять таким же, как для галактик в среднем, плотность "светящейся материи" будет $\rho_{доп} < 10^{-30}$ г/см³, т.е. она оказывается существенно меньше критической плотности $\rho_{кр} = 6 \cdot 10^{-30}$ г/см³. Из полученных данных следует, что Вселенная описывается открытой моделью, согласно которой ее расширение будет длиться бесконечно.

2. ВЫСОКОЭНЕРГИЧНОЕ ФОНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Ультрафиолетовый диапазон

Весь диапазон можно подразделить на два интервала: мягкий ультрафиолет ($3000 \text{ \AA} > \lambda > 912 \text{ \AA}$), доступный для наблюдений со спутников и ракет, и жесткий ультрафиолет ($912 \text{ \AA} > \lambda > 50 \text{ \AA}$), принципиально не наблюдаемый в пределах Галактики из-за сильного поглощения межзвездным газом.

В интервале мягкого ультрафиолета яркость неба определяется излучением горячих звезд нашей Галактики. Чем выше поверхностная температура звезды, тем больше она излучает ультрафиолетовых квантов, но число таких звезд быстро убывает с увеличением температуры, а с ним и суммарное излучение звезд Галактики. Например, в интервале длин волн 1225 — 1340 \AA интегральная светимость Галактики равна $\sim 10^{40}$ эрг/с, что составляет 10^{-4} от ее оптической светимости. Эти данные были получены при наблюдениях, проведенных с борта АМС "Венера". Ожидалось, что в ультрафиолетовом диапазоне можно будет легко выделить внегалактическую компоненту, кото-

рая даст важные сведения о ядрах галактик и межгалактическом газе. Однако пока удалось получить только верхние пределы, которые составляют 10^{-20} — 10^{-21} эрг/(см²·с·р·Гц) для длин волн 1000 — 3000 Å.

Фотоны с энергией, превышающей $h\nu = 13,6$ эВ ($\lambda = 912$ Å), ионизируют водород — самый распространенный элемент в составе межзвездного газа, что приводит к их поглощению на расстоянии, существенно меньшем размера Галактики. Именно по этой причине внегалактический фон в этом интервале не может быть получен прямыми измерениями. Существует, однако, косвенный метод оценки фона. Под воздействием жесткого ультрафиолета на границах галактик должны появляться зоны ионизации. В центральных областях галактик, где плотность газа высока, зона ионизации невелика. С удалением от центра плотность газа быстро уменьшается и на каком-то расстоянии от центра галактики весь газ будет ионизован. Это означает, что на границе галактики плотность нейтрального водорода, наблюдаемого по радиоизлучению на длине волны $\lambda = 21$ см, должна резко оборваться. Наблюдения не показали такого обрыва. На рис. 25 приведены данные, касающиеся галактики М31 (Туманность Андромеды). На рисунке видно, что ширина обрыва мала, из этого следует, что мощности ионизованного и нейтрального слоев газа на границе галактики сравнимы. Отсюда получен верхний предел интенсивности фонового "ненаблюдаемого" ультрафиолета: $\nu \lesssim 10^{-23}$ эрг/(см²·с·р·Гц) для интервала длин волн $\lambda = 300 \div 912$ Å.

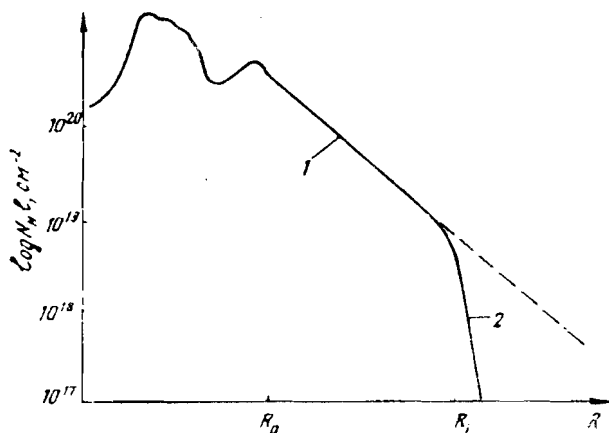


Рис. 25. Распределение плотности нейтрального водорода для галактики М31:

1 — нейтральный газ; 2 — обрыв из-за ионизации газа

Рентгеновский диапазон

$$(0,1 \text{ \AA} < \lambda < 100 \text{ \AA}, 100 \text{ эВ} < E < 100 \text{ кэВ})$$

Наблюдения на ракетах выявили существование изотропной рентгеновской компоненты, что служит свидетельством существования нового излучения в этом диапазоне. Вдали от плоскости Галактики излучение с энергией $E = 10 \div 10 \text{ кэВ}$ изотропно с точностью 5% в угле $\sim 10^\circ$.

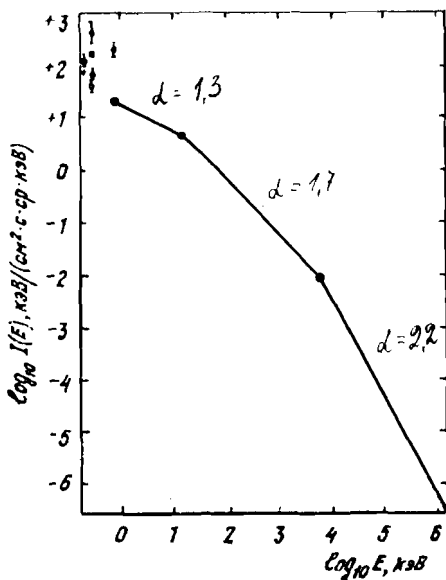


Рис. 26. Дифференциальный спектр фонового рентгеновского излучения

На рис. 26 представлены данные по рентгеновскому фоновому излучению. Как видно из рисунка, форма спектра различна в разных интервалах энергии. Для энергий фотонов $E = 40 \div 100 \text{ кэВ}$ спектр имеет вид:

$$EN(E) = \mu E^{-\alpha} = 100 E^{-2,2} \text{ кэВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}). \quad (67)$$

В районе 40 кэВ спектр испытывает излом, так что в интервале $E = 10 \div 40$ кэВ показатель α становится равным 1,7. Для энергий 1 — 10 кэВ спектр еще больше уплощается и показатель здесь составляет $\alpha = 1,3$, но, возможно, сама форма спектра в этом интервале отлична от степенной. В области $E < 1$ кэВ спектр, напротив, становится круче (показатель $\alpha = 2 \div 3$), но точный вид его пока не установлен ввиду трудностей измерения, вызванных сильным поглощением в межзвездном газе. Тем не менее данные показывают большой избыток излучения около энергии 0,25 кэВ по сравнению с 1 кэВ и заметную зависимость этого избытка от галактических координат. Есть предположение, что это излучение связано с галактическими шпурами — протяженными объектами на небе, обнаруженными по радиоизлучению, которые являются остатками близких сверхновых звезд, вспыхнувших недавно ($10^5 - 10^6$ лет) в радиусе 30 — 100 пк от Солнца. Прогрев газа ударной волной, образуемой при вспышке, может обеспечить наблюдаемый избыток мягкого рентгена. Последние наблюдения, проведенные с высоким спектральным разрешением, установили существование в спектре фона квазимонохроматического излучения железа с энергией $E = 6,7$ кэВ, представляющего наложение резонансных линий излучения $Fe\ XXV$, $Fe\ XXVI$ и ряда других линий, возбуждаемых электронными соударениями в горячем газе с температурой $(3 \div 10) \cdot 10^7$ К.

Можно сделать ряд предположений о природе рентгеновского фона. Они должны объяснить следующие главные особенности фонового излучения: а) степенной спектр с показателем $\alpha = 2,2$ для $E \gtrsim 40$ кэВ; б) перегиб в спектре около энергии $E \simeq 40$ кэВ; в) избыток мягкого рентгеновского излучения ($E \simeq 0,25$ кэВ); г) высокую плотность энергии рентгеновского фона.

Степенная форма спектра указывает на нетепловой механизм излучения. Модель предполагает наличие в источниках рентгена высокой плотности излучения в радио, инфракрасном и оптическом диапазонах, возникающего, например, в результате синхротронного излучения электронов в магнитных полях. В одном из вариантов модели источниками рентгеновского фона являются ядра активных галактик, в которых, как указывалось в п.1 этой главы, максимум излучения приходится как раз на инфракрасный диапазон. Рентгеновское излучение возникает в результате обратного комптоновского рассеяния (ОКР) релятивистских электронов на малоэнергичных фотонах. На рис. 27 представлен расчетный спектр излучения ядра активной галак-

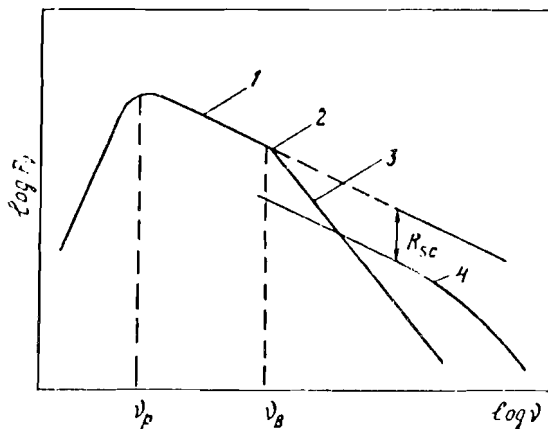


Рис. 27. Расчетный спектр излучения ядра активной галактики от радио до рентгеновского излучения:
 1 — показатель α_1 (синхротрон); 2 — излом; 3 — показатель α_2 ; 4 — комптон-эффект

тики от радиоизлучения до рентгеновского. Из-за низкочастотного самопоглощения излучения в источнике (на длинах волн $\lambda \sim 0,1 - 10$ см) в этой области наблюдается "завал" спектра. При более высоких частотах спектр синхротронного излучения имеет одностепенную зависимость с показателем α . Подобный же степенной спектр будет перенесен в результате ОКР и в рентгеновский диапазон. Интенсивность рентгеновского излучения зависит от размеров источника синхротронного излучения, величины магнитного поля, значения показателя α . Достоинство модели в том, что она предсказывает определенную связь между потоками излучения в разных диапазонах (радио, инфракрасный, рентген), которую можно экспериментально проверить. Протяженность степенного спектра определяется временем жизни электронов в источнике, которая зависит от интенсивности их энергетических потерь на комптоновское рассеяние. Показатель же α тесно связан с временем инжекции электронов в источнике.

В другом, не менее распространенном варианте "комптоновской модели" источником малоэнергичных фотонов служит тепловое РИВ. Рентгеновский фон образуется в результате ОКР реликтовых фотонов на релятивистских электронах, выбрасы-

ваемых из радиогалактик в межгалактическую среду (см. гл. Ш, п. 2). Если спектр электронов степенной с показателем γ , спектр рентгеновского фона также будет степенным с показателем $\alpha = \frac{\gamma-1}{2}$. Считается, что именно таким путем формируется основная часть ($\sim 90\%$) рентгеновского фонового излучения. Вклад ядер далеких активных галактик в наблюдаемый фон составляет 10%. И совсем мало, около 1%, дает тепловое излучение межгалактического газа. Однако этот малый вклад очень важен, по нему можно оценить плотность межгалактического газа, от которой зависит выбор космологической модели. Данные рентгеновской астрономии указывают, что газа особенно много в скоплениях галактик, где наблюдаются протяженные рентгеновские источники. Температура газа составляет $10^5 - 10^6$ К, отсюда его излучение в интервале мягкого рентгена, а его плотность в скоплениях достигает 10^{-27} г/см³. Вклад межгалактического газа в общее количество материи во Вселенной хоть и является значительным, приблизительно совпадая с вкладом вещества галактик, все же недостаточен, чтобы "замкнуть мир". Средняя плотность вещества во Вселенной с учетом межгалактического газа составляет $\rho \sim 10^{-30}$ г/см³, что еще много меньше критической плотности материи $\rho_{кр}$. В соответствии с этими данными Вселенная описывается открытой моделью.

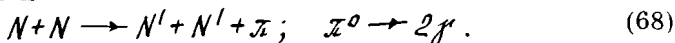
Диапазон γ -излучения

В настоящее время исследования космического γ -излучения проводятся в широком интервале энергий от 10^5 до $\sim 10^{12}$ эВ. Вместе с измерениями рентгеновского излучения (а также космических лучей и нейтрино) эти исследования получили название астрофизики высоких энергий.

Отличительными особенностями γ -диапазона являются высокая энергия квантов излучения, указывающая на то, что они возникли в процессах с большим выделением энергии, высокая проникающая способность γ -квантов и новые каналы генерации, свойственные только γ -излучению. γ -Кванты образуются при взаимодействии частиц с веществом и излучением, в реакциях аннигиляции и радиоактивного распада. Релятивистские электроны могут рождают γ -кванты в процессах тормозного, магнитотормозного (синхротронного) излучений и ОКР на малознергичных фотонах. Сведения об этих процессах, которые

можно почерпнуть из наблюдений космического γ -излучения, очень важны, так как они непосредственно связаны с потоками электронов, плотностью вещества, магнитного поля и излучения в источниках. Однако подобные же сведения можно получить из наблюдений рентгена, который генерируется в таких же процессах. В этом смысле более важны для астрофизики процессы генерации γ -квантов нуклонами и ядрами — они и представляют те новые каналы генерации, которые дают выход только в γ -диапазон:

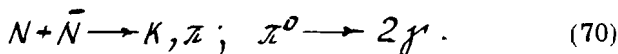
— рождение и распад нейтральных пионов в ядерных взаимодействиях:



"Пионное" γ -излучение характеризуется специальным энергетическим спектром (рис. 28), который независимо от спектра нуклонов, участвующих в процессе (68), имеет максимум на энергии

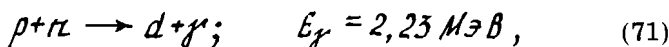
$$E_{\gamma \max} = \frac{\pi c^2}{2} = 67,5 \text{ МэВ}; \quad (69)$$

— рождение и распад нейтральных пионов в реакциях нуклон-антинуклонной аннигиляции:



Энергетический спектр "аннигиляционных" γ -квантов подобен спектру "пионного" γ -излучения, но отличается более крутым падением в обе стороны от максимума и наличием обрыва спектра при энергии $E_{\gamma} = 920 \text{ МэВ}$;

— ядерные реакции с образованием γ -квантов. Примером может служить реакция захвата нейтрона протоном с образованием дейтерия:



γ -излучение возбужденных ядер. В этом процессе, как и в реакции (71), возникает моноэнергетическое (линейчатое) γ -излучение в интервале энергий 0,1 — 10 МэВ. (Вопросы астрофизики ядерных γ -линий рассматриваются в главе У.)

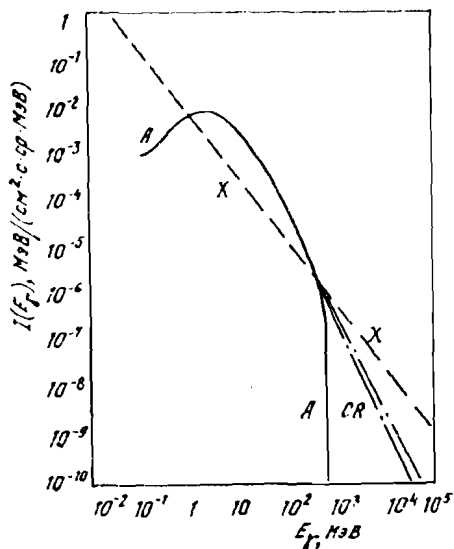


Рис. 28. Спектры для различных моделей происхождения диффузного γ -излучения (*A* — аннигиляционная модель; *CR* — модель космических лучей; *X* — экстраполированный спектр из области рентгеновского излучения)

Энергетический спектр изотропного γ -излучения показан на рис. 26. При переходе от рентгена к γ -лучам ($E > 0,1$ МэВ) спектр сначала делается более крутым ($\alpha \approx 2,8 - 3,2$). Считается, что фон в этой области почти полностью определяется излучением далеких активных галактик. Если это действительно так, должна наблюдаться мелкомасштабная анизотропия фона (в интервале секундных и минутных углов). Пока такие подробные измерения фона не проведены и наблюдения показывают изотропию фона с точностью до 10% в пределах углов в несколько градусов.

В интервале энергий 1 — 10 МэВ наблюдается заметное уплощение спектра, после чего он вновь следует степенному закону с показателем $\alpha = 2,5 - 3,0$. Таким образом, в интервале 1 — 10 МэВ в спектр как будто добавляется новая компонента.

Для ее объяснения выдвинут ряд гипотез. Например, она трактуется как космологическое f' -излучение, возникшее в эпоху с параметром красного смещения $z = 70 - 100$. Космологические f' -кванты образовались в процессах (68), (70), но за счет красного смещения их энергетический спектр сместился в область меньших энергий, а максимум стал наблюдаться на энергии

$$E_{f'_{max}} = 67,5 \text{ МэВ} / z + 1 \sim 1 \text{ МэВ}. \quad (72)$$

Эволюционная космология предсказывает, что процесс (68) активно протекал в эпоху образования галактик и появления первых космических лучей, когда плотность вещества в мире была значительно больше современной. Процесс же (70) должен был идти на всех этапах развития, но наиболее активно при $z \gtrsim 100$, если Вселенная симметрична по барионному заряду. Дальнейшие измерения фона в этой области энергий должны выяснить природу регистрируемого f' -излучения, которое в случае подтверждения выдвинутых гипотез, позволит "заглянуть" в ранние эпохи развития Вселенной.

Изотропное f' -излучение дает возможность оценить плотность антивещества в составе межгалактического газа в нашу эпоху. Эта оценка делается на основании процесса (70) и интенсивности фона $I_{\varphi} (E_{f'} \gtrsim 100 \text{ МэВ}) \simeq 10^{-5}$ квант/(см²·с·ср). Предполагая, что вещество и антивещество в межгалактическом газе размешаны равномерно, получим:

$$I_{\varphi} \simeq \frac{k}{4\pi} \frac{c}{H} \frac{1}{m_N^2} \rho \tilde{\rho} \langle \sigma_Q v \rangle \lesssim 10^{-5}, \quad (73)$$

где $k = 3$ — среднее число f' -квантов, образуемых в одном акте $N\bar{N}$ -аннигиляции; c — скорость света; H — константа Хаббла; m_N — масса нуклонов; $\rho, \tilde{\rho}$ — плотности вещества и антивещества; $\langle \sigma_Q v \rangle$ — усредненное по спектру произведение сечения аннигиляции на относительную скорость частиц. Для случая ионизованного межгалактического газа $\langle \sigma_Q v \rangle \approx 10^{-15}$ см³/с и из (73) следует, что $\rho \tilde{\rho} \lesssim 10^{-65}$ г²/см³. Так как плотность межгалактического газа, измеренная по рентгеновскому фону, $\rho \approx 10^{-30}$ г/см³, то средняя плотность антивещества $\tilde{\rho} \lesssim 10^{-35}$ г/см³. Для случая нейтрального газа эта оценка будет еще меньше. Отсюда следует, что Вселенная несимметрична. Однако надо иметь в виду, что этот вывод справедлив лишь в гомогенной Вселенной (в предположении о равномерном распределении

вещества и антивещества) и перестает быть справедливым в гетерогенной Вселенной, в которой массы вещества и антивещества разделены в пространстве и не взаимодействуют друг с другом.

АКТИВНЫЕ ГАЛАКТИКИ

Активными называются галактики, в центральных областях которых — в галактических ядрах — проявляется повышенная активность: большие скорости движения газа, высокая светимость, выбросы пучков частиц и плазмы с релятивистскими скоростями. Хотя тема активных галактик не имеет прямого отношения к космологии, выяснение природы активности ядер галактик может предоставить важные сведения по ряду вопросов (состав и плотность Вселенной, изотропия фонового излучения и др.), имеющих для космологии большое значение.

1. МОРФОЛОГИЯ ГАЛАКТИК

Термин "галактика", имеющий латинский корень *gala* (молоко), произошел от названия туманностей, наблюдаемых наряду с точечными звездами. Еще Гершель считал, что некоторые из размытых туманностей представляют отдельные острова звезд, подобные нашей Галактике — Млечному Пути. Хаббл экспериментально доказал это, установив, что расстояние до туманностей превышает размеры Млечного Пути, и выделив отдельные звезды в ближайших туманностях. Он же определил морфологическую последовательность галактик, основанную на их внешнем виде, которая с незначительными изменениями принята и в наше время:

$$Ir - Sc - Sb - Sa - So - E. \quad (74)$$

Здесь буквами обозначены следующие типы галактик: *Ir* — нерегулярные; *S* — спиральные, отличающиеся друг от друга разной степенью выраженности спиралей: *Sa* — слабо заметные спирали, *Sc* — четко обозначенные спирали; *Sb* — спирали с центральной перемычкой (барром); *So* — линзовидные; *E* — эллиптические, в пределе переходящие в сферические. Каждый морфологический тип подразделен на 8 классов, например: E0, E1, E2, ..., E7. Млечный Путь относится к типу *Sa*.

Последовательность Хаббла не является эволюционной, т.е. в процессе своей эволюции галактики не переходят из одного типа в другой, как полагали раньше. Она отражает различие начальных условий при формировании галактик. Это следует из данных табл. 3, в которой приведены некоторые характеристики сравнительно близких и потому ярких галактик (видимая величина $m \leq 13$), усредненные по морфологическим типам. Выяснение относительной распространенности η и отношения "масса — светимость" (M/L) имеет, как известно (см. гл. II), большое значение для определения средней плотности материи во Вселенной ρ . Очень важно при этом знать, как изменяются η и M/L при переходе к более далеким галактикам. Эти исследования проводятся сейчас на самых больших телескопах, на которых появилась возможность выделять морфологические типы более удаленных галактик. Пока же при определении ρ принимается, что и далекие галактики имеют те же η и M/L , что и близкие.

Таблица 3

Средние характеристики галактик

Тип	Распространенность η , %	Средняя масса, M_c	Средняя светимость, L_c	Отношение масса/светимость, M_c/L_c	Средняя плотность, g/cm^3	Доля газа $\delta_{газ}$
<i>Ir</i>	3,5	10^9	$1,2 \cdot 10^9$	0,9	$2 \cdot 10^{-25}$	0,37
<i>S</i>	51	$10^{10} - 10^{11}$	$(1,2 - 3,6) 10^{10}$	1-6	$(1-5) 10^{-24}$	0,01-0,2
<i>So, E</i>	44	$2 \cdot 10^{11}$	10^{10}	20	10^{-23}	0,002

Как видно из табл. 3, галактики разных типов сильно различаются как по средней плотности, так и по доле межзвездного газа $\delta_{газ}$ в общей массе галактики. В *So* и *E*-галактиках газа осталось очень мало ($\delta_{газ} = 0,2\%$), он почти весь "ушел" в звезды. Поэтому процесс звездообразования в них уже закончен — это старые галактики, исчерпавшие практически полностью свой "строительный материал". Напротив, нерегулярные галактики следует считать молодыми, богатыми газом ($\delta_{газ} \approx 40\%$), в которых звездообразование и сейчас идет полным ходом. Продолжается процесс рождения новых звезд и в спи-

ральных галактиках, в которых газа достаточно много (до 20%), в частности, в нашей Галактике.

Кроме перечисленных типов галактик, встречаются особые (пекулярные) галактики, которые нельзя отнести ни к одному из указанных типов и доля которых сравнительно мала ($\eta = 1,5\%$).

Активные галактики тоже встречаются сравнительно редко, их доля составляет 1 — 2% среди нормальных галактик разных типов, но по своим свойствам они намного богаче и интереснее последних.

Существует несколько видов активных галактик, классифицируемых по проявляемой активности:

— сейфертовские галактики — впервые их исследовал Сейферт (США, 1942 г.). Они относятся к типу спиральных галактик, составляя 2% их общего числа, и отличаются высокой яркостью ядер и широкими эмиссионными линиями водорода, указывающими на большие, до нескольких тысяч километров в секунду, скорости движения газа;

— *N*-галактики с повышенной яркостью как в оптическом, так и в радио-диапазонах;

— галактики с ультрафиолетовым избытком (галактики Маркаряна, который составил их каталог). Как правило, эти галактики компактны (они входят также в каталог компактных галактик, составленный Цвикке), обладают высокой светимостью в рентгеновском излучении и проявляют другие пекулярные свойства;

— лацертиды — сравнительно небольшая группа объектов, названных так по первому изученному объекту *BL Lacerta* (Ящерица). По-видимому, лацертиды близки к квазарам, но в их спектрах не удалось выделить отдельных линий и потому неизвестны расстояния до них, а следовательно, и их природа;

— радиогалактики;

— квазары.

Последние два типа активных галактик представляют наибольший интерес и будут рассмотрены подробно.

2. РАДИОГАЛАКТИКИ

Радиогалактиками называют те галактики, радиосветимость которых превышает их светимость в оптическом диапазоне: $L_p > L_{оп}$. Такого не может быть, если светимость галак-

тики складывается только из светимостей образующих ее звезд, так как интенсивность радиоизлучения в спектрах звезд (абсолютно черные тела с температурой 3000 — 40000 К) ничтожно мала. За это ответственны, как мы увидим ниже, галактические ядра, излучение которых, а также выброшенных из них потоков плазмы и заряженных частиц и создает феномен радиогалактики.

Радиоизлучение галактик зависит от их морфологического типа. Галактики типов S и Ir радиоспокойны, характерные величины их оптической и радиосветимостей составляют: $L_{оп} = 10^{41} - 10^{43}$ эрг/с, $L_p < 10^{40}$ эрг/с. Так, у Млечного Пути и Туманности Андромеды светимости равны: $L_{оп} = 10^{43}$ эрг/с, $L_p = 10^{38}$ эрг/с, это типичные нормальные галактики. Повышенная радиосветимость наблюдается у E-галактик. Те из них, у которых радиосветимость $L_p \approx L_{оп} = 10^{40} - 10^{42}$ эрг/с, называются нормальными радиогалактиками (НРГ). Если же $L_p \gg L_{оп}$ налицо сильная радиогалактика (СРГ). Среди СРГ выделяют D-галактики (двухрядные), у которых L_p доходит до 10^{45} эрг/с. Еще большее радиоизлучение обнаруживают N-галактики (галактики с ярковыраженным ядром) и квазары, у которых L_p до 10^{46} эрг/с.

Внешний вид радиогалактик определенно указывает на взрыв или даже последовательность взрывов, происходящих в галактических ядрах. Приведем несколько примеров.

Лебедь-A — самая яркая радиогалактика на небе (рис.29). Как видно на рисунке, линии одинаковой интенсивности радиоизлучения — изофоты — образуют два радиооблака, расположенных на одной прямой с оптической галактикой, являющейся гигантской E-галактикой. Внутри самой галактики находятся еще два точечных радиоисточника, попадающих на ту же прямую линию. Такова типичная D-галактика с двумя протяженными и двумя компактными компонентами. Измерив красное смещение оптической галактики, определили следующие ее параметры: $z = 0,057$, $r = \frac{cz}{H} = 170$ Мпк, $L_p = 10^{45}$ эрг/с, $L_{оп} = 10^{44}$ эрг/с (оптическая светимость необычно велика даже для гигантских E-галактик), размер галактики $d = 20$ кпк. Из расположения радиооблаков следует, что они генетически связаны с оптической галактикой. Их размеры десятки килопарсек, а расстояние, на которое они "ушли" от галактики, видимо, породившей их, составляет $\ell \approx 80$ кпк. Все это очень похоже на картину взрыва, когда в результате закона сохранения импульса продукты взрыва разлетаются в противоположные стороны. В каждом из облаков, ближе к их переднему фронту имеется 2 — 3

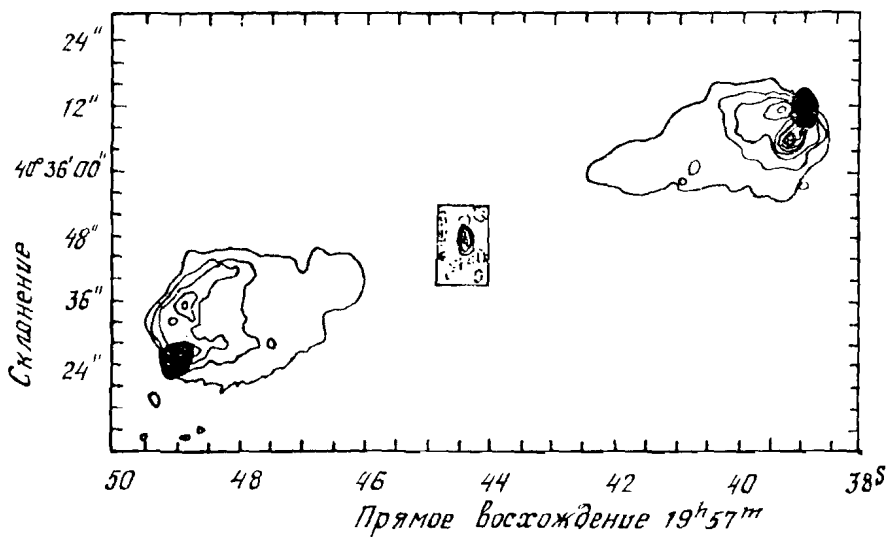


Рис. 29. Радиокарта источника Лебедь-А. Центральный источник, совпадающий с оптической галактикой, много слабее ярких радиооблаков и потому показан в другом масштабе (прямоугольник)

ярких компактных радиоисточника. Подобные радиооблака, симметрично расположенные относительно оптической галактики на сравнительно больших расстояниях, наблюдаются у большинства радиогалактик. Установлены следующие факты:

а) скорости разлета радиооблаков от центральной галактики порядка скорости света, в то время как скорости расширения облаков намного меньше;

б) наблюдаются повторные радиооблака вдоль одной и той же линии, что очевидно указывает на рекуррентность взрывов;

в) радиооблака могут "уходить" от галактики на очень большие расстояния, превышающие размеры скоплений галактик ($L = 5,7$ Мпк для радиогалактики 3С236).

Дева-А (M87) — тоже двойная радиогалактика, но ее вид совсем другой, нежели у Лебедя-А. Она состоит из двух компонентов (рис. 30): слабого компонента А, расположенного в центре небольшой Е-галактики, и сильного компонента В, находящегося на конце "выброса", связанного с галактикой. По-видимому, в этой радиогалактике мы наблюдаем начальную фазу развития радиооблаков. В ультрафиолете виден также слабый противоположный "выброс", по какой-то причине задержавшийся в своем развитии, так что у него еще не возник радиоисточник. Длина большого "выброса" составляет ~ 1 кпк. Центральный радиоисточник А совпадает с ядром галактики, размер его, определенный по методу межконтинентальной интерферометрии, составляет $\sim 10^{-3}$ " или, перейдя к линейному масштабу, $\sim 0,1$ пк.

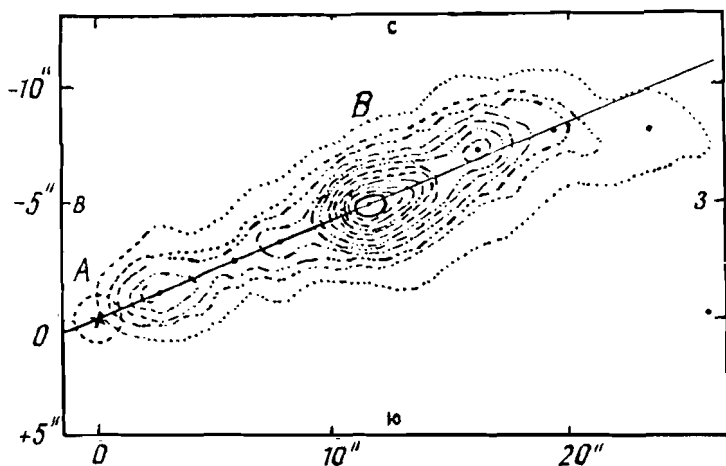


Рис. 30. Изофоты радиогалактики Дева-А (NGC 4486). Круг с крестом слева показывает положение оптической галактики

Два результата наблюдений способствовали выяснению механизма излучения радиогалактик.

1. Частотный спектр радиоизлучения имеет одностепенной вид

$$I(\nu) = C\nu^{-\alpha_p}, \quad (75)$$

где $I(\nu)$ — интенсивность излучения на данной частоте ν ; $\alpha_p = 0,7 - 0,8$ — спектральный индекс. На низких частотах спектр "завален".

2. Высокая степень поляризации излучения, которая доходит иногда до 30%.

Эти результаты хорошо объясняются механизмом синхротронного излучения релятивистских электронов, движущихся в магнитных полях напряженностью $10^{-6} - 10^{-4}$ Гс в окрестностях галактик. Энергетический спектр электронов, восстановленный по частотному спектру $I(\nu)$, имеет также степенной вид: $N_e = C' \nu^{-\alpha_e}$, где

$$\alpha_e = 2\alpha_p + 1 = 2,4 - 2,6, \quad (76)$$

что находится в хорошем согласии с измеренным спектром электронной компоненты космических лучей в Галактике. Совпадение указывает на то, что как электроны в нормальных галактиках (Млечный Путь), так и электронные пучки в "выбросах" радиогалактик имеют одинаковое происхождение.

Несмотря на известный механизм радиоизлучения природа радиогалактик (так же, как и других активных галактик) еще не выяснена. Не установлено, например, являются ли радиогалактики особым классом галактик или активным этапом в жизни любой нормальной галактики. В последнем случае, которому отдают предпочтение, из отношения числа радиогалактик к числу нормальных галактик, равного $\sim 0,03$, получают оценку активного этапа $t_{рад} \approx 10^7$ лет.

В радиоизлучении проявляется активность ядер эллиптических галактик. Другой вид активности демонстрируют ядра спиральных галактик: истечение газовых потоков со скоростями $10^3 - 5 \cdot 10^3$ км/с и повышенная яркость ядер в оптическом диапазоне, составляющая до 50% яркости всей галактики — таковы сейфертовские галактики. Наконец, есть и такие галактики, в которых объединены оба вида активности — это N -галактики.

Некоторым подтверждением того, что все галактики время от времени проходят активную фазу, служат наблюдения за ядром нашей спокойной галактики. Масса и размер ядра Галактики: $M_{я} = (10^2 - 10^6) M_{\odot}$ (по разным данным), $r_{я} \lesssim 0,1$ пк. Ядро Галактики отождествляют с сильным радиоисточником Стрелец-А (западный компонент) (рис. 31), изучение которого привело к предположению, что приблизительно 10^7 лет назад из него были испущены в противоположные стороны две струи газа. Скорость струй составляла 100 км/с, светимость источника равнялась 10^{33} эрг/с, а полная выделенная энергия была 10^{53} эрг (порядка энергии, выделяемой при взрыве сверхно-

вой). Таким образом, Галактика имела активную фазу, внешне похожую на то, что сейчас наблюдается в активных галактиках, но только в сильно уменьшенном масштабе.

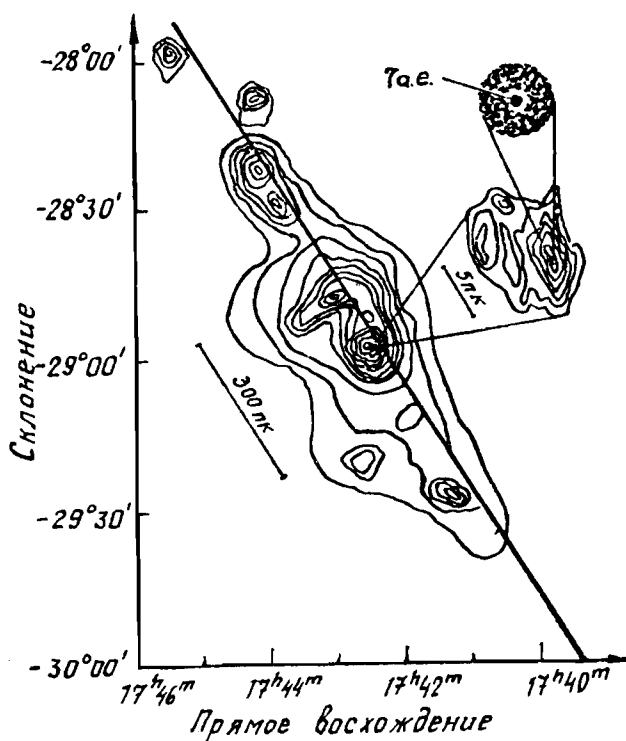


Рис. 31. Радиокарта центрального района Галактики. В увеличенном масштабе показан западный компонент радиоисточника Стрелец-А

Энергетика радиогалактик в миллионы раз больше. Ее можно оценить, как это сделал Бербидж, по синхротронному механизму радиоизлучения. Полная выделенная энергия складывается в таком случае из двух составляющих: $E_{рад} = E_e + E_H$, где E_e — энергия электронных пучков; E_H — энергия магнитного поля. $E_{рад}$ будет минимальна при условии $E_e \approx E_H$ (в противном случае для объяснения наблюдаемого радиоизлучения надо допустить либо очень большой поток электронов, либо очень

большое магнитное поле, что ведет к сильному возрастанию соответственно \bar{E}_e или E_H) и даже в этом случае оказывается чрезвычайно большой: $E_{рад} = 10^{58} - 10^{62}$ эрг для разных радиогалактик. Так, для Девы-А $E_{рад} = 10^{58}$ эрг, а для Лебедя-А $E_{рад} = 3 \cdot 10^{60}$ эрг. Истинная же величина $E_{рад}$ может быть значительно больше — как за счет того, что $E_e \neq E_H$, так и по другим причинам. Например, не исключено, что в пучках частиц, выбрасываемых ядрами, кроме электронов, имеются еще и протоны, несущие энергию E_p (как известно, в составе космических лучей у Земли $E_p = 10^2 E_e$). Пока наблюдения ведутся в радио- и оптическом диапазонах, протонная компонента никак себя не проявляет, так как из-за большой массы протоны не дают радиоизлучения. По этой причине $E_{рад}$ может еще возрасти, но даже если взять среднюю величину приведенной оценки $\bar{E}_{рад} = 10^{60}$ эрг в качестве типичной энергии, выделяющейся при взрыве ядер галактик, энергетика этого процесса оказывается чудовищно большой, на много порядков превышающей все, что ранее было известно в астрофизике (вспышки новых звезд, взрывы сверхновых). Откуда черпается эта энергия? Легко подсчитать, что $E_{рад} = 10^{60}$ эрг $= 10^6 M_C c^2 = 10^{-5} M_{Г} c^2$ ($M_{Г}$ — масса галактики), т.е. в процессе взрыва ядер в энергию излучения и магнитного поля переходит 10^{-5} массы покоя всей галактики! Можно высказать следующие соображения по поводу источника энергии этого процесса.

Ядерная энергия (термоядерные реакции, деление ядер и т.д.). Так как кпд ядерной энергии составляет приблизительно 10^{-2} , следует предположить, что ядро галактики, ответственное за выделение энергии $\bar{E}_{рад} = 10^{60}$ эрг, составляет $M_{я} \approx 10^8 M_C \approx 10^{-3} M_{Г}$. Такие сверхтяжелые ядра совсем недавно представлялись нереальными и, следовательно, ядерный источник маловероятным, но в последнее время в связи с проблемой квазаров это отношение изменилось.

Аннигиляционная энергия. В процессах аннигиляции $N\bar{N} \rightarrow x, k \rightarrow e, \mu, \gamma$, происходящих при плотностях $\rho < 10^{10}$ г/см³, нейтрино уносят $\sim 50\%$ энергии покоя $N\bar{N}$, так что кпд составляет $\sim 0,5$. Масса взрывающегося ядра, в таком случае, составляет $M_{я} \approx 2 \cdot 10^6 M_C$, что кажется более реальным. Но до сих пор не получено ни одного экспериментального подтверждения существования где-либо во Вселенной макроскопических количеств антивещества — поэтому аннигиляционный источник рассматривается всего лишь как гипотетический.

Гравитационная энергия. При аккреции вещества в сильном гравитационном поле превращение энергии покоя в излучение оказывается достаточно эффективным: кпд равняется 0,3, например, при аккреции на черную дыру. Таким образом, гравитационный источник весьма вероятен, а радиогалактики в таком случае должны представлять из себя массивные черные дыры с $M_{\text{Я}} \approx 10^6 M_{\odot}$. Однако остается неясным сам процесс взрыва ядра с выбросом пучков ускоренных частиц и образованием радиооблаков.

Магнитная энергия. К взрыву ядер можно применить механизм солнечных вспышек, во время которых высвобождается энергия, запасенная в магнитном поле и во вращении звезды. Однако кпд этого процесса очень мал ($\lesssim 10^{-3}$) — со всеми вытекающими отсюда последствиями.

Энергия антиколлапса. Укажем еще один гипотетический процесс, по сути своей противоположный процессу аккреции вещества в гравитационном поле. Как предположил Амбарцумян, активность галактик и, в частности, образование радиогалактик происходят в результате распада первичного сверхплотного вещества, в котором запасена большая энергия. Этот процесс представляет собой как бы выход черной дыры из-под гравитационного радиуса ("белая дыра"), но какие-либо детали его не известны.

Исходя из предложенных источников энергии, можно построить модель радиогалактики. В общих чертах такие модели будут совпадать с моделями квазаров, которые мы рассмотрим ниже.

3. КВАЗАРЫ

Квазар — это аббревиатура английских слов, переводимых как квазизвездный радиоисточник. Исторически так называли радиоисточники, которые в оптике оставались точечными даже на самых больших телескопах и напоминали звезды Галактики. На самом деле они оказались далекими внегалактическими объектами с очень высокой светимостью и малыми угловыми размерами. В настоящее время в каталоги, среди которых наиболее известны 3-й Кембриджский (ЗС) и Огайовский (ОН), внесено несколько сотен квазаров.

Исследования в разных диапазонах длин волн выявили следующие свойства квазаров.

Малые угловые размеры. Наблюдения с помощью межконтинентального радиоинтерферометра с базой $\sim 10^4$ км установили, что размеры ряда квазаров (ЗС279 и др.) $\psi < 10^{-3}$.

Колебания блеска. Почти у всех квазаров наблюдаются нерегулярные колебания блеска Δm . У самого яркого и одного из ближайших к нам квазаров ЗС273 $\Delta m = 0,4$ за характерное время $\Delta t \approx 1$ год; у ЗС446 $\Delta m = 1$ за $\Delta t \approx 10$ дней. Из этих данных можно определить размер d области излучения (при условии, что оно некогерентно): $d \leq c \Delta t$. Для ЗС273 получаем $d \leq 10^{18}$ см, а расстояние до квазара составляет $r \gg d/\psi = 100$ Мпк, т.е. источник действительно находится далеко за пределами Галактики.

Большое красное смещение. Квазар ЗС273, один из самых близких, имеет $z = 0,158$, откуда, применив закон Хаббла, следует, что расстояние до него составляет $r = 800$ Мпк. Большинство квазаров находится еще дальше, вплоть до $r = 0,99 R_{\varphi} = 5 \times 10^3$ Мпк, как например, квазары ОН471 ($z = 3,4$) и ОQ172 ($z = 3,53$). Квазары — самые далекие объекты, наблюдаемые сейчас во Вселенной.

Высокая светимость. Расположенные так далеко и все же видимые как объекты 13 — 18 звездной величины, квазары, следовательно, обладают гигантскими светимостями как в радио, так и в оптическом диапазонах. Например, для ЗС273: $m = 13$, $r = 800$ Мпк $\Rightarrow L_{\sigma\pi} = 4 \cdot 10^{45}$ эрг/с, что на 2 — 3 порядка превышает светимость нормальной галактики (светимость в радиодиапазоне на 6 — 7 порядков выше). Квазары, как маяки, просвечивают всю видимую Вселенную, галактики на таких расстояниях не видны. Средняя оптическая светимость квазаров составляет $L_{\sigma\pi} = 10^{46}$ эрг/с.

Ультрафиолетовый избыток. Хотя квазары по внешнему виду очень похожи на звезды, они отличаются от большинства звезд наличием избытка в ультрафиолетовой части спектра. Это следует из двухцветной диаграммы, приведенной на рис. 32, где по осям отложены разности видимых звездных величин объектов в ультрафиолетовой (U), голубой (β) и видимой (V) частях спектра. Двухцветная диаграмма является отражением диаграммы Герцшпрунга—Рассела; звезды Главной Последовательности здесь тоже образуют полосу. Квазары группируются

над этой полосой, что и означает избыток ультрафиолета в их излучении при одинаковой разности $B-V$. Это проявляется и в их цвете, более голубом и фиолетовом, чем у звезд Главной Последовательности. Ультрафиолетовый избыток в спектре, очевидно, указывает на высокую поверхностную температуру, достигающую у квазаров 10^5 К.

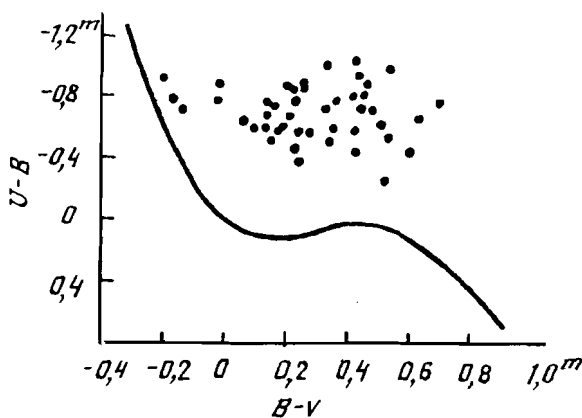


Рис. 32. Двухцветная диаграмма для звезд Главной Последовательности (сплошная линия) и квазизвездных объектов (точки)

Выделение новых квазаров по ультрафиолетовому избытку оказалось более надежным и быстрым, чем по всем другим указанным ранее характеристикам. При этом было обнаружено новое явление. В ту же область на двухцветной диаграмме попадали белые карлики и, что явилось неожиданностью, неизвестные, как квазары звездообразные, объекты Х. Сэндедж исследовал Х-объекты, и, обнаружив их большие красные смещения, указывающие на внегалактическую природу, назвал квазагами (квазизвездными галактиками). Оказалось, что квазаги очень похожи на квазары и отличаются от последних только отсутствием сильного радиоизлучения. Если добавить, что общее число квазагов приблизительно в 100 раз превышает число квазаров, то можно отметить глубокую аналогию между последовательностями "квазаги — квазары" и "нормальные галактики — радиогалактики" (число нормальных галактик тоже приблизительно в 100 раз больше числа радиогалактик). Можно считать, что квазары — это радиоактивные квазаги.

Пространственная плотность квазаров и квазагов. Выяснилось, что многие вновь открытые квазаги уже включены в каталоги необычных внегалактических объектов: в каталог Маркарьяна (ультрафиолетовые и голубые галактики) и в каталог Цвикки (компактные галактики). Плотность квазаров и квазагов в нашу эпоху ($z < 0,2$) очень мала, в $10^6 - 10^8$ раз меньше плотности галактик (табл. 4). Но в более ранние эпохи ($z > 0,2$) их плотность резко возрастает (а возможно, также и светимость), что говорит о сильной эволюции. Можно считать, что квазаги и квазары во множестве образовывались раньше и к настоящему времени уже прошли максимальную фазу своей эволюции. Этот результат определенно противоречит модели Стационарной Вселенной (см. гл. I).

Т а б л и ц а 4

Распространенность различных галактик в нашу эпоху ($z < 0,2$)

Тип галактики	Относительная распространенность	Пространственная плотность, Мпк^{-3}
Галактики малой массы (карлики)	10^2	~ 1
Массивные галактики E и S (гиганты)	1	$3 \cdot 10^{-2}$
Радиогалактики		$3 \cdot 10^{-5}$
Сейфертовские галактики	10^{-2}	} $5 \cdot 10^{-9}$
N -галактики	10^{-4}	
Квазаги	10^{-4}	
Квазары	10^{-6}	10^{-9}

Время жизни и энергетика квазаров. Время жизни квазаров, оцениваемое по их статистике, должно быть $t_q = 10^6 - 10^7$ лет. Как и в случае радиогалактик, для квазаров полная энергия, выделенная за время жизни, составляет приблизительно 10^{60} эрг. Поэтому столь же остро стоит вопрос об источнике энергии.

Приведенные сведения доказывают, что квазаги и квазары являются активными ядрами далеких галактик. Ввиду малого блеска на столь большом расстоянии звездное поле галактик не проявляется и видны только яркие ядра. Это подтверждают прецизионные наблюдения ближних квазаров, вокруг которых обнаружены слабые (галактические) свечения. Были найдены

также квазары, входящие в скопления галактик, чем окончательно доказаны их внегалактическая природа и космологические расстояния.

Модели квазаров

Так как природа квазаров, как и радиогалактик, еще окончательно не выявлена, был выдвинут ряд конкурирующих модельных представлений, из которых мы отметим следующие.

Модель плотного звездного скопления (Гоулд, Колгейт). Квазар (а с более далеким прицелом — вообще активное ядро галактики) представляет собой скопление звезд в центральной части галактики с плотностью $10^6 - 10^{11}$ звезд/пк³ (!). Напомним, что в окрестности Солнца звездная плотность составляет 0,1 звезды/пк³. Столкновения звезд и цепные реакции вспышек сверхновых, когда один взрыв инициирует вспышки соседних, уже "готовых", проэволюционировавших звезд, объясняют высокую энергетику квазаров. Некоторым аргументом против этой модели могут служить кривые блеска квазаров, анализ которых показывает, что это скорее колебания блеска одного тела, чем скопления слабосвязанных объектов.

Модель сверхзвезды-магнитоида (Фаулер, Хойл, Озерной). Квазар отождествляется со звездой очень высокой массы и значительных размеров — сверхзвездой, параметры которой: масса $M_q \approx 10^8 M_\odot$, диаметр $\sim 10^{16}$ см, поверхностная температура 10^4 К. Энергия, выделенная сверхзвездой за все время жизни, $E = \kappa M_q c^2$, где $\kappa = 0,7$ — доля водорода в звезде, $\kappa = 7 \cdot 10^{-3}$ — КПД ядерного горения. Положив $M_q = 10^8 M_\odot$, получаем $E = 10^{60}$ эрг, что согласуется с результатами наблюдений.

Сверхзвезда должна быстро, за время $\sim 10^3$ лет, проэволюционировать и испытать гравитационный коллапс. Чтобы удержать ее в равновесии на время $t_q = 10^6 - 10^7$ лет, "добавляют" вращение звезды и большое магнитное поле (отсюда название магнитоид).

Светимость сверхзвезды составляет $L_q = \frac{E}{t_q} = 10^{46}$ эрг/с, что и наблюдается на самом деле, а удельное энерговыделение $\epsilon_q = \frac{L_q}{M_q} = 10^4 - 10^5$ эрг/(с·г), что на 2 — 3 порядка выше ϵ для звезд Главной Последовательности. Сейчас не ясно, могут ли ядерные процессы обеспечить такое высокое удельное энерговыделение.

Через полюса магнитоида плазма вытекает в виде двух струй — возможно, это прообраз радиогалактики с двумя зарождающимися облаками. Если ось вращения и магнитная ось совпадают, рекуррентные выбросы плазмы будут происходить в одних и тех же направлениях. Эти качественные соображения подкрепляют уверенность в модели магнитоида.

Модель гигантской черной дыры (Гинзбург). Для массы $10^6 - 10^{10} M_{\odot}$ гравитационный радиус составляет $r_g = 10^{11} - 10^{15}$ см, что не противоречит наблюдениям. Аккреция газа со всей галактики на центральную гигантскую черную дыру определяет энергетику квазара, при этом получаются наблюдаемые значения полной выделенной энергии $E = 10^{60} - 10^{64}$ эрг и светимости $L_Q = 10^{44} - 10^{48}$ эрг/с. Теория предсказывает образование тонкого диска аккрецирующего вещества, обращающегося вокруг черной дыры по кеплеровым орбитам, его разогрев за счет трения до температур $10^6 - 10^7$ К и, следовательно, свечение не только в ультрафиолете, но и в мягкой рентгеновской области. Кроме того, должны возникать быстрые, миллисекундной длительности флуктуации свечения, связанные с образованием отдельных горячих центров. Такие флуктуации действительно наблюдались в излучении некоторых квазаров.

Данные наблюдений не смогли пока выявить, какая из приведенных моделей квазаров верна. Некоторое предпочтение отдается модели массивной черной дыры, но решающего аргумента не имеет ни одна из них. Возможно даже, что все три модели имеют отношение к действительности, описывая разные типы активных ядер или различные фазы их эволюции. Так, плотное скопление со временем может "перерасти" в сверхзвезду — магнитоид, а последняя после коллапса станет гигантской черной дырой.

Изучение активных галактик показало, что в морфологическую последовательность галактик (74) надо внести изменения, включив в нее активные галактики (рис. 33). Как и в схеме Хаббла, горизонтальные смещения не являются эволюционными, а связаны с различными начальными условиями формирования галактик, тогда как смещения по вертикали, обозначенные стрелками, показывают эволюционный путь галактик.

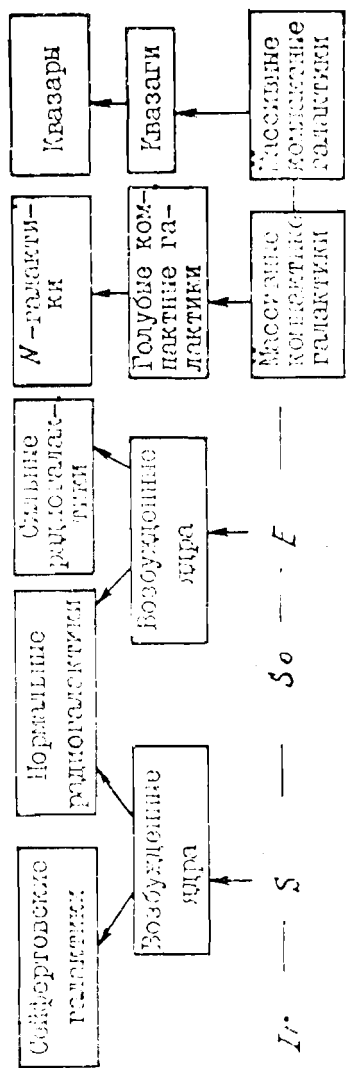


Рис. 33. Вариант схемы динамической морфологии галактик

ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава I. Космологические модели Вселенной.	3
1. Стационарные модели.	5
2. Нестационарные модели.	12
Глава II. Космологическая кинематика (результаты наблюдений)	25
1. Космологическое красное смещение	25
2. Средняя плотность материи во Вселенной	34
Глава III. Тепловое реликтовое излучение	43
1. Открытие и свойства РИВ	43
2. Астрофизические проявления РИВ	48
Глава IV. Фоновые излучения	57
1. Малоэнергичное фоновое излучение (от радио до оптики)	59
2. Высокоэнергичное фоновое излучение	64
Глава V. Активные галактики	74
1. Морфология галактик	74
2. Радиогалактики.	76
3. Квазары	83

Лучков Борис Иванович,
Июдин Анатолий Федорович

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ И КОСМОЛОГИЯ

Редактор *Е.Н. Кочубей*
Техн. редактор *Н.М. Воронцова*
Корректор *В.З. Решетникова*

Л-90972 Подписано в печать 6/XII-82 г.
Формат 60x84 1/16 Объем 5,75 п.л. Уч.-изд.л. 5,3
Тираж 250 экз. Цена 40 коп. Изд. № 071-1
Заказ 1337

Типография МИФИ. Каширское шоссе. 31