

Ан 887.295

П. ПИБЛС

ФИЗИЧЕСКАЯ КОСМОЛОГИЯ



ИЗДАТЕЛЬСТВО
•МИР•



P.J.E. Peebles
Physical
Cosmology

Princeton Series
in Physics

Princeton University Press
Princeton, New-Jersey 1971

П. ПИБЛС

ФИЗИЧЕСКАЯ
КОСМОЛОГИЯ

Перевод с английского
Г. С. Бисноватого-Когана

Под редакцией
Я. Б. Зельдовича,
И. Д. Новикова

Издательство «Мир»
Москва 1975

УДК 523.11

Предлагаемая книга посвящена современным представлениям о физических процессах, происходящих во Вселенной, начиная с ранних стадий космологического расширения и кончая современной эпохой. Высокий научный уровень сочетается в ней с простотой и доступностью изложения. Автор избегает громоздких математических выкладок, уделяя основное внимание физике проблемы. Книга подытоживает исследования по космологии, выполненные в последнее время во всем мире, в том числе и в СССР.

Огромные достижения наблюдательной и теоретической космологии за последние 10 лет имеют общепознавательное значение. Чрезвычайно широкий круг читателей найдет в предлагаемой книге ответы на вопросы, волнующие человечество с незапамятных времен.

Книга является ценным пособием для физиков и астрономов, как студентов, так и специалистов, особенно начинающих научную деятельность.

Редакция космических исследований, астрономии и геофизики

© Перевод на русский язык, «Мир», 1975

П $\frac{20\ 605-103}{041(01)-75}$ 103—75

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемая книга написана выдающимся американским теоретиком, активным участником развития современной космологии П. Пиблсом.

Десять лет назад Пиблс вместе с Дикке, Партриджем и Уилкинсоном занялся экспериментальными поисками всепроникающего космологического реликтового излучения, которое должно было остаться в пространстве от прошлой эпохи, когда все вещество во Вселенной было плотным и горячим. Физики фирмы «Белл» Пензиас и Уилсон опередили эту группу, «случайно» обнаружив реликтовое излучение. На долю Пиблса и его коллег выпало истолкование наблюдений Пензиаса и Уилсона в русле идей горячей модели Вселенной.

В своих работах Пиблс подробно исследовал процессы, связанные с элементарными частицами на ранних этапах расширения Вселенной. В настоящее время Пиблс вместе с сотрудниками изучает пространственное распределение галактик и строит теорию их происхождения в рамках горячей модели Вселенной.

Участие Пиблса в развитии той области науки, которую он излагает, придает совершенно особые качества его книге. Автор дает не только результаты, но и мотивировку исследований, не только математическую трактовку проблемы, но и интуитивную физическую интерпретацию. Пиблсу удалось избежать распространенной болезни авторов XX века — он написал короткую и ясную книгу. Адресованная скорее наблюдателям и студентам, чем теоретикам и специалистам по космологии, книга содержит главным образом хорошо установленные факты. Можно с уверенностью сказать, что она не устареет и спустя много лет.

Но в то же время участие автора в развитии рассматриваемых в книге вопросов может обернуться опасностью. Эта опасность заключается в субъективном подходе к изложению тех или иных проблем и к отбору фактов, причем избежать ее практически никогда не удастся. Не избежал ее полностью и Пиблс. Это в первую очередь относится к подбору цитируемой литературы. Редакторы постарались исправить этот недостаток, добавив ссылки на советскую и новую иностранную литературу (стр. 307). Добавленные редакторами ссылки отмечены звездочкой (список их приведен в конце книги). Важные замечания сделаны в примечаниях на стр. 306.

Пиблс не ставил перед собой задачу рассмотреть в книге не вполне еще решенные вопросы космологии, в том числе и такие, как проблема космологической сингулярности, проблема возникновения неоднородностей, ведущих к образованию галактик, роль гравитационных волн в космологии и др. Анализ этих вопросов

наряду с полным изложением всей современной космологии читатель найдет в монографии редакторов перевода «Строение и эволюция Вселенной» (изд-во «Наука», М., 1975). Анализ характера космологического расширения Вселенной вблизи сингулярности дан В. А. Белинским, Е. М. Лифшицем, И. М. Халатниковым [ЖЭТФ, 62, 1606 (1972)].

Пиблс в сжатой, яркой и доступной форме излагает достижения астрономии XX века. Автор назвал свою книгу «Физическая космология», подчеркивая термин «физическая». Именно физический подход к рассматриваемой проблеме отличает книгу от обзоров по космологии, выходявших в течение десятилетий после создания советским математиком А. А. Фридманом основ современной теоретической космологии¹. В них рассмотрена главным образом динамика расширяющейся Вселенной. Только в течение последнего десятилетия наблюдения и теория дали надежную основу для рассмотрения *физики* процессов в расширяющейся Вселенной. Книга Пиблса является одной из первых, посвященных именно физике в космологии. Она начинается с описания важнейших наблюдательных фактов и их непосредственной интерпретации. Этому посвящена значительная ее часть. Только после того как читатель познакомился с современным состоянием наблюдательной космологии, автор переходит к теории важнейших космологических моделей и дает описание эволюции Вселенной от сингулярного состояния до современной эпохи. В заключительной главе автор рассмотрел одну из важнейших возможных проверок правильности наших представлений о физических процессах в прошлом во Вселенной путем анализа химического состава дозвездного вещества.

Книга Пиблса заслуживает самой высокой оценки. Она будет полезна студентам и аспирантам, широким кругам научных работников, астрономов и физиков.

*Я. Б. Зельдович
И. Д. Новиков*

¹ Отметим, что Пиблс, к сожалению, недооценивает роль А. А. Фридмана в создании моделей однородной Вселенной. См. примечания редакторов на стр. 306.

ВВЕДЕНИЕ

В физике чаще, чем где-либо еще, нарушается принцип, состоящий в том, что хорошая осведомленность в какой-либо области порождает пренебрежительное отношение к ней. Можно не сомневаться, что мы имеем правильное представление об атмосфере Марса, ее основных составляющих, температуре и давлении, но мы очень хорошо знаем, что едва ли можно сказать, будет ли завтра дождь. Это не означает, что мы понимаем физику марсианской атмосферы лучше, чем земной. Напротив, об атмосфере Земли накоплен несравненно больший наблюдательный материал, так что мы можем и должны задавать гораздо более детальные и глубокие вопросы о ней. Однако иногда большая физическая простота предпочтительнее большего объема информации. Так, несмотря на огромное количество сведений о земных недрах из сейсмических данных, свободных колебаний Земли, потоков тепла, аномалий силы тяжести, не говоря уже о геологии скальных пород, не исключено, что мы знаем о недрах Солнца больше, чем о недрах Земли, только потому, что закон идеального газа является хорошим приближением для описания вещества Солнца.

В космологии доверие к физической простоте, ясности мысли и известным законам переходит все границы, потому что помимо этого в нашем распоряжении слишком мало того, на что можно опереться. На этом отчаянном до дерзости пути найдено несколько простых моделей, дающих представление о том, как может выглядеть Вселенная. Теперь основная цель — лучше познакомиться со Вселенной, выяснить, может ли какая-либо из этих моделей служить разумным приближением, а если да, то как это приближение улучшить. Огромный интерес к космологии

обусловлен тем, что перспективы для достижения этой цели весьма многообещающи. С одной стороны, имеется несколько четко поставленных вопросов, таких, как формы зависимостей красное смещение — видимая звездная величина, красное смещение — угловой размер и оценки значений некоторых элементарных параметров, таких, как постоянная Хаббла и средняя плотность вещества во Вселенной. Возможно, лишь после того, как будут получены ответы, у нас появится уверенность в том, что эти вопросы были поставлены правильно, но мы представляем себе, по крайней мере в каком направлении должна развиваться методика, чтобы увеличить эффективность исследований. С другой стороны, необходимы поиски новых явлений, которые, возможно, связаны каким-нибудь заманчивым образом с принятыми представлениями, а возможно, и нет. Конечно, мы вовсе не планируем поиска подобных «самородков», а лишь предсказываем, исходя из прошлого опыта, что с развитием методов наблюдений и расширением наблюдаемой области пространства мы наверняка наткнемся на них.

Цель этих заметок — способствовать такому успеху космологии, снабдив главным образом наблюдателя и экспериментатора справочником, содержащим широко известные вопросы и некоторые ответы на них. Хотя в вопросах нет недостатка, но я ограничился лишь списком общепринятых вопросов в общепринятой космологической теории. Имеется точка зрения, что в такой примитивной науке, как космология, следует уделять равное внимание всем космологическим теориям. Но, во-первых, вряд ли кому-либо под силу изложить все возможные разумные точки зрения людей, размышляющих на эту тему. Во-вторых, есть опасность, что такой подход сведет к длинному списку альтернативных возможностей, в котором читатель сможет ориентироваться только при помощи какого-нибудь дополнительного руководства. Путь, который я предпочитаю, заключается в субъективном отборе среди допустимых мыслимых космологических моделей и в их дальнейшем как можно более детальном изучении. Быть может, конечным результатом таких усилий станет обнаружение логической несовместимости выбранной модели или даже противоречий ее наблюде-

ниям, что также является своего рода прогрессом. Однако не исключено, что дальнейшие наблюдения убедят нас в приближенной справедливости выбранной модели и укажут нам пути ее дальнейшего развития.

В соответствии с этой точкой зрения космологическая постоянная Λ редко упоминается в этих заметках, так как Λ , не равное нулю, может привести лишь к двум существенно различным результатам. Если Λ меньше нуля или положительно, но не слишком велико, оно немного меняет связь между скоростью расширения, плотностью вещества и кривизной современной Вселенной, но едва ли изменит скорость расширения Вселенной на ранних стадиях. Мы получаем еще один параметр, но их у нас уже больше, чем мы в состоянии определить. Другая возможность более интересна — если бы Λ было достаточно велико, то не было бы расширения Вселенной, сингулярной точки с бесконечной плотностью в модели. Это уже достаточно серьезное изменение в картине, и следствия заслуживают детального анализа, чтобы выяснить, как они взаимосвязаны¹. Однако здесь мы не будем этим заниматься. Другим отклонением от установившейся картины является скалярно-тензорная теория гравитации Бранса и Дикке. Она лишь слегка изменяет современную скорость расширения, но могла бы заметно увеличить ожидаемую скорость расширения на ранних стадиях эволюции Вселенной. Первый эффект снова представляет лишь одну из деталей, если рассматривать природу Вселенной в целом, а второй представляет собой интересную область идей, которую стоило бы развивать, но только не здесь.

Порядок расположения материала в этих заметках требует некоторых пояснений. Первая глава является введением в элементарную классическую космологию, написанным обычным псевдоисторическим стилем, т. е. основные положения изложены примерно в том порядке, в каком они открывались или привлекали внимание научного мира вместе с именами ученых, которым обычно ставят в заслугу эти открытия. Обзор охватывает отрезок

¹ В такой картине невозможно объяснить равновесное реликтовое излучение. — *Прим. ред.*

времени с 1912 г., когда Слайфер выполнил первые измерения красных смещений внегалактических туманностей, по 1948 г., когда Бонди, Хойл и Голд сформулировали модель стационарной Вселенной. Такой псевдоисторический подход полезен, так как позволяет эффективно изложить принятые взгляды. Большой недостаток такого подхода состоит в том, что при этом мы опускаем другие пути, в том числе и те, которые заслуживают пристального внимания. Впрочем, можно надеяться, что даже при таком подходе экспериментальная основа предмета будет изложена достаточно ясно.

Каждая последующая глава содержит детальное обсуждение отдельных тем в космологии. В гл. II разбираются наблюдательные факты, на которых основано предположение об однородности и изотропии Вселенной при крупномасштабном усреднении. Гл. III посвящена характерному времени эволюции Вселенной, определяемому эмпирическим значением постоянной Хаббла H , и сравнению этого значения с другими оценками временной шкалы Вселенной. В гл. IV подробно рассмотрена средняя плотность вещества ρ . Это весьма благодатная тема, так как она требует составления списка всех важнейших компонент Вселенной; результаты такой работы имеют, вероятно, непреходящий интерес. Следует отметить, что относительный объем глав, посвященных ρ и H , служит мерой того, что я собирался о них сказать, но не соответствует относительной важности или богатству этих тем.

В гл. V рассмотрены свойства микроволнового фонового излучения и возможность его связи с горячей Вселенной. Гл. VI посвящена теоретическому базису для построения космологических моделей в общей теории относительности и классическим тестам для этих моделей. Может показаться странным, что теоретическое рассмотрение моделей дается только здесь, а не в первой или второй главах. Причина в том, что почти весь предыдущий анализ основных параметров можно понять простым способом, исходя лишь из аргументов симметрии, поэтому не имеет смысла перегружать скудные данные наблюдений не столь уж необходимыми сложными теоретическими построениями. Теория необходима для строгого

рассмотрения классических тестов, таких, как соотношение красное смещение — видимая звездная величина, но ясно, что даже в этом случае главный упор следует делать на эмпирических тестах, а не на сверхсложных построениях как таковых.

В гл. VII рассматривается возможная история Вселенной. Эта задача выглядит на порядок более сложной, чем вопросы, рассмотренные в предыдущих главах, а так как у нас не совсем хорошо обстоят дела с «более легкими» проблемами, то утверждалось, что пытаться решать еще более сложные задачи — напрасная трата времени. Возможно, в этом и есть доля правды, но мы, безусловно, только выиграем, если сделаем решительный шаг: построим картину и исчерпывающе проанализируем наблюдательные следствия из нее. Это огромная задача, и лучшее, что можно сделать, — сообщить о некоторых предварительных шагах.

Гл. VIII посвящена образованию гелия в расширяющейся Вселенной. Это особая тема. Принимая небольшое число четких и довольно обоснованных предположений, мы приходим к важному выводу, что самые старые звезды образовались из первичного вещества, содержащего 25% гелия по массе. В зависимости от дальнейших наблюдений содержание гелия, возможно, окажется мощным методом исследования ранних стадий эволюции Вселенной, или может стать, что эта величина не имеет отношения к делу, поскольку очень специфическая цепь событий не имела места.

В заключение для удобства физиков дается небольшое приложение, поясняющее две астрономические единицы: парсек и видимая звездная величина. Приводится также список обозначений, употребляемых в тексте.

Эта книга основана на курсе лекций по космологии для аспирантов, который я читал на физическом факультете в Принстонском университете в 1969 г. Первоначально рассматривалось также происхождение галактик, но из настоящего варианта эта тема почти полностью выброшена, за исключением нескольких эффектов, описанных в гл. VII, которые можно рассмотреть в нерелятивистском ньютоновском приближении. Я собираюсь посвятить отдельный том очень обширной проблеме образова-

ния галактик и, возможно, связанной с ней проблеме происхождения всех видов неоднородностей в расширяющейся Вселенной.

Написание этой книги непосредственно или косвенно способствовали многие мои коллеги, особенно члены экспериментальной гравитационной исследовательской группы, возглавляемой Р. Дикке в Принстонском университете. Инициатором этой книги был Дж. А. Уиллер. Мне хотелось бы поблагодарить моих коллег, которые прочитали и помогли написать различные разделы книги: Дж. Аронса, Р. Дикке, Д. Хоули, Д. Нортона и Д. Уилкинсона. Я благодарен Элисон Пиблс и Марлон Фурджелил за помощь.

ГЛАВА I

СЧАСТЛИВЫЕ ДНИ КОСМОЛОГИИ 1912—1950 гг.

1. РАСШИРЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ

Первой наблюдательной основой современной космологии было открытие внегалактических туманностей, или галактик, их распределение и движение. Хаббл превосходно описал это открытие в книге «Мир туманностей» [1].

Наблюдаемое смещение частот в спектрах туманностей указывает на их видимое радиальное движение. В 1912 г. Слайфер сделал первое надежное измерение этого эффекта для внегалактической туманности Андромеды (M 31). Он нашел скорость приближения ≈ 300 км/с, что согласуется с лучшей современной оценкой [2]. Слайфер продолжал старательно накапливать данные о видимых лучевых скоростях туманностей, и к 1924 г. Эддингтон смог в своей книге «Теория относительности» представить список значений видимых скоростей, полученных Слайфером для 41 объекта [3]. 36 значений оказались положительными, т. е. наблюдаемые спектры смещены в красную сторону, как если бы туманности удалялись от нас.

Эти данные приведены в книге по теории относительности из-за подозрения, что тенденция к видимому разбеганию туманностей как-то связана с космологической моделью, предложенной де Ситтером в 1917 г. [4]. Де Ситтер исходил из двух предположений, принятых Эйнштейном в его космологической модели [5]: а) Вселенная однородна и изотропна, так что она выглядит одинаково в любом направлении и из любой точки; б) Вселенная неизменна, средняя плотность вещества в ней постоянна и кривизна пространства также постоянна. Эйнштейн нашел, что его первоначальная общая теория относительности не допускает решений, удовлетворяю-

щих этим двум условиям. Поэтому он добавил к своим уравнениям гравитационного поля новый дальнедействующий эффект: космологическую постоянную Λ , которая при соответствующем подборе параметров могла бы компенсировать гравитационное притяжение вещества, с тем чтобы сделать модель статической. Де Ситтер заметил, что можно получить другое решение с постоянной ненулевой кривизной, просто удаляя из моделей все вещество. Решение стационарно, так как в модели не содержится вещества, которое могло бы двигаться. Если теперь ввести в модель де Ситтера несколько пробных частиц, то Λ -член привел бы к их «рассеянию», т. е. к разбеганию частиц друг от друга. Предполагалось, что именно этот эффект может иметь какое-то отношение к наблюдаемому разбеганию туманностей. Хронику теоретического *Sturm und Drang* (буря и натиск. — нем.) на проблему Λ -члена составил Норт [6, 1*, 2*].

Вся эта дискуссия была в высшей степени неопределенна, так как было неизвестно, являются ли спиральные туманности отдельными «островными вселенными» — звездными системами типа нашей Галактики (Млечного Пути) — или, быть может, небольшими объектами, роящимися вокруг Галактики. Из подсчета числа звезд в функции их видимой звездной величины было известно, что Галактика является конечной сплюснутой звездной системой, центр которой, как думали, расположен примерно в окрестности Солнечной системы — эта картина была названа вселенной Каптейна [7]. Такие представления были общепринятыми к 1917 г., поэтому предположение Эйнштейна, что система звезд вокруг нас простирается безгранично, казалось заведомо ложным, но сейчас оно представляется справедливым, если его применить не к звездам, а к крупномасштабному среднему распределению галактик. Этот удачный ход Эйнштейна имел, однако, не совсем приятные последствия, так как последующие космологи не могли удержаться от подобных попыток вывести природу Вселенной чисто теоретически, что в лучшем случае приводило к сомнительным результатам.

Первый шаг к выяснению природы спиральных туманностей был сделан Шэпли, установившим в 1918 г.

шкалу расстояний в Галактике [8]. Шэпли использовал для этого переменные звезды — цефеиды и типа RR Лиры, — светимость которых является периодической функцией времени. Из наблюдений переменных звезд, находящихся на примерно одинаковых расстояниях от нас в Магеллановых Облаках, было известно, что период колебаний блеска коррелирует с абсолютной звездной величиной (полной светимостью в эрг/с). Это позволяет определять относительные расстояния до различных цефеид по их периодам и видимым звездным величинам [видимый блеск в эрг/(см²·с)]. Чтобы найти абсолютные расстояния (установить нуль-пункт для соотношения период — светимость), Шэпли использовал метод статистических параллаксов, который ранее применялся Герцшпрунгом и другими. Для нескольких ближайших цефеид известны как собственные движения (скорость углового движения на небе), так и лучевая скорость. Если лучевые и поперечные скорости являются результатом хаотического движения звезд, то, очевидно, средняя лучевая скорость (в км/с) не зависит от расстояния и скорость собственного движения (в рад/с) должна быть обратно пропорциональна абсолютному расстоянию до звезды (в километрах). Шэпли определил расстояния до шаровых скоплений (плотных, почти сферических звездных скоплений), выделяя в этих системах цефеиды. Он доказал, что шаровые скопления образуют что-то вроде гало вокруг Галактики, и ввиду того, что большинство шаровых скоплений сконцентрировано в одной части неба, мы находимся довольно далеко от центра системы. Шэпли сделал вывод, что центр Галактики находится от нас на расстоянии 20 кпс. В настоящее время это значение уменьшено до 10 кпс, причем основная поправка приходится на счет межзвездного поглощения.

Расстояния до ближайших спиральных туманностей были твердо установлены после обнаружения в этих системах цефеид. Эта работа была завершена с помощью 100-дюймового телескопа обсерватории Маунт Вилсон, постройка которого была закончена в 1918 г. Очевидно, первой внегалактической туманностью, в которой были отождествлены цефеиды, была туманность Андромеды — ближайшая гигантская галактика и второй главный член

Местной Системы. В годовом отчете обсерватории Маунт Вилсон за 1924 г. сообщалось, что Хаббл нашел несколько переменных звезд в М 31, по крайней мере ярчайшие из которых имели кривые блеска, типичные для цефеид. Интересно, что в этом докладе не содержалось оценки расстояния до М 31, которую можно было бы получить (≈ 300 кпс, согласно калибровке Шэпли соотношения период — светимость), возможно, потому, что в том же отчете сообщалось об экспериментальном подтверждении предположения ван Маанена, что спиральные туманности имеют заметное собственное движение за счет вращения или потоки вдоль спиральных рукавов [9]. Предполагаемое собственное движение составляло $\approx 0,003''$ в год. Это значение вместе с наблюдаемыми радиальными скоростями в пределах туманностей приводило к типичному расстоянию до них около 1 кпс, т. е. помещало их в пределы Галактики. Последующие исследования показали, что этот вывод был ошибочным.

В следующем году Хаббл представил данные по переменным звездам в другом объекте — неправильной туманности NGC 6822 [10]. 11 звезд имели кривые блеска, типичные для цефеид. Наблюдаемые периоды и видимые звездные величины соотносились между собой обычным образом, так что Хаббл имел все основания предположить, что эти звезды являются обычными цефеидами, но на необычайно далеких расстояниях. Из нормировки соотношения период — светимость, сделанной Шэпли для галактических цефеид, Хаббл сделал вывод, что расстояние до NGC 6822 составляет 214 кпс (позже это значение было в 2 раза увеличено; об этом рассказано в гл. III). Основываясь на этой оценке, Хаббл указал, что туманность расположена вне Галактики, а ее линейные размеры и светимость сравнимы с этими параметрами Магеллановых Облаков, являющихся спутниками Галактики. Интересно, что двумя годами раньше Шэпли пришел к тому же выводу, исходя из морфологии [11]. Он утверждал, что туманность NGC 6822 похожа на Магеллановы Облака, что звездные скопления в ней похожи на скопления в Магеллановых Облаках, но меньше и слабее и, наконец, можно ясно различать отдельные яркие звезды, но они слабее, чем ярчайшие звезды в Магеллановых Облаках. Все

эти факты позволили предположить, что NGC 6822 расположена на расстоянии примерно 300 кпс, и отсюда напрашивался вывод, что NGC 6822 является независимой звездной системой примерно той же природы, что и Млечный Путь, хотя ее радиус меньше раз в 40.

Зная расстояния до некоторых ближайших галактик из наблюдений цефеид, Хаббл нашел расстояния до других галактик, используя другой индикатор: ярчайшие звезды в галактике. Ярчайшие звезды, по-видимому, имеют примерно одинаковые абсолютные звездные величины и являются более мощным индикатором расстояний, потому что могут быть выделены на гораздо больших расстояниях. Хаббл калибровал абсолютные звездные величины ярчайших звезд в нескольких галактиках, расстояния до которых он уже определил по цефеидам. Для большей выборки галактик, в которых он смог выделить то, что казалось отдельными яркими звездами, он сделал оценку типичной абсолютной звездной величины галактики, использованную затем для оценки расстояния до еще более удаленных галактик.

В 1929 г. Хаббл опубликовал свое открытие, состоящее в том, что видимые скорости удаления галактик, определенные Слайфером по смещению спектральных линий и исправленные на peculiarную скорость Солнечной системы (главным образом скорость вращения вокруг центра Галактики), прямо пропорциональны оценкам расстояний до галактик [12]:

$$v = Hl, \quad H \approx 500 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}. \quad (1)$$

Постоянная пропорциональности H (Хаббл использовал обозначение K) называется теперь постоянной Хаббла и, как описано в гл. III, наилучшее современное значение ее в 5—10 раз меньше.

Линейная связь между красным смещением и расстоянием была предсказана в некоторых теоретических работах еще до 1929 г. В 1923 г. Вейль [13] заметил, что в модели де Ситтера движение группы пробных частиц с соответствующим образом выбранными начальными условиями будет в произвольный последующий момент времени удовлетворять линейному соотношению в форме (1), если l достаточно мало. Робертсон независимо при-

шел к этому выводу в 1928 г. [14]; кроме того, он заметил, что красные смещения, измеренные Слайфером и взятые в совокупности с определенными Хабблом расстояниями до туманностей, грубо подтверждают линейное соотношение. В книге «Масштабы Вселенной» Норт [6] предполагает, что при выводе своего закона общего разбегания галактик Хаббл находился под влиянием работы Робертсона. Конечно, Робертсон был в Калифорнийском технологическом институте в 1927—1929 гг., и Хаббл был осведомлен об «эффекте де Ситтера», так как этот эффект упоминается в нехарактерном для Хаббла теоретическом последнем параграфе его статьи. Однако из-за недоверия к теоретикам (высказанного, например, в «Мире туманностей»), Хаббл вряд ли имел в виду что-либо большее, чем разумное описание результатов Робертсона.

Модель де Ситтера с соответствующими начальными условиями для пробных частиц представляет собой специальный предельный случай эволюционирующих однородных и изотропных космологических моделей. Все эти модели приводят к соотношению (1), где в общем случае H может быть положительным или отрицательным (галактики разбегаются или сближаются). Эволюционирующие модели были выведены независимо Фридманом [15] и Лемэтром [16]¹. У Лемэтра линейный элемент в сопутствующей системе координат (т. е. каждая галактика имеет фиксированные пространственные координаты r, θ, φ) можно записать в виде

$$ds^2 = dt^2 - \frac{a(t)^2 dr^2}{1 - (r^2/R^2)} - a(t)^2 r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (2)$$

где R — постоянная, а функция $a(t)$ — параметр расширения. Подставляя указанные компоненты метрического тензора в уравнения гравитационного поля Эйнштейна, Лемэтр получил дифференциальное уравнение для параметра расширения:

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{8}{3} \pi \bar{G} \rho(t) - \frac{c^2}{R^2 a^2} + \frac{\Lambda}{3}, \quad (3)$$

¹ См. примечания редакторов на стр. 306. — *Прим. ред.*

где плотность ρ включает в себя массу, эквивалентную всем видам энергии (как, например, электромагнитное излучение), а Λ — космологическая постоянная Эйнштейна. Чтобы точно определить космологическую модель, необходимо второе дифференциальное уравнение Лемэтра, которое имеет вид

$$\frac{d\rho}{dt} + 3 \left(\rho + \frac{P}{c^2} \right) \frac{\dot{a}}{a} = 0. \quad (4)$$

Лемэтр правильно отождествил это выражение с локальным законом сохранения энергии, причем член $3Pa/a$ представляет собой работу на единицу объема, совершаемую против сил давления P среды.

Лемэтр сознавал важность своей эволюционирующей космологической модели для наблюдений. Он понял, что по наблюдениям галактик можно построить карту крупномасштабной структуры Вселенной. Лемэтр вывел линейную зависимость (1) для малых l и утверждал без ссылок, что значение коэффициента пропорциональности $H = 600 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс})$. Это значение так близко к постоянной Хаббла, что Лемэтр, видимо, был связан с Хабблом, выбирая его. Хотя теория эволюционирующей Вселенной была предсказана еще Фридманом, Лемэтру очень повезло в том, что он вывел расширяющуюся космологическую модель именно тогда, когда выкристаллизовывалось основное явление — закон общего разбегания галактик, и Лемэтр осознал его важность. В соответствии с обычным критерием оценки научных открытий Лемэтр заслуживает того, чтобы называться «Отцом теории расширяющейся Вселенной»¹.

Столь впечатляющее согласие теории с наблюдениями, описываемое соотношением (1), считалось убедительным доказательством картины Лемэтра. Так, Эйнштейн сразу сообщил, что отказывается от своей первоначальной космологической модели, а вместе с ней и от космологической постоянной, введенной для построения этой модели [17]. Очень скоро началась дискуссия о возможной взаимосвязи предполагаемого расширения Вселенной с другими явлениями, как обычно в физической науке.

¹ См. примечания редакторов на стр. 306. — *Прим. ред.*

2. ПРИРОДА МОДЕЛИ ЛЕМЭТРА

Робертсон показал, что в однородной и изотропной картине мира выражение (2) является наиболее общим для линейного элемента в общей теории относительности, причем постоянная R^{-2} может быть положительной, отрицательной или нулем [18]. В этом выражении координаты являются сопутствующими, т. е. пространственные координаты связаны с веществом. Позднее (1935 г.) Робертсон и Уолкер независимо показали, что в любой однородной и изотропной модели мира, основанной на римановой геометрии, выражение (2) с постоянной R^{-2} и произвольно выбранной функцией $a(t)$ является наиболее общим возможным выражением для линейного элемента (ср. п. VI, 1, а). Поэтому выражение (2) называется линейным элементом Робертсона — Уолкера.

Имеется прямая связь между законом Хаббла и предполагаемой однородностью и изотропией Вселенной. Согласно Робертсону и Уолкеру, однородность и изотропия подразумевают существование линейного элемента в виде (2). Линейный элемент фиксирует собственный временной или пространственный интервал (измеряемый настоящими линейками или часами) между двумя точками (событиями) пространства-времени, выражаемый через координатный интервал между точками. Например, если две точки разделены интервалом

$$dt = d\theta = d\varphi = 0, \quad dr > 0,$$

то действительное расстояние между ними равно

$$dl = adr [1 - (r^2/R^2)]^{-1/2}.$$

Можно фиксировать начало координат в любой произвольно выбранной галактике, например в нашей собственной. Тогда, если координатное расстояние до галактики $r \ll R$, то действительное расстояние до нее равно

$$l(t) = a(t)r. \quad (5)$$

Поскольку радиальная координата r выбранной галактики фиксирована и система координат — сопутствующая

щая, то скорость удаления галактики относительно нашей равна

$$v = \frac{dl}{dt} = \dot{a}r = \frac{\dot{a}}{a} l = Hl, \quad H = \dot{a}/a, \quad (6)$$

т. е. получаем закон Хаббла.

По-видимому, Милн первый указал, что закон Хаббла в форме (6) непосредственно следует из предположения об однородности и изотропии Вселенной [19]. Он показал это на основе более простого аргумента, который в модифицированном виде можно сформулировать следующим образом. Рассмотрим три галактики, расстояния между которыми столь велики, что локальными неоднородностями типа Местной Системы можно пренебречь, но еще настолько малы, что можно пренебречь релятивистскими эффектами в расширении. Если Вселенная расширяется однородным и изотропным образом, то треугольник, образованный тремя галактиками, должен все время оставаться подобным первоначальному. Это означает, что при расширении Вселенной каждая сторона увеличивается пропорционально одному и тому же множителю, скажем $a(t)$. Распространяя это рассуждение на четвертую, пятую и т. д. галактику, мы увидим, что $a(t)$ должно быть универсальным масштабным фактором (если пренебречь локальными неоднородностями). Таким образом, расстояние между двумя галактиками удовлетворяет соотношению

$$l(t) = l_0 a(t), \quad (7)$$

где l_0 не зависит от времени. Закон Хаббла получается из этого соотношения так же, как и выше [уравнение (6)].

Следуя этим рассуждениям, Милн и Мак-Кри очень простым образом получили дифференциальное уравнение для $a(t)$ из механики Ньютона [20]. В слегка модифицированной форме рассуждения таковы [21, 3*]. Предположим, согласно Лемэтру, что совокупность галактик можно рассматривать как газ частиц и что Вселенная столь велика, что этот газ можно описывать уравнениями сплошной среды с плотностью вещества ρ . Предположим на мгно-

венье, что давлением газа можно пренебречь. Представим себе теперь, что в некотором месте вырезан сферический объем радиуса l и что все вещество внутри сферы временно перенесено к ее поверхности. Какой будет кривизна пространства в этой пустой сфере? Ответ получается из обобщения теоремы Ньютона о том, что внутри пустой железной сферы ее собственное гравитационное поле отсутствует. Аналогичное утверждение в общей теории относительности гласит, что внутри пустой сферически симметричной системы пространство является плоским. Это — простейшее приложение теоремы Биркгоффа [22]. Если вновь заполнить сферу веществом, то оно будет вноситься в плоское пространство. Всегда можно выбрать радиус l столь малым, что безразмерный параметр $G\mathfrak{M}/lc^2 \ll 1$, где \mathfrak{M} — масса внутри сферы радиуса l ; но когда это условие выполнено (и $\Lambda = 0$), вещество, вносимое в плоское пространство, удовлетворяет законам механики Ньютона! Это означает, что можно рассматривать движение сферы в ньютоновском приближении, как если бы она была изолированной, а радиус сферы, очевидно, удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2l}{dt^2} = -\frac{G\mathfrak{M}}{l^2}, \quad (8)$$

где масса сферы \mathfrak{M} , естественно, постоянна. Умножая это выражение на \dot{l} , получим

$$\frac{d}{dt} \frac{\dot{l}^2}{2} = -\frac{G\mathfrak{M}\dot{l}}{l^2} = \frac{d}{dt} \frac{G\mathfrak{M}}{l},$$

или

$$\dot{l}^2 = \frac{2G\mathfrak{M}}{l} + K, \quad (9)$$

где K — постоянная интегрирования. Окончательно при помощи (7) можно переписать (9) в виде

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{8}{3} \pi G \rho - \frac{c^2}{R^2 a^2}, \quad (10)$$

где постоянная интегрирования записана в виде R^{-2} в соответствии с обычными обозначениями. Как видно, это вы-

ражение совпадает с уравнением Лемэтра (3) при $\Lambda = 0$.

Это абсолютно корректный вывод, а не аналогия ньютоновскому [21, 2*—4*]. Действительно, использовалось условие $G\mathfrak{M}/lc^2 \ll 1$, но оно может выполняться сколь угодно точно, если выбрать достаточно малой постоянную l_0 в уравнении (7), которая, как легко видеть, отсутствует в уравнении (10).

Если давлением нельзя пренебречь, как это имеет место в модели, содержащей достаточное количество излучения, следует использовать другой результат общей теории относительности, состоящий в том, что в пределе слабого поля действующая гравитационная масса газа равна $\rho + 3P/c^2$ [23, 1*, 2*]. Здесь ρc^2 — по определению полная энергия газа (включая энергию аннигиляции) на единицу объема, а P — давление газа, обе величины отнесены к системе координат, где газ неподвижен. Таким образом, для учета гравитационного эффекта давления уравнение (8) надо переписать в виде

$$\frac{d^2 l}{dt^2} = -\frac{4}{3} \pi G \left(\rho + \frac{3P}{c^2} \right) l,$$

что вместе с (7) дает

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4}{3} \pi G \left(\rho + \frac{3P}{c^2} \right). \quad (11)$$

Как отмечал Лемэтр, уравнение (4) следует из закона сохранения энергии: полная энергия $\mathfrak{M}c^2$ внутри сферы радиуса $l(t)$ уменьшается с ростом l , так как газ внутри сферы совершает работу против внешних сил:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \mathfrak{M}c^2 &= -P \frac{dV}{dt} = -4\pi l^2 P \frac{dl}{dt}, \\ \mathfrak{M} &= \frac{4}{3} \pi \rho l^3. \end{aligned} \quad (12)$$

Эти уравнения вместе с (7) сразу приводят к (4).

Мак-Кри показал, что уравнение (11) можно один раз проинтегрировать следующим приемом [23]. Используем уравнение (4), чтобы исключить P из (11). В ре-

зультате получим линейное дифференциальное уравнение относительно $\rho(t)$, стандартное решение которого приводит к уравнению (10), где, как и прежде, $c^2 R^{-2}$ — постоянная интегрирования.

Чтобы понять поведение вещества и излучения в этой расширяющейся модели, полезно рассмотреть сопутствующего наблюдателя, т. е. наблюдателя, покоящегося относительно окружающего его вещества. Этот наблюдатель видит изотропное красное смещение, подчиняющееся закону (1), тогда как наблюдатель, движущийся относительно него, увидит, что в одном направлении туманности удаляются с большей скоростью, а в другом — с меньшей скоростью или даже приближаются. Отметим, что возможность определения преимущественного движения для сопутствующего наблюдателя не противоречит принципу относительности, так как определяется лишь движение относительно окружающего вещества.

Рассмотрим свободную частицу, движущуюся относительно сопутствующего наблюдателя со скоростью v . Эту скорость будем называть пекулярной, или собственной, скоростью. Если частица движется свободно, не испытывая столкновений или воздействия электромагнитных или других полей, то ее пекулярная скорость уменьшается по мере расширения Вселенной, что видно из следующего рассмотрения. В момент t частица проходит мимо сопутствующего наблюдателя, который определяет, что ее пекулярная скорость есть $v(t)$. За интервал времени dt частица проходит расстояние $v dt$ до второго сопутствующего наблюдателя. Согласно закону Хаббла, второй наблюдатель удаляется от первого со скоростью [уравнение (6)]

$$dv = [v(t) dt] \dot{a}/a,$$

таким образом, пекулярная скорость, которую измеряет второй наблюдатель, есть

$$v(t + dt) = v(t) - dv = v(t) (1 - dt \dot{a}/a).$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$v(t) \propto a(t)^{-1}. \quad (13)$$

Этот результат не следует интерпретировать как некоторый вид космического торможения или эффект старения материи, не следует также думать, что он связан с веществом. Этот эффект целиком и полностью является кинематическим, связанным с расширением, — пекулярная скорость свободно движущейся частицы уменьшается, так как она всегда проходит мимо наблюдателей, удаляющихся от нее.

Если во Вселенной содержится однородно распределенный газ частиц и если частицы не рождаются и не исчезают¹, то плотность числа частиц, измеряемая сопутствующим наблюдателем, удовлетворяет соотношению

$$n(t) \propto a(t)^{-3}. \quad (14)$$

Такое соотношение имеет место, потому что $a(t)$ является масштабным фактором, пропорционально которому изменяется расстояние между сопутствующими наблюдателями; ясно также, что этот масштабный фактор можно использовать для определения расстояния между частицами.

Рассмотрим теперь импульс излучения (фотон), который проходит мимо сопутствующего наблюдателя в момент времени t и имеет, согласно наблюдению, частоту $\nu(t)$. Здесь применимо рассуждение, ведущее к соотношению (13). Скорость фотона, конечно, остается равной c , но вследствие эффекта Доплера первого порядка частота, измеряемая сопутствующим наблюдателем, уменьшается со временем. За время dt фотон проходит расстояние cdt до второго наблюдателя, удаляющегося от первого со скоростью $(cdt)\dot{a}/a$, так что изменение наблюдаемой частоты из-за эффекта Доплера первого порядка равно

$$\nu(t + dt) - \nu(t) = -\nu v/c = -\nu dt \dot{a}/a.$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\nu(t) \propto a(t)^{-1}. \quad (15)$$

Это выражение представляет собой общий закон изменения со временем частоты излучения. Изменение частоты излучения от далекой галактики обычно характе-

¹ Газ не имеет пекулярного движения. — *Прим. ред.*

ризуется красным смещением z , определяемым уравнением

$$1 + z = \nu_e/\nu_0 = \lambda_0/\lambda_e, \quad (16)$$

где ν_0 и λ_0 — наблюдаемые частота и длина волны линии в наблюдаемом спектре галактики, а ν_e , λ_e — частота и длина волны излучения, испущенного этой галактикой, определяемые по измерениям соответствующих спектральных линий в лаборатории. Согласно (15) и (16),

$$(1 + z) = a_0/a(t), \quad (17)$$

где излучение испускается в эпоху t и наблюдается в настоящую эпоху t_0 , и $a_0 \equiv a(t_0)$. Когда красное смещение мало, z есть относительное увеличение длины волны, и по эффекту Доплера первого порядка величина zc равна эффективной видимой скорости удаления.

3. ВЗАИМОСВЯЗИ: ПОДСЧЕТ ЧИСЛА ГАЛАКТИК, ШКАЛА ВРЕМЕНИ И СРЕДНЯЯ ПЛОТНОСТЬ ВЕЩЕСТВА

Как только была установлена возможная связь между общим разбеганием туманностей и моделью расширяющейся Вселенной Лемэтра, началась дискуссия о возможных взаимосвязях с другими явлениями. Как и во всякой физической науке, чем разнообразнее взаимосвязи, тем большего доверия заслуживает теория. Сразу приходят на ум два приложения, так как из постоянной Хаббла H можно составить две характерные величины: характерное время H^{-1} и характерную плотность $H^2 G^{-1}$. Кроме того, имеется превосходный способ проверки предположения об однородности.

Если галактики распределены в пространстве в среднем однородно, то число галактик, яркость которых больше f [эрг/(см²·с)], меняется как $f^{-3/2}$. Чтобы показать это, предположим на миг, что все галактики имеют одинаковую светимость \mathcal{L} (эрг/с). Тогда в соответствии с законом обратной пропорциональности квадрату расстояния галактики с яркостью f расположены на расстоянии l , так что

$$f = \mathcal{L}/4\pi l^2.$$

Если плотность числа галактик равна n , то число галактик ярче f равно

$$N(>f) = \frac{4\pi}{3} l^3 n = \frac{4\pi}{3} n \left(\frac{\Omega}{4\pi f} \right)^{3/2} \propto f^{-3/2}. \quad (18)$$

Галактики имеют диапазон собственных светимостей, но соотношение (18) справедливо для каждого класса галактик с данной светимостью, так что после суммирования по классам вид функциональной зависимости, очевидно, сохранится для подсчета галактик всех сортов. Особенность соотношения (18) состоит в том, что оно непосредственно связывает наблюдаемые величины. Уже давно известно, что подсчет звезд не удовлетворяет соотношению (18), и этот факт использовался для оценки расстояния до границы нашей звездной системы. При подсчете числа галактик на основе своего каталога ярких галактик Шэпли и Эймс [24] нашли, что имеет место приближенное согласие с соотношением (18). Приложив значительные усилия, Хаббл распространил этот тест для подсчета числа очень слабых галактик в малых областях неба [25]. Это была первая серьезная попытка обнаружить релятивистские поправки при больших красных смещениях, которые предсказывались в модели Лемэтра. Такие поправки приводили бы, например, к систематическому отклонению от закона (18), когда начинали учитываться достаточно слабые галактики (разд. VI, 3). К сожалению, этот тест в настоящее время считается ненадежным из-за систематических ошибок в определении яркости слабых галактик. Слабые галактики краснее, поскольку они дальше и испытывают большее красное смещение, поэтому необходимы очень большие поправки, так как пластинки более чувствительны к голубому диапазону¹. Однако указанный способ остается одним из лучших для проверки крупномасштабной однородности Вселенной вплоть до красных смещений $z \approx 0,4$ (гл. II).

В 1932 г. Эйнштейн и де Ситтер предположили, что в отсутствие каких-либо надежных доказательств противного наиболее разумно и просто было бы принять, что постоянные Λ , R^{-2} в уравнении (3) и давление P прене-

¹ Необходимо учитывать и эволюцию галактик. — *Прим. ред.*

брежимо малы [26]. Вместе с уравнением (6) это дает для средней плотности вещества

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \approx 5 \cdot 10^{-28} \text{ г/см}^3 \quad (19)$$

в соответствии с уравнением (1). Эта плотность имеет простую ньютоновскую интерпретацию. Рассмотрим однородную сферу вещества радиуса l , расширяющуюся однородным и изотропным образом (т. е. скорость расширения на расстоянии x от центра равна Hx). Легко убедиться, что если плотность в сфере равна ρ_c , то вещество имеет скорость ускользания, т. е. кинетическая энергия расширения как раз равна гравитационной потенциальной энергии. Очевидно, что если бы плотность была больше ρ_c , то сфера в конце концов прекратила бы расширение и начала сжиматься. Это приводит к моделям Лемэтра с $\Lambda = 0$. Если $\rho < \rho_c$, то уравнение (10) приводит к $R^{-2} < 0$, так что \dot{a}^2 всегда больше нуля и Вселенная будет всегда расширяться. Если $\rho_c < \rho$, то уравнение (10) приводит к $0 < R^{-2}$; и так как первый член в правой части уравнения (10) убывает по крайней мере как a^{-3} [уравнения (4) и (14)], то \dot{a}^2 должно обратиться в нуль, когда параметр расширения становится достаточно большим. В этой точке расширение прекращается, и Вселенная снова сжимается. Если $R^{-2} < 0$, то модель называется открытой, если $0 < R^{-2}$, то модель называется закрытой, если $R^{-2} = 0$, то модель называется космологически плоской (ср. разд. VI, 2).

Интересно теперь сравнить результат (19) со средней плотностью вещества во Вселенной. К 1932 г. были выполнены грубые оценки средней плотности на основе массы вещества, заключенного в галактиках. Стандартный метод состоял в том, чтобы из подсчетов галактик найти их пространственную плотность и оценить «типичную» светимость галактики, а затем умножить это число на «типичную» массу галактики, оцененную по наблюдаемой скорости вращения во внешних частях спиральных туманностей. В результате получилось значение [24, 25, 27]

$$\rho(G) \sim 10^{-30} \text{ г/см}^3. \quad (20)$$

Расхождение между значениями (19) и (20) не считалось серьезным, так как, помимо значительной неопределенности в оценке (20), нельзя было с уверенностью говорить о массе невидимого вещества, которое может существовать между галактиками. Эйнштейн и де Ситтер заметили также, что если R^{-2} не пренебрежимо мало, то его значение можно получить из уравнений (6) и (10) при условии, что H и ρ известны достаточно хорошо [25].

Как показано в гл. IV, пока что невозможно оценить среднюю плотность вещества настолько точно, чтобы определить R^{-2} .

Грубое численное совпадение значений (19) и (20) не может служить веским доводом в пользу той или иной космологической модели. Например, в модели Лемэтра, рассмотренной в его оригинальной статье, предполагалось, что Вселенная плавно расширяется от статической модели Эйнштейна. При этом чем сильнее расширение, тем больше влияние Λ -члена, так что численного совпадения величин $G\rho$ и H^2 можно ожидать лишь в непосредственной близости к точке отклонения от модели Эйнштейна. Действительно, Лемэтр использовал грубые оценки ρ и H для определения того, насколько далеко могло зайти расширение от начального квазиравновесного радиуса. Тем не менее грубое совпадение по порядку величины характеристической плотности, которая определяется постоянной Хаббла и ньютоновской постоянной, со средней наблюдаемой плотностью, определяемой массой вещества, сконцентрированного в галактиках, является замечательным фактом, указывающим на то, что наша интерпретация уравнения (1), как общего свойства Вселенной, по-видимому, ближе к истине, чем, например, интерпретация, предполагающая «эффект старения квантов излучения».

Вторая характерная величина, H^{-1} , грубо представляет собой время удвоения расстояния между галактиками, если Вселенная действительно расширяется. Более точное значение этого времени зависит от космологической модели. В модели Эйнштейна — де Ситтера по определению $\Lambda = R^{-2} = P = 0$. Поскольку давление пренебрежимо мало, из уравнения (4) следует $\rho \propto a^{-3}$, и

(10) можно записать в виде

$$a\dot{a}^2 = \frac{8}{3} \pi G \rho a^3,$$

где правая часть постоянна. Очевидно, $a \propto t^{2/3}$, где время t измеряется от нуля в сингулярной точке $a = 0$, $\rho \rightarrow \infty$. С учетом (6) получим

$$t = 2/(3H). \quad (21)$$

Другой интересной моделью является Вселенная низкой плотности, $\rho \ll \rho_c$ [(уравнение (19)] и $\Lambda = 0$. Для этой модели

$$t \approx H^{-1}. \quad (22)$$

Это максимальное значение времени, отсчитываемое от сингулярности при $a = 0$, если $\Lambda = 0$.

Если $\Lambda \neq 0$, то интересно рассмотреть уравнение (3) и уравнение, полученное при дифференцировании (3) и учете (4):

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4}{3} \pi G \left(\rho + \frac{3P}{c^2} \right) + \frac{\Lambda}{3}. \quad (23)$$

Если $\Lambda < 0$, то кривая $a(t)$ становится круче в прошлое, и время, отсчитываемое от сингулярности, уменьшается. Если $0 < \Lambda$, то можно так подобрать параметры, что Вселенная будет находиться в квазистатической фазе при $\dot{a} \sim 0$, $\ddot{a} \sim 0$. Если $P = 0$, то уравнения (3) и (23) дают для этой фазы

$$\Lambda = c^2/R^2 a_s^2,$$

что соответствует модели Эйнштейна. Первоначальное решение Лемэтра асимптотически стремится в далеком прошлом к квазистатическому. Эддингтон подчеркивал важность этого факта, показывающего, что модель Эйнштейна неустойчива: начав однажды расширяться вследствие какого-либо случайного возмущения, она будет расширяться со все возрастающей скоростью, так как с ростом a член $\Lambda/3$ в (23) все больше преобладает над $4\pi G\rho/3$ [28]. В этой картине возраст Вселенной зависит от того, насколько симметричной мы предположим ее вначале, но H^{-1} дает разумную оценку времени, прошедшего от

квазистатической фазы, так как из грубого согласия ρ_c и $\rho(G)$ мы знаем, что Λ не преобладает полностью над $G\rho$. Можно также представить себе, что Вселенная расширяется от бесконечной плотности, проходит квазистатическую фазу при $\dot{a} \sim 0$, $\ddot{a} \sim 0$ и затем вновь начинает расширяться. Эта картина детально рассмотрена Лемэтром [29]. В другом пределе можно представить себе, что Вселенная первоначально сжималась, затем сжатие прекратилось и сменилось расширением под действием положительного Λ -члена в уравнении (23).

Во всех этих моделях H^{-1} является характерным временем. Если $\Lambda \leq 0$, то можно ожидать, что звезды и галактики моложе, чем H^{-1} , так как простейшая модель предсказывает сингулярное состояние с бесконечной плотностью в момент $\ll H^{-1}$ в прошлом. С другой стороны, если предположить $0 < \Lambda$, то не следует ожидать, что будет иметь место это строгое неравенство.

Согласно уравнению (4), $H^{-1} \approx 2 \cdot 10^9$ лет. Очень скоро стало ясно, что именно это число нужно сравнить с другими «космическими» возрастaми.

В 1930 г. по измерениям радиоактивного распада было известно три возрастa. Было установлено, что в урановой руде содержание свинца относительно урана связано с относительным геологическим возрастом руды. Был сделан вывод, что свинец является основным конечным продуктом распада урана, накапливающимся за время жизни руды. Зная скорость распада урана, можно определить возраст руды из отношения содержаний свинца и урана. К 1927 г. максимальный возраст, установленный таким методом, равнялся $1,3 \cdot 10^9$ лет [30]. Далее, можно оценить возраст земного свинца, определив, сколько времени потребовалось бы на то, чтобы из известного среднего содержания урана в скалах на поверхности Земли получить посредством радиоактивного распада известное среднее содержание свинца. Этот метод дает от $2 \cdot 10^9$ до $6 \cdot 10^9$ лет в зависимости от принятого полного содержания этих элементов в породе [31].

Еще одно значение возрастa получено на основе распространности изотопа U^{235} [32]. В 1929 г. Астон впервые нашел изотоп Pb^{207} в свинцовом образце, химически

извлеченном из урановой породы. К этому времени было известно, что изотоп U^{238} является начальным элементом радиоактивной серии радия, которая оканчивается на Pb^{206} , и что конечным продуктом распада Th^{232} является Pb^{208} . Оказалось, что начальным элементом радиоактивной серии актиния, конечным продуктом которой является открытый Астоном изотоп свинца Pb^{207} , должен быть изотоп U^{235} . Тогда Резерфорд возобновил поиски периода полураспада U^{235} . Отношение скоростей распада изотопов урана в серию актиния и серию радия, как было известно, равнялось $K \approx 0,03$. Если λ_1 и λ_2 — скорости распада U^{235} и U^{238} соответственно, то отношение распространенностей изотопов урана равно

$$K = \lambda_1 U / \lambda_2 U^{238}.$$

Астон оценил отношение содержаний изотопов в радиоактивном свинце:

$$K' = Pb^{207} / Pb^{206} \approx 0,07.$$

В соответствии с обычным законом радиоактивного распада

$$Pb^{207} / Pb^{206} = U^{235} (e^{\lambda_1 t} - 1) / U^{238} (e^{\lambda_2 t} - 1),$$

где t — возраст руды, $t \approx 10^9$ лет. Эти уравнения с известной скоростью распада U^{238} дают отношение изотопов $U^{235} / U^{238} \approx 0,003$ и период полураспада U^{235} $4 \cdot 10^8$ лет¹.

Резерфорд показал, что если бы при образовании урана содержание изотопов U^{235} и U^{238} было одинаковым, то отношение содержаний уменьшилось бы до современного значения $\approx 0,003$ за $3 \cdot 10^9$ лет. В соответствии с систематикой содержания изотопов четно-четный изотоп U^{238} должен был образоваться в таком же количестве, как и U^{235} , поэтому это значение является, по-видимому, верхним пределом возраста урана на Земле. Резерфорд сравнил возраст $3 \cdot 10^9$ лет не с хаббловским временем расширения H^{-1} , а с возрастом Солнца, который тогда принимался равным 10^{13} лет. Он сделал вывод, что на Солнце должен был образоваться уран одновременно с планетами в сравнительно недавнее время.

¹ Наилучшие современные значения: содержание U^{235} 0,0072, период полураспада $7 \cdot 10^8$ лет [5*]. Однако использование этих значений не меняет хода рассуждений. — *Прим. ред.*

Имелись два основных аргумента для того, чтобы принимать такой большой возраст звезд. Во-первых, Джинс предположил, что движение и распределение звезд указывают на осуществление частичной релаксации к равнораспределению энергии, которое ожидается в гравитирующем идеальном газе, находящемся в статистическом равновесии. Время релаксации он оценил в $\sim 10^{13}$ лет [33]. Во-вторых, в 1924 г. Эддингтон показал, что можно естественным образом объяснить соотношение между массами и светимостями звезд, если принять, что вещество в звездах подчиняется уравнению состояния идеального газа [34]. Эта теория давала непосредственную связь между массами и светимостями звезд. Проблема состояла в том, что имеются два класса или две последовательности звезд: гиганты и карлики. Первую последовательность удалось объяснить только после того, как было открыто, что термоядерный синтез должен быть источником энергии звезд, и выяснилось, что в результате реакций синтеза со временем звезда станет химически неоднородной. Однако в то время предполагалось, что трудность объяснения двух звездных классов можно устранить, если принять, что звезды в процессе эволюции теряют значительную долю своей массы и что естественный путь такой потери массы — излучение энергии, эквивалентной теряемой массе, которая получается в процессе предполагаемой аннигиляции электронов и протонов. Естественным характерным временем звездной эволюции было бы время, в течение которого масса, эквивалентная солнечной, излучалась при солнечной светимости, что давало возраст $\approx 2 \cdot 10^{13}$ лет.

Сразу же после ознакомления с работой Лемэтра Эддингтон заметил хорошее совпадение между H^{-1} и возрастом, получаемым из радиоактивного распада, и значительное расхождение с принятым возрастом звезд [28, 35]. Он склонялся к тому, чтобы принять короткую шкалу времени, хотя ему было, по-видимому, нелегко сделать выбор. В то же время де Ситтер отмечал, что звезды в действительности могли бы существовать 10^{13} лет, при этом большая часть их жизни приходится на фазу сжатия Вселенной [36]. Это сжатие могло бы смениться расширением около $2 \cdot 10^9$ лет тому назад, возможно, 2—581

вследствие роста возмущений, а, возможно, вследствие эффекта космологического отталкивания в Λ -члене. Он отмечал также, что грубое согласие H^{-1} с возрастом, определенным по радиоактивному распаду, может быть обусловлено тем, что в точке максимального сжатия большая плотность способствовала бы близким звездным столкновениям, которые могли вызвать образование планетных систем. Общий ход мысли де Ситтера представляется правильным, — возможно, мы совершаем грубую ошибку, экстраполируя видимое расширение Вселенной назад во времени вплоть до момента бесконечной плотности [37]. Как будет показано в гл. V, лучшим доводом в пользу этой простейшей экстраполяции является излучение горячей Вселенной (Первичного Огненного Шара).

В своей книге, написанной в 1937 г., Мак-Витти делал заключение: «краткость (космологической) шкалы времени остается, таким образом, спорной проблемой космологической теории» [38]. Однако как раз в то время становилось ясно, что источником звездной энергии должен быть синтез водорода с образованием гелия, а не аннигиляция вещества [39]. Таким образом, полная энергия звезды уменьшалась от энергии аннигиляции mc^2 до $0,007 mc^2$, где 0,007 — упаковочный коэффициент, и максимальное время жизни Солнца соответственно уменьшалось на два порядка величины. Время жизни уменьшилось еще на порядок, когда было установлено, что Солнце может пребывать в своем теперешнем состоянии лишь до тех пор, пока не образуется гелиевое ядро, содержащее около 10% массы Солнца.

В 1946 г. Бок сделал вывод, что факты ясно свидетельствуют в пользу космологической шкалы времени от $3 \cdot 10^9$ до $5 \cdot 10^9$ лет [40]. Аргументы, основанные на равномерном распределении энергии, утратили свою привлекательность, когда были рассмотрены в свете гораздо более детальных знаний о галактической структуре. Бок заметил, что видимые несоответствия остаются, но они находятся (и сейчас) на самой границе наших знаний, где легко ожидать систематических ошибок и неправильного толкования. Несмотря на эти проблемы, один существенный вопрос казался ясным — возрасты, полученные на

основе звездной эволюции, радиоактивного распада и постоянной Хаббла, указывали на то, что примерно $3 \cdot 10^9$ или $5 \cdot 10^9$ лет назад произошло какое-то космическое событие.

4. ТЕОРИЯ СТАЦИОНАРНОЙ ВСЕЛЕННОЙ

К 1948 г. модель Лемэтра получила некоторое подтверждение, но только в общих чертах, поэтому не удивительно, что предлагались альтернативные космологические модели. Важнейшей из них является теория стационарной Вселенной [41].

Бонди и Голд придавали особое значение предположению Эйнштейна о том, что Вселенная в среднем однородна и изотропна, которое Милн назвал космологическим принципом. Бонди и Голд предложили обобщить его до *совершенного космологического принципа*, состоящего в том, что Вселенная в среднем инвариантна относительно смещений во времени, а также относительно смещений и вращения в пространстве. Из этого предположения простым и изящным способом можно получить много результатов, допускающих прямую наблюдательную проверку. Например, пространственная симметрия позволяет, как и раньше, сделать вывод, что расстояние любой галактики от нашей удовлетворяет соотношению

$$\dot{l} = Hl.$$

В этой модели постоянная Хаббла действительно является постоянной, так что решение этого уравнения имеет вид

$$l \propto e^{Ht}. \quad (24)$$

Поскольку галактики удаляются друг от друга, вещество должно спонтанно рождаться, чтобы сохранялась неизменной плотность числа нуклонов n , как требует совершенный космологический принцип. Рассмотрим сопутствующий объем $V(t)$, расширяющийся вместе со Вселенной, так что поток вещества через поверхность этого объема отсутствует. Согласно уравнению (24), V должно изменяться по закону

$$V \propto e^{3Ht}.$$

Если бы нуклоны не рождались, то, очевидно, плотность числа нуклонов уменьшалась бы по закону

$$\dot{n}/n = -\dot{V}/V = -3H.$$

Таким образом, необходимо постулировать непрерывное рождение вещества со скоростью

$$C = 3Hn \quad (25)$$

в единице объема.

Произвольно выбранная галактика может иметь любой возраст, больше или меньше, чем H^{-1} , но можно найти выражение для среднего возраста галактик внутри большого объема. Рассмотрим снова сопутствующий объем $V(t)$ и пусть \mathfrak{N} — средняя пространственная плотность галактик. Эту величину можно связать со скоростью рождения галактик путем рассуждений, которые привели к соотношению (25). Галактики в объеме V возраста t образовались, когда V был меньше, чем теперь, в e^{3Ht} раз. Согласно (25), число галактик возраста t в интервале dt в объеме V равно

$$dN = 3H\mathfrak{N} V_0 e^{-3Ht} dt$$

(где V_0 — объем в современную эпоху. — *Ред.*). Поэтому средний возраст группы галактик равен

$$\langle t \rangle = \int t dN / \int dN = \int_0^{\infty} t e^{-3Ht} dt / \int_0^{\infty} e^{-3Ht} dt = 1/3H.$$

Средний возраст не зависит от эпохи наблюдения, как требует совершенный космологический принцип.

Поскольку Вселенная предполагается однородной и изотропной, результаты Робертсона и Уолкера показывают, что линейный элемент должен выражаться уравнением (2), а, согласно совершенному космологическому принципу, радиус кривизны пространства $Ra(t)$ должен быть постоянным, откуда следует единственная возможность $R = \infty$. Мы знаем геометрию пространства, поэтому поток энергии f от галактики с известной светимостью \mathfrak{L} при большом красном смещении строго фиксирован без каких-либо свободных параметров. А еще в этой модели можно быть уверенным, что галактики при больших красных смещениях, которые мы наблюдаем такими, какими

они были в далеком прошлом, в среднем похожи на галактики, расположенные вблизи нас. Таким образом, можно однозначно определить ожидаемое отклонение подсчетов числа галактик $N(> f)$ от простейшего закона (18), зная свойства галактик, сравнительно близких к нам.

В 1948 г. постоянная Хаббла H была определена вновь, и результат совпал с прежним значением. Бонди, Голд и Хойл могли указать на расхождение между максимальным возрастом в модели расширяющейся Вселенной (или теории большого взрыва) $H^{-1} \sim 2 \cdot 10^9$ лет при $\Lambda = 0$ и возрастом, найденным по радиоактивному распаду от $3 \cdot 10^9$ до $6 \cdot 10^9$ лет, которое, возможно, показывало неадекватность модели Лемэтра. Они могли также надеяться на выяснение вопроса путем подсчета галактик и других космологических тестов, описанных в гл. VI, так как модель стационарной Вселенной давала недвусмысленные предсказания (в той мере, в какой известны локальные параметры). С тех пор в результате уточнений значение H^{-1} увеличилось по крайней мере в пять раз, и все еще не ясно, существует ли проблема временной шкалы в модели Лемэтра (гл. III). Современные подсчеты радиоисточников свидетельствуют против модели стационарной Вселенной [42], хотя Хойл доказывал, что этот вывод может быть обманчивым [43]. Главным наблюдательным фактом, свидетельствующим против модели стационарной Вселенной, является возможное открытие излучения горячей Вселенной (гл. V). Если окажется, что это излучение имеет тепловой спектр излучения абсолютно черного тела, то это будет прямым и веским доводом в пользу существования плотной и горячей фазы Вселенной, где была возможна тепловая релаксация. Но наличие такой фазы противоречило бы совершенному космологическому принципу в его первоначальном виде. Конечно, при желании это противоречие можно обойти. В модели, предложенной Хойлом и Нарликар, совершенный космологический принцип удовлетворяется только при усреднении по очень большому интервалу времени, причем непрерывное рождение вещества происходит взрывами, между которыми Вселенная расширяется и эволюционирует так же, как в модели Лемэтра [44]. Если взрыв, сопровождающий рождение вещества, при-

водит к достаточно горячему и плотному состоянию, то он может привести к тепловому спектру излучения.

Каким бы ни оказался результат различных тестов, теория стационарной Вселенной в целом оказала благотворное влияние. Она послужила стимулом для развития теории нуклеосинтеза в звездах, так как в теории стационарной Вселенной нельзя объяснить образование элементов ядерными реакциями, происходившими на ранних стадиях расширения. Эта теория явилась также важным стимулом для наблюдений, многие из которых были задуманы, чтобы доказать ее ошибочность. Происхождение Вселенной в этой теории рассматривается как непрерывный, продолжающийся процесс. Напротив, в модели Лемэтра происхождение Вселенной отодвигается к сингулярному состоянию (где уравнения нарушаются, и, возможно, Вселенная взрывается), которое имело место конечное время тому назад. Этот вывод применим также и к первоначальной модели Лемэтра, так как первоначальная модель Эйнштейна в действительности неустойчива и не могла бы существовать бесконечно долго, поскольку тепловые флуктуации на достаточно большом промежутке времени неизбежны. Наиболее распространенное и существенное возражение против теории стационарной Вселенной состоит в том, что она построена искусственно, чисто умозрительно, чтобы объяснить главный наблюдательный факт: общее разбегание туманностей. Это обстоятельство, конечно, не может служить основанием, чтобы отвергнуть модель, но если вспомнить, как ловко теоретики находят объяснения наблюдениям, вне зависимости от того, верны эти наблюдения или нет, можно ощутить беспокойство¹.

5. РАСШИРЯЕТСЯ ЛИ ВСЕЛЕННАЯ?

В основе почти всех космологических теорий: эволюционирующих, стационарных и прочих — лежит факт, что далекие галактики удаляются со скоростью $v \approx Hl$

¹ В советской научной литературе теория стационарной Вселенной единодушно отвергалась главным образом потому, что она требует нарушения хорошо установленного физического закона сохранения числа барионов. — *Прим. ред.*

[45]. Прежде чем перейти к описанию современного состояния наблюдательной космологии, которое детально рассмотрено в последующих главах, полезно кратко перечислить доводы в пользу факта разбегания галактик. Уместно отметить следующие основные положения.

1. Видимые скорости разбегания галактик, основанные на красном смещении линий в их спектрах, показывают прямую линейную зависимость от расстояний, полученных по видимым светимостям галактик (и в некоторых более близких галактиках — от расстояний, полученных из видимых размеров и яркостей газовых туманностей в галактиках). Наиболее точный тест Сэндейджа подтверждает соотношение $v \propto l$ в скоплениях галактик с разбросом всего 15% в интервале видимых скоростей разбегания от ≈ 1000 до $\approx 60\,000$ км/с (гл. II).

2. Видимые лучевые скорости, получаемые из наблюдений смещения частоты радиолинии 21 см атомарного водорода, согласуются со значениями, полученными из оптических наблюдений, как и следовало ожидать из формулы эффекта Доплера [46]. Было сделано сравнение двух рядов измерений в наблюдаемом интервале скоростей от -300 до 4000 км/с (знак минус означает фиолетовое смещение, т. е. движение к нам) и в этом интервале не было обнаружено никаких заметных указаний на систематическое различие между этими измерениями.

3. Закон Хаббла $v = Hl$ является функциональным выражением, ожидаемым, если Вселенная расширяется и если она однородна и изотропна, что с умеренной точностью следует из подсчета галактик и с очень высокой точностью из изотропии фонового излучения (гл. II).

4. Закон общего разбегания галактик Хаббла следует из релятивистских космологических теорий, которые рассматривались в двадцатые годы нашего века. Хотя этот закон и не был предсказан, он явился тем звеном, которое естественным образом связало теорию и наблюдения и рассматривается как веский довод в пользу гипотезы расширения. Теория стационарной Вселенной была предложена после открытия этого эффекта. Но было показано, что и в этой модели его можно было бы предсказать, так как если бы Вселенная не расширялась, то совершенный космологический принцип гарантировал бы,

что постоянно излучающие галактики заполнили бы пространство чернотельным излучением с наивысшей температурой, при которой выделяется энергия в результате ядерных реакций или каких-либо других процессов. Расширение Вселенной является удобным стоком для излучения и для угасших звезд и галактик [47].

5. Численное значение постоянной пропорциональности в законе Хаббла определяет космическое характерное время H^{-1} , и в теориях эволюционирующей расширяющейся Вселенной (за исключением некоторого специального выбора параметров) следовало бы искать примерное совпадение величины H^{-1} с максимальными возрастами звезд и возрастами, определяемыми по радиотренному распаду элементов. Как следует из рассмотренного выше и в гл. III, такое совпадение имеет место в пределах множителя 2 или лучше. В теории стационарной Вселенной средний возраст галактик в большом объеме пространства равен $H^{-1}/3$, так что снова можно искать совпадение по порядку величины, хотя возраст произвольно выбранной галактики здесь может быть значительно больше или меньше, чем H^{-1} .

6. Вселенная может содержать чернотельное излучение, оставшееся с того времени, когда Вселенная была плотной и горячей (гл. V). Если это подтвердится последующими измерениями, то послужит прямым доказательством того, что Вселенная действительно расширяется и становится менее плотной, в согласии с теорией Лемэтра (но не с моделью стационарной Вселенной).

7. Прямым тестом гипотезы расширения Вселенной является поиск релятивистских поправок к наблюдаемым величинам, таким, как видимая величина или угловой размер при больших красных смещениях, когда видимая скорость разбегания близка к скорости света. Хаббл первый занялся этой проблемой в своих подсчетах числа галактик в зависимости от видимой величины, а в последние годы эта проблема интенсивно развивалась Сэндейджем и другими. Проблема пока не ясна до конца даже в принципе, так как одновременно действует большое число эффектов, а для проверки всегда необходимо иметь несколько независимых способов определения параметров. Однако оказалось, что имеющихся дан-

ных наблюдений достаточно для исключения простейшей альтернативы постулата расширения — гипотезы «старения квантов» (гл. VI). Подсчет числа радиоисточников в зависимости от потока энергии показывает сильные отклонения от простейшего закона, но пока не будет сделано надежное отождествление источников и не выяснится их природа, трудно отделить эффекты расширения от других эффектов, таких, как собственная эволюция источников.

8. Возможно, наиболее серьезной потенциальной проблемой гипотезы расширения является наблюдаемая тенденция красных смещений линий поглощения квазаров группироваться вокруг предпочтительных значений [48]. Если эта тенденция подтвердится, то будет означать, что по крайней мере в некоторых случаях большие красные смещения не являются следствием космологического расширения, или будет указывать на поразительную и неожиданную тенденцию к расположению поглощающих облаков на предпочтительных красных смещениях (предпочтительных расстояниях).

Из этого перечисления должно быть видно, что, хотя постулат о расширении обоснован достаточно сильно, он не обладает таким несметным количеством доказательств, как, например, принципы квантовой механики. Что необходимо — это как можно более плотно сотканная ткань взаимосвязанных результатов, и пока что одна из основных целей космологии — соткать такую ткань. Ниже, как практически во всех космологических теориях, мы будем считать расширение Вселенной удобной, разумной и плодотворной рабочей гипотезой, помня при этом, что это все еще лишь гипотеза.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Hubble E.*, *Realm of the Nebulae*, Yale, 1936, Dover Publ., 1958.
2. *Slipher V. M.*, *Lowell (Flagstaff) Obs. Bull.*, 58 (1914).
3. *Eddington A. S.*, *Mathematical Theory of Relativity* (Cambridge) 2nd ed., 1924, p. 162. (Русский перевод: *А. С. Эддингтон*, *Теория относительности*, Л.—М., 1934.)
См. также *K. Lundmark*, *Mon. Not. Roy., Astron. Soc.*, 84, 747 (1923).
4. *deSitter W.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 78, 3 (1917).
5. *Einstein A.*, *Preuss S.-B.*, *Akad. Wiss.*, 142 (1917).

- (Русский перевод: А. Эйнштейн, Собрание научных трудов, изд-во «Наука», 1965, т. 1, стр. 601.)
6. *North J. D.*, Measure of the Universe, Oxford, 1965.
 7. Хорошее описание Вселенной Каптейна и других ранних гипотез о природе Млечного Пути можно найти в книге *Struve O., Zebergs V.*, Astronomy of the 20th Century, Macmillan, 1962, Ch. 19. (Русский перевод: О. Струве, В. Зебергс, Астрономия XX века, изд-во «Мир», М., 1968.)
 8. *Shapley H.*, Astrophys. J., **48**, 89 (1918).
Шэпли дал интересное популярное изложение своей работы в книге Through Rugged Ways to the Stars, Charles Scribners, New York, 1969.
 9. *Van Maanen A.*, Astrophys. J., **57**, 264 (1923).
 10. *Hubble E.*, Astrophys. J., **62**, 409 (1925).
 11. *Shapley H.*, Harvard Bull., **796** (1923).
 12. *Hubble E.*, Proc. Nat. Acad. Sci., **15**, 168 (1929).
 13. *Weyl H.*, Phys. Z., **24**, 230 (1923).
 14. *Robertson H. P.*, Phil. Mag., **5**, 835 (1928).
 15. *Friedman A.*, Z. Physik, **10**, 377 (1922). [Русский перевод: Успехи физ. наук, **80**, 447, 453 (1963).]
 16. *Lemaitre G.*, Ann. Soc. Sci. Bruxelles, **47A**, 49 (1927); английский перевод: Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **91**, 483 (1931).
 17. *Einstein A.*, Preuss S.-B., Akad. Wiss., **235** (1931). (Русский перевод: А. Эйнштейн, Собрание научных трудов, изд-во «Наука», 1966, т. 2, стр. 349.)
 18. *Robertson H. P.*, Proc. Nat. Acad. Sci., **15**, 822 (1929).
 19. *Milne E. A.*, Relativity, Gravitation and World Structure, Oxford, 1935, p. 73.
 20. *Milne E. A.*, *McCrea W. H.*, Quart. J. Math. Oxford Ser. 5, **64**, 73 (1934).
 21. *Callan C. G.*, *Dicke R. H.*, *Peebles P. J. E.*, Amer. J. Phys., **33**, 105 (1965).
 22. *Tolman R. C.*, Relativity, Thermodynamics and Cosmology, Oxford, 1934, p. 252.
 23. *Whittaker E. T.*, Proc. Roy. Soc., **A149**, 384 (1955), ref. 22, Sec. 93; *W. H. McCrea*, Proc. Roy. Soc., **A206**, 562 (1951).
 24. *Shapley H.*, *Ames A.*, Ann. Harvard College Obs., **88**, 41 (1932); *H. Shapley*, Proc. Nat. Acad. Sci., **19**, 591 (1933).
 25. *Hubble E.*, Astrophys. J., **79**, 8 (1934); **84**, 517 (1936).
 26. *Einstein A.*, *deSitter W.*, Proc. Nat. Acad. Sci., **18**, 213 (1932).
 27. *deSitter W.*, Bul. Astron. Soc. Neth., **5**, 157 (1930).
 28. *Eddington A. S.*, Mon. Not. Astron. Soc., **90**, 668 (1930).
 29. *Lemaitre G.*, The Primeval Atom, D. Van Nostrand, 1950.
 30. *Holmes A.*, *Lawson R. W.*, Amer. J. Sci., **13**, 327 (1927).
 31. Для описания этих расчетов см. *Jeffreys H.*, The Earth, Cambridge, 2nd ed., 1928, Ch. 5. (Русский перевод 4-го изд.: Г. Джеффрис, Земля. Ее происхождение, история и строение, ИЛ, М., 1960.)
 32. *Aston F. W.*, Nature, **123**, 313 (1929); *Rutherford E.*, там же, стр. 313.

33. *Jears J.*, Nature, **122**, 689 (1928); *Astronomy and Cosmology*, Cambridge, 1928, Ch. XII.
34. *Eddington A. S.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **84**, 308 (1924).
35. *Eddington A. S.*, *Rotation of the Galaxy*, Halley Lecture, Oxford, 1930; *The Expanding Universe*, Macmillan, 1933, Ch. III, Sec. IV.
36. *de Sitter W.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **93**, 628 (1933).
37. Это обстоятельство подчеркивалось в работах *Alfven H.*, *Physics Today*, Feb., 1971; *Klein O.*, *Science*, **171**, 339 (1971).

См. также ссылки в этих статьях.

38. *McVittie G. C.*, *Cosmological Theory*, Мелбурн, 1937, p. 67.
 39. *Bethe H. A.*, *Phys. Rev.*, **55**, 103, 434 (1939).
 40. *Bok V. J.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **106**, 61 (1946).
 41. *Bondi H.*, *Gold T.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **108**, 252 (1948); *Hoyl F.*, Mon. Not. Roy., Astron. Soc., **108**, 372 (1948).
 42. Обзор дан в работе *Ryle M.*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **6**, 249 (1968).
 43. *Hoyl F.*, Proc. Roy. Soc., **A308**, 1 (1968).
 44. *Hoyl F.*, *Narlikar J. V.*, Proc. Roy. Soc., **A290**, 162 (1966).
 45. Ф. Дрякки рассмотрел гипотезу расширения наиболее строго и критически. См., например, *Zwicky F.*, *Morphological Astronomy*, Спрингер, 1957.
 46. *Roberts M. S.*, IAU Symposium 44 (готовится к печати); *Ford W. K.*, *Rubin V.*, *Roberts M. S.*, *Astron. J.*, **76**, 22 (1971).
 47. *Bondi H.*, *Cosmology*, Cambridge, 2nd ed., 1960, Ch. III.
 48. *Burbridge G. R.*, *Burbridge E. M.*, *Nature*, **222**, 735 (1969) и ссылки в ней.
- Интерпретацию красного смещения см. также в статье *Арр. Н.*, *Astrophys. J.*, **148**, 321 (1967).

ГЛАВА II

ОДНОРОДНОСТЬ И ИЗОТРОПИЯ ВСЕЛЕННОЙ

В космологии обычно предполагается, что Вселенная однородна и изотропна в больших масштабах, поскольку малые неоднородности, такие, как галактики и скопления галактик, сглаживаются. Имеются важные исключения, не использующие это предположение. Одно из них — картина ограниченного мира Клейна и Альвена, в которой предполагалось, что галактики вокруг нас образуют конечную метагалактическую систему, расширяющуюся в более или менее пустое пространство ([37] к гл. I). Другое — иерархическая картина мира, в которой предполагается, что наблюдаемая последовательность структур: звездные скопления — галактики — пары и группы галактик — большие скопления галактик может быть продолжена к сверхскоплениям и т. д. вплоть до структур максимального характерного размера, которые можно надеяться наблюдать [1]. В этой главе будет показано, что хотя наблюдательные данные скудны, но они дают основания считать предположение об однородности и изотропии исключительно удачным.

1. СКОПЛЕНИЯ И СВЕРХСКОПЛЕНИЯ

В 1932 г. Шэпли и Эймс опубликовали каталог ярких галактик ([24], гл. I). Составленная ими карта положений этих галактик на небе убедительно свидетельствовала о том, что распределение галактик вокруг нас далеко от однородного [2]. Много объектов было сконцентрировано на небольшом участке неба, в скоплении галактик в созвездии Девы, и еще больше галактик было обнаружено в полосе, отходящей от этого скопления. Очевидно, что если Вселенная однородна, то необходимый

средний характерный размер должен быть больше, чем расстояние до скопления в Деве, равное ≈ 10 Мпс.

Имеется много других скоплений галактик, сравнимых по размерам со скоплением в Деве. Среди них есть богатые компактные скопления, сравнимые со скоплением в Деве по полной светимости, но более компактные и по форме почти центрально симметричные. Эйбелл [3] составил каталог, в который вошло около 1500 богатых скоплений. Он отмечает, что подобные скопления являются хорошими ориентирами, по которым, быть может, удастся составить карту крупномасштабного распределения вещества во Вселенной. Эйбелл предположил, что богатые скопления проявляют тенденцию группироваться в скопления второго порядка, или сверхскопления, причем привел несколько конкретных примеров. Предполагаемый характерный размер сверхскопления ≈ 50 Мпс. Однако объективный статистический анализ данных каталога не обнаруживает статистически значимого эффекта сгущивания, за исключением одного из обнаруженных Эйбеллом далеких сверхскоплений в одном полушарии [4]. Этот анализ не исключает возможности существования сверхскоплений, но лишь ограничивает ее, так что только 10% богатых скоплений концентрируются в гипотетические сверхскопления, состоящие из 10 членов каждое. С такой точностью крупномасштабное сгущивание, по-видимому, не выявляется из данных Эйбелла, которые достигают красного смещения $z \sim 0,2$, что соответствует расстоянию около 1000 Мпс. Это противоречит интуитивным представлениям некоторых астрономов, что наиболее удаленные скопления распределены неоднородно. Возможно, что распределение их действительно неоднородно, поэтому задача состояла в том, чтобы найти объективные доказательства такой неоднородности при наличии ограниченной статистической выборки и неизбежных систематических ошибок.

2. ПОДСЧЕТЫ ГАЛАКТИК

Как описывалось в гл. I, предположение об однородности можно проверить путем подсчета галактик в зависимости от предельной светимости. Хаббл провел наи-

более полную серию оптических наблюдений для построения такой зависимости. Чтобы установить, каких расстояний достигают наблюдения Хаббла, требуется знать функции светимости галактик, т. е. относительное число галактик различных светимостей. Удобное и обоснованное приближение для среднего числа галактик в единице объема, которые ярче абсолютной величины M , имеет вид [5]

$$\begin{aligned} n(<M) &= A 10^{\alpha M}, \quad \alpha = 0,75, \quad M < M^*, \\ n(<M) &= B 10^{\beta M}, \quad \beta = 0,25, \quad M > M^*, \end{aligned} \quad (1)$$

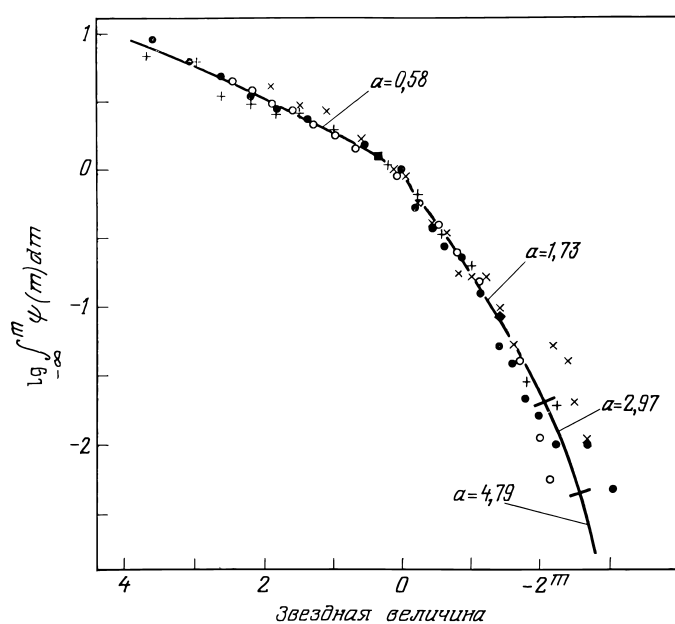
где постоянные A , B и M^* удовлетворяют условию непрерывности

$$A 10^{\alpha M^*} = B 10^{\beta M^*}.$$

Шкала звездных величин, используемая в этом уравнении, объясняется в приложении. Подчеркнем, что это выражение следует рассматривать только как удобную аналитическую аппроксимацию, позволяющую выполнить некоторые численные оценки. Оно явно неверно в пределе очень слабых галактик ($M \rightarrow \infty$). Разрыв в наклоне функции светимости (1) при M^* приводит к разрыву дифференциальной функции светимости, который может быть только результатом аппроксимации гладкой кривой двумя прямыми линиями, или может действительно соответствовать реальному (но непрерывному) изменению дифференциальной функции светимости вблизи M^* [6].

Уравнение (1) было предложено Эйбеллом для скопления в Волосах Вероники [5]. На рис. II. 1 показана наблюдаемая функция светимости в четырех скоплениях, построенная Петерсоном по данным Эйбелла [7]. Плавная кривая, проведенная через эти точки, приведена на рис. II. 2 (нижняя сплошная линия). Видно, что аналитическое выражение, показанное на рис. II.2 штриховой линией, является хорошим приближением вплоть до светимости $M^* - 2$, а дальше оно заметно переоценивает число галактик. Средняя сплошная кривая на рис. II. 2

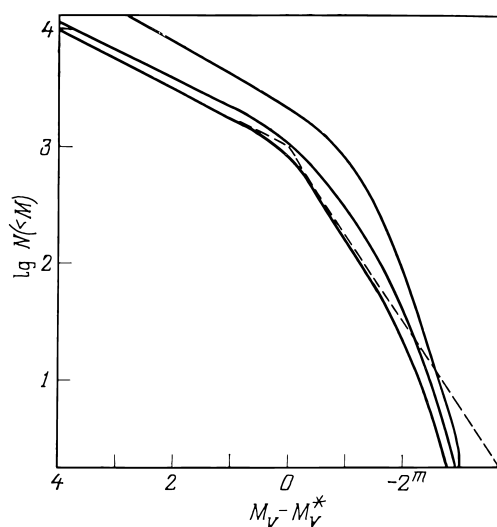
есть функция светимости Кианга для галактик поля [8], при этом фотографические величины были переведены Эйбеллом в фотовизуальные по формуле $M_{pg} - M_V = 0,9^m$, а нормирование числа $n(<M)$ можно провести без труда.



Р и с . II.4. Интегральная функция светимости для галактик богатых скоплений. $\psi(m) = a \exp[a(m - m_0)]$. Черные кружки — скопление 1656, белые кружки — скопление 2065, косой крестик — скопление 151, прямой крестик — скопление 2199.

Последующие оценки функции светимости галактик поля, сделанные Шапиро [9], представлены на рис. II. 2 верхней сплошной кривой. Согласие с уравнением (1) оказывается довольно хорошим, как и для других обзоров неба [10]. Подобие функций светимости галактик поля и галактик в компактных скоплениях совершенно не было очевидным, так как среди галактик поля наиболее распространенные — спиральные, а для компактных скоп-

лений типичны галактики S0 [11]. Вне зависимости от объяснения этого грубого совпадения уравнение (1), по-видимому, является неплохой основой для численных оценок.



Р и с . II.2. Сравнение функций светимости. Нижняя сплошная кривая взята с рис. II.1. Средняя сплошная кривая — функция светимости галактик поля Кианга, а верхняя сплошная кривая — функция светимости галактик поля Шапиро. Штриховая линия соответствует уравнению (1) гл. II.

Для скопления в Волосах Вероники визуальная видимая величина в точке, где уравнение (1) более неверно, равна [5]

$$m_V^* = 14,7^m. \quad (2)$$

Поправка на поглощение в Галактике не устраняет это расхождение. Поправка может уменьшить m_V^* максимум на $0,2^m$. Скорость удаления скопления $v = 6925$ км/с достаточно велика, чтобы оценить расстояние до него по закону Хаббла [уравнение (1) гл. I]. Поскольку по-

стоянная Хаббла довольно неопределенна, полезно записать

$$H = h \times 100 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}, \quad (3)$$

где h от 0,5 до 1,0 (гл. III). Тогда расстояние до скопления $l = 69 h^{-1}$ Мпс, и, как показано в приложении [уравнение (6)], видимая звездная величина (2) переводится в абсолютную видимую звездную величину по соотношению

$$M_V^* = -19,5 + 5 \lg h. \quad (4)$$

Рассмотрим теперь подсчеты числа галактик, чтобы оценить, насколько далеко расположены галактики, наблюдавшиеся Хабблом, без учета расширения Вселенной и кривизны пространства. В единице объема имеется $(dn/dM) dM$ галактик с абсолютной звездной величиной в диапазоне от M до $M + dM$. Будут подсчитаны галактики до предельной видимой звездной величины m , если расстояния до них меньше [приложение, уравнение (A6)]

$$l(M) = 10^{0,2(m-M)} \cdot 10 \text{ пс}. \quad (5)$$

Таким образом, число галактик в одном стерадиане ярче видимой звездной величины m равно

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d\Omega} (< m) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dn}{dM} dM \frac{l^3(M)^3}{3} = \\ &= 10^{0,6m} \frac{(10 \text{ пс})^3}{3} \int_{-\infty}^{\infty} dM \frac{dn}{dM} 10^{-0,6M}. \end{aligned} \quad (6)$$

Это выражение меняется в зависимости от предельной звездной величины m как $10^{0,6m} \propto f^{-3/2}$, что и следовало ожидать, так как предполагалось, что галактики распределены равномерно.

Согласно уравнению (1), подынтегральное выражение в (6) представляет собой колоколообразную функцию от M с максимумом при M^* , спадающую для ярких галактик ($M \rightarrow -\infty$), как

$$10^{(\alpha-0,6)M} \approx 10^{0,15M},$$

и для слабых галактик ($M \rightarrow \infty$), как

$$10^{(\beta-0,6)M} \approx 10^{-0,35M}.$$

Таким образом, если галактики отбираются по их видимой звездной величине, то l^3 приводит к сильной селекции по отношению к объектам высокой светимости. По этой же причине уже довольно давно было обнаружено, что слабых галактик в единице объема пространства гораздо больше, чем ярких. Важно отметить, что если только функция светимости не превышает заметно значение, даваемое уравнением (1) для слабых галактик, то Хаббл должен был считать главным образом яркие объекты $M \sim M^*$. Таким образом, разумной оценкой расстояния, которого достиг Хаббл в своем обзоре неба, является l^* , где объект абсолютной величины M^* имел бы видимую величину, равную предельной величине обзора. Чтобы еще слегка уточнить оценку, следует учесть, что в соответствии с уравнениями (1), (5), (6) половина галактик видимой величины ярче m находится на расстояниях больше

$$l_{1/2} \approx [2\alpha(3 - 5\beta)/3(\alpha - \beta)]^{1/(5\alpha-3)} l(M^*) \approx 2,1l(M^*). \quad (7)$$

Хаббл делал подсчет до предельной величины $m = 21,0$ в своей шкале звездных величин. Согласно калибровке соотношения число галактик — видимая звездная величина, сделанной Холмбергом [12], это соответствовало бы фотографической величине $20,7^m$ или визуальной величине около $19,8^m$. Кроме того, Хаббл обнаружил, что имеется недостаток самых слабых галактик в два с небольшим раза, который может означать, что он преувеличил звездную величину на самом слабом конце примерно на $0,7^m$. Все это дает основания предполагать, что его предельная величина m_V может равняться всего лишь $19,1^m$. Согласно уравнениям (4), (5) и (7), обзор Хаббла достигает расстояния

$$l_{1/2} \approx 1100h^{-1} \text{ Мпс},$$

что соответствует красному смещению

$$z_{1/2} = Hd_{1/2}/c \approx 0,4. \quad (8)$$

Величина h опущена, так как M^* прокалибровано по красному смещению скопления в Волосах Вероники.

Хаббл нашел систематическое расхождение между результатами своих подсчетов и предсказаниями простейшей однородной статической евклидовой модели после нормировки к подсчетам ближайших галактик Шэпли—Эймса: наблюдаемое число самых слабых галактик примерно в два раза меньше. В настоящее время склоняются к тому, чтобы считать это расхождение следствием систематической ошибки наблюдений. Тем не менее это не умаляет очень важного обстоятельства, что с точностью до коэффициента около двух Хаббл не достиг границы Вселенной, по-видимому, находящейся за пределами больших красных смещений $z \approx 0,4$, и не обнаружил сгущения при характерном размере ~ 1000 Мпс с пространственной плотностью, отличающейся в два раза или около того.

3. ЗАКОН ХАББЛА

Линейность закона Хаббла для $v \ll c$ является необходимым следствием однородной, изотропной и расширяющейся модели мира. Обратное утверждение не следует с необходимостью, но в высшей степени вероятно. Наиболее точная проверка закона Хаббла основана на подсчетах ярчайших галактик богатых скоплений, которые, по-видимому, имеют примерно одинаковую абсолютную величину. Если это так, то по закону обратной пропорциональности квадрату расстояния и по закону Хаббла измеренный поток энергии f должен меняться обратно пропорционально квадрату красного смещения (принимается $z \ll 1$, так что релятивистскими поправками можно пренебречь), т.е. мы имеем соотношение между непосредственно измеряемыми величинами. Сэндейдж нашел, что отклонение красного смещения z от ожидаемого закона $f \propto z^{-2}$ составляет около 15%, причем разброс, вероятно, является следствием некоторой комбинации неопределенности измерений, различия светимостей и, возможно, отклонения от закона Хаббла [13]. Соотношение установлено по наблюдениям до $z \approx 0,4$ [6*].

Один путь представления возможных отклонений от закона Хаббла, соответствующих анизотропному расширению,—записать скорость галактики в виде

$$v^{\alpha} = H^{\alpha\beta} r^{\beta},$$

где r^{β} — декартовы координаты галактики, причем наблюдатель расположен в начале координат [14]. Как обычно, повторяющиеся индексы означают суммирование. Это выражение может рассматриваться как первый член в разложении поля скоростей, причем член нулевого порядка, представляющий пекулярную скорость, отбрасывается. «Хаббловский коэффициент» можно представить в виде

$$H^{\alpha\beta} = H\delta_{\alpha\beta} + \Theta_{\alpha\beta} + \sigma_{\alpha\beta},$$

где тензор $\Theta_{\alpha\beta}$ антисимметричен и описывает вращение, а тензор $\sigma_{\alpha\beta}$ симметричен, имеет нулевой шпур и описывает сдвиг. Наблюдаемой величиной является видимая лучевая скорость

$$r^{\alpha} v^{\alpha} / r^2 = H + \sigma_{\alpha\beta} \gamma^{\alpha} \gamma^{\beta}, \quad (9)$$

где γ^{α} — направляющие косинусы галактики. Для больших скоплений среднее квадратичное отклонение в правой части (9) порядка 15%; это означает, что вклад сдвиговой компоненты в правой части не может быть больше примерно 20%. Трендовский [15] рассчитал методом наименьших квадратов отклонение закона (9) от старых данных по красным смещениям скоплений Хьюмасона, Мейолла и Сендейджа [16]. Он нашел, что компоненты $\sigma_{\alpha\beta}$ в системе координат, повернутой так, чтобы тензор $\sigma_{\alpha\beta}$ стал диагональным, равны

$$\begin{aligned} \sigma_{11}/H &= 0,10, & \sigma_{22}/H &= 0,03, \\ \sigma_{33}/H &= -0,13. \end{aligned}$$

Таким образом, прямые наблюдения дают предельное значение сдвига примерно 0,1 от члена, описывающего расширение [7*].

4. ФОНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Решающим тестом является изотропия микроволнового и рентгеновского фоновых излучений [17]. Подобно закону Хаббла, это косвенный тест: в тех пределах, в которых Вселенная однородна и изотропна, фоновое излучение должно быть изотропным, но в то же время изотропия излучения вполне может означать, что оно рассеивается, или объясняется тем, что мы находимся в центре сферически симметричной Вселенной.

Открытие и возможная интерпретация микроволнового фонового излучения описаны в гл. V. Измеренная интенсивность излучения в диапазоне длин волн от 20 до 0,3 см с хорошей точностью соответствует распределению в спектре абсолютно черного тела с температурой $T_0 = 2,7$ К. Был выполнен ряд экспериментов по измерению степени изотропии этого излучения, причем сканирование проводилось вдоль узкой полосы неба. Некоторые результаты представлены в табл. II. 1.

Таблица II. 1

Изотропия фонового излучения

Длина волны	Угловое разрешение	$\delta i/i$	Автор
3,2 см	24 ч	$\leq 0,0008$	Партридж и Уилкинсон [18]
	15°	$\leq 0,005$	» »
2,8 см	10'	$\leq 0,002$	Конклин и Брейсуэлл [19]
3,75 см	24 ч	$\approx 0,0006$	Конклин [20]
0,86 см	24 ч	$\approx 0,006$	Бафф, Фрэм и Партридж [21]
0,34 см	12'	$\leq 0,05$	Эпштейн [22]
0,35 см	2'	$\leq 0,02$	Пензиас, Шрамл и Уилсон [23]
0,3—1,6 Å	24 ч	$\leq 0,01$	Шварц [24]
	20°	$\leq 0,04$	»

Первые семь строк — результаты микроволновых измерений. В последнем столбце δi можно рассматривать как среднеквадратичное отклонение потока энергии в телесном угле, определяемом вторым столбцом, отнесенное к среднему потоку энергии, рассчитанному в предположе-

нии, что фоновое излучение имеет спектр абсолютно черного тела с температурой 2,7 К.

Последняя строка является предельным значением для рентгеновского излучения, определенным Шварцем [24]. Важность изотропии рентгеновского излучения для космологии впервые была отмечена Вольфом [25].

Высокую степень изотропии микроволнового и рентгеновского излучений в принципе можно объяснить их рассеянием, но требуемая для этого оптическая толща довольно значительна. К примеру, предположим, что галактики вокруг нас представляют собой ограниченную систему, расширяющуюся в пустое пространство, причем скорость расширения на границе системы относительно центра составляет $v \approx 0,5 c$ (что соответствует максимальному наблюдаемому красному смещению галактик). Если излучение возникает внутри этой системы, то либо система сферически симметрична, и мы находимся в ее центре с высокой точностью, что представляется абсурдным, либо оптическая толща для рассеяния при прохождении излучения сквозь систему должна удовлетворять соотношению $e^{-\tau} \leq 0,0006$ на длине волны 4 см. Однако радиоисточники, ассоциирующиеся с галактиками, имеющими большие красные смещения, не показывают никаких признаков такого сильного ослабления. Другая возможность состоит в том, что излучение заполняет пространство, в которое расширяется система галактик. Если межгалактическое пространство прозрачно, то это означает, что наша скорость относительно системы отсчета, определяемой «внеметagalактическим» излучением, не превышает 300 км/с. Это абсурд, если вспомнить, что галактики, очень похожие на нашу, удаляются со скоростью 100 000 км/с. Если излучение сильно рассеивается межгалактическим веществом, то оптическая толща должна быть велика: $e^{-\tau} \leq 0,0006$.

Для изотропного рентгеновского фона нет надежных наблюдательных пределов на непрозрачность пространства, но трудно понять, что могло бы привести к столь высокой непрозрачности, необходимой для ограниченных метagalактических моделей. Важнейшим процессом рассеяния рентгеновского и микроволнового излучений считается томсоновское рассеяние, которое одинаково действо-

вало бы на рентгеновское, оптическое и радиоизлучение. Из линейности соотношения между красным смещением и видимой звездной величиной мы знаем, что вплоть до $z = 0,4$ оптическая толщина для видимого света меньше единицы, в то время как рентгеновские наблюдения требуют оптической толщи не менее 5.

Весьма интересно узнать, выделяются ли на рентгеновском фоне отдельные источники при более высоком угловом разрешении. В случае положительного ответа мы сразу получили бы сильный довод в пользу того, что рентгеновское излучение идет от локализованных объектов, таких, как галактики, что излучение рассеивается несильно и что вещество распределено в больших масштабах однородно и изотропно [8*].

5. КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

Интересно отметить, что глубина пространства, измеренная по закону Хаббла вплоть до $z \approx 0,4$, сравнима с глубиной, которой достиг Хаббл в своем обзоре неба. Как Хабблу, работавшему до 1936 г. на телескопе меньше 100 дюймов и фотографировавшему красные галактики на пластинки, чувствительные к голубой области спектра, удалось проникнуть столь же далеко, как и при современных обзорах? Дело в том, что он использовал прямое фотографирование, концентрируя свет в маленьком пятнышке, а не разлагая его в спектр. Почему программа Хаббла не была повторена с использованием современной техники? Скорее всего потому, что, будучи статистической, эта программа требовала такого колоссального количества времени использования телескопа, которое теперь выделить, по-видимому, невозможно. Ввиду огромной важности и фундаментального значения этого теста следует надеяться, что когда-нибудь он будет повторен.

Гипотеза об однородности и изотропии оказалась более успешной, чем мы имели право ожидать на основании упорядоченного в высшей степени распределения наблюдаемого вещества в ближайших 10 Мпс. Все еще можно считать Вселенную иерархической или ограниченной, если принять, что 1) плотности в структурах с характерным

размером 1000 Мпс различаются менее чем в 2 раза; 2) микроволновое излучение не связано с этой иерархией; 3) кривизна пространства однородна и изотропна и не подвержена влиянию иерархии, так что микроволновое излучение испытывает одно и то же красное смещение с точностью 0,0006 во всех направлениях; 4) фоновое рентгеновское излучение также не зависит от иерархии и представляет собой «первичное» явление, не порожденное источниками.

Следует иметь в виду, что каждый из рассмотренных тестов можно интерпретировать различными способами, что вообще характерно для космологии. Например, может оказаться, что обзор Хаббла в действительности достигает расстояний, меньших, чем по нашей оценке, если уравнение (1) недооценивает число слабых источников. С этой оговоркой мы делаем вывод, что Вселенная выглядит абсолютно однородной и изотропной в масштабе $cH^{-1} \approx 3000$ Мпс.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Vaucouleurs G. de*, Science, **167**, 1203 (1970).
2. *Oort J.*, in Solvay Conference on Structure and Evolution of the Universe, 1958, p. 163.
3. *Abell G.*, Astrophys. J., Suppl., **3**, 211 (1958).
4. *Peebles J. T. Yu., Peebles P. J. E.*, Astrophys. J., **158**, 103 (1969).
5. *Abell G.*, Problems of Extragalactic Research, ed. G. C. McVittie 1962, p. 213.
6. *Rood H. J.*, Astrophys. J., **158**, 657 (1969).
7. *Peterson B. A.*, Nature, **227**, 54 (1970).
8. *Kiang T.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **122**, 263 (1961).
9. *Shapiro S.*, Astron. J., **76**, 291 (1971).
10. *van den Bergh S.*, Z. Astrophys., **53**, 249 (1961); *Аракелян М. А., Каллоглян А. Т.*, Астрон. ж., **46**, 1215 (1969).
11. Описание скоплений дано в работе *Abell G.*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **3**, 1 (1965). Галактики типа S0 описаны в работе *Sandage A. R.*, Hubble Atlas of Galaxies, 1961.
12. *Holmberg E.*, Midd. Lund. Obs., Ser. II, № 136 (1957).
13. *Sandage A. R.*, Physics Today, Feb. 1970 и ссылки на более ранние работы в ней.
14. *Kristian J., Sachs R. K.*, Astrophys. J., **143**, 379 (1966).
15. *Trendowski C. J.*, Senior Thesis, Princeton University, 1967.
16. *Humason M. L., Mayall N. U., Sandage A. R.*, Astron. J., **61**, 97 (1956).

17. *Peebles P. J. E., Wilkinson D. T.*, Scientific American, **216**, June (1967).
18. *Partridge R. B., Wilkinson D. T.*, Phys. Rev. Letters, **18**, 557 (1967).
19. *Conklin E. K., Bracewell R. N.*, Nature, **216**, 777 (1967).
20. *Conklin E. K.*, Nature, **222**, 971 (1969).
21. *Boughn S. P., Fram D. M., Partridge R. B.*, Astrophys. J., **165**, 439 (1971).
22. *Epstein E. E.*, Astrophys. J., **148**, L157 (1967).
23. *Penzias A. A., Schraml J., Wilson R. W.*, Astrophys. J., **157**, L49 (1969).
24. *Schwartz D. A.*, Astrophys. J., **162**, 439 (1970).
25. *Wolfe A.*, Astrophys. J., **159**, L61 (1970).

ГЛАВА III

ПОСТОЯННАЯ ХАББЛА И ВРЕМЕННАЯ ШКАЛА ЭВОЛЮЦИИ ВСЕЛЕННОЙ

Постоянная пропорциональности в законе Хаббла [уравнение (1) гл. I] важна, потому что она фиксирует линейный масштаб Вселенной, а следовательно, определяет ее временную шкалу [уравнение (21) и (22) гл. I]. Это — первый параметр в основном космологическом уравнении (10) гл. I. В настоящей главе будет дан краткий обзор данных наблюдений, на основании которых находится значение постоянной H , и проводится сравнение H^{-1} с характерным временем, определяемым на основе теории звездной эволюции и по радиоактивному распаду элементов.

1. ПОСТОЯННАЯ ХАББЛА

Для определения H необходимо знать расстояние до объекта с красным смещением, настолько большим, что его пекулярная скорость пренебрежимо мала по сравнению с космологическим красным смещением. Значение постоянной Хаббла неопределенно, потому что максимальное расстояние, которое можно надежно определить, меньше, чем минимальное расстояние, на котором пекулярные скорости становятся несущественными.

Оценка Хаббла $H \approx 500$ км/(с·Мпс) получена в два этапа: а) по цефеидам определяется расстояние до галактик Местной Системы, например расстояние до туманности Андромеды, М 31; б) ярчайшие звезды, калиброванные в галактиках Местной Системы, использовались как индикаторы расстояния до галактик за ее пределами. Оба этапа были последовательно пересмотрены. В 1950 г. Бааде обнаружил, что шкала расстояний в Местной Системе содержала ошибку примерно в два раза из-за неправильной калибровки кривой период — светимость для цефеид. Ис-

гория этого открытия была очень хорошо рассказана Бааде [1]. Вкратце она такова. Теперь известно, главным образом благодаря работам Бааде, что в первом приближении звезды можно разделить на два больших класса. Население I включает звезды типа Солнца с относительно высоким содержанием металлов, а также, по-видимому, все звезды, образовавшиеся в диске Галактики. К населению II принадлежат звезды с относительно низким содержанием металла. Звезды населения II старые и, вероятно, представляют собой первое поколение Галактики. Они образуют что-то вроде гало вокруг диска Галактики. Шаровые звездные скопления, которые Шэпли использовал для определения размеров Галактики, относятся к населению II. Цефеиды имеются в обоих населенных. Переменные населения II имеют, как правило, более короткие периоды и меньшие светимости и называются переменными типа RR Лиры, или переменными скоплений (так как их находят в шаровых звездных скоплениях). Калибруя соотношение период — светимость для цефеид, Шэпли сделал разумное предположение, что «классические цефеиды» населения I и переменные скоплений ложатся на одну общую кривую период — светимость. Теперь известно, что соотношение период — светимость дает для классических цефеид светимость, примерно в четыре раза больше, чем для переменных типа RR Лиры. Это внутреннее несоответствие было обнаружено только тогда, когда Бааде удалось изучить оба типа цефеид, так сказать «бок о бок» во внегалактической туманности [1], вскоре после того, как вступил в строй 200-дюймовый телескоп. После открытия двух соотношений период — светимость для двух типов населения нужно было решить, удовлетворяет ли какое-либо из этих соотношений старой калибровке методом статистических параллаксов. Считалось, что более надежны звезды типа RR Лиры, так как они имеют более высокие скорости и, следовательно, большие и надежнее определяемые собственные движения. Кроме того, звезды типа RR Лиры находятся вне диска за пределами слоя пылевой материи, тогда как классические цефеиды находятся в диске, где трудно определить поправки на поглощение. Это привело к тому, что классические цефеиды оказались в четыре раза ярче, чем думали, и так

как именно они использовались для определения расстояния в Местной Системе, оказалось, что размеры Местной Системы в два раза больше, чем думали раньше. Расстояние до М 31 составляет теперь 700 кпс в хорошем согласии с другими методами определения расстояний [2]. Первоначальное значение Хаббла было в 2,6 раза меньше. Поскольку внегалактическая шкала расстояний прокалибрована по Местной Системе, H соответственно уменьшилось от значения Хаббла 1936 г. [3] 526 до значения ≈ 200 км/(с·Мпс).

Вторая ревизия величины H была проведена после того, как Сэндейдж открыл, что объекты, которые Хаббл отождествлял в далеких галактиках с яркими звездами, оказались областями Н II — группами горячих звезд, окруженных плазмой, ионизированной этими звездами [4]. Области Н II были отождествлены при помощи чувствительных в красной области фотопластинок, которые позволили найти сильную красную рекомбинационную линию $H\alpha$ от плазмы. Разрешимые ярчайшие звезды в действительности оказались слабее областей Н II раз в пять. Таким образом, значение H , данное Хабблом, следовало уменьшить еще примерно в 2,2 раза. Сэндейдж сделал вывод, что H составляет от 50 до 100 км/(с·Мпс).

Тамманн и Сэндейдж сделали важный шаг в определении шкалы расстояний вне Местной Системы, выделив и изучив цефеиды в галактике NGC 2403, которая, возможно, принадлежит к группе М 81 [5]. Эта группа галактик по размерам сравнима с Местной Системой. Главным ее членом является спиральная галактика М 81, наиболее известным членом — взрывающаяся галактика М 82. Расстояние до NGC 2403 установлено, по-видимому, довольно надежно и составляет $l = 3,25 \pm 0,20$ Мпс. Прямое среднее значение лучевых скоростей (исправленное на вращение Галактики) всех отождествленных членов группы равно $v = 210$ км/с, т. е. $v/l = 65$ км/(с·Мпс). Тамманн и Сэндейдж совершенно правильно подчеркивают, что это отношение может значительно отличаться от H главным образом из-за неопределенности в скорости, причем необходимо знать: 1) наше движение относительно центра масс Местной Системы, 2) движение центра масс группы М 81 относительно нас, 3) пекулярные скорости

обоих центров масс, 4) принадлежит ли NGC 2403 к группе М 81. Относительно первых двух пунктов можно сказать, что мы понимаем динамику группы М 81 в лучшем случае очень плохо, а динамику Местной Системы не понимаем совсем (ср. пп. IV, 3, б и IV, 3, в). Правда, движение Местной Системы можно полностью исключить путем прямых измерений нашей пекулярной скорости относительно микроволнового излучения (ср. п. V, 4, а), а тогда можно найти асимметрию локального расширения, какой бы она ни была, из наблюдаемых движений и расстояний до ближайших групп в нескольких областях неба. Однако в настоящее время ясно, что для получения значения H необходим другой индикатор, который дал бы возможность измерять более далекие расстояния.

Сэндейдж пытался определить расстояние до эллиптической галактики М 87 в скоплении в Деве по шаровым звездным скоплениям [6]. Функция светимости почти для 2000 шаровых скоплений вокруг М 87 была получена Расином, и Сэндейдж предположил, что яркий конец этого распределения имеет такую же абсолютную звездную величину, как и ярчайшие шаровые скопления в М 31 и Галактике, для которых шкала расстояний, по-видимому, надежна. Результирующее расстояние до М 87 оказалось равным 14,8 Мпс, принимая, что поглощение в Галактике в голубом свете составляет $0,25^m$. Теперь можно действовать несколькими путями. Средняя скорость удаления галактик скопления в Деве равна 1136 км/с, что дает

$$H = 1136/14,8 = 77 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}. \quad (1)$$

Сэндейдж утверждал, что ярчайшая эллиптическая галактика в скоплении в Деве удовлетворяет соотношению красное смещение — видимая звездная величина для ярчайших галактик богатых скоплений, в предположении, что а) ярчайшая эллиптическая галактика в скоплении в Деве является одним из «световых эталонов» и б) скорость удаления 1136 км/с не содержит серьезных ошибок из-за пекулярных движений.

Сэндейдж и ван ден Берг [7] подчеркивали, что оценка расстояния в выражении (1) может быть ошибочной из-за того, что предположение об одинаковости шаровых скоплений вокруг Местной Системы и М 87 может быть не-

правильным. По-видимому, этот вопрос будет решен, только когда в нашем распоряжении будет независимое и точное измерение расстояния до скопления в Деве.

Эйбелл указал, что имеется еще одна трудность. Скопление в Деве менее компактно и менее правильно, чем богатые скопления, обычно включаемые в диаграмму красное смещение — видимая величина, так что предположение о том, что ярчайшая эллиптическая галактика в Деве столь же ярка, как и «световые эталоны», может оказаться неправомерным. Однако скопление в Деве все же можно использовать как некое промежуточное звено. Сопоставляя формы функций светимости для эллиптических галактик в скоплениях без учета ярчайших галактик, Эйбелл и Истмонд [8] сделали вывод, что скопление в Волосах Вероники находится дальше скопления в Деве в 8,7 раза, а скопление в Северной Короне — в 27,5 раза. Оба скопления относятся к богатым и компактным. На основе полученного Сэндейджем расстояния до скопления в Деве Эйбелл и Истмонд нашли расстояние до этих двух скоплений: 130 и 410 Мпс соответственно; и из скоростей их удаления 6866 и 21 600 км/с они получили две оценки постоянной Хаббла, причем обе приближаются к значению

$$H = 53 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс}). \quad (2)$$

Если значение H Эйбелла — Истмонда верно, то это означает, что ярчайшая эллиптическая галактика в скоплении в Деве слабее, чем аналогичные галактики в богатых скоплениях, примерно в два раза, и что эта галактика оказалась близко к линии красное смещение — видимая величина для богатых скоплений из-за случайной компенсирующей ошибки 40% в красном смещении. Подобная ошибка в красном смещении не так уже невероятна. Среднее красное смещение всех галактик, отождествленных со скоплением в Деве, составляет 1136 км/с, однако, как отмечал де Вокулер, может существовать облако эллиптических галактик, отделенное от спиральных, со средним красным смещением 950 ± 104 км/с, где указанная ошибка является среднеквадратичным отклонением среднего [9]. Оценка расстояния Сэндейджа 14,8 Мпс и значение Эйбелла — Истмонда дают для космологического красного сме-

щения $Hl = 780$ км/с, т. е. меньше, чем среднее значение для облака эллиптических галактик на 1,6 среднеквадратичных уклонений. При такой интерпретации различие между ожидаемым и наблюдаемым красными смещениями не было бы статистически значимым.

Ван ден Берг неоднократно указывал, что было бы разумнее полагаться не на какой-либо один индикатор расстояния, но использовать средний результат, полученный максимальным числом методов. При этом ошибки частично компенсировали бы друг друга и, возможно, даже выявились бы несоответствия. На основе недавнего обзора ван ден Берг [7] заключил, что наилучшее среднее значение H равно

$$H \approx 95 \pm 15 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}. \quad (3)$$

В пределах весьма существенных случайных ошибок это значение согласуется с (1), но сильно отличается от (2).

Все приведенные оценки H являются предварительными и неопределенными. Лучшее, что мы можем сделать в согласии с оценкой Сэндейджа 1958 г. — это принять вероятное значение H между 50 и 100 км/(с·Мпс). В соответствии с уравнением (3) гл. II это означает, что $0,5 \leq h \leq 1$. Полезно иметь обратную величину

$$H^{-1} = 0,98 \cdot 10^{10} h^{-1} \text{ лет}. \quad (4)$$

2. ВОЗРАСТЫ НА ОСНОВЕ ТЕОРИИ ЗВЕЗДНОЙ ЭВОЛЮЦИИ

Возрасты, основанные на теории звездной эволюции, выводятся при сопоставлении наблюдаемых физических свойств звезд, таких, как масса, светимость и температура поверхности, с численными моделями эволюции звезд. Основное внимание уделялось скоплениям звезд. Предполагается, что все члены скопления образовались одновременно и отличаются друг от друга только одним параметром — массой. Звезды малой массы эволюционируют очень медленно, поэтому теперь они выглядят примерно так же, как и в момент образования. Более массивным звездам этого времени достаточно, чтобы водород в центре успел выгореть и образовалось центральное гелиевое ядро. В

результате светимость и радиус звезды увеличились, и она покинула главную последовательность, став на короткое время красным гигантом. С точностью до порядка величины можно считать, что звезда покидает начальную главную последовательность, когда в ней выгорает около 10% водорода с образованием гелия. Это означает, что время жизни звезды на главной последовательности равно

$$t_e \approx 1 \cdot 10^{10} M / \mathcal{L} \text{ лет,}$$

где масса и светимость звезды выражены в единицах массы и светимости Солнца. Остальные результаты трудно, практически невозможно, свести к оценкам по порядку величины, как всюду в этой книге. Поэтому мы ограничимся лишь кратким изложением ситуации.

Ситуация, имевшая место до 1963 г., была подробно описана Сирсом и Браунли [10]. К тому времени расчетные возрасты звезд в шаровых скоплениях на основе их эволюции подскочили от первоначального результата Сэндейджа и Шварцшильда [11] $t_e \approx 3 \cdot 10^9$ лет до $25 \cdot 10^9$ лет десятью годами позже [12]. Последний результат основывался на предположении, что звезды шаровых скоплений образовались с очень низким содержанием гелия. Повышенное содержание гелия увеличивает светимость звезды данной массы, так как возрастание молекулярной массы означает рост температуры в центре для поддержания равновесия звезды, а следовательно, больший температурный градиент и отсюда больший поток тепла. С увеличением светимости временная шкала эволюции уменьшается. Таким образом, Сэндейдж отметил, что если бы начальное содержание гелия составляло 24% по массе, то возраст звезд в скоплении на основе эволюции уменьшился бы с 26 до $16 \cdot 10^9$ лет [12]. Считалось, что в действительности начальное содержание гелия было даже еще немного выше, чем 24%. По этой и другим причинам возраст модели был уменьшен. Позднее Сэндейдж [13] представил новую диаграмму цвет — видимая величина для четырех шаровых звездных скоплений. Он сопоставил свои результаты с эволюционными моделями Ибена, Руда и Демарка, Менджела и Айзенмана. Содержание гелия было принято от 30 до 35% по массе, полученные возрасты группировались около $11 \cdot 10^9$ лет. Возрасты на основе эволюции

были бы значительно больше, если бы начальное содержание гелия было меньше. К сожалению (гл. VIII), все еще нет согласия относительно начального содержания гелия.

3. ВОЗРАСТ ЭЛЕМЕНТОВ

Возраст Земли и метеоритов по радиоактивному распаду является важной и надежно установленной величиной. Принятое сейчас значение было предложено Паттерсоном [14], который использовал скорости распада урана. Паттерсон предположил, что Земля и каждый метеорит образовались как изолированная замкнутая система, все одновременно, что первоначальный изотопный состав свинца на Земле и в метеоритах был одинаковым и что отношение содержаний изотопов урана было одинаковым во всех образцах. Напомним, что U^{235} распадается до Pb^{207} , U^{238} — до Pb^{206} , а изотоп Pb^{204} не имеет долгоживущих исходных ядер. Таким образом, измеренные содержания изотопов свинца и урана в метеоритах удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned} R_1 &\equiv \frac{Pb^{207}}{Pb^{204}} = \frac{Pb_i^{207}}{Pb^{204}} + \frac{U^{235}}{Pb^{204}} (e^{\lambda_1 t_m} - 1), \\ R_2 &\equiv \frac{Pb^{206}}{Pb^{204}} = \frac{Pb_i^{206}}{Pb^{204}} + \frac{U^{238}}{Pb^{204}} (e^{\lambda_2 t_m} - 1), \end{aligned} \quad (5)$$

где указанные отношения предполагаются отношениями содержаний по числу ядер, индекс i означает начальное содержание изотопов, λ_1 и λ_2 — скорости распада U^{235} и U^{238} соответственно, а t_m — возраст метеорита. Если измерить отношения R_1 и R_2 в двух метеоритах a и b , то, исходя из указанных выше предположений, можно исключить начальное отношение содержаний изотопов свинца, вычитая соответствующие величины из R_1 и R_2 :

$$\frac{R_1(a) - R_1(b)}{R_2(a) - R_2(b)} = k \frac{e^{\lambda_1 t_m} - 1}{e^{\lambda_2 t_m} - 1}, \quad (6)$$

где k — современное отношение содержаний изотопов,

$$k = U^{235}/U^{238}.$$

В уравнении (6) единственной неизвестной величиной является t_m . Паттерсон показал, что значение

$$t_m = 4,55 \cdot 10^9 \text{ лет} \quad (7)$$

очень точно удовлетворяет данным по метеоритам и отношению содержаний изотопов свинца на Земле, найденному в океанических отложениях.

Возрасты метеоритов, найденные по распаду $\text{Rb}^{87} \rightarrow \text{Sr}^{87}$ и $\text{K}^{40} \rightarrow \text{Ar}^{40}$, находятся теперь в хорошем согласии со значением (7) [15].

Уравнение (7) дает надежную нижнюю границу возраста Галактики, так как можно не сомневаться, что Солнце и Солнечная система образовались в диске одновременно со звездами населения I (плоской составляющей). К сожалению, независимые измерения интервала времени между образованием Галактики и образованием Солнечной системы отсутствуют.

Резерфорд отметил, что можно оценить возраст урана из отношения содержаний и относительной скорости радиоактивного распада изотопов U^{235} и U^{238} (гл. I). Эта идея была использована М. Бербидж, Дж. Бербиджем, Фаулером и Хойлом в их классической теории образования элементов в звездах [16]. Они оценили, что отношение скоростей образования U^{235} к U^{238} должно равняться 1,64 по числу ядер (позже это значение изменено до 1,65 [17]), в первом приближении это отношение числа исходных ядер, которые в результате распада превращаются в эти изотопы, а не исчезают при делении¹. Бербидж и др. рассчитали возраст земного урана исходя из двух различных предположений: а) весь уран образовался сразу и б) образование урана шло с постоянной скоростью в течение некоторого промежутка времени, закончившегося при обособлении Солнечной системы $4,6 \cdot 10^9$ лет назад. Следуя Дикке [18], удобно представить эти два случая в виде однопараметрической серии моделей, в которой доля P_i чистого урана в Солнечной системе образовалась практически сразу в момент $t = 0$, а остальная часть $1 - P_i$ образовалась с постоянной скоростью начиная с момента $t = 0$ и вплоть до $t = t_s$ — момента обособления вещества

¹ Имеется в виду деление ядер при захвате нейтронов или спонтанное. — *Прим. ред.*

Солнечной системы. Точнее, принимается, что относительные содержания n_1 и n_2 по числу ядер в межзвездной среде для U^{235} и U^{238} соответственно в период $0 \leq t \leq t_s$ удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= A_1 [P_i t_s \delta(t) + 1 - P_i] - \lambda_1 n_1, \\ \frac{dn_2}{dt} &= A_2 [P_i t_s \delta(t) + 1 - P_i] - \lambda_2 n_2, \end{aligned} \quad (8)$$

где постоянные A_1, A_2 удовлетворяют отношению скоростей образования изотопов:

$$A_1/A_2 = 1,65,$$

а скорости распада такие же, как и в уравнении (5). Следует подчеркнуть, что уравнения (8) представляют только схематическую модель для приближенной оценки различных вариантов. Конечно, были и (будут) разработаны более детальные модели, но ввиду неопределенностей вряд ли они сколько-нибудь надежнее, чем (8).

С момента t_s обособления Солнечной системы и до настоящего времени $t_0 = t_s + t_m$ [формула (7)] изотопы распадались свободно. Решение уравнений (8) с учетом свободного распада в течение времени t_m дает современное отношение обилий изотопов в виде

$$\frac{n_1}{n_2} = 1,65 \frac{P_i t_s e^{-\lambda_1 t_s} + (1 - P_i) (1 - e^{-\lambda_1 t_s}) \lambda_1^{-1}}{P_i t_s e^{-\lambda_2 t_s} + (1 - P_i) (1 - e^{-\lambda_2 t_s}) \lambda_2^{-1}} \exp \{ - (\lambda_1 - \lambda_2) t_m \}.$$

Неизвестными в этом уравнении являются P_i и t_s . Отметим, что P_i есть доля земного урана, образовавшегося в момент $t = 0$. Параметр P , введенный Дикке [18], есть та же доля для современного межзвездного вещества, и эти два параметра связаны уравнением

$$\frac{P_i t_s}{1 - P_i} = \frac{P (t_s + t_m)}{1 - P}.$$

Доли P_i и P приведены в зависимости от полного возраста $t_0 = t_s + t_m$ в табл. III. 1.

3*

Таблица III.1

Возраст урана в зависимости от параметров P_i и P

$t_0, 10^9$ лет	P_i	P
6,65	1	1
7,0	0,88	0,72
8,0	0,68	0,47
10,0	0,48	0,33
12,0	0,35	0,25
18,3	0	0

Возраст урана в зависимости от параметров P_i и P изменяется почти в три раза. Фаулер и Хойл [17] рассмотрели возможность сужения этого интервала, включив данные по Th^{232} . Они нашли, что модель быстрого образования ($P = 1$) дает несогласованные возрасты урана и тория, причем отношение содержаний Th^{232} к U^{238} в Солнечной системе получается равным 3,8, а из модели быстрого образования это отношение должно быть 3,3. Фаулер и Хойл сделали вывод, что лучше подходит модель с продолжительным периодом непрерывного образования. Возможно, наиболее серьезный вопрос таков: можно ли надеяться, что вычисления *a priori* позволят сделать расхождение между расчетным и наблюдаемым отношениями содержаний урана и тория меньше чем 15%.

Дикке [18, 19] пытался уменьшить возможный интервал t_0 , анализируя вероятный путь эволюции Галактики. Вкратце аргументация такова: диск должен был сформироваться спустя несколько сотен миллионов лет после образования гало. Поскольку неизвестны звезды плоской составляющей с низким обилием тяжелых элементов, большинство тяжелых элементов, по-видимому, должно было образоваться «быстро» во время сжатия в диск. Основное предположение состоит в том, что Галактика возникла из сжимающегося газового облака, гало и звезды населения II образовались на начальных стадиях коллапса, а звезды населения I родились после того, как оставшийся газ сконцентрировался в равновесную дисковую конфигурацию. Принято, что временной интервал между формиро-

ванием гало и диска сравним с временем свободного падения. Полуэмпирические аргументы Эггена, Линден-Белла и Сэндейджа сводятся к тому, что звезды гало, которые по наблюдениям имеют почти радиальные орбиты, вряд ли могли образоваться из газового облака, которое медленно оседало, а не падало свободно [20]. Чисто теоретический аргумент таков, что не известен способ поддержания более или менее сферического газового облака с массой и радиусом Галактики ($10^{11} M_{\odot}$, 20 кпс) в течение времени, большего времени свободного падения. Если бы облако поддерживалось давлением газа, то газ должен быть горячим, $\approx 3 \cdot 10^6$ К, он быстро бы ионизовался при столкновениях и затем остыл бы из-за тормозного излучения в течение времени, меньшего времени коллапса. Если бы облако поддерживалось турбулентностью, то оно могло бы существовать только в течение времени диссипации турбулентности, которое грубо равно времени оборота максимального вихря, т. е. снова $\sim 10^8$ лет. Поэтому образование звезд в гало, вероятно, шло бы медленно только в том случае, если бы имелись какие-либо неизвестные источники энергии для поддержания газа или если бы газ понемногу добавлялся в гало из какого-то гораздо более разреженного источника. Предварительный вывод из этих рассуждений таков, что диск образовался быстро, и так как не известны звезды населения I с низким содержанием тяжелых элементов, то доля P_i должна быть велика, больше, скажем, 0,5, и возраст урана поэтому должен быть меньше $10 \cdot 10^9$ лет.

4. КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

Предполагается, что все три способа определения возраста, рассмотренные здесь: H^{-1} , максимальный возраст на основании теории звездной эволюции и возраст по радиоактивному распаду элементов — дают, совпадающий результат с точностью до фактора 1,5. Это означает, что изменение возраста больше чем в 1,5 раза в ту или иную сторону от принятых теперь значений при будущих оценках вызвало бы удивление. Конечно, в космологии было достаточно таких прецедентов.

Возможно, все возрасты согласуются со значением $10 \cdot 10^9$ лет. В модели Эйнштейна—де Ситтера это соответствует значению $H = 70$ км/(с·Мпс) — примерно середине интервала современных оценок этого параметра. Это значение также согласуется с некоторыми недавними оценками возрастов на основе звездной эволюции для шаровых скоплений при высоком исходном содержании гелия — в грубом согласии с образованием гелия в простейшей модели расширяющейся Вселенной (гл. VIII). Оно также согласуется с возрастом урана в модели «умеренно» быстрого образования: $P_i \leq 0,5$ в табл. III. 1. Однако можно предложить множество других согласующихся схем. Кроме того, в зависимости от космологической теории можно искать противоречия. В теории стационарной Вселенной возраст Галактики никак не связан с H^{-1} . Дикке [21] неоднократно подчеркивал, что возрасты на основе звездной эволюции могут превышать как H^{-1} , так и возрасты по радиоактивному распаду, так как сила гравитационного взаимодействия может уменьшаться со временем, т. е. скорость звездной эволюции в прошлом была бы гораздо больше. Этот момент был впервые отмечен Теллером [22] (в качестве контраргумента гипотезы об изменении гравитационной постоянной).

ЛИТЕРАТУРА

1. Baade W., Publ. Astron. Soc. Pac., **68**, 5 (1956).
2. van den Bergh S., J. Roy. Astron. Soc. Canada, **62**, 1 (1968).
3. Hubble E., Astrophys. J., **84**, 270 (1936).
4. Sandage A., Astrophys. J., **127**, 513 (1958).
5. Tammann G. A., Sandage A., Astrophys. J., **151**, 825 (1968).
6. Sandage A., Astrophys. J., **152**, L149 (1968).
7. van den Bergh S., Nature, **225**, 503 (1970).
8. Abell G. O., будет опубликовано в IAU Symposium, No 44, 1970; Abell G. O., Eastmond S., Astron. J., **73**, 161 (1968).
9. de Vaucouleurs G., Astrophys. J., Suppl. № 56, 6, 213 (1961).
10. Sears R. L., Brownlee R. R., Stars and Stellar Systems, Vol. VIII, Stellar Structure, eds. L. H. Aller, D. B. McLaughlin, 1965, p. 575. (Русский перевод: Внутреннее строение звезд, ред. Л. Аллер, Д. Б. Мак-Лафлин, изд-во «Мир», М., 1970, стр. 290.)
11. Sandage A., Schwarzschild M., Astrophys. J., **116**, 463 (1952).
12. Sandage A., Astrophys. J., **135**, 349 (1962).
13. Sandage A., Astrophys. J., **162**, 841 (1970).
14. Patterson C., Geochim. et Cosmochim. Acta, **10**, 230 (1956).

15. *Pinson W. H., Schnetzler C. C., Beiser E., Fairbairn W. H., Hurley P. M., Geochim. et Cosmochim. Acta*, **29**, 455 (1965); *Papantastasiou O. A., Wasserburg G. J.*, Earth and Planet. Space Sci. Lett., **5**, 361 (1969).
16. *Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F.*, Rev. Mod. Phys., **29**, 547 (1957).
17. *Fowler W. A., Hoyle F.*, Ann. Phys., **10**, 280 (1960).
18. *Dicke R. H.*, Astrophys. J., **155**, 123 (1969).
19. *Dicke R. H.*, Nature, **194**, 329 (1962).
20. *Eggen O. J., Lynden-Bell D., Sandage A.*, Astrophys. J., **136**, 748 (1962).
21. *Dicke R. H.*, Rev. Mod. Phys., **34**, 110 (1962).
22. *Teller E.*, Phys. Rev., **73**, 801 (1948).

ГЛАВА IV

СРЕДНЯЯ ПЛОТНОСТЬ ВЕЩЕСТВА ВО ВСЕЛЕННОЙ

Средняя плотность вещества во Вселенной ρ является вторым параметром в фундаментальном космологическом уравнении (10) гл. I. Проблема ρ особенно трудна и интересна, потому что следует оценить количество каждого возможного вида материи или получить верхний предел из наблюдательных теоретических соображений. Удобной отправной точкой для нашего рассмотрения является плотность в модели Эйнштейна—де Ситтера [уравнение (19) гл. I], которое при подстановке формулы (3), гл. II преобразуется к виду

$$\rho_c = 1,9 \cdot 10^{-29} h^2 \text{ г/см}^3, \quad (1)$$

$$n_c = 1,1 \cdot 10^{-5} h^2 \text{ протон/см}^3.$$

Следует подчеркнуть, что это лишь отправная точка. Не существует теоретического предсказания *a priori*, что средняя плотность вещества во Вселенной должна равняться критическому значению (1). Кроме того, как станет ясно в этой главе, нет никаких гарантий того, что преобладающий вклад в плотность дают формы материи, уже наблюдаемые нами. Лучшее, что можно сделать, — это придумывать новые тесты для выявления всех видов материи, которые представляются разумными. Можно надеяться, что по мере уточнения оценок и сокращения списка неизвестных источников, дающих вклад в плотность, результирующая плотность будет приближаться к значению, совместимому с независимо определяемыми значениями всех остальных членов уравнения (10) гл. I или какого-нибудь другого теоретического уравнения.

1. СРЕДНЯЯ ПЛОТНОСТЬ ВЕЩЕСТВА ВО ВСЕЛЕННОЙ, ЗАКЛЮЧЕННОГО В ГАЛАКТИКАХ

Для оценки средней плотности вещества, заключенного в галактиках, прежде всего запишем

$$\rho(G) = L \mathfrak{M}/\mathfrak{Q}, \quad (2)$$

где L — полная светимость галактик в единице объема пространства, а $\mathfrak{M}/\mathfrak{Q}$ — соответствующее среднее значение отношения массы к светимости для галактик. Чтобы найти L , Оорт [1] принял некоторую функцию светимости галактик, но с неизвестной постоянной нормирования, а затем нормировал ее по известному коэффициенту подсчетов галактик в функции предельной видимой величины [уравнение (6) гл. II]. Последующие вычисления в этом направлении основаны на функции светимости Эйбелла [уравнение (1) гл. II]. Константа нормирования равна A . Для ее определения подставим уравнение (1) гл. II в уравнение (6) гл. II. В результате получим

$$\frac{dN(< m)}{d\Omega} = \frac{(10 \text{ пс})^3}{3} A 10^{(\alpha-0,6) M^* + 0,6m} \left(\frac{\alpha}{\alpha - 0,6} + \frac{\beta}{0,6 - \beta} \right).$$

Наблюдаемое число галактик ярче m равно ([12] в библиографии к гл. II)

$$\frac{dN(< m)}{d\Omega} = 1,43 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{0,6m} \text{ ср}^{-1},$$

где m — видимая звездная величина, а при переходе к видимым величинам предполагается $m_v - m_{pg} = 0,85^m$. Подставляя $\alpha = 0,75$, $\beta = 0,25$ и используя уравнение (4) гл. II, найдем

$$A 10^{\alpha M^*} = 0,015 h^3 \text{ Мпс}^{-3}. \quad (3)$$

Напомним, что M^* не исправлено на поглощение в Галактике. Если бы это поглощение равнялось $\Delta m_v = 0,2^m$, то значение (3) увеличилось бы на 30%.

Согласно уравнению (1) гл. II, величина (3) представляет собой среднюю пространственную плотность га-

лактин ярче $M^* \approx -19, 5^m$. Поскольку большинство массивных галактик имеет $M \leq M^*$, уравнение (3) определяет среднюю пространственную плотность массивных галактик, которая лежит в интервале от 1 до 3 на 100 Мпс³. Конечно, имеется много галактик меньшей светимости.

Из уравнений (1) и (4) гл. II, (3) настоящей главы, (7) приложения светимость галактик на единицу объема равна

$$\begin{aligned} L &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dn}{dM} dM \mathfrak{L}(M) = \\ &= 82,4410^{(\alpha-0,4) M^*} \left(\frac{\alpha}{\alpha-0,4} + \frac{\beta}{0,4-\beta} \right) \mathfrak{L}_{\odot} = \\ &= 3,0 \cdot 10^8 h \mathfrak{L}_{\odot} \text{ Мпс}^{-3}. \end{aligned} \quad (4)$$

Эта величина выражена в единицах солнечной светимости, а сравнение производится в диапазоне длин волн, соответствующем визуальным звездным величинам $\lambda \approx 5500 \text{ \AA}$. Оорт, ван ден Берг и Кианг оценили L , и все оценки находятся в разумном согласии с (4) ([1], а также [8, 10] в библиографии к гл. II).

Чтобы получить плотность вещества, нужно умножить (4) на отношение масса — светимость для галактик. Для спиральных галактик типа нашей или М 31 характерна примерная вращательная симметрия, причем яркие звезды и газ движутся примерно по круговым орбитам в диске. Зная круговую скорость $\Theta(r)$ из доплеровского сдвига спектральных линий вдоль диска, получаем ускорение свободного падения Θ^2/r , а по приближенному обратному уравнению Пуассона, задаваясь предположениями о распределении масс перпендикулярно диску, можно получить плотность вещества и массу галактики. Для типичной спиральной галактики

$$\mathfrak{M}/\mathfrak{L} \text{ от } 1 \text{ до } 10 h \mathfrak{M}_{\odot}/\mathfrak{L}_{\odot}.$$

Масса, как и радиус, пропорциональна h^{-1} , а светимость, как и квадрат расстояния до галактики, пропорциональна h^{-2} .

В эллиптических галактиках обычно газа мало, поэтому определить скорости в них нелегко, но для них, так

же как и для спиральных галактик, Пейдж [3] успешно провел анализ пар галактик, находящихся на орбитах одна вокруг другой. Для каждой пары галактик известны только v_{\parallel} — относительная скорость вдоль луча зрения (найденная по доплеровскому смещению) и r_{\perp} — проекция на картинную плоскость расстояния между галактиками; однако, рассматривая выборку двойных систем с произвольной ориентацией орбит, можно получить среднее отношение масса—светимость. Результаты для спиральных галактик согласуются с массами, полученными из кривых вращения. Для эллиптических галактик Пейдж нашел $\mathfrak{M}/\mathfrak{L} \sim 50h$ [3].

Для дальнейшего рассмотрения примем в качестве среднего значения

$$\mathfrak{M}/\mathfrak{L} \sim 20h\mathfrak{M}_{\odot}/\mathfrak{L}_{\odot}. \quad (5)$$

Произведение (4) и (5) дает

$$\rho(G) \approx 4 \cdot 10^{-31}h^2 \text{ г/см}^3, \quad (6)$$

а отношение этой величины к критической плотности Эйнштейна—де Ситтера [формула (19) гл. I] равно

$$\rho(G)/\rho_c \sim 0,02 \quad (7)$$

и не зависит от h .

Довольно грубые расчеты, описанные здесь, можно несколько улучшить, используя вместо аналитического приближения для функции светимости эмпирическую зависимость, задаваемую численно. Можно также вычислить отдельно функции светимости для различных классов галактик и умножить каждую из них на наилучшее значение $\mathfrak{M}/\mathfrak{L}$ для данного класса. Результат при этом несильно отличается от (7) ([9, 10] в библиографии к гл. II).

Теперь нужно выяснить, насколько надежна оценка (7)? Как будет показано в следующих двух разделах, ответ зависит от систематических ошибок.

2. СВЕТИМОСТЬ В ЕДИНИЦЕ ОБЪЕМА И СВЕЧЕНИЕ НОЧНОГО НЕБА

Первая возможная систематическая ошибка в формуле (7) обусловлена тем, что в уравнении (4) для светимости в единице объема L учитываются только галактики, достаточно большие, чтобы их можно было обнаружить и учесть в функции светимости (1) гл. II. Таким образом, есть все основания для беспокойства, поскольку галактики обнаружимы в силу благоприятного стечения обстоятельств. Во-первых, поверхностная яркость типичной галактики сравнима с яркостью свечения ночного неба, обусловленного излучением верхней атмосферы и зодиакальным светом. Например, поверхностная яркость нашей Галактики, видимой перпендикулярно диску из точки, соответствующей положению Солнечной системы, составляет примерно одну треть яркости ночного неба. На великолепных фотографиях галактик, например в Атласе Хаббла, различимы детали с поверхностной яркостью до 10% яркости неба, в то же время можно различать галактики, яркость которых составляет до 1% фоновой яркости неба. Во-вторых, галактики достаточно велики, чтобы их можно было отличить от звезд. Известны внегалактические объекты (компактные галактики Цвикки [4]), угловые размеры которых ниже предела разрешения, а у квазаров они еще меньше. Арп иллюстрировал эти два благоприятных обстоятельства на впечатляющем графике [5]. Вызывает тревогу и то, что в действительности, возможно, имеет место гораздо более широкое распределение по поверхностным яркостям и линейным размерам, а мы изучаем лишь хвост этих распределений, соответствующий пределу обнаружимости. К счастью, имеется один довольно прямой тест для определения интегральной светимости L единицы объема с учетом таких объектов, как протяженные гало галактик, карликовые галактики или межгалактические звезды, которые не были бы зарегистрированы при обзоре неба. Этим тестом является определение внегалактического вклада в свечение ночного неба [6].

Внегалактическое фоновое излучение от всех галактик широко обсуждалось¹ в качестве космологического теста

¹ Отметим важную работу [9*]. — *Прим. ред.*

[7], но важно пояснить, что мы этим тестом проверяем. Первый вопрос: какой будет интенсивность фонового излучения при заданной средней излучательной способности единицы объема пространства. Этот вопрос часто фигурировал в космологических дискуссиях под названием «парадокс Ольберса» ([47], гл. 1). Мы рассмотрим здесь другой вопрос: знаем ли мы среднюю излучательную способность единицы объема пространства?

В первом приближении вклад галактик в поверхностную яркость ночного неба в $\text{эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})$ равен произведению светимости единицы объема $L/4\pi$ на расстояние, с которого мы можем видеть галактики, $\sim cH^{-1}$

$$i = cL/4\pi H. \quad (8)$$

Выясним, согласуется ли ожидаемая интенсивность, рассчитанная с учетом формулы (4), с наблюдаемым вкладом в свечение ночного неба.

Для более детальных расчетов необходимо знать закон изменения со временем интенсивности излучения в расширяющейся Вселенной. Пусть $i(\nu, t)$ интенсивность излучения, определяемая как поток энергии в 1 ср в единичном интервале частот $[\text{эрг}/(\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{Гц} \cdot \text{ср})]$. Предположим, как обычно, что i изотропно и однородно (не зависит от положения). За время δt каждый фотон испытывает космологическое красное смещение [уравнение (15) гл. I].

$$\delta\nu = -\nu(\dot{a}/a)\delta t, \quad (9)$$

а вследствие относительного увеличения радиуса Вселенной на $(\dot{a}/a)\delta t$ плотность числа фотонов испытывает относительное уменьшение:

$$\delta n_\nu / n_\nu = -3(\dot{a}/a)\delta t.$$

Уменьшение плотности числа фотонов приводит к такому же относительному понижению интенсивности излучения, и, кроме того, энергия фотона $h\nu$ и ширина полосы $d\nu$ испытывают относительное уменьшение на величину $(\dot{a}/a)\delta t$. Потеря энергии фотона приводит к падению интенсивности еще на относительную величину $(\dot{a}/a)\delta t$.

С другой стороны, интенсивность рассчитывается в некотором интервале частот, а сужение интервала частот вызывает такое же относительное возрастание интенсивности, так что два последних эффекта компенсируются. Тогда

$$i[t + \delta t, \nu - \nu(a/a)\delta t] - i(t, \nu) = -3i(a/a)\delta t,$$

а отсюда дифференциальное уравнение¹

$$\frac{\partial i}{\partial t} - \frac{\nu}{a} \frac{da}{dt} \frac{\partial i}{\partial \nu} = -3i \frac{\dot{a}}{a}.$$

Подставляя формулу (9), можно записать это соотношение в виде

$$\frac{d}{dt} i[t, \nu(t)] = -3 \frac{\dot{a}}{a} i[t, \nu(t)]. \quad (10)$$

Если имеется источник излучения $j(\nu)$ [эрг/(см³·с·Гц·ср)], то это уравнение модифицируется к виду

$$\frac{d}{dt} i[t, \nu(t)] = -3 \frac{\dot{a}}{a} i[t, \nu(t)] + cj[t, \nu(t)]. \quad (11)$$

Когда расширением можно пренебречь, отсюда сразу получается обычное уравнение переноса излучения в отсутствие поглощения. Когда расширение существенно, производная по времени означает полную производную, учитывающую изменение частоты со временем, задаваемое уравнением (9).

В рассматриваемой задаче $j_\nu = L(\nu)/4\pi$, где L — средняя светимость галактик в единице объема, а в уравнении (11) вклад галактик в яркость фона равен

$$i(t, \nu) = \frac{c}{4\pi} \int_0^t dt' \left[\frac{a(t')}{a(t)} \right]^3 L[t', \nu(t')]. \quad (12)$$

Уравнение (4) и оценка спектра излучения галактик дают ожидаемое современное значение функции $L(t, \nu)$. Однако, чтобы вычислить интеграл, необходимо знать, как L меняется со временем, т. е. как эволюционируют галактики, необходимо также выбрать космологичес-

¹ Более прямой и наглядный вывод формул (10) и (11) см. в [2*, 4*]. — Прим. ред.

кую модель, чтобы определить изменение $a(t)$ со временем. Если оценивать интеграл (12) для частот современных наблюдений в далекой инфракрасной области (λ от 3 до 10 мкм), то значение интеграла сильно зависит от принятой модели, но если частота наблюдений лежит в видимом диапазоне ($\lambda \sim 5000 \text{ \AA}$), то зависимости от модели почти не существует. Это благоприятное обстоятельство имеет место, потому что светимость $L(\nu)$ падает при переходе к голубой и ультрафиолетовой областям. Если наблюдаемое ν лежит в видимом диапазоне, то, проинтегрировав (12) в обратном направлении по времени, мы скоро найдем, что $\nu(t')$ сместилось в голубую область так, что $L[\nu(t')]$ стало пренебрежимо малым. Таким образом, необходимо оценить L только в недавнюю эпоху, т. е. не требуется далекой экстраполяции назад от современных условий.

Оценим из этих соображений ожидаемый фон в оптическом диапазоне, пренебрегая в интервале (12) относительно медленными изменениями со временем $a(t')$ ³ и светимости галактик. В этом приближении с учетом (9) получаем

$$\begin{aligned} i(\nu) &\approx \frac{c}{4\pi} \int_0^t L[\nu(t')] dt' = \frac{c}{4\pi} \int_{\nu}^{\infty} \frac{L(\nu') d\nu'}{\dot{a}/a} \approx \\ &\approx \frac{c}{4\pi H} \int_{\nu}^{\infty} \frac{L(\nu') d\nu'}{\nu'}. \end{aligned} \quad (13)$$

Эту величину можно сравнить с простой оценкой (8).

Используя наблюдаемые спектры гигантских галактик [8], получим, что интеграл в (13), взятый в интервале от 3500 до 5500 \AA , равен

$$\int_{3500}^{5500} L(\nu') d\nu'/\nu' = 0,20L(\nu = c/5500\text{\AA}).$$

Вклад в интеграл от области $\lambda < 3500 \text{ \AA}$ увеличил бы коэффициент в этом выражении от 0,20 до 0,24, если бы светимость на единицу длины волны была постоянна в коротковолновую сторону от 3500 \AA . Наблюдения, выполненные за пределами атмосферы, дают основания по-

лагать, что L_λ может иметь второй сильный максимум в области длин волн короче 2000 \AA [8]. Если это так, то ожидаемая яркость неба для данной фотовизуальной светимости единицы объема увеличивается. Для определения разумной нижней границы ожидаемой яркости неба пренебрежем этим возможным эффектом и примем коэффициент равным 0,22. Тогда по уравнениям (4) и (13) ожидаемый интегральный вклад галактик в фоновое излучение на длине волны 5500 \AA равен

$$\begin{aligned} \nu i_\nu &\approx 0,22c\nu L(\nu)/(4\pi H) = 5,0 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}) = \\ &= 0,73S_{10}(V). \end{aligned} \quad (14)$$

Интенсивность не зависит от h . Мы выразили результат в виде яркости на единицу логарифма частоты (или длины волны) $\nu i(\nu) = \lambda i(\lambda)$. Величина S_{10} — единица измерения, равная эквивалентному числу звезд визуальной звездной величины 10^m на квадратном градусе [уравнение (5), приложение]. Эта единица является стандартной при измерениях свечения ночного неба.

Роуч и Смит [9] дали следующие значения для вкладов различных источников в свечение ночного неба вблизи длины волны 5300 \AA :

$$\begin{array}{ll} \text{зодиакальный свет} & \approx 150 S_{10}(V) \\ \text{интегральный звездный свет} & \approx 100 S_{10}(V) \\ \text{свечение атмосферы (континуум)} & \approx 50 S_{10}(V) \end{array}$$

За исключением очень удаленных мест, следует также ожидать значительного вклада от электрического освещения. Роуч и Смит измеряли свечение ночного неба в зависимости от времени и направления на небе и, основываясь на ожидаемой функциональной зависимости каждого из этих источников, пытались выделить возможный вклад внегалактического излучения. Они дали верхний предел $i \leq 5S_{10}(V)$ [9]. Лилли [9] установил верхний предел $i \leq 2S_{10}$ при 4100 \AA . Очевидно, можно сделать вывод, что светимость единицы объема [формула (4)] не содержит систематической ошибки из-за необнаружимых объектов, большей, чем, скажем, множитель 5. Таким образом, можно заключить, что не сделано серьезной недооценки возможного вклада в L карликовых галактик, межгалактических звезд и тому подобного.

3. $\mathfrak{M}/\mathfrak{L}$ И ПРОБЛЕМА УСТОЙЧИВОСТИ

Другим фактором, влияющим на плотность вещества (7), является среднее отношение масса — светимость для галактик. Однако этой величине доверять нельзя, так как если ее использовать для оценки масс групп или скоплений галактик, то результат часто оказывается бессмысленным, что иллюстрируется ниже следующими примерами. Полезная подборка статей по этому вопросу имеется в *Astronomical J.*, **66** (1961), где имеется много ссылок на более ранние работы.

а. Скопление галактик в Волосах Вероники. Среди богатых скоплений галактик это скопление лучше всего изучено. Оно описано Эйбеллом ([11], гл. II). Массу этой системы можно оценить по теореме вириала. В предположении, что галактики движутся как точечные массы, взаимодействуя только гравитационно, ускорение i -й галактики равно

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \sum_{j \neq i} \frac{Gm_j(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^3},$$

где m_j — масса j -й галактики. Умножив скалярно это уравнение на $m_i \mathbf{r}_i$ и просуммировав по i , найдем

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dt^2} \sum m_i \mathbf{r}_i^2 / 2 - \sum m_i \mathbf{v}_i^2 &= \sum_{j \neq i} Gm_i m_j \frac{\mathbf{r}_i \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^3} = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{j \neq i} Gm_i m_j \frac{(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^3} = -\frac{1}{2} \sum_{j \neq i} \frac{Gm_i m_j}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|}. \end{aligned} \quad (15)$$

Второе уравнение можно получить, учитывая, что первая двойная сумма меняет знак, если поменять местами индексы i и j . Последний член в точности равен гравитационной потенциальной энергии системы. Если система находится в равновесии, не расширяясь и не сжимаясь, то первый член в левой части уравнения должен обратиться в нуль после усреднения по времени. Отсюда следует, что в

среднем по времени кинетическая энергия по абсолютной величине равна половине потенциальной энергии:

$$\frac{1}{2} \sum m_i v_i^2 = \frac{1}{2} |U| \equiv \frac{GM^2}{2r_e}, \quad (16)$$

где M — масса скопления. Второе уравнение определяет эффективный радиус скопления r_e . Очевидно, выражение (16) можно использовать для оценки массы, если известны размер и дисперсия скоростей в объекте. Впервые теорему вириала к скоплениям галактик применили Цвикки и Смит [10].

В скоплении в Волосах Вероники дисперсия скоростей и пространственное распределение галактик в первом приближении не зависят от массы галактик, и систему грубо можно рассматривать как сферически симметричную. Это означает, что можно записать кинетическую энергию в виде

$$\frac{1}{2} \sum m_i v_i^2 = M \langle v^2 \rangle / 2 = \frac{3}{2} M \langle v_{\parallel}^2 \rangle,$$

где $\langle v_{\parallel}^2 \rangle^{1/2}$ — дисперсия скоростей вдоль луча зрения. Для скопления в Волосах Вероники наблюдаемая дисперсия равна

$$\langle v_{\parallel}^2 \rangle^{1/2} = 1020 \text{ км/с}. \quad (17)$$

Чтобы определить эффективный радиус r_e , Шварцшильд [11] поступил следующим образом. Пусть $S(\delta)d\delta$ — число галактик, проецирующихся в полосу шириной $d\delta$, расположенную на расстоянии δ от центра скопления. Функцию $S(\delta)$ можно прямо получить (после поправки на фоновое излучение и излучение объектов, лежащих перед скоплением) из подсчетов на фотопластинке. Принимая сферическую симметрию, получим, что S связано с пространственной плотностью галактик $n(r)$ формулой

$$S(\delta) = \int_0^{\eta(R)} 2\pi r dr n(r) = \int_{\delta}^R 2\pi r dr n(r), \quad (18)$$

где R — радиус скопления, а $\eta = (r^2 - \delta^2)^{1/2}$. Масса скопления равна

$$\mathfrak{M} = 2m \int_0^R S(\delta) d\delta, \quad (19)$$

где m — средняя масса галактики. Потенциальная энергия есть

$$|U| = 16\pi^2 Gm^2 \int_0^R n(r) r dr \int_0^r n(r') r'^2 dr'. \quad (20)$$

Из уравнения (18) имеем

$$\frac{dS}{d\delta} = -2\pi\delta n(\delta).$$

Это уравнение можно подставить в уравнение (20) и результат дважды проинтегрировать по частям; тогда получим

$$\begin{aligned} |U| &= 4Gm^2 \int_0^R \frac{dS}{d\delta} d\delta \int_0^\delta \delta' d\delta' \frac{dS(\delta')}{d\delta'} = \\ &= -4Gm^2 \int_0^R S(\delta) \frac{dS}{d\delta} \delta d\delta = 2Gm^2 \int_0^R S^2(\delta) d\delta. \end{aligned} \quad (21)$$

Уравнения (19) и (21) приводят к соотношению

$$r_e \equiv G\mathfrak{M}^2/|U| = 2 \left(\int_0^R S d\delta \right)^2 \bigg/ \int_0^R d\delta. \quad (22)$$

Это очень изящное уравнение позволяет получить r_e численным интегрированием S , которое в свою очередь прямо определяется из подсчета галактик в полосах. Шварцшильд использовал подсчеты Цвикки и нашел $r_e = 1,48^\circ$. Омер, Пейдж и Уилсон повторили эти подсчеты более детально [12]. Средние значения подсчетов в полосах получены Уилсоном и Омером и Пейджем по двум пластинкам 48-дюймовой камеры Шмидта. Они нашли

$$r_e = 1,69^\circ. \quad (23)$$

Из среднего красного смещения галактик в скоплении, равного 6925 км/с, получаем расстояние

$$R = 69h^{-1} \text{ Мпс}, \quad (24)$$

причем нет оснований считать, что пекулярные скорости вносят серьезную ошибку. Уравнения (16), (17), (23) и (24) приводят к выражению

$$\mathfrak{M} = 1,5 \cdot 10^{15} h^{-1} \mathfrak{M}_{\odot}. \quad (25)$$

Эйбелл оценивает, что в пределах радиуса $600 h^{-1} \text{Мпс}$ находится 4000 богатых скоплений ([11], гл. II), что дает пространственную плотность богатых скоплений

$$n(RC) \approx 4 \cdot 10^{-6} h^3 \text{ Мпс}^{-3}$$

[ср. уравнение (3)]. Если величина (25) представляет собой типичную массу богатого скопления, то средняя плотность вещества в этой форме равна ([8], гл. II)

$$\rho(RC) \approx n(RC) \mathfrak{M} \approx 4 \cdot 10^{-34} h^2 \text{ г/см}^3,$$

что примерно сравнимо с полной плотностью Вселенной, определенной по массе вещества, заключенного в галактиках [уравнение (6)]! Объяснение такого совпадения состоит не в том, что все галактики находятся в богатых скоплениях, а в том, что если оценка массы (25) верна, то богатые скопления имеют неожиданно большое отношение масса — светимость.

По оценке Эйбелла, полная светимость скопления в Волосах Вероники есть ([11], гл. II)

$$\mathfrak{L} = 3,4 \cdot 10^{12} h^{-2} \mathfrak{L}_{\odot},$$

что вместе с формулой (25) приводит к соотношению масса — светимость

$$\mathfrak{M}/\mathfrak{L} \sim 400 h \mathfrak{M}_{\odot}/\mathfrak{L}_{\odot}. \quad (26)$$

Это значение в 20 раз больше, чем принимаемое «типичное значение» [формула (5)]. Отчасти такое расхождение можно понять, потому что скопление в Волосах Вероники содержит эллиптические и S0-галактики, для которых отношение масса — светимость, как предполагается, может лежать в интервале от 30 до 100. Остается расхождение в 5 — 10 раз. Теперь рассмотрим, что может означать это расхождение.

Применение теоремы вириала в нескольких приближениях к скоплению в Волосах Вероники показало, что

все эти оценки довольно близко совпадают и что имеется формальное расхождение в 3 — 10 раз по сравнению с «типичным значением». Цвикки указывал, что у скоплений, бесспорно, нет четко определенного радиуса, как принималось в большинстве исследований, включая описанное выше. Скопление просто переходит в общее поле галактик. Указывалось также, что в предположении сферической симметрии дисперсию скоростей можно оценить на основании дисперсии наблюдаемых лучевых скоростей при условии, что плотность в модели пропорциональна поверхностной плотности галактик. Если галактики в скоплении движутся по радиусам и если дисперсия скоростей определяется прямо в центре скопления, то дисперсия будет завышена в $\sqrt{3}$ раз. Некоторая уверенность в том, что такая ошибка не столь серьезна, обеспечивается точной численной моделью образования скопления галактик [13]. Модель достаточно хорошо воспроизводит наблюдаемое распределение поверхностной плотности в скоплении и предсказывает, что дисперсия лучевых скоростей должна уменьшаться с увеличением расстояния от центра скопления. Для соответствия между моделью и наблюдаемой дисперсией скоростей по поверхности скопления с учетом этого ожидаемого изменения дисперсии скоростей необходимо, чтобы масса скопления в пределах номинального радиуса $100'$ была

$$\mathfrak{M}(r < 100') = 1,04 \cdot 10^{15} h^{-1} \mathfrak{M}_{\odot}, \quad (27)$$

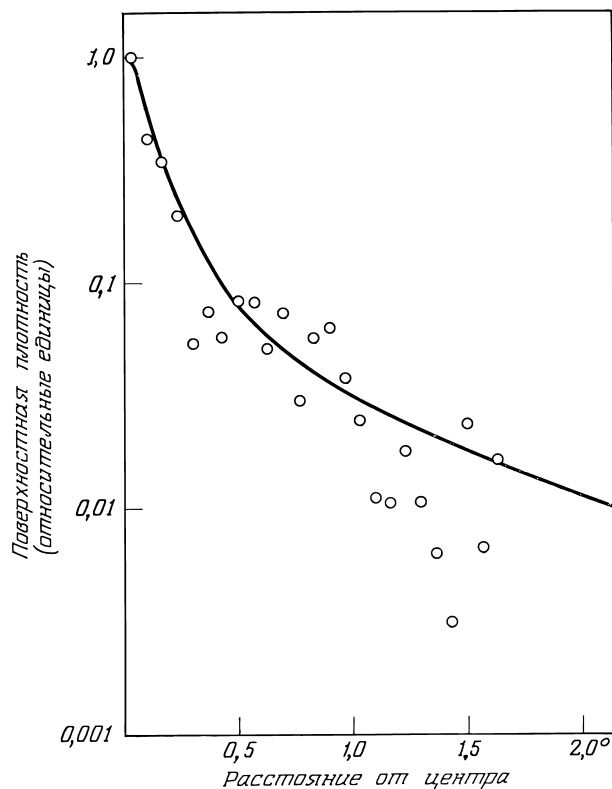
что находится в хорошем согласии с (25).

Несмотря на совпадение относительно большого значения отношения $\mathfrak{M}/\mathfrak{Q}$ в скоплении в Волосах Вероники по результатам различных исследований, следует иметь в виду, что эти исследования не являются статистически независимыми, так как волей-неволей все они базируются в основном на одних и тех же данных. Чтобы проверить, является ли результат (26) статистически воспроизводимым, настоятельно необходимы сравнимые данные для ряда скоплений.

Если аномалия массы существует в действительности, то что это означает? Принимая во внимание гладкий и правильный вид скопления, большинству хотелось бы ве-

речь, что оно гравитационно связано и устойчиво. К тому же Цвикки указал, что скопление выглядит как изотермическая идеальная газовая сфера, что сильно свидетельствует в пользу равновесной ситуации ([45], гл. I). Из численной модели следует, что времени 10^{10} лет достаточно, чтобы установилось разумное приближение к равновесной форме (но не достаточно, чтобы установилось равномерное распределение энергии) [13].

Применение простой статистически равновесной картины показано на рис. IV.1. Кружки — число галактик на



Р и с . IV.1. Сравнение подсчета галактик в скоплении в Волосах Вероники с идеальной изотермической газовой сферой.

единицу площади по подсчетам Омера, Пейджа и Уилсона в кольцевых областях с учетом поправки на фон [12]. Использована модель идеальной изотермической газовой сферы, для которой пространственная плотность галактик в функции радиуса удовлетворяет соотношению

$$\frac{d \ln n}{d\theta} = -\frac{\beta}{\theta^2} \int_0^{\theta} n\theta^2 d\theta,$$

где $n(0) \equiv 1$ и

$$\beta = 4\pi G\rho_0\alpha^2/\langle v_{\parallel}^2 \rangle^{1/2},$$

ρ_0 — плотность в центре, а α — переводной множитель от углового размера к линейному расстоянию:

$$r = \alpha\theta.$$

Изотермическая газовая сфера не имеет конечной массы при бесконечном радиусе, так что радиус сферы произвольно принимается равным $200'$. Сплошная кривая на рисунке представляет собой результат интегрирования пространственной плотности галактик вдоль луча зрения по этой модели. Экспериментальные точки в правой части рисунка неопределенны из-за поправок на фон, но все же эта простая модель, по-видимому, дает хорошее согласие с формой скопления.

Свободным параметром для подгонки этой модели к форме скопления является величина β , принятое значение которой равно

$$\beta = 0,15.$$

Угловой размер θ измеряется в минутах дуги. Этот параметр с учетом (17) и (24) дает

$$\rho_0 = 4,8 \cdot 10^{-25} h^2 \text{ г/см}^3.$$

Масса скопления в модели равна

$$\mathfrak{M} = 4\pi\rho_0\alpha^3 \int n\theta^2 d\theta,$$

что соответствует

$$\mathfrak{M} (< 100') = 0,97 \cdot 10^{15} h^{-1} \mathfrak{M}_{\odot},$$

$$\mathfrak{M}(< 200') = 1,86 \cdot 10^{15} h^{-1} \mathfrak{M}_{\odot},$$

где первое значение есть масса в пределах номинального радиуса скопления, а второе — полная масса модели в пределах произвольно фиксированной внешней границы. Снова масса модели довольно хорошо согласуется с оценкой (25).

Скопление в Волосах Вероники и объекты, подобные ему, очень удобны для исследования аномалий массы, которые, по-видимому, имеются в таких системах, так как параметры их известны довольно хорошо. В качестве первого шага рассмотрим еще одну оценку плотности вещества в центре и оценку поверхностной плотности скопления.

Если δ очень мало, то формулу (18) можно приближенно записать в виде

$$S(0) - S(\delta) \approx \pi n(0) \delta^2.$$

Согласно формуле (19), плотность вещества в центре равна

$$\rho(0) = mn(0) = \frac{\mathfrak{M}}{2\pi \int S d\delta} \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{S(0) - S(\delta)}{\delta^2}. \quad (28)$$

Данные по подсчету в полосах дают

$$\rho(0) \approx 1,6 \cdot 10^{-25} h^2 \text{ г/см}^3, \quad (29)$$

в хорошем согласии с моделью изотермической газовой сферы. Поверхностную плотность (среднюю массу в столбе единичного сечения) можно оценить из подсчета галактик, сделанного Уилсоном в кольцевых областях [12]. После введения поправки на пространственную плотность галактик фона находим, что 4,3% галактик заключено в центральном диске радиуса $4'$. В предположении, что распределение массы совпадает с распределением галактик, это значение есть доля полной массы (25) в пределах этой площади. Отсюда

$$\sigma(0) \approx 0,6h \text{ г/см}^2. \quad (30)$$

Согласно этому результату, если бы скопление было сжато до плотности твердого водорода ($\rho = 0,07 \text{ г/см}^3$), то оно имело бы толщину в центре около 10 см.

Плотность (29) соответствует конфигурации, предельно сконцентрированной к центру. Для сравнения отметим, что если бы масса (25) была бы однородно распределена по сфере радиуса $100'$ — номинального радиуса скопления, — то результирующая плотность была бы на два порядка меньше, чем (29). Вычисленная средняя плотность вещества (6) еще на 4 порядка величины меньше. Можно полагать, что значение (29) уменьшится, если постулировать более плавное распределение ненаблюдаемых масс. Трудность здесь состоит в том, что наблюдаемая сильная концентрация галактик к центру могла бы сохраниться только в том случае, если дисперсия скоростей к центру уменьшается. Имеющиеся данные наблюдений не обнаруживают такого эффекта и указывают скорее на противоположную тенденцию. С другой стороны, наблюдаемая дисперсия скоростей по поверхности скопления совместима с предположением о том, что гравитационное потенциальное поле имеет такую форму, которая соответствует плотности вещества, пропорциональной наблюдаемой плотности галактик в скоплении. Это иллюстрируется на рис. IV.1.

Рассмотрим теперь некоторые возможности, связанные с существованием трудно наблюдаемого вещества. Значение светимости скопления \mathcal{L} основано на суммировании измеренных светимостей наблюдаемых галактик в скоплении. Так же, как и при рассмотрении L в разд. 2, следует иметь в виду, что можно допустить серьезную ошибку из-за неучета большого количества очень слабых карликовых галактик или звезд, рассеянных внутри скопления. Это можно проверить, рассматривая ожидаемую яркость скопления. Например, предположим, что отношение масса — светимость для скопления равно в действительности $20 h$ [уравнение (5)]. Тогда ожидаемая поверхностная яркость в центре равна

$$i(0) = \int \frac{L}{4\pi} dr = \frac{(\mathfrak{M}/\mathcal{L})^{-1}}{4\pi} \int \rho dr = \frac{\sigma(0)}{4\pi} (\mathfrak{M}/\mathcal{L})^{-1}.$$

С учетом уравнения (30) получим

$$i(0) \approx 600 S_{10}(V)$$

[уравнение (5) приложения], что в точности равно яркости свечения ночного неба. Такая высокая яркость, по-видимому, исключается даже при визуальном просмотре фотопластинок. Более серьезная возможность состоит в том, что некоторая доля аномалии объясняется наблюдательной ошибкой в \mathcal{L} , так что учет ее снизил бы \mathcal{M}/\mathcal{L} , скажем, до $150 h$, т. е. до верхнего предела соотношения масса — светимость, ожидаемого для эллиптических и S0-галактик. В настоящее время ведется несколько экспериментов, чтобы получить ответ на очень важный вопрос, может ли интегральная светимость скопления быть значительно больше принятой сейчас величины.

Следующей интересной возможностью является наличие газа внутри скоплений. Очень надежный верхний предел на возможное количество атомарного водорода устанавливается из отсутствия наблюдаемого излучения на 21 см [14]. Этот результат не вызывает особого удивления, так как если бы водород присутствовал в сколь-нибудь заметных количествах, то он должен был бы быстро ионизироваться при столкновениях, превращаясь в плазму.

Против предположения о том, что трудно наблюдаемое вещество в скоплении в Волосах Вероники является плазмой, имеются очень сильные возражения, связанные с ожидаемой мощностью тормозного излучения (излучение электронов при рассеянии в поле ионов) [15]. Прежде всего нужно рассмотреть полные потери энергии. Характерное время остывания плазмы из-за тормозного излучения равно [уравнение (67) ниже]

$$t_c = 9 \cdot 10^3 T^{1/2} n_e^{-1} \text{ лет,}$$

где T — температура плазмы в кельвинах, а n_e — концентрация электронов, равная концентрации протонов (в см^{-3}). Если плазма состоит из чистого водорода, то свободно-свободное излучение является основным механизмом потери энергии при температурах $\geq 10^5$ К. Если присутствует гелий, то при T не выше 10^6 К сильный вклад дает возбуждение HeI и HeII электронным ударом.

Если плотность плазмы в центре задается соотношением (29), то концентрация частиц в центре равна

$$n_e \sim 0,1 h^2 \text{ см}^{-3}.$$

Ожидаемая температура плазмы определяется среднеквадратичной скоростью (17), если предположить, что шкала высот в плазме везде соответствует шкале высот плотности галактик

$$T = m_{\text{H}} \langle v_{\parallel}^2 \rangle / (2k) \sim 6 \cdot 10^7 \text{K}. \quad (31)$$

Тогда время охлаждения равно

$$t_c \approx 8 \cdot 10 h^{-2} \text{ лет},$$

т. е. одной десятой от ожидаемого возраста скопления, $\sim H^{-1} = 1 \cdot 10^{10} h^{-1}$ лет. Результат неудачный, так как если температура плазмы падает, то газокINETическое давление не может поддерживать плазму, система сжимается, плотность газа растет, увеличивая скорость потери энергии, а это, очевидно, ведет к катастрофическому сжатию плазмы. Можно было бы спасти положение, введя источник энергии (но остаются проблемы устойчивости [15]) или приняв более низкую плотность в центре (что, как уже отмечалось, противоречит самосогласованной форме скопления).

Более прямым тестом обнаружения плазмы в скоплениях являются поиски рентгеновского тормозного излучения плазмы [15]. Наибольший вклад давала бы более плотная центральная часть скопления. Судя по распределению галактик, плотность не должна заметно падать от значения в центре, вплоть до расстояний $S \approx 10'$ при номинальном радиусе скопления $R = 100'$. Принимая, что плотность плазмы в сфере радиуса s дается формулой (29), и используя для тормозного излучения формулу (66) (см. ниже), получим, что ожидаемый полный рентгеновский поток от скопления в Волосах Вероники на единицу логарифмического интервала энергии E равен

$$\nu f_{\nu} \approx 17 h^3 T_8^{-1/2} \exp \{ - E_{\text{кэВ}} / (8,6 T_8) \} \text{ фотон}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}),$$

где T_8 — температура плазмы, измеренная в единицах 10^8K .

Если бы температура плазмы задавалась уравнением (31), то имел бы место поток фотонов с энергией 2 кэВ 10 фотон/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ на логарифмический интервал энергии,

сравнимый с потоком от мощного рентгеновского источника Sco X-1 [16]! В действительности рентгеновский поток более чем на 3 порядка ниже предсказанного этой моделью [16]. Первое, что приходит на ум, — предположить, что плазма гораздо холоднее, чем дает формула (31) и, возможно, сосредоточена в сгустках. Основная трудность при этом состоит в том, что время охлаждения становится чрезвычайно малым. Можно ввести источники разогрева, но трудно представить себе, как эти дополнительные источники будут поддерживать плазму при нужной температуре, а не выбрасывать ее, например, из скопления. Далее можно рассмотреть более низкую концентрацию в центре в распределении плазмы. Против такого уменьшения всегда выдвигается возражение, что трудно наблюдаемое вещество должно, казалось бы, всегда располагаться вблизи центра скопления. И наконец, можно было бы принять, что облако плазмы не могло бы дать заметного вклада в массу скопления.

Даже если остановиться на последнем предположении, было бы очень интересно обнаружить и проследить форму и спектр рентгеновского излучения от компактных скоплений, таких, как в Волосах Вероники. Галактики, возможно, теряют газ, и этот газ должен быть горячим, $T \approx 10^8$ К [формула (31)], пока он не потеряет энергию и не придет в состояние минимума потенциальной энергии, что, вероятно, означало бы возвращение в центральные галактики. Скопление в Волосах Вероники, по-видимому, является источником рентгеновского излучения, угловой размер которого и спектр соответствуют этой картине. Если источником рентгеновского излучения является плазма в скоплении и если плазма распределена плавно, что кажется разумным, то масса плазмы оценивается в 1% массы (25).

Вторым предсказываемым наблюдательным эффектом от плазмы было бы томсоновское рассеяние света от галактик фона. Если бы поверхностная плотность плазмы определялась выражением (30), то оптическая толща для томсоновского рассеяния в направлении на центр скопления равнялась бы

$$\tau = \sigma_T \sigma(0) / m_H = 0,3h,$$

где σ_T — томсоновское сечение. Этот эффект слишком мал, чтобы его можно было обнаружить (см. [10*, 11*]).

Заманчиво предположение, что трудно наблюдаемое вещество в скоплении в Волосах Вероники находится в виде конденсированного водородного «снега» [17]. Можно установить примерную нижнюю границу на возможный размер таких частиц, заметив, что если бы вещество было слишком тонко измельчено, то оно сильно рассеивало бы свет, ухудшая видимость далеких галактик позади скопления. Это очень важное предположение было, по-видимому, впервые выдвинуто Цвикки при рассмотрении межгалактической пыли. Допустим теперь, что каждая частица является сферической, с радиусом r и плотностью ρ_1 , не превышающей плотности твердого водорода $0,07 \text{ г/см}^3$, а может быть, и значительно меньше, так как можно ожидать, что снег имеет структуру призрачных замков. Если $\lambda \ll r \ll 10 \text{ см}$, то сечение рассеяния пылинки равно $\sigma_s = 2\pi r^2$; геометрическое сечение удваивается потому, что дифракционное рассеяние ослабляет пучок света. Оптическая толщина в центре скопления равна

$$\tau = \int \sigma_s n_s dx = 2\pi r^2 \int \rho dx / \left(\frac{4}{3} r^3 \rho_1 \right) = 3\sigma(0)/(2r\rho_1),$$

где $\sigma(0)$ определяется выражением (30). Сквозь скопления видны далекие галактики, поэтому τ не может сильно превосходить единицу. Следовательно,

$$r \geq 10h \text{ см.}$$

Таким образом, чтобы иметь значительное количество вещества в этой форме, требуются целые снежные шары, а не снежинки, и трудно представить, как бы они могли образоваться. Можно было бы, по-видимому, избежать этой трудности, если рассматривать пылинки размером значительно меньше 1 мкм , у которых сечение рассеяния меньше, чем геометрическое в $\sim (r/\lambda)^4$ раз, однако сечение столкновения пылинок остается равным геометрическому. Дисперсия скоростей пылинок должна быть порядка 1000 км/с , так как иначе они собирались бы в центре скопления. Отсюда следует, что среднее время между столкновениями было бы очень малым, значительно меньше,

чем время пролета сквозь скопление, если радиус пылинок $\ll 10$ см. Столкновения при скорости ~ 1000 км/с разрушительны для пылинок, откуда можно сделать вывод, что снег быстро бы испарился.

В настоящее время большой интерес проявляется к гравитационному коллапсу с образованием черных дыр, предсказанному общей теорией относительности [12*]. Следуя Руффини и Уилеру [18], эти сколлапсировавшие объекты являются черными, потому что никакое излучение не может выйти из них, а дырами, потому что вещество и излучение могут падать в них, но не могут выйти обратно. Черные дыры обладают гравитационной массой, причем масса m черной дыры определяется так, что орбита частицы, движущейся на большом расстоянии вокруг объекта, была бы ньютоновской, соответствующей обычной ньютоновской тяготеющей массе m .

Маленькие черные дыры, распределенные между галактиками, могли бы связывать скопления. Ван ден Берг [19] указывал, что большая черная дыра неприемлема, так как ее приливные силы разрушали бы галактики. Предположим, например, что в центре скопления имеется одна массивная черная дыра массы $\mathfrak{M}_B = 1,5 \cdot 10^{15} h^{-1} \mathfrak{M}_\odot$ [формула (25)]. Предел Роша для устойчивости галактики массой m и радиусом r относительно приливного разрушения равен расстоянию R между ней и черной дырой:

$$R > r (2\mathfrak{M}_B / m)^{1/3}. \quad (32)$$

Руд и Баум [20] дали полезный список видимых величин и угловых размеров до фотовизуальной звездной величины $\approx 25^m$ на квадратную секунду дуги для галактик в центральной части скопления в Волосах Вероники, откуда для каждой галактики можно получить минимальное расстояние R от черной дыры, на котором выполняется условие устойчивости относительно приливного разрушения. Результат лежит в диапазоне

$$\alpha (h/f)^{1/3} < R \text{ (мин. дуги),}$$

$$20 < \alpha < 80,$$

где f — отношение масса — светимость в солнечных единицах:

$$f = \left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_{\odot}} \right) / \left(\frac{\mathfrak{L}}{\mathfrak{L}_{\odot}} \right).$$

Максимальное значение α соответствует NGC 4889 — ярчайшей галактике, расположенной в центре, минимальное — одной из самых слабых галактик в списке. Если принять обычное отношение масса — светимость $f = 50 h$ и взять, скажем, $\alpha \approx 40$, то получим

$$R \geq 10'.$$

Сравнивая этот результат с результатом Омера, Пейджа и Уилсона, находим, что плотность галактик в центральной части скопления равна [12]

$$n(0) \sim (5')^{-3}.$$

В этой картине происходило бы постоянное видимое разрушение галактик, а так как оно не наблюдается, нужно сделать вывод, что скопление не может быть связано одной массивной черной дырой.

Рассмотрим теперь гипотезу о том, что скопление связано большим количеством мелких черных дыр массы \mathfrak{M}_B каждая, распределенных в пространстве так же, как и галактики. Когда черные дыры проходят через галактику, они сталкиваются со звездами. Поскольку типичная скорость столкновения (17) гораздо больше скоростей звезд в галактике, то применимо простое импульсное приближение, откуда сразу видно, что относительная потеря массы при столкновении черной дыры с галактикой равна

$$\delta m/m \sim G \mathfrak{M}_B^2 / m v_B^2 r,$$

где m и r , как и выше, масса и радиус галактики, а V_B — скорость столкновения ~ 1000 км/с. Предположим, что масса (25) состоит из $\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_B$ черных дыр. Пусть также $P(R)$ — функция пространственного распределения галактик и черных дыр, нормированная к 1,

$$4\pi \int R^2 P(R) dR = 1.$$

Тогда за время H^{-1} средняя доля массы, потерянной галактикой из-за столкновения с черными дырами, равна

$$\frac{\delta m}{m} \sim \int 4\pi R^2 P(R) dR \left(\frac{GM_B^2}{mv_B^2 r} \right) (\pi r^2) \left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_B} P(R) v_B \right) H^{-1}.$$

Первый член в скобках есть относительная потеря массы на столкновение, второй — сечение столкновения, а третий — поток черных дыр. Интеграл усредняет скорость потери массы по всем положениям галактики. Эта доля должна быть меньше единицы, если возраст скопления сравним с H^{-1} . Предел, накладываемый на \mathfrak{M}_B , тогда равен

$$\mathfrak{M}_B \leq 10^9 \mathfrak{M}_\odot f h^{-2},$$

где, как и выше, f — отношение масса — светимость для галактик, а в качестве m и r взяты эти параметры меньших галактик в центральной части скопления. Из этого предела следует, что черные дыры могли бы иметь массы средних галактик, не причиняя заметного ущерба.

Какой следует сделать вывод о массе скопления в Волосах Вероники? Поскольку статистика ограничена, мы не можем быть уверены, что аномалия действительно существует. Отношение масса — светимость $\approx 400 h$, а значение, принятое для f , равно, по-видимому, $50 h$; таким образом, имеется расхождение в 8 раз. Однако формула (25) содержит статистическую неопределенность с точностью до фактора 2 [6], и, возможно, такая же неопределенность имеется как в \mathcal{Q} , так и в «ожидаемом» значении f . Значительный интерес представляет не только накопление более богатого статистического материала по скоплению в Волосах Вероники, но, поскольку мы сознаем, что статистика по одному скоплению ограничена по существу, получение сравнимых данных о других богатых компактных скоплениях.

Если такая аномалия имеется, то сейчас совершенно не ясно, как она будет интерпретирована. Мы показали, что трудно понять, как могло бы существовать вещество в скоплении в количествах, способных оказать влияние на его динамику, так что по-прежнему представляет интерес расширение и улучшение тестов. Черные дыры достаточно малых размеров могли бы обеспечить недостаю-

щую массу. Однако если они достаточно малы, то у нас, по-видимому, мало шансов проверить эту гипотезу независимым образом.

б. Группа М 81. Группа галактик М 81 похожа на Местную Систему по размерам и массе и является следующим после Местной Системы наилучшим объектом для изучения небольших групп галактик. Она хорошо иллюстрирует неопределенности, с которыми сталкиваются при попытке понять динамику таких систем.

Эта группа находится на расстоянии 3,25 Мпс в соответствии с результатом Тамманна и Сэндейджа, полученным для внешнего члена группы NGC 2403 ([5], гл. 111). Лучевые скорости главных членов группы перечислены в табл. IV. 1. Во втором столбце приведены наблюдаемые

Таблица IV.1

Группа М 81

Член	Скорость удаления, км/с	Исправленная скорость, км/с	θ	Минимальная масса М 81, $10^{10} M_{\odot}$
М 81	—40	76		
М 82	280	396	38'	43
NGC 3077	—41	74	46	
NGC 2976	42	153	83	5
IC 2574	46	162	180	15
NGC 2403	132	239	810	240
NGC 2366	110	231	770	200

видимые скорости удаления; как обычно, отрицательное число означает фиолетовое смещение. Все скорости взяты из обзора Робертса [21], за исключением NGC 3077 [22] и NGC 2976 ([16], гл. 11). В третьем столбце приведены наблюдаемые скорости галактик, исправленные на компоненту скорости вращения Галактики в проекции на луч зрения, причем принята скорость вращения Галактики 250 км/с. В четвертом столбце приведены угловые расстояния каждой галактики этой группы от М 81 — ярчайшего объекта системы.

Первые пять галактик в списке образуют подгруппу с проекцией диаметра 220 кпс, если расстояние равно

3,25 Мпс. Последние две галактики расположены довольно близко друг к другу и несколько удалены от подгруппы.

Поскольку М 81 значительно ярче остальных галактик, можно предположить, что в ней содержится большая часть массы. Тогда можно найти минимальное значение массы М 81 в предположении, что каждая галактика гравитационно связана с М 81, по формуле

$$\mathfrak{M} \geq rv^2 / 2G,$$

где r — проекция расстояния, а v — лучевая скорость относительно М 81. Эффекты проекции только уменьшают оба эти множителя. Минимальные массы М 81, полученные таким способом, перечислены в пятом столбце табл. IV. 1. Для сравнения укажем, что светимость М 81 равна $1 \cdot 10^{10} \mathfrak{L}_{\odot}$, и, принимая отношение масса — светимость равным 10, получаем

$$\mathfrak{M} \approx 1 \cdot 10^{11} \mathfrak{M}_{\odot}.$$

Два члена подгруппы дают оценки, согласующиеся с этим значением, но оценка, сделанная по М 82, сильно отличается от него. Мы знаем, что М 82 является членом группы, а не случайным объектом фона, так как Робертсу ([46], гл. 1) удалось обнаружить мост, излучающий на длине волны 21 см, между М 81 и М 82 (и дальше до NGC 3077). Более того, лучевая скорость этого моста имеет систематический градиент от М 81 к М 82, изменяясь более или менее плавно между оценками лучевых скоростей этих двух галактик. Однако вполне возможно, что лучевая скорость М 82, приведенная в табл. IV. 1, пока что имеет заметную ошибку, так как это очень сложный объект, очевидно, испытавший сильный взрыв, поэтому трудно понять, как связать наблюдаемое движение с движением центра масс. Интересно выяснить, можно ли использовать детальное изучение движения вещества в водородном мосте для доказательства высокой скорости М 81 и М 82 относительно друг друга или эти данные можно использовать для доказательства того, что истинная относительная скорость на самом деле меньше принятого здесь значения.

Две галактики: NGC 2403 и NGC 2366 близки друг к другу на небе, имеют близкие лучевые скорости и довольно удалены от остальной группы. Огромная масса, необходимая, чтобы связать их с остальной группой, основана на предположении, что движение центра масс внутренней подгруппы примерно совпадает с движением М 81, что правдоподобно, если отношение масса — светимость одинаково для всех галактик группы. Наиболее заманчивые способы обойти эту трудность следующие. 1. NGC 2403 и NGC 2366 являются независимой парой, случайно проецирующейся вблизи группы М 81. 2. Оценка движения центра масс внутренней подгруппы ошибочна, так как М 81 содержит половину общей массы, а М 82 — большую часть остальной массы. 3. В группе имеется очень большое количество трудно наблюдаемого вещества. 4. Группа локализована в пространстве, но распадается.

в. Местная Система. Хорошее описание Местной Системы сделано Хабблом ([1], гл. 1), а впоследствии ван ден Бергом ([2], гл. 111). Для нее проблема заключается не в уравнивании кинетической и гравитационной энергий, а во временной шкале. Аргументы, впервые высказанные Каном и Волтером [23], в модифицированной форме выглядят следующим образом.

До недавнего времени считалось, что Местная Система состоит из двух четко выраженных подгрупп; одна вокруг Галактики и другая вокруг М 31 (туманность Андромеды) и одной или двух удаленных галактик. Галактика и М 31 являются главными объектами, поэтому мы можем рассматривать Местную Систему в рамках задачи двух тел. Современное расстояние между ними равно

$$l_0 = 690 \text{ кпс}, \quad (33)$$

а относительная скорость

$$\frac{dl_0}{dt} = -290 + 250 \cdot 0,80 = -90 \text{ км/с}. \quad (34)$$

Первый член есть среднее значение из наблюдаемых скоростей в оптическом диапазоне и на λ 21 см, а второй член учитывает компоненту скорости вращения Галактики, при-

нятой равной 250 км/с, на направление М 31 с проекционным множителем 0,80. В соответствии с теорией расширяющейся Вселенной будем предполагать, что в ранней Вселенной Галактика и М 31 были близки друг к другу и удалялись радиально друг от друга. Согласно закону общего разбегания, $v = (\dot{a}/a)l$, где постоянная \dot{a}/a в то время была больше, чем теперь. Можно предположить, что М 31 движется к нам, потому что гравитационное притяжение между двумя телами в конце концов замедлило разбегание и обратило его в сближение. Минимальную массу системы можно найти, если предположить, что $\sim 10^{10}$ лет тому назад оба объекта были близко друг к другу. Тогда расстояние между двумя массами удовлетворяет обычному уравнению движения двух тел:

$$\frac{d^2l}{dt^2} = -\frac{G\mathfrak{M}}{l^2}, \quad (35)$$

где \mathfrak{M} — сумма масс двух галактик. Граничные условия таковы: 1) при $t \rightarrow 0$, $l \rightarrow 0$ галактики начинают движение с близкого расстояния друг от друга, 2) в настоящее время, скажем $t = 10^{10}$ лет, l и dl/dt удовлетворяют соотношениям (33) и (34). Эти условия накладывают пределы на решение дифференциального уравнения, что дает оценку массы системы \mathfrak{M} . Решение дифференциального уравнения (35) в параметрической форме имеет вид

$$l = A(1 - \cos \eta), \quad t = B(\eta - \sin \eta).$$

Граничные условия дают современное значение $\eta \approx 4,0$ рад, максимальное удаление $2A = 840$ кпс, что имело место в момент $\pi B = 6,6 \cdot 10^9$ лет (принимая, что настоящий момент соответствует $1 \cdot 10^{10}$ лет). Масса равна

$$\mathfrak{M} = 3,7 \cdot 10^{12} \mathfrak{M}_{\odot}. \quad (36)$$

Наиболее неопределенным параметром в этой модели является время. Если удвоить t , то масса уменьшилась бы в 1,7 раза.

Светимость М 31 равна $2,1 \cdot 10^{10} \mathfrak{L}_{\odot}$, а светимость Галактики несколько меньше, поэтому отношение масса — светимость для Местной Системы составляет около 100 в солнечных единицах. Это примерно в 100 раз больше,

чем отношение масса — светимость для вещества в окрестностях Солнца, и примерно в 10 раз больше, чем типичное значение для гигантских спиральных галактик, полученное из кривых вращения.

Как обычно, возможны различные интерпретации этого расхождения. 1. Указывалось, что подгруппа М 31 и подгруппа Галактики могут быть просто независимыми системами, которые случайно проходят мимо друг друга. Требуется такое стечение обстоятельств, чтобы группы оказались близко друг к другу именно теперь, когда мы их наблюдаем. 2. Кан и Волтьер предположили, что ненаблюдаемое вещество может обеспечиваться материей между галактиками Местной Системы. Оорт возродил эту идею и предположил, что вещество внутри Местной Системы может быть причиной высоких скоростей облаков Н I [24]. 3. Мы не очень хорошо знаем массы галактик. Если галактики имеют примерно сферически симметричное гало, то кривая вращения в данной точке ничего не говорит о массе гало вне данного радиуса [13*—15*]. Единственный прямой тест состоит в том, чтобы проверить, изменяется ли во внешних частях диска скорость вращения в зависимости от радиуса по закону $\sim r^{-1/2}$, как было бы, если бы вся масса была сконцентрирована в пределах радиуса r . С необходимостью такой факт установить трудно, и использование его является, конечно, только экстраполяцией. 4. Возможно, в Местной Системе есть еще один массивный член: Маффей 1 [25]. Слишком поспешно было бы говорить, что этот объект мог бы решить все проблемы, так как он настолько сильно заслоняется Галактикой, что с трудом можно судить о том, что он собой представляет. Современные указания таковы, что масса Маффей 1 могла бы равняться массе ненаблюдаемого вещества (36) только в том случае, если бы он находился на расстоянии 4 Мпс. А это расстояние представляется слишком большим, чтобы принести пользу.

г. Секстет Сейферта. Еще один вариант проблемы устойчивости относится к компактным группам галактик, примером которых является секстет Сейферта. Как видно из названия, эта группа была открыта Сейфертом [26]. В его статье приводится прямая фотография системы на

200-дюймовом телескопе, сделанная Бааде. Название указывает также, что группа состоит из шести объектов, три из которых представляют собой спиральные галактики, а один — нечто вроде облака с низкой поверхностной яркостью. Красные смещения пяти ярких объектов были найдены Саржендом, а результаты рассмотрены Саржендом и Бербиджем [27]. Четыре из пяти красных смещений близки к 4400 км/с, но пятое, принадлежащее одной из спиральных галактик, равно 19 930 км/с.

Обычная интерпретация этого факта состоит в том, что имеет место случайное совпадение с далекой галактикой с большим красным смещением; действительно, априорная вероятность такого совпадения не является пренебрежимо малой. Видимая фотографическая звездная величина этого объекта $\approx 16^m$. Согласно Хабблу, в квадратном градусе имеется около $n \approx 3$ галактик такой звездной величины и ярче. Секстет Сейферта имеет диаметр $1'$, или площадь $A \approx 2,5 \cdot 10^{-4}$ квадратных градусов. Априорная вероятность совпадения с галактикой фона ярче $m \approx 16^m$ равна поэтому $nA \approx 8 \cdot 10^{-4}$. Это вероятность совпадения в том случае, если бы объект был выбран случайно и рассматривался внутри площадки A . Однако Сейферт, конечно, выбирал объект не случайно, а выделил его, потому что тот выглядел пекулярным. Поэтому для соответствующей статистической оценки нужно взять отношение числа объектов на небе, которые кажутся пекулярными вследствие случайного совпадения, к общему числу пекулярных «объектов», найденных при полном обзоре неба. Очевидно, подобного систематического обзора неба не существует, и лучшее, что можно сделать, — изучить число случайных совпадений, имеющих место в некоторой доле f всего неба для случайно распределенных галактик, яркость которых превышает видимую фотографическую величину 16^m . Если исследуемая площадь составляет F квадратных градусов, то ожидаемое число единичных совпадений в площадке A , занимаемой секстетом Сейферта, равно $n^2 AF/2 \sim 50f$, где f — доля полной площади неба, на которой сделан обзор. Число двойных совпадений, трех несвязанных объектов внутри площадки A , равно

$$n^3 A^2 F / 6 \sim 0,014f.$$

Очевидно, можно сделать сильное утверждение *a priori* против вероятности существования двойного совпадения, даже если исследовать все небо, но нельзя сделать подобного утверждения против единичного совпадения.

Если даже этим аномальным объектом пренебречь, то секстет Сейферта все равно остается очень пекулярной системой. Среднее красное смещение указывает, что расстояние до нее $44 h^{-1}$ Мпс; отсюда диаметр группы ≈ 14 кпс, что составляет примерно лишь половину диаметра Галактики [27]. Светимость ярчайшего члена равна $3 \cdot 10^9 h^{-2} \mathcal{L}_{\odot}$ — примерно одна треть светимости Галактики, но его диаметр равен только $4,9 h^{-1}$ кпс. Применение теоремы вириала дает отношение масса — светимость для группы $\approx 75 h$ [27]. Это значение довольно велико, но, по-видимому, не может рассматриваться как серьезная аномалия, так как две яркие галактики являются пекулярными и не обязательно должны иметь отношение масса — светимость, характерное для обычных объектов. Время пролета, определяемое делением проекции диаметра на дисперсию лучевых скоростей, равно $\approx 3 \cdot 10^7 h^{-1}$ лет, т. е. ≈ 300 времен пролета за хаббловское характерное время H^{-1} . Трудно понять, как две спиральные галактики в группе могли избежать столкновения в течение столь длительного времени или, если они все-таки сталкивались, как могла сохраниться спиральная структура. Это рассуждение обратное аргументам Бааде — Спитцера [28], состоящим в том, что в компактных скоплениях нет спиральных галактик. Дело в том, что столкновения между галактиками приводят к выметанию газа и пыли из спиралей, оставляя S0-системы. Здесь для этого процесса имелась, по-видимому, масса времени, но он не сработал. Интересное указание, сделанное Бааде, состоит в том (цитировано Сейфертом [26]) что одной из спиральных галактик, объекту Сейферта «с», по-видимому, грозит приливное разрушение. Используя проекцию расстояния до ярчайшего члена, можно найти, что для устойчивости в месте своего нахождения объект «с» должен иметь отношение масса — светимость $\approx 20 h$, а это подозрительно много для спиральной галактики, и, конечно, нужно предполагать, что объект «с» никогда не подходил ближе к главным членам скопления.

Другими примерами компактных скоплений являются квинтет Стефана и VV 172, в каждом из которых красное смещение одного члена сильно отличается от остальных [29]. Совершенно неясно, о чем говорят нам эти группы, но возникает несколько очевидных вопросов. 1. Являются ли компактные группы, пекулярные в том или ином отношении, в действительности более обычными, чем можно было ожидать от эффектов проекции (случайные совпадения и вытянутые системы, наблюдаемые со специфических направлений)? 2. Являются ли компактные группы устойчивыми в течение $\sim 10^{10}$ лет относительно обычных процессов гравитационной релаксации, способствующих «испарению» некоторых членов и сближению других [30]? 3. Устойчивы ли члены маленькой группы относительно приливного разрушения или слияния? Что касается последнего вопроса, то ситуация резко отличается от таковой для больших скоплений, так как в малых группах относительные скорости примерно сравнимы с внутренними скоростями, что должно способствовать разрушению и приливным потерям вещества.

д. Краткие выводы. Эти примеры показывают, что мы еще далеки от понимания элементов динамики галактик. Имеется и много других примеров [31, 16*]. Ясно, что можно много узнать из детального изучения проблемы устойчивости. Менее ясно, что получится в результате: окажутся ли неприменимыми известные законы физики или мы лишь познаем астрономическую Вселенную, сложность которой дает неограниченный простор для неоднозначных наблюдений и вводящей в заблуждение интерпретации.

4. МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЕ ВЕЩЕСТВО

В пространстве между галактиками имеется много места для газа, и большие усилия, теоретические и экспериментальные, были затрачены на возможное выявление этого вида материи. Следуя обычному в космологии предположению, будем считать, что вещество распределено плавно и однородно. Обычно принимается также, что межгалактическое вещество не участвовало в эволюции звезд. Поскольку старейшие из известных звезд в Галактике,

по-видимому, состоят почти из чистого водорода (возможно, в смеси с гелием, что мало меняет ситуацию), отсюда следует, что межгалактическое вещество состоит из водорода в какой-нибудь форме (атомарного, молекулярного, ионизованного, сконденсированного в «снег»).

Первое предположение делается главным образом ради удобства. Если понимать его буквально, то оно выглядит несколько преувеличенным, так как известно, что галактики распределены довольно нерегулярным образом в масштабе по крайней мере 10 Мпс. Каким образом межгалактический водород избежал такой судьбы? Возможны два ответа: 1) водород распределен плавно и однородно; 2) водород образовал сгущения типа групп и скоплений галактик, но этим сгущениям не удалось фрагментировать в видимые звезды («неродившиеся галактики»). Во втором случае обычный анализ, по-видимому, должен быть модифицирован, потому что вещество при этом оптически непрозрачно и возникает проблема устойчивого существования таких объектов в течение свыше 10^{10} лет [32].

Не удивительно, если окажется, что межгалактический газ имеет клочковатую или облачную структуру типа галактик, но ниже будет предполагаться, что распределение плотности близко к однородному. Безусловно, необходим анализ более сложных ситуаций, но он утомителен, так как сводится к детальному обсуждению специальных случаев.

а. Излучение H I на длине волны 21 см. Этот тест основан на ожидаемом излучении на длине волны 21 см вследствие перехода между уровнями сверхтонкой структуры основного состояния атомарного водорода. Впервые он был применен Голдстейном [33].

Сверхтонкое расщепление атомарного водорода возникает из-за взаимодействия магнитных моментов протона и электрона, причем более высокое энергетическое состояние имеет полный спиновый угловой момент $F = 1$, а более низкое $F = 0$. Коэффициент спонтанного перехода и длина волны перехода равны соответственно

$$\Lambda_1 = 2,85 \cdot 10^{-15} \text{ с}^{-1}, \quad \lambda_1 = 21,1 \text{ см.} \quad (37)$$

Для вычисления ожидаемого фонового радиоизлучения межгалактического водорода необходимо знать скорость эмиссии излучения в единице объема, которая зависит в свою очередь от относительного числа атомов в основном и возбужденном состояниях n_1 и n_2 . Удобно выразить это отношение через эквивалентную спиновую температуру T_s по обычной формуле Больцмана

$$n_2/n_1 = 3 \exp \{ - h\nu_1 / kT_s \}, \quad (38)$$

где множитель 3 обусловлен тем, что имеются три возбужденных состояния и одно основное. Если $T_s \gg h\nu_1/k = 0,07 \text{ K}$, то из (38) следует, что $3/4$ атомов находится в возбужденном состоянии, поэтому если число атомов в единице объема равно n , то скорость спонтанных радиационных переходов в основное состояние равна $(3/4)n\Lambda_1$ на единицу объема, а объемная светимость есть

$$j_\nu = \frac{3}{4} \frac{n \Lambda_1 h \nu_1}{4\pi} \delta(\nu - \nu_1) \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц} \cdot \text{ср}), \quad (39)$$

где форма линии аппроксимирована дельта-функцией Дирака. Из уравнения (12) следует тогда, что вклад излучения на 21 см в интенсивность изотропного радиопфона равен

$$\begin{aligned} i(\nu, t_0) &= \int_0^{t_0} \left[\frac{a(t)}{a_0} \right]^3 j[\nu a(t_0)/a(t), t] c dt = \\ &= \frac{3}{4} \frac{n(\text{HI}) \Lambda_1 h \nu_1 c}{4\pi} \int_0^{t_0} \delta[(\nu a_0/a) - \nu_1] dt. \end{aligned} \quad (40)$$

В окончательном выражении принято, что

$$n(t) = n(\text{HI}) [a_0/a(t)]^3,$$

где $n(\text{HI})$ — современная концентрация атомарного водорода. Интеграл обращается в нуль при $\nu_1 < \nu$ и равен $[\nu_1 a(t)/a(t)]^{-1}$ при $\nu < \nu_1$. Таким образом, в яркости радиоизлучения на длине волны 21 см имеется ступенька «высотой»

$$\delta_i(\nu_1) = \frac{3}{4} \frac{n(\text{HI}) \Lambda_1 h c}{4\pi H}.$$

Радиояркость обычно выражается через антенную температуру T_a , определяемую линейной зависимостью

$$i(\nu) = 2kT_a(\nu)\nu^2/c^2.$$

Это — знакомая форма приближения Рэлея — Джинса для длинноволнового конца спектра излучения абсолютно черного тела. Разрыв в яркостной температуре тогда равен

$$\delta T_a = \frac{c^2}{2k\nu_1^2} \frac{3n(\text{HI}) \Lambda_1 hc}{16\pi H} = 1,68 \cdot 10^4 n(\text{HI}) h^{-1} \text{ см}^3. \quad (41)$$

Наилучший верхний предел на возможное значение δT_a получен Пензиасом и Уилсоном [34]:

$$\delta T_a < 0,08 \text{ К}.$$

Из уравнения (41) имеем тогда

$$\begin{aligned} n(\text{HI}) &< 5 \cdot 10^{-6} h \text{ см}^{-3}, \\ \rho(\text{HI}) &< 8 \cdot 10^{-30} h \text{ г/см}^3, \\ \rho(\text{HI})/\rho_c &< 0,4 h^{-1}. \end{aligned} \quad (42)$$

Здесь предполагалось, что $0,07 \text{ К} \ll T_s$ и пренебрегалось самопоглощением атомарного водорода. Первое предположение обосновано, так как вряд ли спиновая температура будет ниже температуры окружающего излучения $2,7 \text{ К}$ (гл. V). Второе предположение выполнимо лишь при $2,7 \text{ К} \ll T_s$, так как если $T_s = 2,7 \text{ К}$, то спиновая система находится в равновесии с излучением и, следовательно, не может быть чистого переноса энергии, а при $T_s < 2,7 \text{ К}$ вещество должно поглощать энергию более горячего излучения, что приведет к недостатку фонового излучения в диапазоне длин волн больше 21 см .

б. Поглощение в линии 21 см . Вторым тестом для обнаружения межгалактического атомарного водорода являются поиски поглощения в радиоспектре внегалактического радиоисточника. Этот тест впервые был применен Филдом [35].

Непрозрачность атомарного водорода можно рассчитать, зная его излучение j , и используя простое термоди-

намическое соотношение. Интенсивность излучения, распространяющегося вдоль пути $x = ct$, изменяется согласно уравнению

$$\frac{\partial i_\nu}{\partial t} = (j_\nu - \kappa_\nu i_\nu) c, \quad (43)$$

где первый член означает увеличение интенсивности вследствие излучения, а второй—ослабление из-за поглощения, а κ есть коэффициент поглощения. Функции j и κ зависят от относительной заселенности основного и возбужденного состояния, n_2/n_1 , которая в свою очередь определяется спиновой температурой T_s . Ясно теперь, что если бы интенсивность i_ν в уравнении (43) вблизи $\lambda = 21$ см равнялась интенсивности излучения абсолютно черного тела при спиновой температуре T_s , то водород был бы в тепловом равновесии с полем излучения, и при таком выборе i_ν излучения и поглощения должны прийти в равновесие, т. е.

$$j_\nu = \kappa_\nu P_\nu, \quad (44)$$

где P_ν — интенсивность планковского чернотельного излучения при температуре T_s :

$$P_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2 (e^{h\nu/kT_s} - 1)}.$$

В уравнении (44) требуется знать выражение для j_ν , более общее, чем формула (39), в которой принималось, что $n_2/n_1 = 3$, т. е. T_s очень велико. В более общем случае формула (38) дает

$$\begin{aligned} n_2 &= \frac{3n \exp\{-h\nu_1/kT_s\}}{1 + 3 \exp\{-h\nu_1/kT_s\}}, \\ j_\nu &= \frac{3\Lambda_1 n h \nu_1}{4\pi} \delta(\nu - \nu_1) \frac{\exp\{-h\nu_1/kT_s\}}{1 + 3 \exp\{-h\nu_1/kT_s\}}, \\ \kappa_\nu &= j_\nu / P_\nu = \frac{3}{8\pi} \frac{n}{1 + 3 \exp\{-h\nu_1/kT_s\}} \times \\ &\times \Lambda_1 \left(\frac{c}{\nu_1}\right)^2 \delta(\nu - \nu_1) (1 - \exp\{-h\nu_1/kT_s\}). \end{aligned} \quad (45)$$

Последний член в скобках представляет собой поправку на вынужденное излучение. Если $h\nu_1 \ll kT_s$, то из (45) получаем

$$\kappa_\nu = \frac{3}{32\pi} \frac{n\Lambda_1 h\nu_1}{kT_s} \left(\frac{c}{\nu_1}\right)^2 \delta(\nu - \nu_1). \quad (46)$$

Интенсивность излучения, приходящего от удаленного радиоисточника, удовлетворяет уравнению [ср. с уравнением (14)]

$$\frac{d}{dt} i[t, \nu(t)] = -3i \frac{\dot{a}}{a} - \kappa[t, \nu(t)] ci. \quad (47)$$

Здесь мы пренебрегаем излучением, которое генерируется изотропным фоном. Решение уравнения (47) имеет вид

$$i(t_0, \nu) = i(t_i, \nu_i) (a_i/a_0)^3 e^{-\tau(\nu)},$$

где индекс i относится к значениям в источнике, а τ — оптическая толщина:

$$\tau(\nu) = \int_{t_i}^{t_0} \kappa[t, \nu(t)] c dt. \quad (48)$$

Оптическая толщина обращается в нуль, если частота излучения $\nu(t)$ не проходит через резонансное значение ν_1 между t_i и t_0 :

$$\nu_1 a(t)/a_0 < \nu < \nu_1,$$

где ν — частота, на которой ведутся наблюдения. Из уравнений (46) и (48) оптическая толщина для излучения с длиной волны больше 21 см равна

$$\tau = \frac{3}{32\pi} \frac{\Lambda_1 hc^3 n(\text{HI})}{kT_s \nu_1^2 H} = 1,68 \cdot 10^4 T_s^{-1} h^{-1} n(\text{HI}), \quad (49)$$

что согласуется с (41).

Пензиас и Скотт [36] нашли, что в спектре внегалактического источника Лебедь А $\tau < 5 \cdot 10^{-4}$. Тогда из формулы (49) получим

$$n(\text{HI}) < 3 \cdot 10^{-8} T_s h \text{ см}^{-3}. \quad (50)$$

Аналогичный предел получен Алленом [36].

Теперь нужно оценить спиновую температуру T_s . Филд [35] показал, что спиновая температура определяется равновесием следующих трех процессов:

1) радиочастотные переходы между сверхтонкими состояниями при наличии окружающего поля излучения на длине волны 21 см; 2) возбуждение и дезактивация при столкновениях с атомами и электронами; 3) резонансное поглощение ультрафиолетового излучения.

Температура окружающего излучения на длине 21 см, как теперь известно, составляет 2,7 К (гл. V), и в отсутствие каких-либо других возмущений спиновая температура приняла бы это значение за 10^7 лет. Если положить $T_s = 2,7$ К, то из формулы (50) получим $n(\text{H I}) < 8 \times 10^{-8} h \text{ см}^{-3}$, что значительно ниже плотности Эйнштейна — де Ситтера.

На основании очень низкого предела (50) на n/T_s находим, что если водород распределен однородно, то возбуждение столкновениями не приведет к заметным изменениям спиновой температуры. (Более подробно см. во второй работе Филда [35], особенно рис. 4. Единственное различие — температура на длине волны 21 см, которую Филд принимал равной 0,4 К, а теперь известно, что она равна $T_0 = 2,7$ К; это изменение сдвинет асимптоту при малых $n(\text{H I})$, увеличив значение $n(\text{H I})$ в 2,7/0,4 раза.)

Резонансное рассеяние в линии $L\alpha$ может перевести атом из синглетного основного состояния, скажем, на уровень $2P$, при излучении с которого атом возвращается обратно в триплетное состояние. Влияние этого эффекта на спиновую температуру зависит от спектра излучения вблизи длины волны 1215 Å. Чтобы понять, как должен выглядеть этот спектр, отметим, что частота фотона вблизи 1215 Å меняется в результате трех основных процессов, характерные времена которых различны. Первый процесс обусловлен движением атома. Если температура вещества равна T_K , то типичная скорость атома водорода $v \sim (3kT_K/m_H)^{1/2}$, а сдвиг частоты при резонансном рассеянии равен

$$\delta\nu \sim \nu v/c \sim \nu (3kT_K/m_H c^2)^{1/2} \geq 2 \cdot 10^9 \text{ Гц},$$

если $T_K \geq 2,7$ К. Сечение резонансного рассеяния равно $\sigma_0 = 7 \cdot 10^{-11}$ см². Хаотическое движение атомов размывает резонанс, уменьшая эффективное сечение в максимуме до

$$\sim \sigma_0 \Lambda_\alpha / (4\delta\nu) = 8 \cdot 10^{-12} T_K^{-1/2} \text{ см}^2,$$

где $\Lambda_\alpha = 6 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ — скорость спонтанного распада. Если бы концентрация атомов водорода была равна 10^{-5} см^{-3} , то среднее время свободного пробега фотона с частотой в полосе, образовавшейся вследствие доплеровского уширения резонансной частоты, было бы равно

$$\approx (8 \cdot 10^{-12} T_K^{-1/2} \cdot 10^{-5} \times 3 \cdot 10^{10})^{-1} \approx 4 \cdot 10^5 T_K^{1/2} \text{ с}.$$

Процесс резонансного рассеяния может перевести атом из основного состояния в возбужденное состояние сверхтонкой структуры или почти с такой же вероятностью перевести атом обратно. Разность скоростей должна уравновешивать полную скорость радиационных переходов, дающих излучение λ 21 см. Согласно (37), эта скорость может достигать

$$\Lambda_1 (kT_0/h\nu_1) = 1,1 \cdot 10^{-13} \text{ с}^{-1},$$

где второй множитель является поправкой на индуцированное излучение [уравнение (52)]. Обратная величина представляет собой второе характерное время $\sim 10^{13}$ с. Третьим характерным временем является

$$H^{-1} \delta\nu/\nu \sim 3 \cdot 10^{11} T_K^{1/2}$$

— среднее время вывода фотона из резонанса за счет красного смещения.

Время рассеяния является наименьшим из этих трех характерных времен, поэтому этот процесс преобладает. В процессах рассеяния излучение действует подобно релятивистскому бoльцмановскому газу, так как вынужденное излучение несущественно и число фотонов в хорошем приближении сохраняется. Часть фотонного газа с энергией в пределах резонанса рассеяния очень сильно связана с газом атомарного водорода в том смысле, что фотоны в пределах резонансной полосы могут быть перета-

сованы за время, меньшее, чем требуется для любого другого процесса. Из статистической механики известно, что происходит в результате такой перетасовки: часть фотонного газа в пределах резонансной частоты и водородный газ релаксируют к максвелловскому распределению скоростей при общей температуре, скажем T_K . Спиновая система основного состояния водорода находится в тепловом контакте с фотонным газом при эффективной температуре T_K (которая, конечно, не является яркостной температурой) и с микроволновым излучением при $T_0 = 2,7$ К и приходит в собственное состояние равновесия, расположенное между этими двумя.

Чтобы довести эту идею до конца, удобно выразить интенсивность поля излучения $i(\nu)$ эрг/(см² · с · ср · Гц) через эффективное число фотонов на моду излучения в единице объема. Рассмотрим большой объем V , частоту ν , интервал частот $d\nu$ и выберем направление распространения внутри телесного угла $d\Omega$. Число мод излучения в этом частотном диапазоне, движущихся в угле $d\Omega$, которые могут находиться в объеме V , равно (учитывая два направления поляризации)

$$dN = 2V\nu^2 d\nu d\Omega/c^3.$$

Это число, умноженное на число фотонов \mathfrak{N} на моду и на энергию фотона, будет равно наблюдаемой энергии излучения в элементе $V d\Omega d\nu$:

$$(i/c) V d\Omega d\nu = (2V h\nu^3/c^3) d\nu d\Omega \mathfrak{N},$$

или

$$\mathfrak{N}(\nu) = i(\nu) c^2/2h\nu^3. \quad (51)$$

Для излучения абсолютно черного тела при температуре T_0

$$\mathfrak{N}_{th} = (e^{h\nu/kT_0} - 1)^{-1}.$$

Напомним, что Λ_1 — коэффициент спонтанного перехода атома водорода с возбужденного сверхтонкого состояния [формула (37)]. При наличии излучения скорость распада становится равной

$$\Lambda_1 (1 + \mathfrak{N}_1), \quad (52)$$

где второй член представляет собой индуцированное излучение.

\mathfrak{N} — число фотонов на моду с длиной волны 21 см. Скорость поглощения фотонов атомами водорода в основном состоянии равна

$$3\Lambda_1 \mathfrak{N}_1. \quad (53)$$

Множитель 3 появляется потому, что имеется три возбужденных состояния, соответствующих спину $F = 1$, и одно основное состояние с $F = 0$. Этот результат следует из рассмотрения детального баланса, использованного при выводе уравнения (45).

Мы можем также выразить спектр излучения вблизи $\lambda 1215 \text{ \AA}$ через функцию $\mathfrak{N}(\nu)$. Фотоны вблизи резонанса L_α перетасовываются между собой с огромной (по сравнению с другими интересующими нас процессами) скоростью, поэтому функция распределения фотонов должна релаксировать к статистическому равновесию с веществом. Поскольку $\mathfrak{N} \ll 1$, то в равновесии будет иметь место бoльцмановское распределение

$$\mathfrak{N} = \beta \exp \{ -h\nu / kT_K \}, \quad (54)$$

где β — постоянная, а T_K — температура вещества, т. е. образуется небольшой максимум в спектре излучения на $\lambda 1215 \text{ \AA}$.

Теперь можно рассчитать спиновую температуру T_s . Число атомов водорода в единице объема удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} = \Lambda_1 (1 + \mathfrak{N}_1) n_2 - 3\Lambda_1 \mathfrak{N}_1 n_1 + \frac{3}{4} \Lambda_\alpha \mathfrak{N}_\alpha n_2 - \\ - \frac{9}{4} \Lambda_\alpha \mathfrak{N}_\alpha \exp \{ -h\nu_1 / kT_K \} n_1. \end{aligned} \quad (55)$$

Первый член в правой части есть скорость спонтанного и индуцированного переходов из возбужденного сверхтонкого состояния [уравнение (52)], дающего линию $\lambda 21 \text{ см}$, а второй член есть скорость возбуждения из основного состояния [формула (53)]. Третий член представляет собой скорость перехода из возбужденного в основное

состояние через резонансное рассеяние в $L\alpha$. Коэффициент перехода атома в 2 P -состояние равен

$$\Lambda_\alpha = 6,25 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}, \quad (56)$$

а \mathfrak{N}_α — среднее число фотонов на моду на длине волны $\lambda_\alpha = 1215 \text{ \AA}$. Численный коэффициент можно истолковать следующим образом. Вероятность поглощения фотона $L\alpha$ атомом водорода в основном сверхтонком состоянии в единицу времени равна $3\Lambda_\alpha \mathfrak{N}_\alpha$. Множитель 3 появляется вследствие перехода из состояния $L = 0$ в состояние $L = 1$, а средняя вероятность спонтанного перехода в состояние $F=0$ равна $1/4$. Последний член в (55) описывает обратный процесс. Из формулы (54) следует, что в обратном процессе число фотонов уменьшается в $\exp\{-h\nu_1/kT_K\}$ раз по сравнению с третьим членом.

Поскольку скорости релаксации в уравнении (55) значительно меньше времени эволюции H^{-1} , то можно положить $dn_1/dt = 0$, решить уравнение относительно n_2/n_1 и приравнять результат уравнению (38), определяющему T_s . Можно предположить, что T_0 и T_s гораздо больше $h\nu_1/k = 0,07 \text{ К}$; первая величина — потому, что эффективная температура излучения принимается теперь равной $2,7 \text{ К}$, а последняя — потому, что в противном случае предел (50) был бы подходящим. Тогда находим

$$T_s^{-1} = \left(\frac{1}{T_0} + \frac{\alpha}{T_K} \right) / (1 + \alpha), \quad (57)$$

$$\alpha = 3\Lambda_\alpha \mathfrak{N}_\alpha h\nu_1 / (4\Lambda_1 kT_0).$$

Наилучший эмпирический предел на внегалактическое ультрафиолетовое фоновое излучение получен, по-видимому, Куртом и Сюняевым [37 17*]. Их предел на поток в диапазоне от 1225 до 1340 \AA равен

$$f \leq 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}).$$

В предположении примерно плоского спектра получаем

$$\nu i_\nu \leq 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})$$

— как раз в диапазоне $L\alpha$. Позднее Лилли получил пределы $\nu i_\nu < 4 \cdot 10^{-5} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})$ при $\lambda 1400 \text{ \AA}$,

$\nu i_{\nu} < 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/(см² · с · ср) при λ 2400 Å [37]. Если принять меньший предел, то из соотношений (51) и (57) найдем $\alpha \leq 20$. Из формулы (57) следует тогда, что при любом значении T_K

$$T_s \leq (1 + \alpha) T_0 \leq 60\text{K}.$$

Этот результат вместе с (50) дает

$$\begin{aligned} n(\text{HI}) &\leq 1,7 \cdot 10^{-6} h \text{ см}^{-3}, \\ \rho(\text{HI}) / \rho_c &\leq 0,15 h^{-1}. \end{aligned} \tag{58}$$

Кроме ограничения на поток в ультрафиолетовой области, наиболее спорным предположением при выводе пределов (58) является обоснованность однородного распределения водорода. Если бы водород был сконцентрирован в облака, то предельные значения (58) могли бы возрасти, потому что возбуждение при столкновениях могло увеличить спиновую температуру, а также потому, что уравнение (49) основано на предположении, что оптическая толщина водорода для излучения на длине волны 21 см мала. Если бы водород находился в оптически толстых облаках, то это привело бы к появлению серии глубоких линий поглощения, но уменьшение средней интенсивности составляло бы $1 - e^{-\tau}$, что меньше τ для оптически толстых облаков [32].

в. Тест Ганна — Петерсона. Этот тест состоит в поисках поглощения ультрафиолетового излучения от внегалактических источников из-за резонансного рассеяния излучения в линии $L\alpha$ 1215 Å в атомарном водороде и в лаймановской полосе молекулярного водорода. Этот тест подобен поискам ослабления радиоизлучения из-за рассеяния в линии 21 см. Для атомарного водорода нужно искать ослабление в диапазоне длин волн (в ангстремах)

$$1215 < \lambda < 1215(1 + z), \tag{59}$$

где z — красное смещение источника [уравнение (16) гл. I]. Как будет показано, этот тест гораздо более чувствителен, чем предыдущий. Он был применен лишь сравнительно недавно, потому что атмосфера непрозрачна к ультрафио-

летовому излучению короче примерно 3000 Å. Одержать победу помогло не развитие космических исследований, а открытие квазаров с красным смещением $z > 2$, так что верхний предел неравенства (59) сместился в доступную наблюдениям с земли область спектра.

Как это часто случается, этот тест «открывался» много раз, в том числе Шкловским, Шеером, Ганном и Петерсоном [38, 39]. Ганну и Петерсону очень повезло, так как они сделали это предположение в нужное время и в подходящем месте: в Калифорнийском технологическом институте, где Шмидт только что получил спектр квазара 3С 9, в котором впервые была видна эмиссионная линия $L\alpha$. По этой причине им удалось применить этот тест и привлечь к нему всеобщее внимание. Вот почему я назвал этот тест тестом Ганна — Петерсона.

Коэффициент поглощения в резонансе $L\alpha$ дается уравнением (45) и даже статистический вес остается тем же самым из-за перехода между $L = 0$ и $L = 1$. Здесь $h\nu_\alpha/kT_s \gg 1$, так как иначе значительная доля атомов была бы в состоянии $2P$, что трудно себе представить, так как время полураспада равно $\sim 10^{-9}$ с, поэтому нет никаких поправок на вынужденное излучение, и

$$\kappa_\nu = \frac{3}{8\pi} n\Lambda_\alpha \delta(\nu - \nu_\alpha) \lambda_\alpha^2.$$

Здесь $\lambda_\alpha = 1215 \text{ Å}$ — резонансная длина волны, Λ_α — коэффициент перехода (56). Оптическая толща (48) становится равной

$$\tau = \frac{3}{8\pi} n(\text{HI}) (1 + z_\alpha)^3 \Lambda_\alpha \lambda_\alpha^3 H(z_\alpha)^{-1}, \quad (60)$$

где z_α — красное смещение, при котором излучение проходит через резонанс: если наблюдаемая длина волны равна λ , то красное смещение равно

$$1 + z_\alpha = \lambda / 1215 \text{ Å}.$$

Плотность числа атомов водорода в эпоху z_α записана в виде $n(\text{HI}) (1 + z_\alpha)^3$, где $n(\text{HI})$ равнялась бы современной плотности при постоянной ионизации. $H(z_\alpha)$ — значение постоянной Хаббла в эпоху z_α .

В спектрах далеких квазаров, в которых можно наблюдать смещенную линию $L\alpha$, нужно искать скачкообразное уменьшение интенсивности с коротковолновой стороны линии на величину, соответствующую оптической толщине (60). Такой эффект не наблюдается, поэтому оптическая толщина должна быть меньше единицы. Это дает верхний предел

$$n(\text{HI}) < \frac{8\pi}{3} \frac{H(z_\alpha)}{(1+z_\alpha)^3 \Lambda_\alpha \lambda_\alpha^3}. \quad (61)$$

Чтобы найти порядок величины, примем модель Эйнштейна — де Ситтера [уравнение (21) гл. 1]. Тогда

$$H(z_\alpha) = (1+z_\alpha)^{3/2} H.$$

Наблюдаются квазары при $z \geq 2$. Подставляя это соотношение, получаем

$$n(\text{HI}) < 4,7 \cdot 10^{-12} h \text{ см}^{-3}, \quad (62)$$

т. е. на семь порядков величины меньше критической плотности Эйнштейна — де Ситтера.

Бакалл и Солпитер указали, что во многом похожий предел можно установить для молекулярного водорода с соответствующими электронными переходами при несколько более высокой энергии [40]. Наблюдательный предел, найденный Филдом, Уомплером и Соломоном [41], равен

$$n(\text{H}_2) < 6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-3}, \quad (63)$$

где снова плотность экстраполирована к современной в предположении $n \propto (1+z)^3$.

Пределы (62) и (63), конечно, неверны, если квазары не находятся на расстояниях, следующих из космологической интерпретации их красных смещений. Такая интерпретация получила некоторое обоснование в результате работы Бакалла по поискам квазаров в скоплениях галактик. Было найдено, что три объекта, которые выглядят как квазары, находятся вблизи групп обычных галактик с такими же красными смещениями [42]. Это открытие еще обсуждается, поэтому преждевременно слишком сильно доверять пределам (62) и (63) [43].

В заключение отметим, что пределы (62) и (63) экстраполированы от красного смещения $z \geq 2$ и, конечно, имеет место еще одна проблема: как изменились относительные концентрации $H I$, $H II$ и H_2 с тех пор. Некоторые стороны этого вопроса рассмотрены в гл. 7.

г. Тесты для обнаружения межгалактической плазмы

Другое важное направление поисков диффузного межгалактического вещества связано с возможностью существования в межгалактическом пространстве разреженной, более или менее однородно распределенной плазмы — свободных электронов и протонов. Ниже приводится перечень основных предположений, на основании которых может быть обнаружена межгалактическая плазма. Детально здесь будут рассмотрены только два наиболее известных теста.

Свободно-свободное излучение. Это тормозное излучение электронов, ускоряемых в поле ионов. Как будет показано ниже, не исключено, что обнаружен мягкий рентгеновский фон, согласующийся с этим эффектом. Основная проблема, связанная с этим тестом, состоит в сильной зависимости ожидаемого эффекта от принятой модели.

Свободно-свободное поглощение. Это процесс, обратный свободно-свободному излучению, но его следует искать в очень длинноволновой части спектра радиосточников, так как коэффициент поглощения зависит от длины волны, как λ^2 [уравнение (65)] [44, 45].

Рекомбинационное излучение [37, 44, 46]. Электроны и протоны в плазме будут рекомбинировать, иногда образуя водород в возбужденном состоянии. При последующем радиационном переходе в основное состояние $2P \rightarrow 1S$ наряду с другими будет образовываться излучение $L\alpha$. Как и для излучения на $\lambda 21$ см, этот процесс будет давать ступеньку в интенсивности с длинноволновой стороны от $\lambda 1215 \text{ \AA}$. Ниже мы увидим, что этот процесс может оказаться самым надежным тестом для обнаружения межгалактической плазмы, так как высота ступеньки при 1215 \AA зависит только от современных значений параметров.

Томсоновское рассеяние [39, 40, 44, 47] приводит к образованию своего рода межгалактического «тумана».

Блеск далеких объектов заметно падает (оптическая толщина ≥ 1), если $z \geq 8$ и плотность плазмы $\sim \rho_c$. Этот тест ненадежен, так как «туман» одинаково действует на все длины волн (при $h\nu \ll m_e c^2$); поэтому до тех пор пока не удастся сделать *a priori* сколько-нибудь надежного утверждения о том, какой должна быть яркость далекого объекта, мы не будем иметь никакого понятия, насколько наблюдаемая яркость ослаблена «туманом».

Эффект сдвига фазы [48]. Скорость распространения радиосигнала в плазме уменьшается с увеличением длины волны. Таким образом, если бы далекий квазар быстро изменял свой блеск (что наблюдается в действительности), то можно было бы поискать запаздывание наблюдаемого изменения блеска на длинных волнах, по сравнению с короткими.

Фарадеевское вращение [49]. Если существуют межгалактическая плазма и достаточно сильное однородное межгалактическое магнитное поле, то можно было бы поискать систематическое фарадеевское вращение плоскости поляризации радиоизлучения от далеких источников поляризованного излучения.

Тормозное излучение. На первом из перечисленных тестов мы остановимся наиболее подробно, потому что он применялся чаще других и, возможно, с наибольшим успехом. Нам нужно знать объемную эмиссию j , вследствие тормозного излучения; и простейший способ найти эту величину, не прибегая к сложным расчетам, — рассмотреть сначала обратный процесс, свободно-свободное поглощение.

Предположим, что в плазме имеется поле электромагнитной волны

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t).$$

Допустим, что поле является сильным, так что число фотонов в моде $\mathcal{N} \gg 1$, и что $\hbar\omega/kT_e \ll 1$, где T_e — температура плазмы, так что поглощение одного фотона не приведет к заметному возмущению электрона. При этих предположениях применима классическая электродина-

мика. Тогда скорость свободного электрона равна

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \frac{e \mathbf{E}_0}{m_e \omega} \sin \omega t,$$

где \mathbf{v}_0 — обычная тепловая скорость. Средняя энергия электрона составляет

$$\frac{1}{2} m_e \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} kT_e + \frac{e^2 E_0^2}{4m_e \omega^2}. \quad (64)$$

Когда электрон испытывает близкое столкновение с ионом, избыточная энергия во втором члене (64) обращается в тепло, причем энергия черпается из электромагнитного поля. Чему равно эффективное сечение такого «термализующего» столкновения? При расстоянии между электроном и ионом r потенциальная электростатическая энергия равна e^2/r , и скорость электрона заметно изменится, когда эта величина становится сравнимой с кинетической энергией $3kT_e/2$, т. е. когда прицельный параметр $r \ll 2e^2/(3kT_e)$, так что эффективное сечение по порядку величины равно

$$\sigma \sim \pi r^2 \sim \frac{4\pi}{9} \frac{e^4}{(kT_e)^2}.$$

Диссипация энергии в единице объема равна скорости столкновений $\sim \sigma n_e v_0$, умноженной на переданную при столкновении энергии, а эта величина по определению представляет собой коэффициент поглощения χ , умноженный на поток энергии приложенного электромагнитного поля:

$$\frac{\chi E_0^2 c}{8\pi} \sim \frac{4\pi e^4}{9 (kT_e)^2} n_e^2 \left(\frac{3kT_e}{m_e} \right)^{1/2} \frac{e^2 E_0^2}{4m_e \omega^2},$$

или

$$\chi \sim \frac{0,4e^6 n_e^2}{(m_e kT_e)^{3/2} \sqrt{2} c}.$$

Более точный расчет дает [50]

$$\chi = \frac{1,93 e^6 n_e^2}{(m_e kT_e)^{3/2} \sqrt{2} c},$$

а еще более точный расчет дает

$$\kappa = \frac{1,93 e^6 n_e^2}{c m_e^{3/2} (k T_e)^{1/2} h \nu^3} (1 - e^{-h\nu/kT_e}). \quad (65)$$

Член в скобках представляет собой поправку на вынужденное излучение [ср. с уравнением (45)]. Не удивительно, что упрощенный расчет, приведенный здесь, дает выражение для коэффициента поглощения в предельном случае больших поправок на вынужденное излучение, так как предполагалось с самого начала, что $h\nu/kT_e \ll 1$.

Обычным способом из уравнений (44) и (65) можно получить коэффициент излучения:

$$j_\nu = \kappa_\nu P_\nu = \frac{3,86 e^6 n_e^2 \exp\{-h\nu/kT_e\}}{c^3 m_e^{3/2} (kT_e)^{1/2}} =$$

$$= 5,4 \cdot 10^{-39} n_e^2 T_e^{-1/2} \exp\{-h\nu/kT_e\} \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц} \cdot \text{ср}). \quad (66)$$

Уравнения (65) и (66) дают достаточно хорошие приближения для свободно-свободного поглощения и излучения в интересующих нас ситуациях. Поправочные множители к формулам (65) и (66) даны Карзасом и Лэттером [51].

Полная объемная эмиссия тормозного излучения получается в результате интегрирования (66) по частотам и умножения на 4π :

$$4\pi j = 1,44 \cdot 10^{-27} T_e^{1/2} n_e^2 \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с}). \quad (67)$$

Деление этой величины на теплоемкость $3n_e kT$ газа свободных электронов и протонов дает характерное время охлаждения, использованное при рассмотрении скопления в Волосах Вероники.

Хронология событий, приведших к применению уравнения (66) к межгалактической плазме, такова. В 1958 г. Голд и Хойл [52] рассмотрели гипотезу, согласно которой рождающееся непрерывно вещество в теории стационарной Вселенной представляет собой нейтроны. Образующиеся при их распаде электроны обеспечили бы энергию для разогрева межгалактической плазмы. Энергия распада нейтрона равна 0,78 МэВ, и при усреднении по распре-

делению электронов по энергиям получим, что средняя кинетическая энергия, приобретаемая электронами, равна $Q = 0,30$ МэВ, а остальная энергия уносится нейтрино. Чтобы найти результирующую температуру плазмы, рассмотрим баланс энергии в фиксированном (постоянном) сферическом объеме V радиуса R . Если n — средняя концентрация протонов, то скорость образования нейтронов в объеме V равна $3nHV$ [уравнение (25) гл. I], так что полная скорость выделения тепловой энергии π равна $3nHVQ$. Объем теряет энергию, так как вещество вытекает из него со скоростью HR , производя работу против внешнего давления $2nkT_e$ и унося вещество с внутренней плотностью энергии $3nkT_e$. Полная скорость изменения энергии в объеме тогда равна

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = 3nHQ \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right) - (5nkT_e) (4\pi R^2) HR$$

и должна обратиться в нуль в стационарном состоянии, приводя к

$$T = Q/5k = 60 \text{ кэВ} = 0,7 \cdot 10^9 \text{ К.}$$

В 1962 г. было открыто изотропное космическое фоновое рентгеновское излучение [53]. Хойл указывал тогда, что если бы существовала горячая межгалактическая плазма, как предсказывается в теории стационарной Вселенной, то тормозное излучение плазмы могло бы объяснить этот рентгеновский фон [54]. Однако на основании более детальных расчетов Гулда и Дж. Бербиджа [55] оказалось, что ожидаемый рентгеновский поток от горячей плазмы был бы больше наблюдаемого примерно в 100 раз, если бы плотность плазмы равнялась ρ_c . Этот расчет был подтвержден Филдом и Генри [56].

В модели стационарной Вселенной легко вычислить ожидаемый спектр рентгеновского фона. Поскольку самопоглощение несущественно, интенсивность рентгеновского излучения удовлетворяет соотношению [уравнение (11)]

$$\frac{d}{dt} i[t, \nu(t)] = -3 \frac{\dot{a}}{a} i + j[t, \nu(t)]. \quad (68)$$

Это уравнение применимо к однородной расширяющейся космологической модели, эволюционирующей или нахо-

дящейся в стационарном состоянии. В модели стационарной Вселенной $\dot{a}/a = H$ — постоянная, i и j зависят от времени только через $\nu(t)$, поэтому решение уравнения (68) имеет вид

$$i(\nu) = c \int_{-\infty}^t e^{-3H(t-t')} j[\nu e^{H(t-t')}] dt'.$$

Вместе с уравнением (66) это дает

$$i(\nu) = 5,4 \cdot 10^{-39} c n_e^2 T_e^{-1/2} \int_{-\infty}^t \exp[-3H(t-t') - \beta e^{H(t-t')}] dt', \quad (69)$$

где $\beta = h\nu/kT_e$. Путем замены переменных $x = \exp\{H(t-t')\}$ интеграл в (69) сводится к виду

$$H^{-1} \int_1^{\infty} dx e^{-\beta x} / x^4.$$

При $\beta \ll 1$ получим $(3H)^{-1}$, а при $\beta \gg 1$ $H^{-1}e^{-\beta}/\beta$. Таким образом, спектр на большом интервале частот является плоским с завалом при $h\nu \sim kT_e$.

Если плотность плазмы равна значению Эйнштейна — де Ситтера [уравнение (1)] и если $T_e = 7 \cdot 10^8$ К, то из формулы (69) получаем

$$i_\nu = 8 \cdot 10^{-26} h^3 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц}), \quad (70)$$

$$h\nu \leq 60 \text{ кэВ}.$$

Наблюдаемый спектр отличается от (69). Величина i_ν скорее меняется по закону $\nu^{-\alpha}$ с $\alpha \approx 0,7$ вплоть до 40 кэВ, а при больших энергиях $\alpha \approx 1,5$ [57]. При 60 кэВ энергия (70) превышает наблюдаемую интенсивность в $\approx 20 h^3$ раз, т. е. если бы температура плазмы была $7 \cdot 10^8$ К, то плотность плазмы была бы меньше $\approx 0,2 h^{-3/2} \rho_c$.

В эволюционирующей модели обобщить ситуацию значительно труднее, поскольку временная зависимость T_e и параметра расширения a не известна. Чтобы получить

некоторые оценки, примем космологическую модель Эйнштейна — де Ситтера, $a(t) \propto t^{2/3}$, и предположим, что плазма образовалась в эпоху, характеризуемую красным смещением z_i , и что количество плазмы в сопутствующем объеме оставалось с тех пор постоянным. Таким образом, плотность плазмы удовлетворяет уравнению

$$n_e(t) = n(\text{HII}) [a_0/a(t)]^3.$$

Можно предположить, что благодаря некоторому источнику разогрева, такому, как межгалактические космические лучи, температура плазмы, начиная с z_i , оставалась постоянной. При всех этих предположениях решение уравнения (68) для современной интенсивности рентгеновского фона становится равным

$$i_\nu = 5,4 \cdot 10^{-39} \frac{n(\text{HII})^2 c}{T_e^{1/2} H} \left(a_0^{3/2} \int_{a_i}^{a_0} \frac{da}{a^{5/2}} e^{-\beta a_0/a} \right), \quad (71)$$

$$\beta = h\nu/kT_e = 11,6 E \text{ (кэВ)} / T_6,$$

где T_6 — температура плазмы в единицах 10^6 К. В настоящее время интерес вызывает идея о том, что плазма может быть холодной, $T_e \leq 10^6$ К; в этом случае наилучшим тестом является поток мягких рентгеновских лучей, так как в жестком диапазоне будет иметь место экспоненциальный завал. Рентгеновский спектр наблюдался вплоть до $\approx 0,25$ кэВ; поток при еще меньших энергиях (как предполагается) полностью поглощается при фотоионизационных процессах в межзвездном газе. Если $T_6 \leq 1$, то в достаточно хорошем приближении можно взять $\beta \gg 1$ даже при $E = 0,25$ кэВ, в этом случае при $z_i \gg 1$ формула (71) сводится к выражению

$$i_\nu = 2,2 \cdot 10^{-24} [n(\text{HII})/n_c]^2 h^3 T_6^{1/2} \times \\ \times \exp\{-2,9/T_6\} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц}) \quad (72)$$

при энергии 0,25 кэВ. Имеются некоторые основания полагать, что интенсивность мягкого рентгеновского фонового излучения в действительности больше, чем можно ожидать из степенного закона, аппроксимирующего спектр

при энергиях выше 1 кэВ. Это предположение впервые выдвинуто Генри и др. в 1968 г. [58]. Считают, что такая повышенная интенсивность могла бы указывать на существование неизвестного источника, дающего основной вклад в мягкий рентгеновский фон, причем интенсивность при 0,25 кэВ была бы равна

$$i_{\nu} \approx 1 \cdot 10^{-24} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц}). \quad (73)$$

Это значение в высшей степени неопределенно, поскольку плохо известна поправка на поглощение в Галактике, но грубое совпадение с коэффициентом в формуле (72) поразительно и, возможно, свидетельствует о существовании межгалактической плазмы с плотностью $\sim \rho_c$ и температурой $\sim 10^6$ К. Однако отметим, что, сравнивая формулы (72) и (73), мы подгоняли двухпараметрическую модель $n(\text{HII})$ и T_6 только по одному параметру. Хуже того, легко добавить параметры, как сделано в следующей модели.

Модель, рассмотренная Филдом и Генри [56], такова, что плазма образуется при красном смещении z_i и затем адиабатически охлаждается, $T \propto a(t)^{-2}$ [уравнение (13) гл. I]. В этой модели интенсивность рентгеновского излучения равна

$$i_{\nu} = \frac{5,4 \cdot 10^{-39} n(\text{HII})^2 c}{HT_e^{1/2}} \int_{a_i}^{a_0} \frac{a_0^{1/2} da}{a^{3/2}} e^{-\beta a/a_0},$$

где β определено в уравнении (71). Одна возможность состоит в том, что $\beta \gg 1 + z_i$. В этом случае наибольший вклад в интеграл дает эпоха z_i , а поток на 0,25 кэВ примерно равен

$$i_{\nu} \sim 2,2 \cdot 10^{-24} \left[\frac{n(\text{HII})}{n_c} \right]^2 h^3 T_6^{1/2} (1 + z_i)^{3/2} \exp \{ -2,9 (1 + z_i)^{-1} T_6^{-1} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц}).$$

Здесь снова можно выбрать параметры, чтобы подогнать к формуле (73). Отметим, что, выбирая довольно большое z_i , можно соответственно уменьшить $n(\text{HII})$. Еще более детальные модели рассчитывались Вейманном [46, 59].

Очевидно, хотя можно предположить, что за поток мягкого рентгеновского излучения ответственна межгалактическая плазма, по этому потоку нельзя определить плотность плазмы, так как предсказываемое значение потока очень чувствительно к выбору модели. Кроме того, пока не будет найдено убедительное объяснение происхождения более жесткого рентгеновского фона, едва ли можно утверждать, что избыток мягкого рентгеновского излучения является новым эффектом, а не просто максимумом в неизвестном источнике.

Рекомбинационное излучение. Этот тест был, по-видимому, впервые применен Филдом [44] и затем рассматривался Куртом и Сюняевым [37]. В принципе хотелось бы измерить депрессию в интенсивности с длинноволновой стороны от локальной линии $L\alpha$, вычитая посредством этого непрерывный фон, который мог бы появиться в результате других возможных межгалактических процессов. Наилучшее из того, что имеется в данный момент, есть поток, измеренный с длинноволновой стороны от 1215 \AA .

Скорость образования фотонов $L\alpha$ в единице объема равна

$$\alpha_{2P} (T_e) n_e^2,$$

где α_{2P} — эффективный коэффициент рекомбинации, учитывающий прямую рекомбинацию в состояние $2P$ и каскадные переходы из более высоких состояний. Таблица этих коэффициентов дана Пенджелли [60]. Обычным образом можно найти интенсивность излучения из-за процессов рекомбинации с длинноволновой стороны от 1215 \AA :

$$i_\nu = \alpha_{2P} (T_e) n^2 (\text{HII}) hc / (4\pi H).$$

Предел на ультрафиолетовый фон вблизи 1215 \AA , данный Куртом и Сюняевым, равен

$$f \leq 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}),$$

$$\Delta\lambda \sim 115 \text{ \AA},$$

откуда

$$n (\text{HII}) \leq \left(\frac{4\pi H \lambda_\alpha^2 f}{\alpha_{2P} hc^2 \Delta\lambda} \right)^{1/2}.$$

Особенность этого предела в том, что он зависит только от локальных параметров H и температуры плазмы T_e , но не очень чувствителен к T_e . Например, используя предельное значение потока Курта и Сюняева и коэффициенты рекомбинации Пенджелли, получим

$$\begin{aligned} n(\text{HII}) &\leq 3,5 \cdot 10^{-5} h^{1/2} \text{ см}^{-3} \text{ при } T_e = 1 \cdot 10^4 \text{ К}, \\ n(\text{HII}) &\leq 6,8 \cdot 10^{-5} h^{1/2} \text{ см}^{-3} \text{ при } T_e = 1 \cdot 10^6 \text{ К}. \end{aligned} \quad (74)$$

д. Межгалактическая пыль. По-видимому, чтобы сбить с толку космологов, нередко поднимают вопрос о метеоритах или планетах. Вещество в указанной форме могло бы давать огромный вклад в плотность межгалактического вещества, оставаясь необнаружимым. Однако после реалистического рассмотрения эта проблема уже не кажется серьезной. Как отмечалось в начале этой главы, химический состав старых звезд убедительно свидетельствует в пользу того, что в первоначальном составе Галактики водород был самым обильным элементом, возможно даже, что Галактика образовалась из вещества, не содержащего атомов массивнее гелия. Таким образом, представляется неразумным искать значительные количества сконденсированного нелетучего межгалактического вещества без учета гораздо больших количеств водорода. Можно, однако, считать (как в п. IV, 3, а), что водород конденсируется в виде межгалактических «снежинок» [61]. Здесь также мы можем установить нижний предел возможных размеров снежинок из условия, что свет от наиболее удаленных галактик ослабляется несильно. Рассмотрим сферические частицы снега радиуса r , плотности ρ_1 , масса которых $4\pi\rho_1 r^3/3$, а число частиц в единице объема

$$n = 3\rho(t)/(4\pi\rho_1 r^3),$$

где

$$\rho(t) = \rho(S) a_0^3 / a(t)^3,$$

а $\rho(S)$ — современная средняя плотность вещества, которую обеспечивают снежные частицы. За время dt фотоны от далекой галактики проходят расстояние cdt , и если

1 мкм $< r$, то вероятность рассеяния на ледяной частице равна

$$dP = 2\pi r^2 \frac{3\rho(t)}{4\pi \rho_1 r^3} c dt,$$

так что яркость далекой галактики ослабляется из-за рассеяния

$$i_0/i_i = e^{-\tau} \text{ раз,} \quad \tau = \frac{3c}{2r} \int_{t_i}^{t_0} \rho(t) dt / \rho_1,$$

где излучение, наблюдаемое в современную эпоху в момент t_0 , излучается галактикой в момент t_i . Чтобы определить порядок величины, примем, как обычно, космологическую модель Эйнштейна — де Ситтера. Тогда получаем

$$\tau = \frac{c \rho(S)}{H r \rho_1} [(1+z)^{3/2} - 1]. \quad (75)$$

Соотношение красное смещение — видимая звездная величина для ярких галактик не показывает заметных отклонений от линейности (в пределах точности 30%) вплоть до $z \approx 0,2$, так что, вероятно, $\tau(z = 0,2) \leq 1$. Более детально оптическая толща была рассмотрена Никерсоном и Партриджем [62].

Плотность частиц была бы $\rho_1 \leq 0,07 \text{ г/см}^3$ — плотность твердого водорода. Окончательно имеем

$$r \geq 1,0 h \rho(S) / \rho_c \text{ см.} \quad (76)$$

Если бы $\rho(S)$ было сравнимо с плотностью Эйнштейна — де Ситтера ρ_c , то, очевидно, пылинки представляли бы собой довольно крупные хлопья.

Установленный выше предел основан на предположении, что $\lambda \ll r$, где λ — длина волны излучения. В другом предельном случае пылинку можно аппроксимировать диэлектрической сферой, тогда вероятность рассеяния уменьшается в $\sim (r/\lambda)^4$ раз, так же как и оптическая толща (75). В этом случае получаем предел

$$r \ll 100 \text{ \AA} [\rho_c / \rho(S)]^{1/3} h^{-1/3}. \quad (77)$$

Рассмотрим теперь стабильность пылинок. Считают, что пылинки погружены в микроволновое излучение при температуре 2,7 К. Спектр излучения может быть спектром абсолютно черного тела, или возможно наличие субмиллиметрового избытка по сравнению со спектром абсолютно черного тела (гл. V). Таким образом, в отсутствие избыточного охлаждения из-за испарения температура частиц равна по крайней мере 2,7 К. Требуется знать равновесное давление пара над твердым H_2 при этой температуре [61]. Это давление, которое оказывается удивительно малым, нужно экстраполировать от более высоких температур. Обычная экстраполяционная формула

$$P(T) = Ae^{-B/T},$$

где A и B — постоянные. Напомним, что эта формула основана на соотношении Клаузиса — Клапейрона и следующих предположениях: 1) скрытая теплота испарения молекулы H_2 (которая отрывается гораздо легче, чем H) постоянна, 2) равновесный пар H_2 подчиняется закону идеального газа. Борович и др. [63] измерили давление пара в интервале температур от 3,4 до 4,5 К, и их результат хорошо представляется формулой (основанной на аппроксимации их данных по методу наименьших квадратов)

$$P(T) = \exp\{-9,90 - 104/T\} \text{ мм рт. ст.}, \quad (78)$$

причем измеряемое давление лежит в интервале от $1,8 \cdot 10^{-6}$ до $1,0 \cdot 10^{-9}$ мм рт. ст. При $T = 10$ К эта формула дает $P = 0,60$ мм рт. ст. по сравнению с измеряемым значением 1,93 мм рт. ст. [64], а в тройной точке $T = 13,80$ К, и формула (78) дает $P = 10,6$ мм по сравнению с измеряемой величиной 53 мм рт. ст. Экстраполяция к меньшим температурам более надежна, чем к большим, потому что скрытая теплота была бы ближе к постоянной и закон идеального газа выполнялся с лучшей точностью. Поэтому имеются основания ожидать, что формулу (78) можно экстраполировать к 2,7 К. В результате имеем

$$\begin{aligned} P_e(2,7 \text{ К}) &= 4 \cdot 10^{-13} \text{ мм рт. ст.}, \\ n_e(2,7 \text{ К}) &= 1,3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}, \end{aligned} \quad (79)$$

Этот результат на семь порядков величины больше оценки Хойла, Реддиша и Викрамасинга [61]. Очевидно, такое расхождение связано с тем, что они экстраполировали от более высоких температур и принимали большую эффективную скрытую теплоту.

Из формулы (79) следует, что межгалактические водородные частицы, окруженные газом H_2 с концентрацией $\leq 10^{-5} \text{ см}^{-3}$, были бы неустойчивы к испарению при 2,7 К и оставались бы неустойчивыми вплоть до температуры 1,6 К или ниже. Чтобы оценить скорость испарения, предположим, что температура частиц равна 2,7 К. Тогда, если бы частицы находились в газе H_2 с концентрацией, даваемой формулой (79), и температурой 2,7 К, то скорость испарения была бы равна скорости захвата молекул H_2 пылинками. Скорость захвата можно оценить, исходя из разумного предположения, что к пылинке прилипает каждая молекула, которая ударяется о нее. Тогда скорость испарения равна

$$\frac{dN}{dt} = 4\pi r^2 n_e \left(\frac{3kT}{m_2} \right)^{1/2},$$

где m_2 — масса молекулы водорода. Характерное время испарения равно числу молекул в пылинке, деленному на dN/dt :

$$t_{\text{evap}} \approx N / \dot{N} = 3 \cdot 10^{11} \text{ r c}, \quad (80)$$

где r — радиус пылинки в сантиметрах.

Испаряясь, частица охлаждается и поглощает тепло из микроволнового фона. Важной величиной является отношение скорости потерь тепла при испарении к скорости разогрева окружающим излучением. Принимая, что частицы являются абсолютно черными и имеют радиусы не менее 1 см, получим для этого отношения

$$l\dot{N} / \pi r^2 a T^4 c = 0,12. \quad (81)$$

Здесь l — скрытая теплота сублимации на молекулу, a — постоянная Стефана — Больцмана. Поскольку это отношение сравнимо с единицей, пылинки будут иметь температуру ниже, чем температура равновесного излучения, и скорость испарения соответственно уменьшится, но не

очень сильно. Таким образом, частицы могли бы существовать в течение времени расширения $\approx 3 \cdot 10^{17}$ с, только если их радиусы были бы больше 10^6 см = 10 км.

Отношение (81) основано на предположении, что $r \gg \geq 1$ см. Если $100 \text{ \AA} \leq r < 1$ см, то скорость поглощения излучения очень сильно уменьшается, но легко подсчитать, что все равно частицы должны исчезнуть за 10^{17} с. Если бы r было меньше 100 \AA , то эффекты кривизны значительно увеличили бы равновесное давление пара и скорость испарения.

Отсюда следует, что межгалактический водород мог бы существовать в твердой фазе как постоянная компонента межгалактического пространства только в виде огромных глыб радиусом ≥ 10 км. Конечно, отсюда не следует, что такие глыбы не существуют, но трудно себе представить, как бы они могли образоваться.

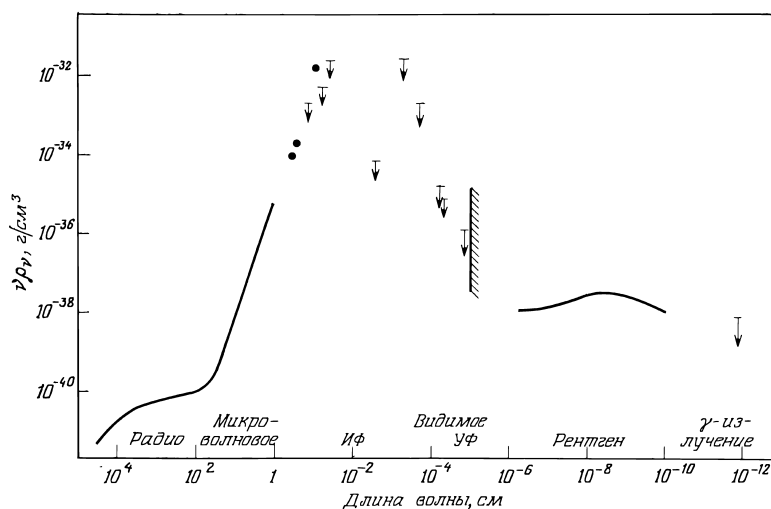
5. РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ВЕЩЕСТВО

В соответствии с общей теорией относительности мы должны включить в плотность вещества ρ в уравнении (10) гл. I плотность энергии излучения, просуммированную по всем частотам и деленную на квадрат скорости света. Благодаря поразительному прогрессу в радиоастрономии и космических исследованиях мы знаем теперь всеземное электромагнитное фоновое излучение почти во всем диапазоне частот от $1 \text{ МГц} = 10^6 \text{ Гц}$ (радиодиапазон) до 10^{22} Гц (γ -излучение). Основной пробел в этом диапазоне приходится на инфракрасную область, но даже здесь верхние пределы постоянно уточняются [65]. Небольшой пробел имеется в области от ≈ 50 до 912 \AA , где Галактика непрозрачна из-за фотоионизации атомарного водорода.

Искомой величиной является интенсивность излучения i , проинтегрированная по всем частотам. Поскольку наблюдаемый диапазон частот перекрывает около 15 порядков величины, удобно переписать интеграл в виде

$$\rho (\text{излучения}) = \frac{4\pi}{c^3} \int_{-\infty}^{\infty} \nu i(\nu) d \ln(\nu). \quad (82)$$

Таким образом, если построить график $\nu i(\nu)$ в функции $\ln \nu$, то площадь под кривой прямо пропорциональна эквивалентной плотности, обусловленной излучением.



Р и с . IV.2. Космическое электромагнитное излучение.

Результаты наблюдений показаны на рис. IV.2[66]. По оси ординат отложена величина

$$\nu \rho_\nu \equiv \frac{4\pi}{c^3} \nu i_\nu$$

в логарифмической шкале, поэтому для того, чтобы оценить плотность, нужно мысленно растянуть вертикальную шкалу до линейной по $\nu \rho_\nu$, а затем оценить площадь под кривой.

За исключением самых длинных волн, радио- и микро-волновый спектры вплоть до 3 мм были измерены с поверхности Земли. Отметим, что при $\lambda \approx 75$ см имеет место резкое изменение в наклоне, на более коротких волнах $i_\nu \sim \nu^2$ с хорошей точностью. Как будет описано в гл. V, возможно, это излучение абсолютно черного тела, оставшееся от состояния большой плотности и высокой темпе-

ратуры. Инфракрасная часть спектра от 3 мм до 1 мкм должна измеряться за пределами атмосферы, потому что атмосфера сама сильно излучает в этой области. Стрелки указывают верхние пределы. Очевидная противоречивость результатов около 500 мкм более детально рассмотрена в гл. V. Верхний предел в середине инфракрасной области получен Мак-Наттом и Фелдманом [67], а верхний предел в диапазоне от 1 до 10 мкм получен Харвитом и др. [68].

Два верхних предела в видимой области спектра были приведены в разд. 2 этой главы [8, 9], предельный поток ультрафиолетового излучения, полученный Куртом и Сюняевым, приведен в п. IV, 4, г [37], диффузный рентгеновский фон взят из работы Шварца и др. [57], а последняя точка представляет собой верхний предел на изотропное фоновое γ -излучение при энергии ≥ 100 МэВ [69] или, возможно, свидетельствует об его обнаружении.

Из данных, приведенных на рис. IV. 2, следует, что потоки в радио-, оптической и ультрафиолетовой, рентгеновской и γ -областях в сумме составляют небольшую долю от $\rho_c = 10^{-29}$ г/см³. На инфракрасный диапазон может приходиться самая большая доля полной плотности, однако здесь имеется серьезный пробел в измерениях. Но, по-видимому, даже если существует значительный инфракрасный фон, сконцентрированный в неисследованной полосе длин волн, то интегральная плотность энергии электромагнитного излучения все же значительно меньше, чем $\rho_c c^2$. Инфракрасная астрономия только начинает развиваться, и можно ожидать гораздо более точных данных в ближайшие годы.

Остается вопрос о потоке энергии вне диапазона частот рис. IV.2. Голд и Шредер [70] указывали, что время жизни очень высокоэнергичных фотонов сильно ограничено из-за образования электрон-позитронных пар при взаимодействии с фотонами микроволнового фона. Оценим этот эффект в предположении, что микроволновое излучение является частью планковского теплового спектра при температуре $T_0 = 2,7$ К. Тогда характерная энергия фотона есть $q_0 \sim kT_0$, а пороговая энергия γ -кванта, необходимая для образования пары, есть

$$q = m_e^2 c^4 / q_0 \sim 10^{15} \text{ эВ.}$$

Вблизи порога сечение образования пары равно $\sim \sigma_T$ — томсоновское сечение. Плотность числа тепловых фотонов примерно равна плотности энергии излучения абсолютно черного тела aT_0^4 , деленной на q_0 :

$$n_\gamma \sim aT_0^3/k \sim 10^3 \text{ см}^{-3}.$$

Среднее время свободного пробега γ -кванта вблизи порога равно

$$t_p \sim (\sigma_T n_\gamma c)^{-1} \sim 10^{11} \text{ с},$$

что значительно меньше H^{-1} . Более детальное интегрирование по распределению энергии фонового излучения показывает, что среднее время жизни фотона меньше H^{-1} , если $q > 10^{14}$ эВ [70]. Можно было бы предположить, что имеются источники, поддерживающие нужную плотность числа фотонов с энергией выше этого предела в течение характерного времени H^{-1} , но только в этом случае нам пришлось бы предположить существование много большей плотности энергии в деградированной форме.

Фотоны с энергией $\sim 10^{14}$ эВ вызывали бы интенсивные атмосферные ливни, «бедные мюонами», откуда можно было бы получить верхний предел на поток очень энергичных γ -лучей. Этот предел составляет [71]

$$f \leq 2 \cdot 10^{-11} \text{ фотон}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}) \text{ при } q \geq 3 \cdot 10^{13} \text{ эВ},$$

что соответствует

$$\rho(q > 3 \cdot 10^{13} \text{ эВ}) \leq 10^{-40} \text{ г/см}^3.$$

С длинноволновой стороны рис. IV. 2 интересным пределом является межгалактическое магнитное поле. Если типичная магнитная индукция равна 10^{-6} Гс, то эквивалентная плотность в единицах массы равна

$$\rho(B) = B^2/8\pi c^2 = 4,4 \cdot 10^{-35} \times (10^{-6} \text{ Гс})^2 \text{ г/см}^3.$$

Напряженность магнитного поля Галактики $\sim 10^{-6}$ Гс, и если внегалактическое магнитное поле не превышает это значение, то обусловленная им плотность пренебрежимо мала.

В этот диапазон можно отнести и космические лучи. Плотность энергии релятивистских частиц в Галактике

составляет ~ 1 эВ/см³, или $\sim 10^{-33}$ г/см³. Неизвестно, какая часть этой плотности является локальной, а какая межгалактической.

Следует упомянуть также нейтрино, но мы не будем их рассматривать, потому что наблюдательные пределы очень неточны. Вполне возможно, что трудно наблюдаемая масса с плотностью $\gg 10^{-29}$ г/см³ заключена в виде нейтрино с любой энергией из диапазона от 0,01 эВ (начало вырождения) до 10^7 эВ (порог регистрации в глубоких шахтах при нейтринных экспериментах). Обзоры этой проблемы выполнены Рудерманом и де Граафом [72]⁴.

В заключении, как и при рассмотрении скопления в Волосах Вероники, следует осознать, что черные дыры могли бы обеспечить трудно наблюдаемую массу, и если их размеры не слишком велики, то, по-видимому, нет прямых возможных способов их обнаружения [2*]. Если черные дыры возникают в результате эволюции нерелятивистских систем, например некоторых типов галактик, то можно было бы ожидать, что коллапс будет сопровождаться мощным излучением, которое, возможно, удастся обнаружить.

6. КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

Наибольшим препятствием к тому, чтобы считать обычную оценку плотности на основе вещества, заключенного в галактиках, реалистичной, является неспособность построить согласованные картины динамики групп и скоплений галактик. Эта проблема может означать, что в традиционной картине упускается из виду какое-нибудь новое важное физическое явление, например спонтанное рождение вещества, или же, что также вполне возможно, отражает глубокое непонимание физических условий и параметров. Важным тестом могут служить богатые компактные скопления галактик, так как правильная форма этих систем дает веские основания предполагать, что они устойчивы и хорошо перемешиваются. Быть может, удастся накопить объем данных, достаточный для точного применения теоремы вириала. Важно также, чтобы можно было довольно детально исследовать возможные формы ненаб-

⁴ Подчеркнем возможность существования во Вселенной большого количества гравитонов. См. [2*, 18*]. — *Прим. ред.*

людаемого вещества в этих компактных системах, если расхождение останется.

Другой причиной для беспокойства является наблюдаемый интервал соотношения масса—светимость: от единицы и даже меньше для неправильных и некоторых спиральных галактик до, возможно, 100 для гигантских эллиптических галактик. Очевидная причина такого большого диапазона состоит в том, что в спиральных и неправильных галактиках еще сохранился газ, из которого образуются яркие, массивные молодые звезды, тогда как вся масса эллиптических галактик, по-видимому, заключена в маленьких, тусклых, долгоживущих звездах. Непонятно, почему между галактиками такая разница. Тревожит также и то, что в действительности диапазон соотношения масса — светимость может оказаться даже больше, что могут существовать угасшие галактики с «нормальной» массой и «аномально» низкой светимостью, и такие объекты было бы трудно обнаружить. Своего рода модификацией проблемы «угасших галактик» является гипотеза о превращении галактик в черные дыры в результате сжатия под шварцшильдовский радиус. Такой должна быть окончательная судьба невозмущенной галактики, но время релаксации для такого экстремального сжатия, по-видимому, значительно превышает 10^{10} лет. Однако интересно знать, не могли бы галактики оказаться в таком состоянии, когда процессы релаксации, о которых пока что ничего не известно, значительно ускоряют процесс.

Часто отмечалось, что если бы типичный поправочный множитель к массе, необходимый, чтобы удовлетворялась теорема вириала, непосредственно применить к оценке средней плотности на основе вещества, заключенного в галактиках, то это дало бы значение плотности, близкое ρ_c . Например, в случае Местной Системы было бы достаточно предположить, что две галактики имеют массивные, слабые протяженные гало. Однако это неприемлемо для компактных групп, где, очевидно, мы не можем объяснить 1) как спиральные галактики в некоторых группах избежали разрушения в течение 10^{10} лет и 2) как эти системы избежали релаксации со слипанием, ведущим

к образованию массивного ядра и протяженного гало [30], включающего остальные объекты.

Помимо проблемы устойчивости, не менее важной задачей является разработка новых тестов для обнаружения всех форм материи, дающих существенный вклад в плотность Вселенной, так что мы сможем со временем получить картину составляющих Вселенной. Наивно было бы думать, что среднюю плотность вещества во Вселенной можно оценить на основе одной компоненты, которая поддается детальному изучению, — галактик, даже если мы постигнем сущность этих объектов, но, с другой стороны, столь же неразумно было бы делать вывод о безнадежности попыток определить ρ . Имеется большое число локальных и глобальных тестов для выявления различных форм материи и нет причин считать, что наша изобретательность уже исчерпана. Точно так же было бы слишком смело утверждать, что традиционная физика и традиционные представления о Вселенной переживают кризис из-за проблемы устойчивости, потому что в настоящее время наши знания еще слишком ограничены, чтобы гарантировать правильность интерпретации «совершенно» обычных явлений. Мы все еще занимаемся простой задачей создания элементарной картины Вселенной на основе наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Oort J. A.*, Solvay Conference on Structure and Evolution of the Universe, 1958, p. 163.
2. Обзор, сделанный М. Бербиджем и Дж. Бербиджем, будет опубликован в *Galaxies and the Universe*, vol. 9, series of Stars and Stellar Systems.
3. *Page T.*, *Astrophys. J.*, **136**, 685 (1962).
4. *Zwicky F.*, *Astrophys. J.*, **143**, 192 (1966).
5. *Arp H.*, *Astrophys. J.*, **142**, 402 (1965).
6. *Peebles P. J. E.*, *Partridge R. B.*, *Astrophys. J.*, **148**, 713 (1967).
7. *McVittie G. C.*, *Wyatt S. P.*, *Astrophys. J.*, **130**, 1 (1959); *Whitrow G. J.*, *Yallop B. D.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **130**, 31 (1965); *Felten J. E.*, *Astrophys. J.*, **144**, 241 (1966); *Horak Z.*, *Astronautica Acta*, **13**, № 1 (1967).
8. *Oke J. B.*, *Sandage A.*, *Astrophys. J.*, **154**, 21 (1968); *Code A. D.*, *Welch G. A.*, *Page T. L.*, доклад, представленный на OAO Symposium, Amherst, August 1971.
9. *Roach F. E.*, *Smith L. L.*, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, **15**,

- 227 (1968); *Lillie C. F.*, An Empirical Determination of the Interstellar Radiation Field, Ph. Thesis, Univ. of Wisconsin.
10. *Zwicky F.*, *Helv. Phys. Acta.*, **6**, 110 (1933); *Smith S.*, *Astrophys. J.*, **83**, 23 (1936).
 11. *Schwarzschild M.*, *Astrophys. J.*, **59**, 273 (1954).
 12. *Omer G. C.*, *Page T. L.*, *Wilson A. G.*, *Astron. J.*, **70**, 440 (1965).
 13. *Peebles P. J. E.*, *Astron. J.*, **75**, 13 (1970).
 14. *Muller C. A.*, *Bull. Astron. Soc. Neth.*, **14**, 339 (1959).
 15. *Wolf N. J.*, *Astrophys. J.*, **148**, 287 (1967); *Turnrose B. E.*, *Rood H. J.*, *Astrophys. J.*, **159**, 773 (1970).
 16. *Gursky H.*, et. al. *Astrophys. J.*, **167**, L81 (1971).
 17. *Reddish V. C.*, *Quart. J. Roy. Astron. Soc.*, **9**, 409 (1968).
 18. *Ruffini R.*, *Wheeler J. A.*, Significance of Space Research for Fundamental Physics, ESRO, Paris, 1971.
 19. *van den Bergh S.*, *Nature*, **224**, 891 (1969).
 20. *Rood H. J.*, *Baum W. A.*, *Astron. J.*, **73**, 442 (1968).
 21. *Roberts M. S.*, Galaxies and the Universe, vol. 9. of the series Stars and Stellar Systems.
 22. *Demoulin M.*, *Astrophys. J.*, **157**, 81 (1969).
 23. *Kahn F. D.*, *Woltjer L.*, *Astrophys. J.*, **130**, 705 (1959).
 24. *Oort J.*, *Astron. and Astrophys.*, **7**, 381 (1970).
 25. *Spinrad H.*, et. al., *Astrophys. J.*, **163**, L25 (1971).
 26. *Seyfert C. K.*, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **63**, 72 (1951).
 27. *Burbidge E. M.*, *Sargent W. L. W.*, доклад, представленный на Semaine d'Etude on Nuclei of Galaxies, Pontifical Academy of Sciences, Vatican City, April, 1970.
 28. *Spitzer L.*, *Baade W.*, *Astrophys. J.*, **113**, 413 (1951).
 29. *Burbidge E. M.*, *Burbidge G. R.*, *Astrophys. J.*, **134**, 244 (1961); *Sargent W. L. W.*, *Astrophys. J.*, **153**, 135 (1968).
 30. *Амбарцумян В. А.*, *Astron. J.*, **66**, 536 (1961).
 31. См. например, *de Vaucouleurs G.*, *Astrophys. J.*, **130**, 718 (1959); *Burbidge G. R.*, *Burbidge E. M.*, *Astrophys. J.*, **130**, 629 (1959).
 32. *Peebles P. J. E.*, *Astrophys. J.*, **157**, 45 (1969).
 33. *Goldstein S. J.*, *Astrophys. J.*, **138**, 978 (1963), в этой статье приведены ссылки на более ранние работы.
 34. *Penzias A. A.*, *Wilson R. W.*, *Astrophys. J.*, **156**, 799 (1969).
 35. *Field G. B.*, *Astrophys. J.*, **129**, 525, 536 (1959); **135**, 684 (1962).
 36. *Penzias A. A.*, *Scott E. H.*, *Astrophys. J.*, **153**, L7 (1968); *Allen R. J.*, *Astron. and Astrophys.*, **3**, 382 (1969).
 37. *Курт В. Г.*, *Сюняев П. А.*, Письма в ЖЭТФ, **5**, 299 (1967); *Thomas G. E.*, *Krassa R. F.*, *Astron. and Astrophys.*, **11**, 218 (1971); *Lillie C.*, доклад, представленный на ОАО Symposium, Amherst, August 1971.
 38. *Шкловский И. С.*, *Астрон. ж.*, **41**, 408 (1964); *Scheuer P. A. G.*, *Nature*, **207**, 963 (1965).
 39. *Gunn J. E.*, *Peterson B. A.*, *Astrophys. J.*, **142**, 1633 (1965).
 40. *Bahcall J. N.*, *Salpeter E. E.*, *Astrophys. J.*, **142**, 1677 (1965).
 41. *Field G. B.*, *Solomon P. M.*, *Wampler E. J.*, *Astrophys. J.*, **145**, 351 (1966).
 42. *Bahcall J. N.*, *Schmidt M.*, *Gunn J. E.*, *Astrophys. J.*, **157**, L77 (1969); *Gunn J. E.*, *Astrophys. J.*, **164**, L113 (1971).

43. См., например, *Arp H.*, *Astrophys. J.*, **162**, 811 (1970).
44. *Field G.*, *Astrophys. J.*, **129**, 536 (1959).
45. *Erichson W. C.*, *Cronyn W. M.*, *Astrophys. J.*, **142**, 1156 (1965);
Noerdlinger P. D., *Astrophys. J.*, **157**, 495 (1969).
46. *Weymann R.*, *Astrophys. J.*, **147**, 887 (1967).
47. *Bahcall J. N.*, *May R. M.*, *Astrophys. J.*, **152**, 37 (1968).
48. *Haddock F. T.*, *Sciama D. W.*, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 1007 (1965).
49. *Sofue Y.*, *Fujimoto M.*, *Kawabata K.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*,
20, 388 (1968); *Brecher K.*, *Blumenthal G. R.*, *Astrophys. Lett.*,
6, 169 (1970); *Conway R. G.*, *Gilbert J. A.*, *Nature*, **226**, 337 (1970).
50. *Allen C. W.*, *Astrophysical Quantities*, 2nd ed., 1963, p. 99.
(Русский перевод 1-го изд.: *К. У. Аллен*, *Астрофизические величины*, ИЛ, М., 1960).
51. *Karzas W. J.*, *Latter R.*, *Astrophys. J., Suppl.*, **6**, 167 (1961).
52. *Gold T.*, *Hoyle F.*, *Paris Symposium on Radio Astronomy*, 1958.
(Русский перевод: *Радиоастрономия. Парижский симпозиум*
1958 г., ред. П. Н. Брейсуэлл, ИЛ, М., 1961, стр. 567.)
53. *Giacconi R.*, *Gursky H.*, *Paolini F. R.*, *Rossi B. B.*, *Phys. Rev. Lett.*, **9**, 439 (1962).
54. *Hoyle F.*, *Astrophys. J.*, **137**, 993 (1963).
55. *Gould R.*, *Burbidge G.*, *Astrophys. J.*, **138**, 969 (1963).
56. *Field G.*, *Henry R.*, *Astrophys. J.*, **140**, 1002 (1964).
57. *Silk J.*, *Space Science Rev.*, **11**, 671 (1970); *Schwartz D. A.*, *Hudson H. S.*, *Peterson L. E.*, *Astrophys. J.*, **162**, 431 (1970).
58. *Henry R. C.*, *Fritz G.*, *Meekins J. R.*, *Friedman H.*, *Byram E. T.*,
Astrophys. J., **153**, L11 (1968); *Shukla P. G.*, *Wilson B. G.*, *Astrophys. J.*,
164, 265 (1971) и ссылки на более ранние работы.
59. *Weymann R.*, *Astrophys. J.*, **145**, 560 (1966).
60. *Pengelly R. M.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **127**, 145 (1964).
61. *Wickramasinghe N. C.*, *Reddish V. C.*, *Nature*, **218**, 661 (1968);
Hoyle F., *Reddish V. C.*, *Wickramasinghe N. C.*, *Nature*, **218**, 1124
(1968).
62. *Dufay J.*, *Galactic Nebulae and Interstellar Matter*, *Philosophical Library*, 1957, Ch. 19, *Nickerson B.*, *Partridge R. B.*, *Astrophys. J.*,
169, 203 (1971).
63. *Борович Е. С.*, *Гришин С. Ф.*, *Гришина Е. Я.*, *Ж. техн. физ.*,
30, 539 (1960).
64. *Hoge H. J.*, *Arnold R. D.*, *J. Res. Nat. Bureau Stand.*, **47**, 63
(1951).
65. *Peebles P. J. E.*, *Comments on Astrophys. and Space Phys.*,
3, 20 (1971).
66. Более ранний вариант дан в работе
Peebles P. J. E., *Phil. Trans. A264*, 279 (1969).
67. *McNutt D. P.*, *Feldman P. D.*, *J. Geophys. Res.*, **74**, 4791 (1969).
68. *Harwit M.*, *et al.*, *Astron. J.*, **71**, 1026 (1966).
69. *Clark G. W.*, *Garmire G. P.*, *Kraushaar W. L.*, *Astrophys. J.*,
153, L203 (1968).
70. *Gould R.*, *Schröder G.*, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 252 (1966).
71. *Katata K.*, *et al.*, *Canadian J. Phys.*, **46**, 72 (1968).
72. *Ruderman M.*, *Reports on Progress in Physics*, **28**, 411 (1965);
de Graff T., *Astron. and Astrophys.*, **5**, 335(1970).

ГЛАВА V

МИКРОВОЛНОВЫЙ ФОН И ТЕОРИЯ ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

Излучение горячей Вселенной — это тепловое излучение абсолютно черного тела. Как предполагается, оно сохранилось с того времени, когда Вселенная была гораздо плотнее и горячее, чем теперь. Как будет описано в этой главе, имеются веские доводы в пользу того, что излучение горячей Вселенной уже открыто. Важность этого открытия, если оно подтвердится последующими измерениями, будет состоять прежде всего в том, что оно дает прямые доказательства расширения Вселенной от состояния большой плотности и позволит узнать кое-что о тепловой истории расширяющейся Вселенной.

1. ОБЩЕЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ, ПРЕДСКАЗАНИЕ И ОТКРЫТИЕ

Будем предполагать, что Вселенная однородна и изотропна и что она расширяется и эволюционирует в соответствии с законом Хаббла, так что более молодая Вселенная была плотнее, чем теперь. Допустим также, что вещество в более раннюю эпоху было горячим и пришло в тепловое равновесие, так что пространство было заполнено излучением абсолютно черного тела — излучением горячей Вселенной. Чтобы понять, что происходит с излучением абсолютно черного тела по мере расширения Вселенной, предположим на время, что взаимодействием излучения с веществом можно пренебречь. Это взаимодействие будет рассмотрено в гл. VII, и мы увидим, что, за исключением некоторых экстремальных случаев, влияние вещества должно быть очень слабым. Если поглощением и излучением вещества можно пренебречь, то

из уравнения (11) гл. IV интенсивность излучения удовлетворяет соотношению

$$\frac{d}{dt} \{a(t)^3 i[t, \nu(t)]\} = 0; \quad (1)$$

напомним, что $\nu(t) \sim a(t)^{-1}$, согласно уравнению (15) гл. I. Если интенсивность излучения в эпоху t_i равна $i(t_i, \nu)$, то на основании уравнения (1) интенсивность в более поздние моменты времени равна

$$i(t, \nu) = \left[\frac{a(t_i)}{a(t)} \right]^3 i[t_i, \nu a(t) / a(t_i)]. \quad (2)$$

Предполагается, что начальная интенсивность соответствует излучению абсолютно черного тела при температуре T_i , т. е.

$$i(t_i, \nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} (e^{h\nu/kT_i} - 1)^{-1}. \quad (3)$$

Подстановка этого выражения в уравнение (2) дает

$$i(t, \nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} (e^{h\nu/kT(t)} - 1)^{-1}, \quad (4)$$

$$T(t) \equiv T_i a(t_i) / a(t).$$

Это уравнение показывает, что спектр излучения в последующие моменты времени остается спектром абсолютно черного тела, но температура уменьшается в $a(t_i)/a(t)$ раз. Это положение является основным. Если предположения, приводящие к соотношению (4), справедливы, то излучение горячей Вселенной было бы отождествлено по отчетливому спектру абсолютно черного тела.

Теперь будем трактовать соотношение (4) иначе. Представим себе, что некоторая область пространства заключена в резервуар с идеально отражающими стенками внутри и снаружи размером $\ll cH^{-1}$. Пусть эта полость расширяется вместе со Вселенной, так что объем полости $\propto a(t)^3$. Можно было бы возразить, что полость меняет картину во Вселенной, но в среднем это не так — стенки только обмениваются отраженными фотонами, которые пересекали бы их, а расширение полости обеспечивает симметрию излучения, падающего на обе стороны стенки.

Из термодинамики известно, что расширение ведет к охлаждению излучения в полости. В явном виде по формуле Планка число фотонов на моду в полости равно [уравнение (51) гл. IV]

$$\mathfrak{N} = (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}.$$

Длина волны $\lambda = c/\nu$ моды меняется пропорционально размеру полости $\propto a(t)$, т. е. имеет место космологическое красное смещение [уравнение (15) гл. I]. Поскольку относительное изменение ν за время ν^{-1} мало, расширение является адиабатическим, так что \mathfrak{N} сохраняется, и поскольку $\nu \propto a(t)^{-1}$, параметр T должен меняться как $a(t)^{-1}$, что совпадает с результатом, полученным выше.

С локальной точки зрения в этом выводе существует закон сохранения энергии — энергия излучения в полости уменьшается, потому что число фотонов в ней сохраняется, а энергия каждого фотона падает, и эта энергия, очевидно, идет на работу сил давления излучения при расширении полости. Не существует такого глобального закона сохранения энергии, который можно было бы принимать без натяжек, потому что общая теория относительности не допускает закона сохранения энергии обычного типа. Энтропия сохраняется, потому что это скалярная величина. Энтропия единицы объема излучения абсолютно черного тела при температуре T равна

$$S = \int_0^T \frac{dE}{T} = \frac{4}{3} aT^3,$$

где плотность энергии излучения

$$E = aT^4 \quad (5)$$

и a — постоянная Стефана — Больцмана (не путайте с параметром расширения!). Если расширение Вселенной термодинамически обратимо, то энтропия сохраняется, а энтропия единицы объема должна меняться как $a(t)^{-3}$, потому что объем, по которому она распределяется, меняется как $a(t)^3$. Другими словами, энтропия излучения, деленная на число нуклонов (тоже сохраняющаяся вели-

чина)

$$S/n = 4aT^3/3n, \quad (6)$$

постоянна. Однако, чтобы излучение оставалось тепловым, не требуется традиционных пылевых частиц. Не следует рассматривать уравнение (4) как результат термодинамики, теории относительности и др. По случайности форма соотношения между энергией и импульсом оказалась такой, что энергия меняется подобно импульсу. Весь расчет можно повторить для бесстолкновительного газа нерелятивистских частиц, причем оказывается, что если распределение по скоростям первоначально описывалось функцией Максвелла — Больцмана при температуре T_i , то оно будет сохранять тепловой спектр по мере расширения Вселенной, но температура будет падать как $T \propto a(t)^{-2}$. Для субрелятивистского газа с температурой $T \sim mc^2/k$ (m — масса покоя частицы) начальное распределение по скоростям не сохраняется при расширении (в отсутствие термализующих столкновений).

Поэтому предложена гипотеза, что Вселенная содержит излучение с температурой $T_0 = 2,7$ К, оставшееся от эпохи, когда она была плотной и горячей. Масса, эквивалентная такой плотности энергии, равнялась бы [уравнение (5)]

$$\rho_\gamma = aT_0^4/c^2 = 4,5 \cdot 10^{-34} \text{ г/см}^3,$$

что на пять порядков величины меньше плотности Эйнштейна — де Ситтера¹ [уравнение (1) гл. IV]. Плотность числа фотонов в спектре абсолютно черного тела находится умножением формулы (3) на $4\pi/(h\nu c)$ и интегрированием по ν :

$$n_\gamma = \frac{8\pi}{c^3} \int \frac{\nu^2 d\nu}{e^{h\nu/kT_0} - 1} = 60,4 (kT_0/hc)^3 = 400 \text{ см}^{-3} \quad (7)$$

при $T_0 = 2,7$ К. Отношение плотности числа фотонов к плотности числа барионов в модели Эйнштейна — де Ситтера порядка

$$n_\gamma/n_c = 3,5 \cdot 10^7 \text{ к}^{-2}.$$

¹ На 4 порядка для современного значения $H=50 \text{ км/(с}\cdot\text{Мпс)}$. — Прим. ред.

Это значение близко также к энтропии на один барион [уравнение (6)], деленной на постоянную Больцмана S/nk , так как

$$a \sim k^4 / (hc)^3.$$

Отношение теплоемкостей вещества и излучения по порядку величины равно

$$n_c k / a T_0^3 \sim 10^{-8}.$$

Из столь малого значения вытекает важное следствие если излучение и вещество взаимодействуют длительное время, то вещество должно приобрести температуру излучения. Очевидно, для этого имеются две простые возможности. Если вещество пренебрежимо слабо взаимодействует с излучением, то применим рассмотренный выше анализ, излучение остывает как $a(t)^{-1}$ и, конечно, сохраняется тепловой спектр. Если же взаимодействие достаточно сильно, так что вещество поглощает заметное количество энергии излучения, то температура вещества должна приближаться к температуре излучения, и из термодинамики известно, что в этом случае вещество не может исказить тепловой спектр излучения при любом взаимодействии.

История открытия излучения горячей Вселенной была детально описана [1], и следует повторить только несколько существенных моментов. Поведение излучения в расширяющейся Вселенной впервые изучалось Толменом в 1934 г. и раньше, и в его книге [2] дан вывод уравнения (4). Гамов и Альфер применили результат Толмена в 1948 г. при создании своей теории образования химических элементов на ранних стадиях Вселенной [3]. В ранних теориях относительное обилие элементов определялось в некоторый момент в прошлом, когда все вещество во Вселенной было сконцентрировано в своего рода плотную горячую сверхзвезду. Идея состояла в том, что при подходящем выборе температуры и плотности распределение ядер по массам в тепловом равновесии могло совпасть с наблюдаемым распределением обилий, и это действительно справедливо для ограниченного интервала атомных масс. Гамов [4] критиковал эту картину по двум причинам. Во-первых, общая

форма кривой обилий от самых легких к самым тяжелым ядрам отличается от ожидаемой при тепловом равновесии — если параметры выбираются так, чтобы удовлетворить легким элементам, то тяжелых элементов оказалось бы гораздо больше, чем обычно предсказывает модель. Во-вторых, предположение о тепловом равновесии сомнительно, если справедлива космологическая модель Лемэтра. Если обратить расширение Вселенной к состоянию с высокой плотностью, то уравнение (10) гл. I дает, что при больших ρ велика скорость расширения \dot{a}/a , т. е. образование элементов должно быть связано с динамическим процессом, а не с состоянием статистического равновесия. Гамов и Альфер выдвинули гипотезу, что химические элементы образовались на ранней плотной стадии Вселенной путем последовательного захвата нейтронов при температуре $kT \sim 1$ МэВ. Условия на температуру и плотность, которые были им необходимы для построения рабочей схемы, можно использовать вместе с уравнениями (14) гл. I и (4) для нахождения температуры излучения в современную эпоху с плотностью числа протонов $\sim 10^{-6}$ см $^{-3}$. В результате они получили $T_0 \approx 5$ К, что сравнимо с наблюдаемой интенсивностью микроволнового излучения, которое совместимо с излучением абсолютно черного тела при температуре $T_0 = 2,7$ К.

Гамов объяснил, как определяется температура в их теории [5]. Представим себе, что первичное вещество было в простейшей форме: свободные нейтроны, протоны и электроны. Нейтроны и протоны могут вступать в реакцию с образованием дейтерия:



но пока излучение не охладилось до 10^9 К, дейтерий будет разрушаться в результате фотодиссоциации со скоростью, примерно равной скорости образования. Когда Вселенная расширилась и охладилась до температуры $T \sim 10^9$ К, дейтерий начал накапливаться и выгорать с образованием более тяжелых элементов. Реакция (8) является ключевой в этом процессе, поэтому Гамов заметил, что он может оценить плотность вещества при температуре 10^9 К из условия, что полная вероятность реак-

ции должна быть существенной для образования достаточного, но не слишком большого количества элементов тяжелее водорода, чтобы водород оставался наиболее распространенным элементом, как следует из наблюдений. Таким образом, он требовал, чтобы

$$\sigma n(t) vt \sim 1, \quad (9)$$

где σ — сечение радиационного захвата нейтронов протонами, n — плотность числа нуклонов, v — средняя тепловая скорость и t — возраст космологической модели, измеряемый от сингулярной точки $t = 0$, $\rho \rightarrow \infty$; t , конечно, также является характерным временем расширения Вселенной. Все величины оцениваются при $T = 10^9$ К, когда начинается образование элементов. В этом уравнении принимается, что количество нейтронов и протонов примерно равно.

Время t определяется из уравнения (3) гл. I. Поскольку плотность излучения в единицах массы $\propto T^4 \propto a(t)^{-4}$, она преобладает над плотностью вещества ($\sim a(t)^{-3}$) и другими членами в правой части уравнения (3) гл. I, когда a очень мало. В результате при $T = 10^9$ К скорость расширения равна

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G a T^4}{3c^2},$$

откуда

$$t = \left(\frac{3c^2}{32\pi G a T^4}\right)^{1/2},$$

т. е. $t \approx 200$ с при $T = 10^9$ К. Подставляя известное время и сечение в формулу (9), Гамов нашел, что при $T = 10^9$ К плотность числа частиц вещества должна составлять $n \sim 10^{18}$ нуклон/см³. Из уравнений (14) гл. I и (4) получим $T_0 \sim 10$ К при современной плотности числа частиц по порядку величины 10^{-6} см⁻³.

Расчеты Гамова более детально были повторены Альфером и Германом [6]. Они впервые в явном виде оценили современную температуру излучения и получили $T_0 \approx 5$ К. В 1964 г. Смирнов вновь вычислил этот параметр. Он привел доводы, что если образование элементов в рас-

пирающейся Вселенной описывается известными законами, то плотность вещества должна лежать в интервале от 10^{-4} до 10^{-8} г/см³ в эпоху, когда плотность излучения в единицах массы равна 1 г/см³. Отсюда следует, что T_0 должно составлять от 1 до 30 К при $\rho_0 = 10^{-30}$ г/см³ [6]. Дорошкевич и Новиков [6] сравнили этот результат с возможными наблюдательными пределами на микроволновую температуру.

Близкое совпадение значения Гамова — Альфера — Германа для температуры остаточного излучения илема с эффективной температурой $T_0 = 2,7$ К, соответствующей излучению горячей Вселенной, — результат весьма впечатляющий, но, к сожалению, этого результата недостаточно, чтобы его можно было использовать в качестве довода в поддержку гипотезы горячей Вселенной. В наиболее прямой модели простейшей расширяющейся Вселенной процесс образования элементов все еще заканчивается гелием, хотя он в действительности останавливается здесь из-за пробела при массе 5, как с самого начала считал Альфер. Предсказываемое первичное обилие гелия составляет от 25 до 30% по массе в зависимости от значения других параметров. Пока еще совершенно неясно, началась ли Галактика свою эволюцию с таким большим количеством гелия. Если нет, то имеется много способов исключить гелий из модели горячей Вселенной с температурой 2,7 К (гл. VIII). Что если бы исходное содержание гелия было действительно высоко, 25—30%, и это значение подтверждалось бы надежными измерениями? Можно было бы тогда попытаться использовать простейшую модель расширяющейся Вселенной и один-единственный параметр — обилие гелия — для определения другого параметра, например современной температуры излучения T_0 . Однако в предсказанном значении T_0 содержалась бы большая неопределенность, потому что в отличие от условий, при которых выводится соотношение (9), отношение обилий нейтронов к протонам оценивается теперь только в $\sim 0,2$ при $T = 10^9$ К. Если $T_0 = 2,7$ К, то большинство этих нейтронов будет израсходовано на образование 25—30% гелия по массе. Если бы температура была равна 1, а не 2,7 К, то плотность при 10^9 К была бы в $(2,7)^3$ раз больше, потому что расширение от 10^9 К в таком случае длилось

бы дольше, но так как большая часть нейтронов все равно израсходовалась бы, количество первичного гелия лишь слегка возросло бы. С другой стороны, любопытно отметить, что если бы T_0 превышало 30 К, то плотность нуклонов при $T \sim 10^9$ К была бы ниже в более чем $(30/2,7)^3$ раз, и это заметно уменьшило бы вероятность захвата нейтронов, понижая количество первичного гелия и приводя к слишком большому обилию остаточного дейтерия. С этой степенью точности можно надежно утверждать, что температура горячей Вселенной предсказывается, если можно надежно установить начальное обилие гелия и если это обилие велико, 25—30% по массе, что сравнимо с (довольно неопределенным) солнечным обилием гелия. Дальнейшие детали даны в гл. VIII.

Микроволновый фон впервые был обнаружен как аномальный избыток инструментальных шумов радиотелескопа, соответствующий примерно 3 К, в первом эксперименте по программе спутниковой связи «Телстар». Пензиас и Уилсон внимательно изучили телескоп и не могли найти в нем никаких источников избыточного шума. Таким образом, этот результат, по-видимому, означал, что излучение должно быть внеземным. В это время по предложению Дикке Ролл и Уилкинсон в Принстоне строили радиометр, предназначенный для обнаружения остаточного излучения горячей Вселенной. Когда обе группы узнали о результатах друг друга, сразу был сделан вывод, что Пензиас и Уилсон, возможно, открыли излучение горячей Вселенной [7].

Первым тестом для проверки гипотезы о горячей Вселенной, очевидно, является измерение спектра, чтобы узнать, совпадает ли он со спектром абсолютно черного тела. Наблюдения рассмотрены в следующем разделе. Другим очевидным тестом является степень изотропии излучения [8]. Это дает прямую проверку предположения о том, что микроволновое излучение могло бы возникать в Солнечной системе или Галактике или в локальных источниках (разд. V, 3). Подобное измерение ценно для установления изотропии Вселенной (гл. II) и позволило определить пекулярную скорость Солнечной системы (разд. V, 4).

2. ПРОВЕРКА ГИПОТЕЗЫ ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

а. Наблюдения температуры излучения горячей Вселенной. Если микроволновый фон имеет спектр абсолютно черного тела при температуре $T_0 = 2,7$ К, то интенсивность i_ν [уравнение (4)] должна быть максимальной на длине волны

$$\lambda_m = 0,510 / T_0 = 0,19 \text{ см.} \quad (10)$$

Другой полезной функцией является νi_ν — интенсивность на единичный интервал логарифма частоты, который измеряет, где находится основная часть энергии. Эта функция максимальна при

$$\lambda'_m = 0,367 / T_0 = 0,14 \text{ см.} \quad (11)$$

При $\lambda_m \ll \lambda$ распределение Планка сводится к формуле Рэлея — Джинса:

$$i_\nu = 2kT_0 \nu^2 / c^2. \quad (12)$$

В этом предельном случае интенсивность прямо пропорциональна температуре.

Возможно, удастся наблюдать спектр излучения абсолютно черного тела с температурой 2,7 К в диапазоне длин волн от ≈ 50 до $\approx 0,04$ см. Для длин волн больше 50 см излучение абсолютно черного тела тонуло бы в радиоизлучении Галактики и внегалактических радиоисточников. Инфракрасное излучение от пылевой составляющей Галактики, по-видимому, скрывало бы излучение абсолютно черного тела вблизи 0,04 см.

На волнах длиннее 3 мм имеется окно, в котором излучение атмосферы довольно мало, так что с земли можно выполнять абсолютные измерения потока при разумно малых поправках на излучение атмосферы. Принято измерять интенсивность излучения через эквивалентную антенную температуру, определенную уравнением (12):

$$T_a \equiv c^2 i_\nu / 2k \nu^2.$$

Антенная температура по наблюдениям излучения абсолютно черного тела в диапазоне $\lambda_m \ll \lambda$ совпадает с T_0 ,

и, конечно, T_a/T_0 экспоненциально падает при $\lambda \ll \lambda_m$. Интенсивность атмосферы примерно постоянна и соответствует 2—3 К на длинах волн больше 2 см, так что поправки на атмосферу при измерениях с поверхности Земли примерно равны измеряемой величине. По-видимому, общепринято, что совпадение атмосферной температуры с T_0 является случайным. Атмосферное излучение определяется путем измерений при различных зенитных расстояниях. Длина пути луча в атмосфере пропорциональна секансу зенитного расстояния, а поскольку атмосфера является оптически тонкой, — атмосферному излучению. Таким образом, внеземную компоненту можно выделить с помощью подгонки кривой. С коротковолновой стороны от 3 мм, очевидно, нет подходящих атмосферных окон прозрачности, так что нужно проводить наблюдения выше уровня атмосферного водяного пара.

Спектр абсолютного черного тела при 2,7 К терялся бы в коротковолновой области из-за инфракрасного излучения межзвездной пыли. Предельная длина волны точно не известна, но можно установить порядок ее величины. Плотность энергии излучения звезд в оптическом диапазоне в окрестностях Солнечной системы равна $u \sim 2 \cdot 10^{-13}$ эрг/см³. Это значение можно перевести в эффективную температуру по формуле

$$u \equiv aT_e^4, \quad T_e \approx 2,2 \text{ К},$$

т. е. опять имеет место совпадение с T_0 , возможно и неслучайное ([43] гл. I). Это означает, что в окрестностях Солнечной системы в излучении звезд заключено примерно столько же энергии, сколько в излучении горячей Вселенной при 2,7 К. Примерно половина энергии излучения звезд поглощается межзвездной пылью, прежде чем излучение покинет Галактику, и эта энергия переизлучается в инфракрасной области, образуя фон с плотностью энергии, снова примерно сравнимой с полной плотностью энергии излучения горячей Вселенной. Спектр этого инфракрасного фона не известен; предполагают, что он имеет максимум на длине волны 100 мкм и пересекает спектр абсолютно черного тела с температурой 2,7 К на длине волны ≈ 400 мкм = 0,04 см. Эта цифра, конечно,

очень неопределенна, но при таком большом количестве переизлученной в инфракрасной области энергии звезд представляется ясным, что вряд ли можно проследить спектр горячей Вселенной далеко в область хвоста распределения Вина.

Оказывается тогда, что спектр абсолютно черного тела с температурой 2,7 К будет наблюдаем примерно в диапазоне длин волн от 50 до 0,04 см. Особенности, которые можно искать, — это поведение в соответствии с формулой Рэля—Джинса [уравнение (12)] $i_\nu \sim \nu^2$ в длинноволновую сторону от максимума при $\lambda_m \approx 0,2$ см и экспоненциальный спад в соответствии с законом Вина $i_\nu \sim \nu^2 \exp\{-h\nu/kT\}$ в коротковолновую сторону от максимума.

б. Результаты наблюдений. Имеющиеся наблюдения приведены в табл. V. 1 и на рис. V. 1 и V. 2. Антенная температура в третьей колонке таблицы прямо пропорциональна потоку энергии [уравнение (12)]. Термодинамическая температура, приведенная в следующей колонке, связана с потоком энергии на данной длине волны по обычной формуле Планка [уравнение (4)]. Если излучение имеет спектр абсолютно черного тела, то термодинамическая температура, определенная таким образом, не зависит от длины волны.

Таблица V.1

Наблюдения спектра микроволнового фона

№ п/п	Длина волны, см	Антенная температура, К	Термодинамическая т-ра, К	Авторы [9]
1	50 и 75		$3,7 \pm 1,2$	Хоуэлл и Шейкшафт (1967)
2	21,2		$3,2 \pm 1,0$	Пензиас и Уилсон (1967)
3	20,7		$2,8 \pm 0,6$	Хоуэлл и Шейкшафт (1966)
4	20,9		$2,5 \pm 0,3$	Пелюшенко и Станкевич (1969)
5	7,35	$3,0 \pm 1,0$	$3,1 \pm 1,0$	Пензиас и Уилсон (1965)
6	3,2	$2,8 \pm 0,5$	$3,0 \pm 0,5$	Ролл и Уилкинсон (1966)

Продолжение

№ пп	Длина волны, см	Антенная температура К	Термодинамическая т-ра, К	Авторы [9]
7	3,2	$2,47^{+0,16}_{-0,21}$	$2,69^{+0,16}_{-0,21}$	Стокс, Партридж и Уилкинсон (1967)
8	1,58	$2,35^{+0,12}_{-0,17}$	$2,78^{+0,12}_{-0,17}$	Стокс, Партридж и Уилкинсон (1967)
9	1,50	$1,56 \pm 0,8$	$2,0 \pm 0,8$	Уелч, Кичи, Торнтон и Риксон (1967)
10	0,924	$2,44 \pm 0,26$	$3,16 \pm 0,26$	Юинг, Берк и Стейлин (1967)
11	0,856	$1,81^{+0,16}_{-0,21}$	$2,56^{+0,17}_{-0,22}$	Уилкинсон (1967)
12	0,82	$2,1 \pm 0,7$	$2,9 \pm 0,7$	Пузанов, Салмонович и Станкевич (1967)
13	0,33	$0,89 \pm 0,32$	$2,46^{+0,40}_{-0,44}$	Бойнтон, Стокс и Уилкинсон (1968)
14	0,33	$1,01 \pm 0,20$	$2,61 \pm 0,25$	Милли, Мак-Колл, Педерсон и Вернон (1971)
15	0,264	$1,2 \pm 0,4$	$3,2 \pm 0,5$	Филд и Хичкок (1966)
16	0,264	$1,6 \pm 0,6$	$3,7 \pm 0,7$	Пеймберт (1968)
17	0,264	$0,93 \pm 0,11$	$2,83 \pm 0,15$	Бортоло, Клаузер и Теддиус (1969)

В радиометрических измерениях, которые приведены в строках с 1-й по 14-ю в табл. V.1, определяется разность антенных температур (потоков энергий) неба и холодного образца с температурой жидкого гелия $T_{\text{He}} \leq 4,2$ К (в зависимости от высоты). Оказывается, если только λ не близко к λ_m , разность потоков энергий от неба и холодного образца, измеряемая как разность антенных температур, очень близко совпадает с разностью эквивалентных термодинамических температур. Уилкинсон объясняет это следующим образом: антенная температура T_a связана с термодинамической температурой T по формуле

$$\frac{2k\nu^2}{c^2} T_a = \frac{2h\nu^3}{c^2} (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}.$$

Если $h\nu/kT < 1$ ($\lambda > 0,5$ см и если $T_0 = 2,7$ К), то это выражение можно разложить в степенной ряд по

$h\nu/kT$, первые члены которого таковы:

$$T_a = T - \frac{1}{2} \frac{h\nu}{k} + \frac{T}{12} \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^2 + \dots \quad (13)$$

Поскольку ищется разность антенных температур неба и холодного образца, второй член $h\nu/2k$ обращается в нуль и разность антенной и термодинамической температур проявляется только в третьем члене разложения. Даже на длине волны 0,86 см поправка за счет этого третьего члена равна всего 0,03 К [9 (14)].

Первая строка в таблице основана на измерениях фона на длинах волн 50 и 75 см, аппроксимируемых формулой

$$i_\nu = A_\nu^{-0,8} + B\nu^2.$$

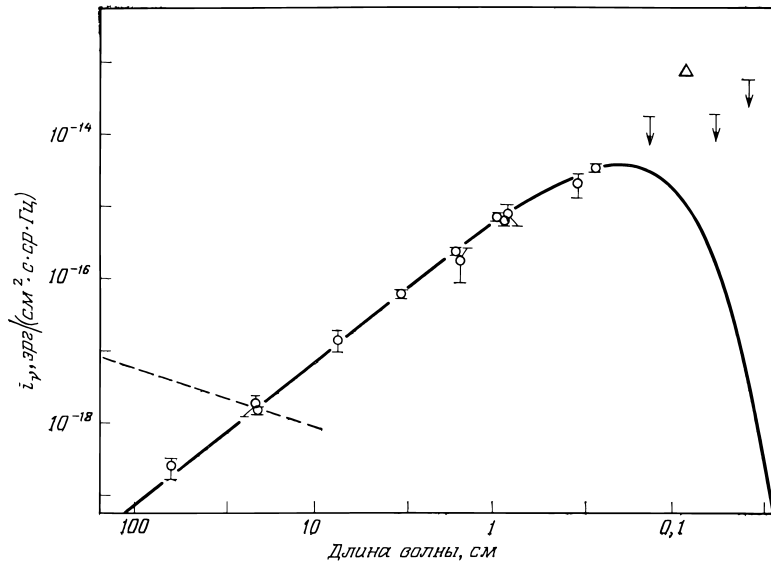
Первый член — ожидаемый фон от Галактики и межгалактических источников, где показатель степени 0,8 определен по известному радиоспектру в более ярких частях Галактики. Второй член — предполагаемая компонента со спектром Рэлея — Джинса. Эти измерения существенно используются в гл. VII, но здесь следует иметь в виду, что из-за большого вклада Галактики возможна существенная систематическая ошибка. Для измерений вблизи длины волны 20 см соответствующая поправка составляет только 0,5 К, а для более коротких волн еще меньше.

В 13-й и 14-й строках представлены результаты самых коротковолновых наземных измерений. Наибольшая поправка для этих данных обусловлена температурой атмосферы и достигает значения 10—12 К как линейная поправка к антенной температуре в зените.

Строки с 15-й по 17-ю основаны на измерениях спиновой температуры межзвездного циана CN. Наблюдения дают относительное содержание молекул в основном и первом вращательном возбужденном состояниях, которые определяются по относительной силе линий поглощения в оптической области, возникающих при переходах с каждого из этих двух состояний. История открытия и применение этого теста описаны в [1].

Наблюдаемое вращательное возбуждение CN может вызываться иными процессами, нежели прямые радиационные переходы на резонансной длине волны, например столк-

новениями или в процессе образования молекулы, или накачкой через оптические переходы. Основной аргумент против любого из этих процессов таков, что измеряемая температура возбуждения существенно одинакова в направлении по крайней мере на девять различных звезд (ярких и достаточно далеких, чтобы проявилось межзвезд-



Р и с . V.1. Спектр микроволнового фона.

ное поглощение CN). Если бы механизм возбуждения был локальным, то можно было бы ожидать его изменений с изменением локальных условий возбуждения. Второе существенное обстоятельство состоит в том, что спиновая температура в точности совпадает с температурой, выведенной из радиометрических длинноволновых измерений. Как описано в п. V, 2, г, взвешенное среднее радиометрических измерений отличается от измерений CN Бортоло, Клаузера и Теддиуса на $-0,15 \pm 0,16$ К (средне-квадратичное уклонение), что дает согласие в пределах точности 5%. Такое согласие является сильным доводом

в пользу того, что при измерениях CN и радиометрических измерениях наблюдается одно и то же тепловое явление.

Ситуация на длинах волн короче 1 см лучше всего видна на рис. V. 2, который основан на результатах Бортоло, Клаузера и Теддиуса [9 (17)]. Две точки в нижней левой части рисунка представляют радиометрические наблюдения на 3,3 мм и измерения спиновой температуры CN, а сплошная кривая — спектр абсолютно черного тела с температурой 2,7 К. Три вертикальными стрелками обозначены верхние пределы на фоновое излучение, основанные на пределах, найденных Бортоло, Клаузером и Теддиусом для температуры возбуждения других состояний молекул. Эти значения устанавливают верхние пределы на температуру излучения на длинах волн переходов, поскольку любой другой эффект, например столкновения, в общем, как обычно считается, ведет к увеличению спиновой температуры, ибо спиновая система взаимодействовала бы с более горячей системой.

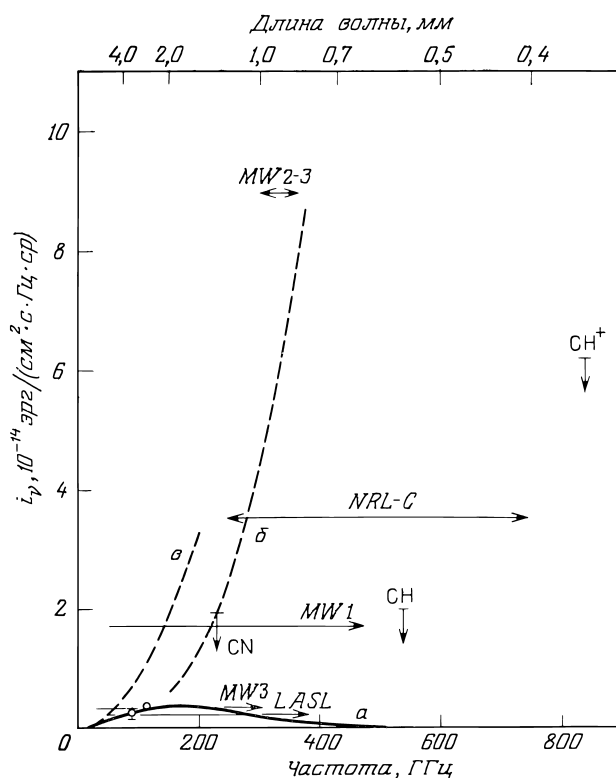
Прямые измерения субмиллиметрового потока проводятся болометрами за пределами атмосферы. Эти измерения охватывают широкий диапазон длин волн, определяемый чувствительностью прибора и фильтров. Диапазон наблюдений приближенно указан горизонтальными линиями на рис. V. 2, а ордината каждой линии определена так, чтобы площадь под ней была равна минимальному обнаружимому потоку. Измерения Корнеллской и *NRL* групп повторялись несколько раз [10]. Этот результат получен с ракет, так же как и результат Лос-Аламосской группы [10]. Измерение Мюлнера и Вейсса [11] выполнено с баллона. Рис. V. 2 показывает, что болометрические результаты сильно отклоняются от спектра абсолютно черного тела при 2,7 К. Как будет видно из рассмотрения в следующем разделе, в настоящее время отнюдь не ясно что это может означать¹.

в. Субмиллиметровый фон. Преждевременно делать какие-либо выводы из болометрических измерений, так как следует иметь в виду, что, несмотря на огромные усилия,

¹ Новые данные [19*] не показывают отмеченных отклонений.—
Прим. ред.

затраченные на эти измерения, в их основе лежат новые методы, которые, возможно, еще подвержены систематическим ошибкам. Однако ввиду важности этих данных для теории горячей Вселенной представляется оправданным перечислить некоторые возможные выводы.

Болометрические измерения могут быть реалистичными или же обусловленными инструментальными дефектами. Если они реалистичны, то, по-видимому, субмиллиметровый поток имеет линейчатый или полосатый спектр (см. ниже). В свою очередь этот поток может иметь такую же природу, как и в микроволновом диапазоне, или же



Р и с . V.2. Спектр субмиллиметрового фона по Бортоло, Клаузнеру и Теддиусу. (*MW* — по измерениям Мюллера и Вейсса [11].)

обусловлен пока не известным и независимым явлением. Здесь мы остановимся главным образом на первой возможности, поскольку экстраполяция микроволновых измерений степенным спектром примерно дает поток, измеренный Корнеллской и *NRL* группами (*NRL-C* на рис. V. 2).

Полосатый спектр субмиллиметрового фона следует из сообщения Мюллера и Вейсса о сильном потоке в полосе от 800 до 1000 мкм (*MW2* и *MW3* на рис. V. 2), причем энергия в полосе примерно равна одной десятой полного потока энергии, измеренной в полосе *NRL - C*, а так же из того факта, что в полосе *NRL-C* поток был совместим с потоками в полосах *MW1* и *LASL*, только если бы имел место сильный поток на длинах волн короче 600 мкм. Кроме того, верхние границы, полученные из спиновых температур молекул, были бы совместимы с результатом в полосе *NRL - C* только в том случае, если поток концентрировался бы в полосах, в которые не попадают два молекулярных резонанса [9 (17)].

Последнее утверждение не было бы применимо, если бы болометры измеряли излучение, скажем, от ионосферы или от Солнечной системы. Однако затруднение, связанное с этой идеей, состоит в изотропии субмиллиметрового излучения. Эта трудность остается в любой модели, в которой принимается, что излучение возникает внутри Галактики, так как мы находимся на ее периферии. Конечно, эта трудность была бы устранена, если бы удалось найти некоторый механизм рассеяния излучения.

Основная трудность первой интерпретации состоит в объяснении непрерывности. В отличие от субмиллиметрового фона микроволновый спектр является очень плавным, что видно из независимых измерений на различных длинах волн и из сканирования в узких полосах частот одним инструментом. Кроме того, точка, соответствующая межзвездному *CN*, и радиометрическое измерение на λ 3,3 мм показывают, что микроволновый спектр должен отклоняться от степенного закона ν^2 примерно так же, как спектр абсолютно черного тела.

Представляет интерес гипотеза о том, что субмиллиметровый фон является интегральным излучением внегалактических источников. Здесь мы вновь сталкиваемся с проблемой изотропии. Оптическая яркость Галактики

равна $\approx 30 S_{10} (V)$ в самой тонкой части при наблюдениях перпендикулярно к диску, и, конечно, яркость гораздо выше в направлении Млечного Пути. Для сравнения интегральная яркость всех других галактик $< 5S_{10} (V)$ (разд. IV. 2); таким образом, если бы Галактика была «типичным» инфракрасным источником, то можно было бы ожидать, что она давала бы преобладающий вклад в субмиллиметровый фон так же, как и в оптической области. Если же Галактика не является подобным инфракрасным источником, то, чтобы избежать противоречия с пределами на спиновую температуру молекул, необходимо, чтобы спектр интегрального излучения был достаточно узким. Предположим, например, что все галактики излучают резкую линию на частоте ν_1 . Тогда интегральная интенсивность этой линии удовлетворяет уравнению (11) гл. IV:

$$\frac{d}{dt} [a(t)^3 i(t, \nu(t))] = ca(t)^3 \frac{L}{4\pi} \delta[\nu(t) - \nu_1], \quad (14)$$

где L — средний коэффициент излучения в линии на единицу объема. В модели стационарной Вселенной решение этого уравнения имеет вид [12]

$$i_\nu = \frac{cL}{4\pi H\nu_1} \left(\frac{\nu}{\nu_1}\right)^3, \quad \nu < \nu_1. \quad (15)$$

Линия b на рис. V. 2 соответствует $i_\nu \sim \nu^3$, которая как раз достигает верхнего предела второго возбужденного состояния CN. Очевидно, эту кривую можно также совместить с предполагаемым потоком в диапазоне от 800 до 1000 мкм, согласно Мюлнеру и Вейссу, если завал имеет место около 400 ГГц. Пределы на CN и CN⁺ не позволяют нам построить спектр, подчиняющийся такому закону и совместимый с потоком в полосе *NRL-C*.

г. Анализ микроволновых измерений. 17 измерений микроволнового фонового излучения, приведенных в табл. V. 1, достаточно для проведения некоторого статистического анализа. Сначала рассмотрим данные строк со 2-й по 12-ю, представляющие собой довольно однородную выборку. Строки с 15-й по 17-ю представляют результаты косвенных измерений, а данные 1-, 13- и 14-й строк тре-

буют предварительных поправок, которые значительно больше, чем для других радиометрических измерений.

Чтобы определить, в какой степени эти данные удовлетворяют ожидаемому закону Рэлея — Джинса, нужно аппроксимировать их степенным законом

$$T = A\lambda^\beta. \tag{16}$$

Для каждого измерения λ известно с пренебрежимо малой ошибкой, кроме того, известно среднеквадратичное отклонение βT в измерении величины T , которое может быть сведено к стандартному отклонению $\sigma = \delta T/T$ величины $y = \ln T$. Тогда среднее значение параметра β в формуле

$$\ln T = \ln A + \beta \ln \lambda,$$

полученное методом наименьших квадратов, равно

$$\beta = \frac{\sum \frac{x_i}{\sigma_i^2} \sum \frac{y_i}{\sigma_i^2} - \sum \frac{x_i y_i}{\sigma_i^2} \sum \frac{1}{\sigma_i^2}}{\left(\sum \frac{x_i}{\sigma_i^2}\right)^2 - \sum \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \sum \frac{1}{\sigma_i^2}},$$

с неопределенностью

$$(\delta\beta)^2 = \frac{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}}{\sum \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \sum \frac{1}{\sigma_i^2} - \left(\sum \frac{x_i}{\sigma_i^2}\right)^2},$$

где

$$x = \ln \lambda, \quad y = \ln T$$

и где $\delta\beta$ есть ожидаемое среднеквадратичное отклонение величины β , если σ_i — среднеквадратичные отклонения в измерениях y_i .

Аппроксимация термодинамических температур (строки со 2-й по 12-ю табл. V. 1) уравнением (16) дает

$$T = 2,80\lambda^{(-0,019 \pm 0,034)} \text{ К.} \tag{17}$$

Результат аппроксимации антенных температур (со

2-й по 12-ю строку) формулой (16) имеет вид

$$T_a = 2,22\lambda^{0,073 \pm 0,037} \text{ К.} \quad (18)$$

В обоих уравнениях λ измеряется в сантиметрах. Поскольку антенная температура линейным образом зависит от мощности излучения, из последнего уравнения следует, что интенсивность излучения соответствует степенному закону

$$i, \sim \nu^\alpha \quad (19)$$

с показателем степени

$$\alpha = 1,937 \pm 0,037, \quad 0,8 \text{ см} < \lambda < 21 \text{ см}, \quad (20)$$

который отличается от показателя степени в законе Рэлея — Джинса $i, \sim \nu^2$ на два стандартных отклонения, или 4%; и, конечно, если это должным образом исправить на ожидаемое отклонение закона Рэлея — Джинса от спектра абсолютно черного тела, как в уравнении (17), то расхождение не будет в пределах точности 2%.

Более подходящим способом проверки ожидаемого отклонения от закона Рэлея — Джинса является подгонка антенной температуры к выражению

$$T_a = T_0 - \frac{\gamma}{2} \frac{hc}{k\lambda}. \quad (21)$$

Согласно уравнению (13), $\gamma = 1$, если распределение энергии в спектре такое же, как для абсолютно черного тела. В результате подгонки антенных температур № 2—12, взвешенных с учетом указанных неопределенностей в измерениях, к этому выражению получаем

$$\begin{aligned} T_0 &= 2,69 \text{ К}, \\ \gamma &= 0,81 \pm 0,30, \end{aligned} \quad (22)$$

где $\pm 0,30$ — среднеквадратичное отклонение величины γ в предположении, что указанные в таблице ошибки являются среднеквадратичными отклонениями.

Результат (22) совместим с гипотезой о существовании равновесного излучения при $\gamma = 1$ и отличается на 2,7 стандартного отклонения от чисто степенного закона $\alpha = 2$, $\gamma = 0$ [уравнение (19)]. Конечно, расхождение уменьшится, если мы начинаем подбирать α .

Используя данные в нижней части таблицы, можно видеть, что радиометрические точки на 3,3 мм (13-я и 14-я строки) приводят к отклонению от чисто степенного закона $\alpha = 2$ на 8 стандартных уклонений. Точка CN приводит к 16 стандартным уклонениям. В каждом случае число стандартных уклонений, конечно, должно быть уменьшено из-за возможной систематической ошибки, но тем не менее весьма вероятно, что отклонения от степенного закона $\alpha = 2$ совпадают с предсказанными в модели горячей Вселенной.

Средневзвешенное значение всех радиометрических измерений термодинамической температуры (1-я—14-я строки) равно

$$T_0 = 2,72 \pm 0,08 \text{ К}, \quad (23)$$

а обычно приводимое стандартное уклонение $\pm 0,08 \text{ К}$ получено в предположении, что указываемые ошибки отдельных измерений являются стандартными уклонениями. Представляет интерес проверка этого значения (и модели) с помощью оценки

$$\chi^2 = \sum (T_i - T_0)^2 / (\delta T_i)^2, \quad (24)$$

где T_i — измеряемая термодинамическая температура, а δT_i — задаваемая неопределенность измерений. Результат суммирования по $N = 14$ радиометрическим точкам имеет вид

$$\chi^2 = 7,1. \quad (25)$$

Ожидаемый результат равен

$$\chi^2 = N - 1 \pm (2N - 2)^{1/2} = 13 \pm 5. \quad (26)$$

Эти два значения согласуются между собой в пределах ожидаемой неопределенности, так что нет оснований для беспокойства.

Взвешенное среднее (23) радиометрических измерений согласуется с измерением по CN Борголо и др. [9] $2,83 \pm 0,15 \text{ К}$ в пределах одного стандартного уклонения. Взвешенное среднее трех измерений CN (строки с 15-й по 17-ю) есть $2,89 \pm 0,14 \text{ К}$, что совместимо с оценкой (23) с точностью до 5%. Такое точное совпадение яв-

ляется сильным доводом в пользу гипотезы горячей Вселенной.

Взвешенное среднее всех 17 измерений термодинамической температуры в табл. V.1 равно

$$T_0 = 2,76 \pm 0,07 \text{ К.} \quad (27)$$

Сумма (24) для всех измерений есть

$$\chi^2 = 10,1, \quad (28)$$

а ожидаемое значение равно

$$\chi^2 = 16 \pm 5. \quad (29)$$

Значения (25) и (28) для наблюдательных данных, возможно, меньше, чем они должны быть, потому что наблюдатели обязаны оценить и учесть возможные систематические ошибки при определении δT , а возможно, также и потому, что наблюдатели склонны сообщать значения, которые отличаются не больше чем на одно стандартное отклонение от «правильного ответа». Следует также помнить, что указываемые ошибки имеют разный смысл для разных наблюдений. Однако различие в толкованиях невелико, и величина χ^2 , несомненно, согласуется с гипотезой равновесного излучения.

3. МОДЕЛЬ ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Альтернативой гипотезы горячей Вселенной является модель локальных источников [13], которая исходит из того, что известно много внегалактических радиоисточников. Поэтому можно предположить, что микроволновое фоновое излучение является суммарным излучением всех этих источников. Поскольку микроволновое фоновое излучение, вероятно, имеет пик около длины волны 1 мм, радиоисточники, ответственные за него, также должны иметь максимум в этом диапазоне, и такие объекты действительно обнаружены. Первый вопрос: можно ли дать разумное объяснение спектра? Этот вопрос подробно рассматривался Вольфом и Бербиджем [13]. На основании их анализа можно получить представление о том, каковы требования, предъявляемые к источникам, если

принять, что они излучают в довольно узком диапазоне частот, так что их спектр в первом приближении можно аппроксимировать δ -функцией. Тогда применимо уравнение (14), и в картине стационарной Вселенной получим $i, \propto v^3$, что безусловно несовместимо с формулами (19) и (20). В эволюционирующей модели величина L в уравнении (14) равна

$$L = n(t) \mathcal{L}(t),$$

где пространственная плотность источников $n(t)$ меняется как $a(t)^{-3}$ из-за расширения Вселенной. Кроме того, $n(t)$ и светимость на источник $\mathcal{L}(t)$ могут меняться со временем, так как образуются новые эволюционирующие источники. Вольф и Бербидж учли это обстоятельство, записав

$$L \propto n(t) \mathcal{L}(t) \propto a(t)^{-3-m}, \quad (30)$$

где m — некоторый параметр. Тогда в модели Эйнштейна—де Ситтера, где $a(t) \propto t^{2/3}$, уравнение (14) дает

$$i, \propto v^{(1.5+m)}, \quad (31)$$

а из уравнений (19) и (20)

$$m = 0,437 \pm 0,037.$$

Если спектр источника имеет максимум на длине волны 1 мм, то излучение, наблюдаемое в современную эпоху в диапазоне длин волн от 0,2 до 20 см, должно было образоваться при красных смещениях z от 1 до 200. Мы должны быть готовы к тому, чтобы принять, что в течение столь длительного периода радиоисточники эволюционируют по закону (30) (соответствующим образом модифицированному, с тем чтобы учесть наблюдаемый завал на высокочастотном конце) с поразительной точностью¹.

Второй вопрос: существует ли неоднородность в фоновом излучении от локализованных источников? Наибольший интерес представляют два случая: 1) излучение образовано близкими источниками во Вселенной, т. е. в эпоху, когда Вселенная мало отличается от современной, и

¹ См. также [20*]. — *Прим. ред.*

2) излучение порождено источниками с большим красным смещением.

Наилучшие расчеты ожидаемой неоднородности для первого случая проведены Голдом и Пачини [13]. Подходящая модель этого варианта исходит из того, что излучение генерируется точечными источниками, которые покоятся и распределены вокруг нас в плоском пространстве внутри сферы радиуса $r = cH^{-1}$. Пространственная плотность источников равна n_s , а светимость каждого источника составляет \mathcal{Q} . Будем считать, что источники распределены хаотически. Наблюдаемой величиной является поток энергии F в телесном угле Ω . Чтобы вычислить F и его вариации, предположим, что расстояние вдоль луча зрения разделено на узкие интервалы, причем i -й интервал расположен между r_i и $r_i + \Delta r_i$. Тогда поток вдоль выбранного луча зрения равен

$$F = \sum \frac{n_i \mathcal{Q}}{4\pi r_i^2}, \quad (32)$$

где n_i — число источников в телесном угле Ω в i -м радиальном интервале. Среднее по ансамблю значение $\langle n_i \rangle$ есть

$$\langle n_i \rangle = n_s \Omega r_i^2 \Delta r_i. \quad (33)$$

Поскольку суммирование и усреднение по ансамблю коммутативны, средний поток можно свести к известному выражению:

$$\langle F \rangle = \sum \frac{\mathcal{Q}}{4\pi r_i^2} \langle n_i \rangle = \frac{\mathcal{Q}}{4\pi} n_s \Omega c H^{-1}, \quad (34)$$

где максимальный радиус в модели равен cH^{-1} [ср. уравнение (8) гл. IV]. Для вычисления уклонений F воспользуемся обычным приемом. Поскольку перекрестные члены в $\langle (F - \langle F \rangle)^2 \rangle$ для различных радиальных интервалов не коррелируют, то они обращаются в нуль при усреднении по ансамблю:

$$\begin{aligned} (\delta F)^2 &\equiv \langle (F - \langle F \rangle)^2 \rangle = \sum \frac{\mathcal{Q}^2}{(4\pi)^2 r_i^4} \langle (n_i - \langle n_i \rangle)^2 \rangle = \\ &= \sum \frac{\mathcal{Q}^2 \langle n_i \rangle}{(4\pi)^2 r_i^4} = \frac{\mathcal{Q}^2 n_s \Omega}{(4\pi)^2} \int \frac{dr}{r^2}. \end{aligned} \quad (35)$$

Третье уравнение следует из предположения о том, что источники распределены хаотически, так что средне-квадратичное отклонение величины n_i равно $\langle n_i \rangle$. Окончательное выражение следует тогда из (33).

Интеграл в уравнении (35) расходится при $r \rightarrow 0$. Ближайшие источники дают наибольший вклад в отклонение, так как они самые яркие. Имеется эффективный радиус обрезания R_0 , который обусловлен, например, тем, что несколько ярчайших источников могут быть отождествлены и исключены из определения вариаций фонового излучения. С учетом обрезания на расстоянии R_0 уравнения (34) и (35) дают

$$(\delta F/F)^2 \approx H^2/n_s \Omega c^2 R_0. \quad (36)$$

Конклин и Брейсуэлл [14] предприняли поиски неоднородности фона с характерным размером $10'$, или

$$\Omega \sim \pi(5')^2 = 7 \cdot 10^{-6} \text{ ср.}$$

Они сканировали полосу шириной $\approx 10^h$ по прямому восхождению при склонении $+41^\circ$, так что полный телесный угол в их обзоре составлял $\Omega_T \approx 8 \cdot 10^{-3}$ ср. Примем для дальнейшего рассмотрения, что 10 ближайших источников были обнаружены и исключены. Тогда радиус обрезания R_0 удовлетворяет соотношению

$$10 = n_s R_0^3 \Omega_T / 3.$$

Верхний предел, найденный Конклином и Брейсуэллом для относительной неоднородности фонового излучения, составляет

$$\delta F/F < 2 \cdot 10^{-3}$$

для характерного размера $10'$. Тогда по формуле (36) можно оценить минимальную пространственную плотность источников

$$n_s \geq 300h^3 \text{ Мпс}^{-3} \quad (37)$$

и среднее расстояние между источниками

$$n_s^{-1/3} \leq 70h^{-1} \text{ кпс}, \quad (38)$$

где h определяется уравнением (3) гл. 11.

Минимальная пространственная плотность источников примерно на 5 порядков величины больше плотности

больших галактик [уравнение (3) гл. IV], а среднее расстояние между ними (38) составляет примерно одну десятую расстояния до туманности Андромеды. Поскольку принято, что источники распределены хаотически, их пространственная плотность должна описываться гладкой функцией при характерном размере больше 70 кпс, что противоречит наблюдениям галактик, распределение которых вплоть до 10 Мпс заведомо не является случайным. Таким образом, источники в отличие от галактик не должны проявлять тенденции к образованию скоплений.

Второй случай, согласно которому излучение порождается в локализованных источниках с большими красными смещениями, является менее экстремальным. Грубую оценку требуемой пространственной плотности источников можно произвести следующим образом. Примем модель Эйнштейна — де Ситтера и выразим плотность источников в эпоху t через современную

$$n(t) = n_s [a_0/a(t)]^3.$$

Тогда применение методов, описанных в следующей главе, дает выражение для числа источников, наблюдаемых в телесном угле Ω при красных смещениях $z \gg 1$:

$$N(>z) = (2cH^{-1})^3 \Omega n_s z^{-1/2}, \quad z \gg 1.$$

Если бы наблюдаемый поток энергии F приходил от случайно распределенных источников при красных смещениях $\geq z$, то среднеквадратичное отклонение величины F приближенно равнялось бы

$$\delta F/F \sim N(>z)^{-1/2}.$$

Тогда предел Конклина—Брейсуэлла приводил бы к неравенству

$$n_s \geq 0,16h^3 z^{1/2} \text{ Мпс}^{-3}.$$

Это значение превышает пространственную плотность больших галактик [уравнение (3) гл. IV] примерно в $10z^{1/2}$ раз.

Если источники излучения находятся при красных смещениях $z > 7$, то излучение может рассеиваться на

межгалактических электронах. Этот процесс приводил бы к выглаживанию излучения и еще больше уменьшал бы требуемую пространственную плотность источников.

Очевидно, изотропия микроволнового излучения накладывает строгие, но преодолимые ограничения на возможные модели локальных источников. Если излучение возникает в источниках вокруг нас в современную эпоху, как требуется в простейшей картине стационарной Вселенной, то их должно быть гораздо больше, чем «нормальных» галактик. Среднее распределение источников должно быть гораздо более однородным, чем наблюдаемое крупномасштабное (по крайней мере до 10 Мпс) распределение вещества в галактиках, что менее вероятно. Если бы излучение возникло при умеренно больших красных смещениях, скажем $z > 10$, то ограничения были бы менее строги. Кроме того, можно привести аргументы в пользу того, что при больших z нет необходимости искать упорядоченное распределение вещества, наблюдаемое в современной Вселенной.

4. СЛЕДСТВИЯ ГИПОТЕЗЫ ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

а. Движение относительно поля фонового излучения. Микроволновое излучение выделяет систему отсчета, так как оно может быть изотропным только для одного преимущественного движения — наблюдатель, движущийся относительно этой выделенной системы отсчета, регистрировал бы повышенную интенсивность в направлении своего движения и пониженную в противоположном направлении. Полагая, что мы погружены в излучение со спектром абсолютно черного тела температуры T_0 , и применяя преобразование Лоренца, легко показать, что наблюдатель, движущийся со скоростью v относительно системы, выделенной излучением, измерит в направлении под углом θ относительно вектора скорости спектр абсолютно черного тела с температурой [15]

$$\begin{aligned} T(\theta) &= T_0 (1 - v^2/c^2)^{1/2} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta\right)^{-1} \approx \\ &\approx T_0 \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta\right), \quad v/c \ll 1. \end{aligned} \quad (39)$$

Сопоставляя температуру, измеренную в различных направлениях, со значением, определяемым формулой (39), можно найти направление и численное значение пекулярной скорости Солнца.

Следует иметь в виду, что этот эксперимент не нарушает принципа относительности, так как скорость Солнца определяется относительно излучения. Аналогичная выделенная система отсчета обеспечивается далекими галактиками, так как только при одном преимущественном движении космологическое красное смещение оказывается изотропным. Последний случай обсуждался в течение некоторого времени. Предпринимались попытки определить таким способом пекулярную скорость Солнца, и, конечно, было бы очень интересно узнать, согласуются ли результаты этих двух измерений пекулярных скоростей. Следует отметить, что этот эксперимент никак не связан с предположением о происхождении фонового излучения в горячей Вселенной, требуется лишь, чтобы источники его были распределены изотропно. Подобный эффект можно было бы поискать в изотропном рентгеновском фоне (хотя амплитуда $\delta i/i$ была бы другой, зависящей от спектра).

В течение нескольких лет де Вокулер занимался определением возможной пекулярной скорости Местной Системы по распределению и лучевым скоростям галактик вокруг нас [16]. Шама [17] первым рассмотрел этот вопрос в связи с экспериментами по проверке изотропии микроволнового излучения. Он показал, что возможны три существенных вклада в пекулярную скорость Солнца: скорость вращения Галактики, движение Галактики относительно центра масс Местной Системы и движение Местной Системы относительно скопления галактик в Деве.

При изучении микроволнового фона удобно пользоваться экваториальными координатами: прямым восхождением и склонением, которые являются полярными углами в правосторонней системе координат, фиксированной относительно неподвижных звезд, причем полярная ось направлена на Северный полюс мира. Склонение δ отсчитывается от небесного экватора (подобно тому, как географическая широта отсчитывается от земного экватора),

так что полярный угол равен $\theta = 90^\circ - \delta$. Прямое восхождение α — это обычный азимутальный угол φ , отсчитываемый от фиксированного направления на небе (относительно неподвижных звезд), причем α возрастает против часовой стрелки, если смотреть с Северного полюса. Как правило, α выражается в часах, а не в градусах.

В экспериментах по проверке изотропии фона, выполненных впервые в Принстоне [8], вращение Земли использовалось для сканирования вблизи небесного экватора (т. е. сканирование велось по прямому восхождению при постоянном склонении $\delta = -8^\circ$). Для сравнения измерялась интенсивность излучения в фиксированном направлении на небе — в направлении на Северный полюс. Таким образом, в этом эксперименте можно достичь гораздо более высокой точности, чем при измерениях абсолютного потока, поскольку в первом приближении исключается атмосферное излучение, так как в обоих направлениях наблюдения ведутся примерно сквозь одинаковый слой атмосферы.

Кроме того, этот эффект должен иметь период, равный сидерическим суткам (один оборот Земли относительно неподвижных звезд), тогда как период любой систематической помехи совпадал бы с солнечными сутками. Если наблюдения проводятся на протяжении года или дольше, то, применяя анализ Фурье, можно выделить солнечный и сидерический периоды и обнаружить любые серьезные помехи, связанные с Солнцем. В принстонском эксперименте не была обнаружена статистически значимая амплитуда с периодом, равным сидерическим суткам. Предполагаемый предел на компоненту пекулярной скорости Солнца в плоскости небесного экватора был равен около 250 км/с (стандартное отклонение). Слегка модифицированный эксперимент, проводившийся в Юме, штат Аризона, со сканированием при $\delta = +42^\circ$ и $\delta \approx 0$ дал аналогичный результат. Конклин [18] измерял анизотропию в течение более короткого времени, но при более низком уровне инструментальных и атмосферных шумов и получил положительный экспериментальный результат: амплитуда изменения фоновой температуры с суточным периодом составляет $(1,9 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$ К, причем макси-

мум приходится на $\alpha = 10^h$. Сканирование велось при склонении $\delta = +32^\circ$. Тогда компоненты скорости составляют

$$v_x = -220 \pm 75 \text{ км/с}, \quad (40)$$

$$v_y = +124 \pm 75 \text{ км/с},$$

где, как обычно, ось x направлена в точку $\alpha = \delta = 0$, ось y — в точку $\alpha = 90^\circ$, $\delta = 0$. Основная неопределенность этих измерений, вероятно, возникает из-за поправки на радиоизлучение Галактики, которые примерно в 3 раза превышают значения (40) и определялись по картам распределения радиоинтенсивности экстраполяцией в сторону более длинных волн по закону $T_G \propto \lambda^{2,8}$.

В своем эксперименте Генри [19] устанавливал радиометр на баллоне, чтобы исключить атмосферный шум, и пытался сканировать всю доступную наблюдениям область неба. Его результат для экваториальной компоненты совпадает с результатом Конклина, хотя разрешение в этом направлении было довольно низким. Генри нашел также значение компоненты скорости вдоль оси z :

$$v_z = -200 \pm 100 \text{ км/с}. \quad (41)$$

Измерения Генри велись на длине волны 3 см, а Конклина — на длине волны 3,75 см, поэтому поправки на излучение Галактики для значения (41) меньше, чем для значения (40), в $(3,75/3,0)^{2,8} \approx 2$ раза.

Значения компонент скорости (40) и (41) следует рассматривать как предварительные, и потому детальный анализ их вряд ли целесообразен. Однако интересно выписать для сравнения некоторые известные и предполагаемые скорости движений, из которых складывается peculiarная скорость Солнца. Во-первых, это (примерно) круговое движение в галактическом диске со скоростью $\Theta \approx 250$ км/с. Компоненты этой скорости в декартовой системе координат приведены в табл. V.2. Следующая скорость в таблице основана на предположении, что Галактика падает на M 31, туманность Андромеды (п. IV, 3,в).

Таблица V.2

Возможные составляющие пекулярной скорости Солнца

	v_x	v_y	v_z
Скорость вращения, $\Theta = 250$ км/с	123	-113	186
Относительно М 31, $v = 90$ км/с	67	12	59
Относительно скопления в Деве, $v = 1000 \epsilon$ км/с	-970 ϵ	-120 ϵ	220 ϵ

Поскольку масса М 31 заметно превышает массу Галактики, было принято, что наблюдаемая относительная лучевая скорость (исправленная на вращение Галактики) и есть скорость падения. Последнее значение в табл. V. 2 есть скорость относительно скопления в Деве. Оно включено потому, что концентрация масс в этом направлении, возможно, замедлила наше движение от него, связанное с хаббловским расширением. Значение этой скорости записано в виде 1000ϵ км/с, так что ϵ можно интерпретировать как относительное отклонение от скорости удаления Галактики от скопления в Деве, определяемой законом Хаббла.

Очевидно, одного свободного параметра ϵ недостаточно, чтобы подогнать сумму скоростей из табл. V. 2 к значениям (40) и (41). Кроме того, знак v_z в табл. V. 2 не совпадает со знаком (41), если мы хотим принять ϵ положительным, согласно предполагаемой выше интерпретации этого члена.

Положение с экспериментом все еще остается совершенно неясным. Результаты (40) и (41) в высшей степени предварительны вследствие бедной статистики, а также вследствие того, что необходимые поправки велики и плохо известны. В теории ясность также отсутствует, так как мы мало знаем о Местной Системе (п. IV, 3, в) и о динамике локального сверхскопления.

б. Взаимодействие с космическими лучами высоких энергий. Высокоэнергичные протоны космических лучей должны испытывать значительное торможение в по-

ле излучения, оставшегося от горячей Вселенной, так как в системе покоя протона энергия фотонов может превышать порог фоторождения пионов [20]. Можно оценить этот эффект по порядку величины следующим образом. Центр массы-энергии фотона и протона есть

$$\begin{aligned} q' + m_p c^2 &= (m_p^2 c^4 + 2Eq - 2pqc \cos \theta)^{1/2} \approx \\ &\approx \frac{Eq}{m_p c^2} (1 - \cos \theta) + m_p c^2, \end{aligned}$$

где E — энергия протона, q — энергия фотона, θ — угол между импульсами — все в сопутствующей системе координат. Принимая для типичной энергии фотона горячей Вселенной $q \propto 3kT_0$, $T_0 = 2,7$ К, получим, что q' превышает порог рождения пионов, равный 135 МэВ, при

$$E \geq 1 \cdot 10^{20} \text{ эВ}$$

и достигает сильного максимума для сечения рождения пионов при 300 МэВ, когда

$$E \approx 3 \cdot 10^{20} \text{ эВ}.$$

Это значение как раз сравнимо с максимальными наблюдаемыми энергиями мощных космических ливней, вызываемых, как полагают, одним протоном.

Рассмотрим теперь скорость потери энергии протоном. Плотность числа фотонов со спектром абсолютно черного тела задается уравнением (7). Сечение рождения пиона есть $\sigma \sim 10^{-28}$ см⁻². В системе покоя протона рождение пионов происходит примерно изотропно, так что при столкновении с фотоном в среднем протон теряет энергию, которая в сопутствующей системе равна $\sim q'E/m_p c^2$. Произведение этих сомножителей дает скорость потери энергии протоном:

$$-\frac{d}{dx} \ln E \sim \sigma n_\gamma q' / m_p c^2 \approx (30 \text{ Мпс})^{-1} \quad (42)$$

при $E \approx 3 \cdot 10^{20}$ эВ. Характерное расстояние потери энергии, определяемое уравнением (42), примерно в 3 раза превышает расстояние до скопления галактик в Деве. С ростом энергии E это расстояние слегка возрастает, так как q' смещается от пика, соответствующего максимальному сечению рождения. Для получения более точных значе-

ний необходимо проинтегрировать сечение и множитель, определяющий потерю энергии, по планковскому распределению. Это было сделано Стекером [21], который нашел

$$\left[-\frac{d}{dx} \ln E \right]^{-1} = \begin{cases} 200 \text{ Мпс при } E = 1 \cdot 10^{20} \text{ эВ,} \\ 40 \text{ Мпс при } E = 2 \cdot 10^{20} \text{ эВ,} \\ 15 \text{ Мпс при } E = 1 \cdot 10^{21} \text{ эВ.} \end{cases} \quad (43)$$

Последняя строка соответствует минимальной длине среднего свободного пробега. Это характерное расстояние по-прежнему велико по сравнению с расстояниями между галактиками и мало по сравнению с cH^{-1} .

Возникает естественный вопрос: каково происхождение космических лучей? Мы должны руководствоваться фактом, что радиус кривизны траектории протона с энергией 10^{20} эВ в магнитном поле 10^{-6} Гс, по порядку величины равно межзвездному магнитному полю, равен

$$R = E/Be \sim 100 \text{ кпс,}$$

что примерно в 10 раз больше радиуса Галактики. Таким образом, энергичные протоны движутся через Галактику примерно по прямолинейным траекториям, поэтому, если бы они рождались в Галактике, то приходили бы преимущественно из одной полусферы, так как мы находимся на периферии Галактики. Их можно было бы ожидать из области Млечного Пути, так как именно там концентрируются молодые и активные звезды (и пульсары). Самые энергичные космические лучи не показывают преимущественного направления прихода, откуда следует вывод об их внегалактическом происхождении.

Если энергичные космические лучи накапливаются за характерное время H^{-1} , то в картине горячей Вселенной можно ожидать резкого спада в их энергетическом распределении при $\sim 5 \cdot 10^{19}$ эВ. Этот спад будет иметь место потому, что менее энергичные частицы накапливаются с расстояний в пределах хаббловского радиуса (или за эквивалентное время) $cH^{-1} \sim 3000$ Мпс, а частицы с энергией $2 \cdot 10^{20}$ эВ приходят только от источников, расположенных в пределах ≈ 40 Мпс. В действительности спада нет — наблюдения указывают на то, что спектр

мощных космических ливней является плавным и непрерывным при этих энергиях [22]. Этот факт остается непонятым.

Измерения изотропии микроволнового фонового излучения показали, что оно универсально и имеет внегалактическое происхождение. Спектр фонового излучения хорошо установлен для длин волн больше 3 мм, и на эту часть спектра приходится 35% фотонов равновесного излучения с температурой 2,7 К. Таким образом, если предположить, что в области длин волн короче 3 мм микроволновый фон менее интенсивен, чем излучение абсолютно черного тела, то средняя длина свободного пробега фотона увеличилась бы, но недостаточно, чтобы решить проблему. С другой стороны, если бы поток излучения на длинах волн ~ 1 мм, согласно Мюлнеру и Вейссу, был внегалактическим, то это означало бы, что плотность числа фотонов примерно в 3 раза больше, чем в спектре излучения абсолютно черного тела¹, и расстояния (43) уменьшились бы во столько же раз, так что минимальная средняя длина свободного пробега уменьшилась бы до среднего расстояния между гигантскими галактиками. Таким образом, проблема останется до тех пор, пока не будет найдена правильная интерпретация субмиллиметрового фона. Можно допустить, что быстрые частицы образовались в некотором «локальном» взрыве меньше 10^8 лет назад и были захвачены в область меньше или порядка 10 Мпс межгалактическим магнитным полем. Можно допустить также, что неправильно отождествляются очень широкие атмосферные ливни, хотя не существует подходящих альтернативных объяснений.

в. Другие следствия. Ряд других возможных приложений изучался более или менее подробно. Укажем некоторые примеры:

1. Горячая Вселенная с определенностью исключила бы простую модель стационарной Вселенной, в которой отсутствует эпоха большой плотности, когда излучение могло разогреться. Вариант, упомянутый в гл. I ([44] гл. I), состоит в том, что рождение вещества происхо-

¹ См. примечание на стр. 155. — *Прим. ред.*

дило во время взрывов, между которыми Вселенная расширялась и эволюционировала согласно модели Фридмана. Если при взрывах выделялось достаточно энергии, то не исключено, что они сопровождались излучением, которое в зависимости от условий могло приближаться к излучению абсолютно черного тела.

2. В модели Лемэтра энтропия на один нуклон [уравнение (6)] почти постоянна. В принципе она измерима, и по ее величине можно было бы сделать некоторые выводы о тепловой истории Вселенной. Основным наблюдательным приложением, изученным до сих пор, является образование первичного гелия (гл. VIII). Если удастся когда-нибудь измерить спектр горячей Вселенной с необходимой точностью, то можно будет использовать эти данные для исследований отклонений от простой однородной изотропной и равновесной картины, принимавшейся до сих пор. Предварительное рассмотрение этого вопроса дается в гл. VII.

3. Выше уже упоминалось о взаимодействии космических лучей с остаточным излучением горячей Вселенной. Другой процесс, привлекавший внимание, — обратное комптоновское рассеяние, при котором энергичные электроны, рассеиваясь на остаточных фотонах, приводят к появлению рентгеновских фотонов. Хойл, Гулд и Фелтон [23] предполагали, что в этом процессе может образовываться изотропное рентгеновское фоновое излучение (разд. IV, 5).

4. Предполагаемое обнаружение остаточного излучения горячей Вселенной стимулировало большое число теоретических исследований образования галактик в расширяющейся Вселенной. Дело в том, что излучение играет важную роль в развитии возмущений плотности, поэтому можно достичь прогресса в этой области, несмотря на удручающее положение с проблемой начальных условий [24].

5. ДЕЙСТВИТЕЛЬНО ЛИ ЭТО ГОРЯЧАЯ ВСЕЛЕННАЯ?

Гипотеза горячей Вселенной подтверждается с такой же достоверностью, как и другие принятые космологические принципы, включая гипотезу расширения Вселенной. Нельзя утверждать, что каждая из этих гипотез

установлена столь надежно, что исключаются разумные сомнения или даже отрицается существование белых пятен. Можно только сказать, что обе они имеют осязаемое наблюдательное подтверждение и разумную благодатную основу для дальнейших дискуссий. Гипотеза расширения Вселенной обсуждалась достаточно длительное время, хотя и с неодинаковым успехом. Но все же имеются следующие объективные факты, которые могут быть сопоставлены со списком в разд. I, 5:

1. Спектр микроволнового фонового излучения i , пропорционален $\tilde{\nu}^\alpha$, где показатель степени α без всякой подгонки соответствует спектру равновесного излучения с точностью $\sim 2\%$.

2. Имеются данные о том, что спектр отклоняется от степенного закона на коротких волнах, как и ожидается для излучения абсолютно черного тела. Для $\lambda \geq 0,8$ см отклонение от степенного закона выражается параметром $\gamma = 0,81 \pm 0,30$, если положить $\alpha = 2$, что совместимо со спектром абсолютно черного тела $\gamma = 1$, и на 2,7 стандартного отклонения отличается от чисто степенного закона $\alpha = 2$, $\gamma = 0$. Радиометрические измерения на 3,3 мм, так же как и косвенные, но явно очень точные измерения по CN, ясно указывают на существование этого отклонения.

3. Микроволновый фон установлен в широком диапазоне длин волн — от 0,25 до ≈ 20 см.

4. Излучение с хорошей точностью изотропно, как и ожидалось в простейшей модели (хотя до некоторой степени удивительно, что простая модель реализуется с такой точностью).

На горизонте имеются два облака:

1. Субмиллиметровый фон, возможно, не соответствует гипотезе горячей Вселенной. Неясно, реалистичен ли этот эффект, и если реалистичен, то относится ли он к микроволновому фону.

2. Спектр космических лучей очень высоких энергий является плавным, что удивительно, если микроволновое излучение короче 1 см имеет внегалактическое происхождение и космические лучи состоят из протонов.

Имеются два серьезных пункта, в которых доводы в пользу гипотезы расширения звучат гораздо убедительнее.

гельнее, чем доводы в пользу гипотезы горячей Вселенной:

1. Можно утверждать, что численная константа H^{-1} , выводимая из закона Хаббла, «ожидается и приемлема» в пределах фактора 2 (точность, с которой, по-видимому, известно H) как по другим оценкам возраста, так и с гораздо меньшей точностью по характеристическому числу $(G\rho)^{-1/2}$, полученному из оценок средней плотности вещества. В то же время значение $T_0 = 2,7$ К может в 10 раз меняться как в меньшую, так и большую сторону и при этом количество первичного гелия еще будет оставаться в пределах разумного.

2. Гипотеза расширения не имеет серьезных конкурентов. Правда, иногда говорят о гипотезе старения квантов, но не известны физические процессы, которые бы ее обосновывали. Альтернативой гипотезе горячей Вселенной является модель локальных источников, и действительно внегалактические радиоисточники существуют. Как мы уже отмечали, трудность здесь связана лишь с деталями сопоставления модели с наблюдениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Peebles P. J. E., Wilkinson D. T.* Sci. Amer., **216**, June, 1967; *Peebles P. J. E.* J. Roy. Astron. Soc. Canada, **63**, 4 (1969); *Alpher R. A., Herman R.*, Reflections on Big Bang Cosmologies, ed. F. Reines, Cambridge, 1971.
2. *Tolman R. C.*, Relativity Thermodynamics and Cosmology, Oxford, 1934, § 171.
3. *Alpher R. A., Bethe H. A., Gamow G.*, Phys. Rev., **73**, 803 (1948); *Alpher R. A., Herman R. C.*, Rev. Mod. Phys., **22**, 153 (1950).
4. *Gamow G.*, J. Wash. Acad. Sci., **32**, 353 (1942); Phys. Rev., **70**, 572 (1946).
5. *Gamow G.*, Phys. Rev., **74**, 505 (1948); Nature, **162**, 680 (1948).
6. *Alpher R. A., Herman R. C.*, Nature, **162**, 774 (1948); *Смирнов Ю. Н.*, Астрон. ж., **41**, 1084 (1964); *Дорошкевич А. Г., Новиков И. Д.*, Докл. АН СССР, **154**, 745 (1964).
7. *Penzias A. A., Wilson R. W.*, Astrophys. J., **142**, 419 (1965); *Dicke R. H., Peebles P. J. E., Roll P. G., Wilkinson D. T.*, Astrophys. J., **142**, 414 (1965).
8. *Partridge R. B., Wilkinson D. T.*, Phys. Rev. Lett., **18**, 557 (1967); Nature, **215**, 719 (1967); *Peebles P. J. E.*, Lectures in Applied Mathematics 8, Relativity and Cosmology, ed. J. Ehlers, 1967, p. 274.
9. Ссылки к табл. V.1:
1) *Howell T. F., Shakeshaft J. R.*, Nature, **216**, 753 (1967); 2) *Pen-*

- zias A. A., Wilson R. W., *Astron. J.*, **72**, 315 (1967); 3) *Howell T. F., Shakeshaft J. R.*, *Nature*, **210**, 1318 (1966); 4) *C. A. Пеллошенко, К. С. Станкевич*, *Астрон. ж.*, **46**, 223 (1969); 5) *Penzias A. A., Wilson R. W.*, *Astrophys. J.*, **142**, 419 (1965); 6) *Roll P. G., Wilkinson D. T.*, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 405 (1966); 7), 8) *Stokes R. A., Partridge R. B., Wilkinson D. T.*, *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 1199 (1967); 9) *Welch W. J., Keachie S., Thornton D. D., Wrixon G.*, *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 1068 (1967); 10) *Ewing M. S., Burke B. F., Staelin D. H.*, *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 1251 (1967); 11) *Wilkinson D. T.*, *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 1195 (1967); 12) *Пузанов В. Н., Салмонович А. Е., Станкевич К. С.*, *Астрон. ж.*, **44**, 1129 (1967); 13) *Boynnton P. E., Stokes R. A., Wilkinson D. T.*, *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 462 (1968); 14) *Millea M. F., McColl M., Pederson R. J., Vernon F. L., Jr.*, *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 919 (1971); 15) *Field G. B., Hitchcock J.*, *Astrophys. J.*, **146**, 1 (1966); 16) *Peimbert M.*, *Bull. Obs. Tonantzintla*, No. 30, 1968; 17) *Bortolot V. J., Jr., Clauser J. F., Thaddeus P.*, *Phys. Rev. Lett.*, **22**, 307 (1969).
10. *Piper J. L., Houck J. P., Jones B. W., Harwit M.*, *Nature*, **231**, 375 (1971) и ссылки на более ранние работы; *Blair A. G., et. al.*, *Los Alamos Sci. Lab.*
 11. *Muehlner D., Weiss R.*, *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 742 (1970).
 12. *Gould R. J., Sciama D. W.*, *Astrophys. J.*, **140**, 1634 (1964). Космологическую интерпретацию микроволнового фонового излучения см. в работе *Caroff L. J., Petrosian V.*, *Nature*, **231**, 378 (1971).
 13. *Sciama D. W.*, *Nature*, **211**, 277 (1966); *Layzer D.*, *Astrophys. Lett.*, **1**, 99 (1968); *Narlikar J. V., Wickramasinghe N. C.*, *Nature*, **217**, 1236 (1968); *Gold T., Pacini F.*, *Astrophys. J.*, **152**, L115 (1968); *Wolfe A. M., Burbidge G. R.*, *Astrophys. J.*, **156**, 345 (1969).
 14. *Conklin E. K., Bracewell R. N.*, *Nature*, **216**, 777 (1967); *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 614 (1967).
 15. *Peebles P. J. E., Wilkinson D. T.*, *Phys. Rev.*, **174**, 2168 (1968).
 16. *de Vaucouleurs G., Peters W. L.*, *Nature*, **220**, 868 (1968); ссылки на более ранние работы в ней.
 17. *Sciama D. W.*, *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 1065 (1967); *Steward J. M., Sciama D. W.*, *Nature*, **216**, 748 (1967).
 18. *Conklin E. K.*, *Nature*, **222**, 971 (1969) и неопубликованные результаты.
 19. *Henry P. S.*, *Nature*, **231**, 518 (1971).
 20. *Dicke R. H., Peebles P. J. E.*, *Space Sci. Rev.* **4**, 419 (1965); *Greisen K.*, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 748 (1966); *Заценун С. Т., Кузьмин В. А.*, Письма в ЖЭТФ, **4**, 114 (1966).
 21. *Stecker F. W.*, *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 1016 (1968).
 22. Я благодарен С. Б. Мак-Каскери за его информацию о данных ЕАС и их возможном значении.
 23. *Hoyle F.*, *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 131 (1965); *Gould R. J.*, *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 511 (1965); *Felten J. E.*, *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 1003 (1965).
 24. См., например: *Peebles J. E., Peebles Yu. J. T.*, *Astrophys. J.*, **162**, 815 (1970) и ссылки на более ранние работы в ней.

ГЛАВА VI

«ДЕТСКИЙ САД» КОСМОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

Главной задачей космологии была проверка космологических моделей путем поиска релятивистских эффектов в наблюдениях далеких галактик. Первой большой наблюдательной работой были выполненные Хабблом подсчеты числа галактик в зависимости от предельной видимой звездной величины. Затем Сэндейдж [1] детально рассмотрел соотношение между красным смещением и видимой величиной. В первом приближении поток энергии f от галактики данной светимости должен меняться как z^{-2} ($f \propto l^{-2}$ в соответствии с законом обратной пропорциональности квадрату расстояния, $l \propto z$ в соответствии с законом Хаббла). В следующем приближении отклонение от этого закона определяет один параметр, который (если справедлива общая теория относительности с $\Lambda = 0$ и если справедлива картина однородного, изотропного мира) фиксирует величину и знак члена $R^{-2} a_0^{-2}$ в уравнении (10) гл. I. Если этот член отрицателен или равен нулю, то это означает, что Вселенная открыта и постоянно расширяется; если же он положителен, то Вселенная замкнута, конечна и ей предстоит вновь коллапсировать.

Важно различать два аспекта тестов. Первый аспект — проверка гипотезы расширения Вселенной; согласующиеся результаты тестов Хаббла и Сэндейджа, определения плотности вещества и т. д. обеспечили бы такую проверку. Второй аспект — определение при помощи тестов знака R^{-2} . Если попытаться проследить эволюцию Вселенной назад во времени, что будет сделано в следующей главе, то обнаруживается, что величина R^{-2} входит как важный параметр, но в эволюции моделей расширяющейся Вселенной отсутствует разрыв, когда R^{-2} из положительного становится отрицательным. Действительно, если

только мы не решим и не сможем проследить обращенную во времени эволюцию за сингулярность при $a=0$, нет никаких способов установить, бесконечна Вселенная или конечна (за исключением, конечно, непосредственного определения значения параметра R^{-2} !). В процессе последующей эволюции открытые и закрытые модели начинают сильно различаться. Однако, пока космология не будет разработана в достаточной мере, основной упор нужно делать на «реконструкции» по нескольким «ископаемым остаткам» того, что могло произойти в прошлом, а не на предсказании того, что должно произойти в будущем.

В этой главе мы дадим теоретическую основу космологической модели Лемэтра и подведем итоги перспектив наблюдательных тестов моделей. Более полное теоретическое изложение можно найти в книгах Толмена, Мак-Витти, Ландау и Лифшица, Робертсона и Нунена [2]. С точки зрения эксперимента важнейшей работой является работа Сэндейджа [3], в которой анализируется, как лучше всего использовать 200-дюймовый телескоп для проверки космологических моделей.

В этой главе уравнения будут упрощены выбором системы единиц, в которой скорость света равна единице.

1. ВЫВОД МОДЕЛИ ЛЕМЭТРА

а. Система координат. Напомним, что решение g_{ij} уравнений поля Эйнштейна содержит большое количество интересной информации о том, как координатные метки x^i должны соотноситься с точками (событиями) в пространстве-времени. Это соотношение имеет следующий смысл: если x^i и $x^i + dx^i$ — координатные метки двух соседних точек в пространстве-времени, то можно образовать скалярный линейный элемент

$$ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j. \quad (1)$$

Если $ds^2 > 0$, то ds определяется как временной интервал, регистрируемый реальными часами, когда они свободно движутся от x^i к $x^i + dx^i$. Если $ds^2 < 0$, то по определению $|ds^2|^{1/2}$ есть длина куска шнура, один конец которого находится в точке x^i , а другой — в точке

$x^i + dx^i$ одновременно, с точки зрения наблюдателя, жестко скрепленного со шнуром. Принято, что все приборы, измеряющие длину и время, дают сопоставимые результаты, которые выражаются через ds^2 . Если $A^i(x)$ и $B^i(x)$ — два векторных поля, то

$$g_{ij}(x) A^i(x) B^j(x)$$

есть обычное лоренцево скалярное произведение \mathbf{A} и \mathbf{B} , определяемое наблюдателем в точке x .

Траектория свободной точечной частицы, движущейся между данными начальным и конечным состояниями, определяется из условия, чтобы действие

$$I = -m \int_i^f ds$$

было минимальным. Уравнениями Эйлера—Лагранжа для этой проблемы экстремума являются уравнения движения геодезических

$$\frac{d}{ds}(g_{ij}u^j) = \frac{1}{2} g_{jk,i} u^j u^k, \quad (2)$$

где вектор четыре-скорости частицы есть

$$u^i = dx^i/ds. \quad (3)$$

Достаточный произвол в преобразованиях координат позволяет всегда сделать так, чтобы вдоль пути свободно движущейся частицы g_{ij} имело диагональный вид $(1, -1, -1, -1)$ и все первые производные от g_{ij} обращались в нуль [4]. Это так называемая локальная система координат Минковского. Все законы физики, которые не зависят от кривизны пространства, сводятся в этой системе координат к своим обычным формам в плоском пространстве без гравитации. Это система координат, которую свободно движущийся наблюдатель определяет в своих окрестностях при помощи линейки и часов. Например, ds^2 [уравнение (1)] сводится в ней к обычному инвариантному интервалу Лоренца $dt^2 - dl^2$. Система координат с пространственными координатами x^a , покоящаяся относительно Земли, не является локальной

системой Минковского, так как известно, что в этой системе координат свободные тела падают [уравнение (2)]. Кроме того, скорость хода часов меняется с высотой h на относительную величину gh/c^2 . Устранить вторые производные от g_{ij} путем преобразований координат не всегда возможно — соседние геодезические могут расходиться [уравнение (2)], и именно этим объясняются приливные эффекты.

Мы будем рассматривать два возможных выбора координат. Сопутствующие координаты для Вселенной были определены двумя способами в разд. I,1 и V,5. Здесь мы примем, что вещество можно описывать как непрерывную среду и что каждый элемент среды имеет три пространственные координаты x^a . Тогда точка в пространстве-времени отмечена координатами x^a , принадлежащими элементу среды, проходящему через эту точку, и четвертым выбранным временным параметром, определенным вдоль пути каждого элемента среды. Это и есть сопутствующие координаты.

Во времени-ортогональной системе координат исходят из некоторой заданной пространственноподобной гиперповерхности σ (трехмерная поверхность, нормаль n_i к которой везде времениподобна: $g_{ij}n^i n^j > 0$) и из набора свободно движущихся наблюдателей, скорости которых на σ перпендикулярны σ . Каждому из этих наблюдателей приписывается фиксированная пространственная координата x^a , и все наблюдатели имеют одинаковые часы для измерения стандартного времени t_i на σ . Тогда каждая точка пространства-времени будет отмечена тремя координатами x^a наблюдателя, проходящего через эту точку, и временем t , определяемым часами наблюдателя в этой точке. Поскольку координатное время есть собственное время этих наблюдателей, линейный элемент, взятый вдоль пути одного из наблюдателей ($dx^a = 0$), есть $ds = dt^2$, так что

$$g_{00} = 1. \quad (4)$$

Четыре-скорость одного из наблюдателей во времени-ортогональных координатах равна

$$u^a \equiv \frac{dx^a}{ds} = 0, \quad u^0 \equiv \frac{dx^0}{ds} = \frac{dt}{ds} = 1. \quad (5)$$

Эта скорость нормальна к σ , поэтому на σ

$$g_{\alpha 0} = 0. \quad (6)$$

С учетом уравнений (4) и (5) уравнения движения геодезических (2) для одного из свободно движущихся наблюдателей имеют простой вид

$$\frac{d}{dt} g_{\alpha 0} = 0,$$

так что (6) справедливо всегда. Тогда линейный элемент равен

$$ds^2 = dt^2 - g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta. \quad (7)$$

Если нужно выбрать систему координат, одновременно являющуюся как времени-ортогональной, так и сопутствующей, то очевидно, что в ней вещество должно двигаться вдоль геодезических, поэтому оно не может подвергаться воздействию негравитационных сил, таких, как силы давления. Это может иметь место, если давление вещества пренебрежимо мало или если модель однородна, так что градиент давления отсутствует. Очевидно также, что если можно выбрать систему координат, являющуюся одновременно сопутствующей и времени-ортогональной, то поле скоростей вещества в общей системе координат должно удовлетворять ковариантному уравнению.

$$u_{i;j} - u_{j;i} = u_{i,j} - u_{j,i} = 0, \quad (8)$$

так как это выражение, без сомнения, обращается в нуль в координатах уравнения (5) и ввиду своей ковариантности должно обращаться в нуль в любой другой системе координат. Обратное, если удовлетворяется (8), то можно построить гиперповерхность σ с нормалью, везде параллельной u^i . Покажем, что обратное утверждение справедливо. Предположим, что σ определено уравнениями

$$x^i = x^i(\lambda^\alpha),$$

где 3 параметра λ^α определяют положение на трехмерной поверхности σ . Любое смещение на σ перпендикулярно

скорости вещества

$$u_i \partial x^i / \partial \lambda^\alpha = 0. \quad (9)$$

Это дифференциальное уравнение определяет функцию $x^i(\lambda^\alpha)$. Условие интегрируемости уравнения имеет вид

$$\frac{\partial^2 x^i}{\partial \lambda^\alpha \partial \lambda^\beta} = \frac{\partial^2 x^i}{\partial \lambda^\beta \partial \lambda^\alpha}.$$

При дифференцировании (9) по λ^β условие интегрируемости дает

$$(u_{i,j} - u_{j,i}) \frac{\partial x^i}{\partial \lambda^\alpha} \frac{\partial x^j}{\partial \lambda^\beta} = 0,$$

которое удовлетворяется, если уравнение (8) справедливо.

Если уравнение (8) не удовлетворяется, то это означает, что наблюдатель видит вокруг себя вещество, вращающееся в инерциальной системе отсчета наблюдателя, определенной, скажем, двумя гироскопами. Такие космологические модели с вращением, так же как и невращающиеся модели, но со сдвиговым движением в среде, привлекали внимание исследователей при изучении возможных состояний в раннюю эпоху расширения Вселенной [5]. Прямые данные о вращении системы галактик вокруг нас скудны. Например, считают, что ближайшая гигантская галактика — туманность Андромеды — находится на расстоянии 700 кпс и движется к Галактике со скоростью 100 км/с. Если бы поперечная скорость была близка к скорости света $3 \cdot 10^5$ км/с, то ее наблюдаемое собственное движение составило бы всего $10''$ в столетие. Однако, как описано в гл. II, высокая степень изотропии фонового излучения позволяет предположить, что Вселенная сферически симметрична с большой точностью и, следовательно, вращение несущественно.

б. Линейный элемент Робертсона — Уолкера. Как показали Робертсон и Уолкер [6], форму линейного элемента можно получить из условия симметрии в предпо-

ложении однородности и изотропии. Однородность означает, что через любую точку пространства-времени можно провести трехмерную пространственноподобную гиперповерхность, внутри которой плотность вещества постоянна и наблюдаемая локальная скорость расширения везде одна и та же. Вселенная выглядит одинаково всюду внутри этого тонкого слоя пространства-времени. Если Вселенная расширяется, то принимают, что существует последовательность однородных гиперповерхностей, каждая из которых имеет собственную плотность, и каждая поверхность может быть отмечена переменной космического времени t . Скорость вещества в любой точке должна быть перпендикулярна поверхности однородности в этой точке, так как иначе можно было бы определить предпочтительное направление на гиперповерхности σ , что противоречит предположению об изотропии. Каждому элементу среды можно приписать фиксированную координату x^a , и так как каждый элемент среды должен двигаться свободно, мы получаем путем непосредственного построения времени-ортогональные сопутствующие координаты x^a , t с плотностью и скоростью расширения, зависящими только от космического времени t .

Далее введем полярную систему координат. Радиальной координатой будет величина r , определенная так, что поверхностью фиксированных r и t является обычная двумерная сфера — поверхность постоянного расстояния от выбранного начала координат. Полярные углы θ и φ являются обычными углами, которые наблюдатель измерил бы в начале координат, а ввиду сферической симметрии собственная длина, определяемая на сфере фиксированного радиуса r выбором углов в начале координат, должна меняться как

$$(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)^{1/2}.$$

Таким образом, линейный элемент имеет вид

$$ds^2 = dt^2 - A(r, t) dr^2 - B(r, t) (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (10)$$

Изотропия по-прежнему означает, что $g_{r\theta}$ и $g_{r\varphi}$ обращаются в нуль и что A и B могут быть функциями только r и t .

Уравнение (10) упрощается при условии, что скорость расширения изотропна и является функцией только космического времени t . Собственное расстояние между точками r, θ, φ и $r + dr, \theta, \varphi$ равно

$$l_r = A^{1/2} dr.$$

В соответствии с обычным определением «постоянная Хаббла» для локальной скорости расширения в радиальном направлении есть

$$H_r = \dot{l}_r/l_r = \dot{A}/2A.$$

Аналогично «постоянная Хаббла» для расширения в перпендикулярном направлении есть

$$H_\theta = \dot{B}/B.$$

При наличии изотропии эти две скорости расширения должны быть одинаковы, а в случае однородности скорость должна быть только функцией времени

$$\dot{A}/A = \dot{B}/B = g(t). \quad (11)$$

Из этого уравнения следует, что B есть функция r , умноженная на функцию t . Соответствующим выбором начальных меток в направлении радиальной координаты на некоторой выбранной начальной гиперповерхности σ , очевидно, можно преобразовать функцию от r к любому виду. Удобно выбрать

$$B = a(t)^2 r^2, \quad (12)$$

где $a(t)$ — параметр расширения для модели, описываемой уравнением (7) гл. I. Согласно уравнениям (11) и (12), A должно иметь вид

$$A = a(t)^2 f(r),$$

так что линейный элемент примет вид

$$ds^2 = dt^2 - a(t)^2 f(r) dr^2 - a(t)^2 r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (13)$$

Форма $f(r)$ определяется из условия, что модель однородна, так что должен быть возможен перенос начала

координат в другую точку поверхности, где имеет место однородность. При этом линейный элемент будет идентичен (13), потому что Вселенная из новой точки выглядит так же.

Рассмотрим бесконечно малое преобразование координат

$$x^\alpha = \bar{x}^\alpha + \xi^\alpha(\bar{x}). \quad (14)$$

Обычный закон преобразований координат таков:

$$\bar{g}_{\alpha\beta}(\bar{x}) = g_{\gamma\delta}(x) \frac{\partial x^\gamma}{\partial \bar{x}^\alpha} \frac{\partial x^\delta}{\partial \bar{x}^\beta}.$$

Согласно условию однородности, при соответствующем выборе ξ^α новый метрический тензор должен быть идентичен старому

$$\bar{g}_{\alpha\beta}(\bar{x}) = g_{\alpha\beta}(x).$$

Объединив последние три уравнения, получим уравнение Киллинга

$$g_{\alpha\beta,\gamma} \xi^\gamma + g_{\alpha\gamma} \xi^\gamma_{,\beta} + g_{\beta\gamma} \xi^\gamma_{,\alpha} = 0.$$

С учетом уравнения (13) компоненты r и θ этого уравнения есть

$$f_{,r} \xi^r + 2f \xi^r_{,r} = 0,$$

$$\xi^r + r \xi^{\theta}_{,\theta} = 0,$$

$$f \xi^r_{,\theta} + r^2 \xi^{\theta}_{,r} = 0.$$

Из первого уравнения следует, что

$$\xi^r = C(\theta, \varphi) f(r)^{-1/2}.$$

Деля второе уравнение на r и затем дифференцируя по r , а также дифференцируя третье уравнение по θ , можно исключить ξ^θ :

$$\frac{1}{C} \frac{d^2 C}{d\theta^2}(\theta, \varphi) = r^2 f(r)^{-1/2} \frac{d}{dr} (f(r)^{-1/2} r^{-1}) = D, \quad (15)$$

где D , очевидно, должно быть постоянно. Можно определить D , заметив, что в окрестности $r = 0$ преобразование (14) должно совпадать с обычным законом для бесконечно малого смещения сферических координат в плоском пространстве. Если смещение происходит в направлении полярной оси, то этот закон имеет вид $\xi^r \propto \cos \theta$. Это совместимо с уравнением (15) при $D = -1$. Тогда (15) приводит к условию

$$f = (1 - r^2/R^2)^{-1}.$$

В соответствии с обычными обозначениями постоянная интегрирования записана в виде R^{-2} , хотя, конечно, она может быть и положительной, и отрицательной. С учетом этого результата формула (13) сводится к форме Робертсона-Уолкера:

$$ds^2 = d\bar{t}^2 - \frac{a(t)^2 dr^2}{1 - r^2/R^2} - a(t)^2 r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (16)$$

в. Скорость расширения. Зависимость от времени параметра расширения $a(t)$ определяется теорией гравитации, в качестве которой мы рассмотрим общую теорию относительности с $\Lambda = 0$. Тогда можно получить искомое дифференциальное уравнение, либо подставляя g_{ij} в виде (16) в уравнения поля Эйнштейна, что для общего вида диагонального матричного тензора выполнил Дингл [7], либо, проще, следуя аргументам, приведенным в гл. I [уравнение (10)]. В результате в обоих случаях получаем уравнение

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{8}{3} \pi G \rho - \frac{1}{R^2 a^2}, \quad (17)$$

причем ρc^2 — полная плотность энергии вещества и излучения, включающая энергию аннигиляции.

2. СВОЙСТВА МОДЕЛИ ЛЕМЭТРА

Если $R^2 > 0$, то говорят, что пространство замкнуто, причем радиус кривизны пространства равен aR . Чтобы убедиться в этом, рассмотрим отношение длины окружности к ее радиусу. Можно выбрать систему координат

так, чтобы начало было в центре и окружность была кривой $r = \text{const}$, $\theta = \pi/2$. Тогда, согласно (16), собственный радиус окружности равен

$$l = \int \frac{a}{(1 - r^2/R^2)^{1/2}} dr = aR \arcsin r/R,$$

а ее длина

$$C = 2\pi ar.$$

Это значение можно сравнить с окружностью на двумерной сферической поверхности. Если радиус сферы равен aR и если длина окружности на сфере равна $C = 2\pi ar$, то радиус окружности есть ar и этот радиус стягивает угол

$$\psi = \arcsin r/R \quad (18)$$

в центре сферы. Таким образом, радиус окружности, измеренный по поверхности сферы, равен

$$l = aR\psi = aR \arcsin r/R,$$

как и выше.

Удобным преобразованием координат в уравнении (16) является замена r переменной ψ [уравнение (18)] в замкнутой модели и переменной

$$\psi = \text{arcsinh } r/R \quad (19)$$

в открытой модели (где R^{-1} равно квадратному корню из R^{-2}). Подобное преобразование дает

$$ds^2 = dt^2 - a^2 R [d\psi^2 + \sin^2 \psi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)], \quad (20)$$

$$ds^2 = dt^2 - a^2 R^2 [d\psi^2 + \text{sh}^2 \psi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)]$$

для обеих моделей. Первая форма устанавливает линейный элемент за координатной сингулярностью в (16) при $r = R$, $\psi = \pi/2$ и до противоположной точки при $\psi = \pi$. При второй форме для открытой модели объем пространства бесконечен, потому что $\text{sh} \psi$ неограниченно возрастает с ростом ψ . Конечно, этот результат является свойством модели и может не соответствовать реальному миру.

Рассмотрим далее поведение свободной частицы, движущейся относительно сопутствующих наблюдателей. Это может быть объект, выброшенный из галактики, или частица внегалактических космических лучей или в предельном случае фотон. Если начало координат выбрано на пути частицы, то ее траектория

$$\theta = \varphi = \text{const.}$$

Когда частица проходит мимо сопутствующего наблюдателя, наблюдаемая скорость частицы равна координатной скорости $v = dr/dt$, умноженной на $g_{rr}^{1/2}$. Наблюдаемый импульс тогда равен

$$p = \frac{mav}{(1 - r^2/R^2)^{1/2}} \left(1 - \frac{v^2 a^2}{1 - r^2/R^2} \right)^{-1/2}.$$

С учетом этого выражения радиальная компонента уравнения движения геодезических (2) имеет вид

$$\frac{d}{dt} \frac{ap}{(1 - r^2/R^2)^{1/2}} = \frac{1}{2} avp (1 - r^2/R^2)^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} (1 - r^2/R^2)^{-1}. \quad (21)$$

Предполагается, что дифференцирование по времени производится вдоль траектории частицы:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r}.$$

Можно воспользоваться этим выражением для замены четных производных по r в (21) на полную производную по времени. В результате имеем

$$\frac{d}{dt} (pa) = 0.$$

Таким образом, импульс частицы меняется обратно пропорционально параметру расширения. Как и при рассмотрении уравнений (13) и (15) гл. 1, не следует интерпретировать этот результат как действие на частицу некоторой космической тормозящей силы. Собственный импульс p , регистрируемый сопутствующим наблюдателем, уменьшается, потому что вне зависимости от траектории

частицы она всегда догоняет сопутствующих наблюдателей, которые удаляются от нее.

Траектория луча света («фотона») просто определяется из условия, что вдоль нее $ds = 0$. Если фотон движется в радиальном направлении, то $d\theta = d\varphi = 0$, и уравнение (20) дает

$$dt = -Ra(t) d\psi, \quad (22)$$

$$\psi(t) = R^{-1} \int_t^{t_0} dt/a(t).$$

В космологически плоской модели $R^{-1} = 0$, и из (16) получим

$$r(t) = \int_t^{t_0} dt/a(t). \quad (23)$$

В этих уравнениях мы находимся в начале координат $r = \psi = 0$ в настоящую эпоху t_0 , тогда как $r(t)$, $\psi(t)$ дают координаты фотона в момент времени t .

Галактика с пекулярной скоростью, равной нулю, имеет фиксированную координату положения r . Если такая галактика излучит два световых импульса, разделенных во времени на δt , то постоянство r и ψ в уравнениях (22) и (23) требует, чтобы импульсы прибыли к нам, разделенные временным интервалом

$$\delta t_0 = \delta t a(t_0)/a(t). \quad (24)$$

Этот оригинальный вывод был сделан Лемэтром для закона космологического красного смещения:

$$1 + z \equiv \frac{\lambda(t)}{\lambda(t_0)} = \frac{\delta t_0}{\delta t} = \frac{a(t_0)}{a(t)}.$$

В раннюю эпоху расширения Вселенной, когда t близко к нулю, параметр расширения приближается к нулю, но медленнее, чем t , так что r и ψ в уравнениях (22) и (23) сходятся к конечному пределу при $t \rightarrow 0$. Таким образом, имеется горизонт, и если мы не захвачены сингулярностью при $a = 0$, то можно наблюдать только конечную часть пространства вне зависимости от того, открыта или закрыта Вселенная.

3. ТЕСТ МОДЕЛИ ЛЕМЭТРА — УГЛОВОЙ РАЗМЕР

Рассмотрим сначала ожидаемый угловой размер далекой галактики. Предположим, что наблюдатель находится в начале координат, так что наблюдаемые лучи света движутся вдоль линии постоянных θ и φ . Два световых луча покидают противоположные края диска наблюдаемой галактики в эпоху t_e и пересекаются под углом θ в точке наблюдения в настоящую эпоху t_0 . В соответствии с уравнением (16) собственный диаметр галактики равен

$$d = a(t_e) r \theta, \quad (25)$$

где координата галактики r определяется условием, что луч света испускается в момент t_e и достигает наблюдателя в момент t_0 ; r задается уравнением (23) для космологически плоской модели и уравнениями (18), (19) и (22) для закрытой и открытой моделей. Поскольку r и ψ стремятся к конечным пределам при $t_e \rightarrow 0$, $a(t_e) \rightarrow 0$, то из формулы (25) следует, что угловой размер галактики заданного собственного размера d растет с увеличением красного смещения (уменьшением t_e), когда красное смещение велико. Чтобы понять, почему это происходит, заметим, что обычно определяемое собственное расстояние до далекой галактики, измеряемое в эпоху излучения галактики t_e , согласно уравнению (20), равно

$$l = a(t_e) R \psi = a(t_e) \int_{t_e}^{t_0} dt/a(t). \quad (26)$$

При $t_e \rightarrow 0$ интеграл стремится к постоянной величине, а $a(t_e) \rightarrow 0$, так что $l \rightarrow 0$. Таким образом, когда красное смещение велико, собственное расстояние до объекта, измеряемое в эпоху излучения, уменьшается с увеличением красного смещения. Такая, казалось бы, парадоксальная ситуация возникает потому, что сначала собственное расстояние (26) возрастает быстрее скорости света, так что излучение, приходящее к нам, сначала движется от нас. Наличие вещества уменьшает l^1 , и в конце концов оно станет меньше c . Поскольку фотоны движутся вдоль ра-

¹ Иное объяснение дает Зельдович [10]. — Прим. ред.

диальных траекторий, очевидно, свет от галактики с очень большим красным смещением должен занимать большую площадь на небе с нечетко определенными границами.

Чтобы оценить эффект, подсчитаем ожидаемый угловой размер в космологически плоской модели Эйнштейна—де Ситтера, где

$$a(t) = a_0 (t/t_0)^{2/3} = a_0(1+z),$$

и, согласно (23),

$$r = \frac{3t_0}{a_0} [1 - (t_e/t_0)^{1/3}] = \frac{2}{Ha_0} [1 - (1+z)^{-1/2}]. \quad (27)$$

Уравнения (25) и (27) дают

$$\theta = Hd(1+z)/2 [1 - (1+z)^{-1/2}]. \quad (28)$$

Эта функция имеет минимум при красном смещении $z = 5/4$.

Диаметр d большой галактики может достигать 20 кпс. Угловой размер галактики в модели Эйнштейна—де Ситтера в минимуме при $z = 5/4$ был бы равен $4,6''$; при максимальном наблюдаемом для галактик красном смещении $z = 0,46$ он был бы равен $5,8''$, а при самом большом красном смещении квазаров $z \approx 3$ $d = 5,5''$. Наилучшее угловое разрешение, полученное при наблюдениях с Земли, составляет $\sim 1''$, так что в этой модели гигантские галактики должны разрешаться, какое бы красное смещение они ни имели.

Любопытно сравнить формулу (28) с ожидаемым результатом в модели старения квантов [8]. В статической космологической модели наблюдения красного смещения в радио- и оптическом диапазонах должны совпадать в соответствии с законом *ad hoc* для скорости потери энергии фотона на единицу пути:

$$d\lambda/dl = \lambda H.$$

Здесь H не зависело бы от времени. В этой модели расстояние до объекта с красным смещением z равно

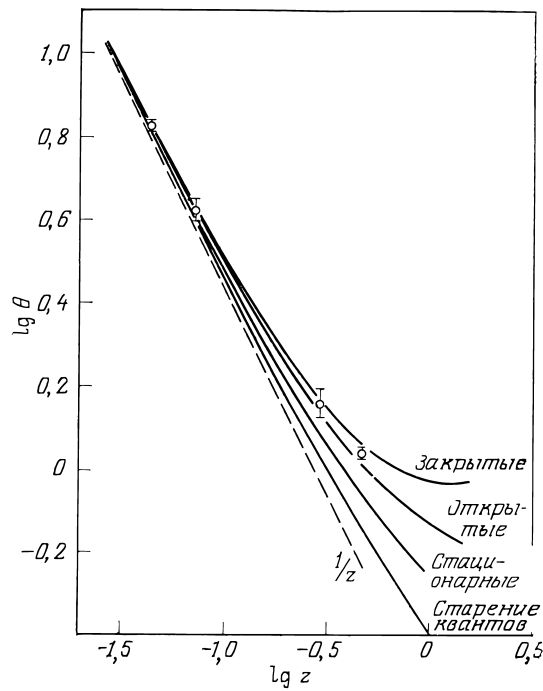
$$l = H^{-1} \ln(1+z),$$

а если геометрия евклидова, то угловой размер равен

$$\theta = d/l = Hd/\ln(1+z).$$

При красном смещении $z = 0,46$ эта величина меньше, чем даваемая формулой (28), примерно в 1,6 раза.

Этот тест трудноосуществим, потому что астрономические объекты, такие, как галактики, не имеют четких



Р и с . VI.1. Данные по наблюдениям углового размера, полученные Баумом. Замкнутые модели Лемэтра с $\Lambda = 0$ лежат выше верхней сплошной кривой, а открытые модели Лемэтра с $\Lambda = 0$ — между верхней и следующей линиями. Приведены также кривые для модели стационарной Вселенной и плоской модели старения квантов.

границ. Баум [9] построил остроумную схему для измерения угловых размеров далеких галактик, результаты которой показаны на рис. VI. 1. Каждая наблюдательная точка представляет собой среднее по большому числу галактик одного богатого скопления. Самая верхняя сплошная линия соответствует модели Эйнштейна—де

Ситтера [уравнение (28)], где один параметр, размер галактики d , подогнан к точкам с маленьким красным смещением. Замкнутые модели с $\Lambda = 0$, основанные на общей теории относительности, находятся выше этой кривой, а открытые модели — между верхней и следующей за ней кривыми. Наиболее поразительный факт, следующий из этого рисунка, состоит в том, что наблюдательные точки показывают заметное отклонение от простейшей формулы $\theta \propto z^{-1}$, и этот факт, по-видимому, можно будет использовать для прямого доказательства расширения Вселенной.

Модель старения квантов дает полезный критерий, по которому можно судить, насколько хорошо обоснована гипотеза расширения. На рис. VI. 1 видно, что эффект расширения, который приводит к отклонению от евклидовой кривой старения квантов к космологически плоской расширяющейся модели Эйнштейна—де Ситтера, существен и намного превышает очевидные пределы точности измерений Баума. Таким образом, если бы мы знали кривизну пространства, мы располагали бы измеряемым эффектом расширения. Но дело в том, что нам не известна кривизна пространства, и мы можем временно сохранить модель старения квантов, приняв *ad hoc* искривленную замкнутую, однородную, изотропную и статическую модель мира. Линейный элемент в этой модели выражается уравнением (16), где a — постоянная, которую можно принять равной единице. Тогда, соотношение между измеряемым угловым размером и собственным линейным размером d галактики с красным смещением z в этой искривленной модели старения квантов имеет вид [8]

$$\theta = \frac{d}{R \sin [\ln (1+z)/HR]} .$$

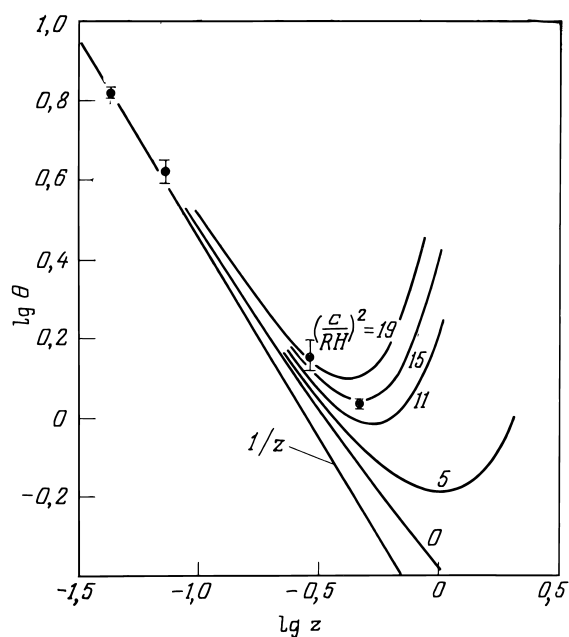
График углового размера как функции z в предположении фиксированного линейного размера d , не зависящего от красного смещения, приведен на рис. VI. 2. Очевидно, данные наблюдений аппроксимируются выбором параметра

$$(1/HR)^2 \approx 15,$$

или

$$R \approx 800h^{-1} \text{ Мпс.}$$

Влияние неоднородно распределенного вещества в межгалактическом пространстве на угловые размеры да-



Р и с . VI.2. Угловой размер в моделях старения квантов в искривленном пространстве.

লেখক গালাক্টিকৰ পৰা দূৰত্বৰ সৈতে বিবেচনা কৰা হৈছে বিভিন্ন লেখকৰ দ্বাৰা, যিবোৰৰ ফলাফল বিভিন্ন [10]. ইয়াত এই সমস্যাটো অধিক বিস্তৃতভাৱে বিবেচনা কৰা হৈছে, গতিকে ইয়াত কেৱল অনুমানৰ ক্ৰমবিন্যাস দিয়া হৈছে। যিহেতু গালাক্টিকৰ প্ৰকৃত ব্যাস d দেখা দিছে z ৰ লাল সন্নিবেশত, তথাপি $z_1 < z$ ৰ বাবে গালাক্টিকৰ পৰা আহোঁৱা আলোকৰ কোনো এটা অংশই ঘনত্বৰ অসমতাৰ বাবে, যিহেতু আলোকৰ এটা অংশই গালাক্টিকৰ এটা অংশৰ পৰা এটা কোণ $\delta\theta_1$ ৰেখাৰ পৰা আন এটা অংশৰ পৰা r — কো-

дината положения наблюдаемой галактики в системе с началом в точке наблюдения, и пусть r_1 — координата положения в системе с началом, связанным с неоднородностью плотности, причем координаты определяются уравнением (16). Тогда в отсутствие возмущающей неоднородности наблюдаемый угловой размер галактики удовлетворял бы соотношению

$$d = ar\theta.$$

Если же наблюдаемый угловой размер галактики равен $\theta + \delta\theta_0$, то видимый линейный размер равен

$$d' = ar(\theta + \delta\theta_0).$$

Но поскольку

$$d' - d = ar_1\delta\theta_1,$$

мы имеем [10]

$$\delta\theta_0 = \frac{r_1}{r} \delta\theta_1.$$

В модели Эйнштейна—де Ситтера это отклонение имеет вид [уравнение (27)]

$$\delta\theta_0 = \delta\theta_1 \frac{[(1+z_1)^{-1/2} - (1+z)^{-1/2}]}{[1 - (1+z)^{-1/2}]}.$$

Если бы отклонение луча вызывалось большой галактикой массы $10^{11}M_{\odot}$, то для прицельного параметра $R = 10$ кпс отклонение составляло бы

$$\delta\theta_1 = \frac{4GM}{Rc^2} \approx 0,4''.$$

Если же отклонение вызывается большим скоплением галактик, масса которого на четыре порядка, а радиус на два порядка больше, то угол отклонения был бы на два порядка больше. Однако здесь существенно изменение сходимости лучей от противоположных краев наблюдаемой галактики. Если диаметр галактики 10 кпс, то результирующее $\delta\theta_1$ уменьшается примерно на два порядка величины, так что результат будет почти сравним с отклонением луча одной большой галактикой.

Отклонение $\delta\theta_1 \approx 0,4''$ можно измерить, но маловероятно, что луч зрения пройдет достаточно близко к галактике в произвольно выбранном случае. Если наблюдаемая галактика велика, $M \sim 10^{11} M_\odot$, то интересно знать вероятность того, что другая большая галактика попадет в пределы телесного угла Ω , занимаемого наблюдаемой галактикой. При $z < 1$ имеем

$$P \approx \frac{\Omega}{3} \left(\frac{z}{H} \right)^3 n \approx 0,01z,$$

где для пространственной плотности галактик n мы использовали уравнение (3) гл. IV. Поскольку P мало, в типичном случае будет иметь место много незначительных возмущений со стороны более далеких галактик.

Среднее расстояние между большими галактиками примерно равно 2 Мпс. Если прицельный параметр ≈ 1 Мпс, то угол рассеяния $\delta\theta_1$ уменьшается примерно в ~ 100 раз, так как величина в знаменателе оказывается много больше и теряется множитель $\sim (1000 \text{ кпс})/(10 \text{ кпс})$ при представлении возмущений как сходимости лучей света; предполагая, что диаметр галактик 10 кпс, получаем $\delta\theta_1 \sim 10^{-4}''$. Если $z = 1$, то луч света проходит мимо ~ 1000 больших галактик на расстоянии ≈ 1 Мпс, и суммирование случайных отклонений дает $\delta\theta_0 \sim 10^{-2}''$ — слишком малое значение, чтобы представлять интерес. Более детальные расчеты Ганна дали, что изменение углового размера, вызванное большими галактиками, составляет около 1% [9]. Вполне возможно, что эти расчеты ошибочны, потому что в них пренебрегается некоторыми классами объектов, но имеющиеся данные говорят о том, что это не должно сильно влиять на статистическую проверку.

4. ТЕСТ КРАСНОЕ СМЕЩЕНИЕ — ВИДИМАЯ ЗВЕЗДНАЯ ВЕЛИЧИНА

Следующим важным тестом является соотношение между видимой звездной величиной и красным смещением далеких галактик. В расширяющейся модели расчеты ведутся следующим образом. На этот раз удобно поместить начало координат в наблюдаемой галактике. Пусть \mathcal{L} — полная светимость галактики (эрг/с), проинтегрированная

по всем частотам. Это излучение достигает наблюдателя с координатой положения r , распределяясь по поверхности площадью $4\pi a_0^2 r^2$. Энергия каждого фотона уменьшается в $(1+z)$ раз и во столько же раз уменьшается поток прибывающих фотонов [уравнение (24)]. Таким образом, наблюдаемый полный поток энергии [эрг/(с·см²)] от галактики равен

$$f = \mathcal{L}/[4\pi a_0^2 r^2 (1+z)^2]. \quad (29)$$

Если поверхностная яркость галактики постоянна по излучающему диску, то наблюдаемая поверхностная яркость равна потоку энергии (29), деленному на телесный угол Ω , стягиваемый галактикой. Для сферической галактики

$$\Omega = \pi\theta^2/4. \quad (30)$$

Согласно уравнениям (25), (29) и (30), наблюдаемая поверхностная яркость [эрг/(см²·с·ср)] равна

$$i = f/\Omega = (\mathcal{L}/\pi^2 d^2) (1+z)^{-4}. \quad (31)$$

Первый сомножитель в правой части — обычное выражение для поверхностной яркости однородно яркой галактики, определяемой ближним наблюдателем. Эта яркость ослабевает пропорционально четвертой степени сомножителя с красным смещением независимо от космологической модели. Уже рассмотренный пример этого эффекта состоял в том, что температура T горячей Вселенной пропорциональна $(1+z)^{-1}$, так что яркость $\sim T^4 \sim (1+z)^{-4}$.

Сэндейдж затратил значительные усилия на определение соотношения между видимой звездной величиной и красным смещением [1]. Используя формулу (29) с поправкой на наблюдения в фиксированной полосе частот, он определил параметр ускорения (или замедления)

$$q = -(\ddot{a}/\dot{a}^2)_0. \quad (32)$$

Это фиксированный параметр, определяющий ускорение современной Вселенной. Величина q пропорциональна члену второго порядка в разложении величины $a(t)$ в ряд Тейлора вблизи современной эпохи, а член первого порядка является постоянной Хаббла. Использование

этого параметра для расчета ожидаемого поведения кривых зависимости видимой величины или углового размера от красного смещения подробно описано в [2,3].

В космологической модели, основанной на общей теории относительности, с $\Lambda = P = 0$ из уравнений (10) и (11) мы имеем

$$2q = 1 + (R^{-2}/a_0^2 H^2), \quad (33)$$

что означает $q = 1/2$ в модели Эйнштейна—де Ситтера, $q > 1/2$ в закрытой модели $R^{-2} > 0$. Результаты Сэндейджа не показывают заметных отклонений от простейшего закона $f \sim z^{-2}$ вплоть до красного смещения $z \approx 0,2$ и совместимы также с параметром ускорения в окрестности $1/2$. Было бы слишком поспешно говорить, что этот тест отдает предпочтение открытой или закрытой модели.

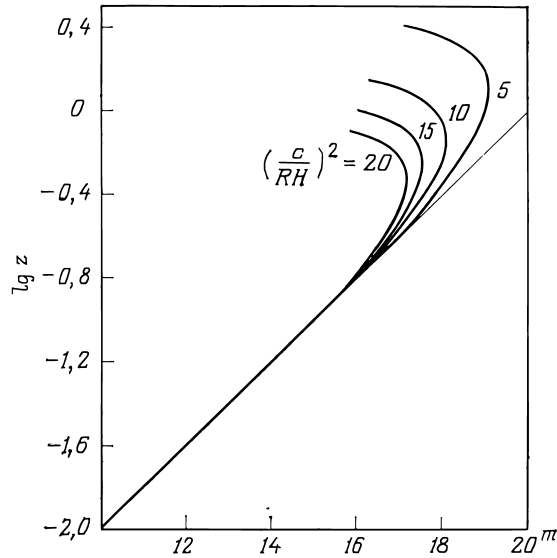
В модели старения квантов полный поток энергии от далекой галактики со светимостью \mathfrak{L} равен [8]

$$f = \frac{\mathfrak{L}}{4\pi R^2 (1+z) \sin^2 [(1+z)/HR]^2}, \quad (34)$$

где R — радиус кривизны однородного статического пространства. Отметим, что в знаменатель входит только первая степень $(1+z)$ в отличие от формулы (29), поскольку предполагается, что фотоны теряют энергию, но процесс старения квантов не влияет на скорость прибытия фотонов, если число фотонов сохраняется. Хаббл назвал эти два эффекта «эффектом энергии» и «эффектом числа»; дело в том, что если бы эффект числа можно было выделить и измерить, то можно было бы получить прямое доказательство расширения [8, 11].

Болометрический поток (34) нанесен в функции z на рис. VI. 3. Поскольку данные Сэндейджа, экстраполированные к $z \approx 0,2$ и видимой болометрической величине, не показывают отклонений от линейности, параметр $1/RH$, по-видимому, не может превышать ≈ 4 ; очевидно, это исключает возможность соответствия измерениям угловых размеров, проведенным Баумом¹.

¹ Неоднородность распределения вещества влияет на болометрическую величину [10]. — *Прим. ред.*



Р и с . VI.3. Соотношение красное смещение — видимая звездная величина в космологии при наличии старения квантов.

5. ТЕСТ ХАББЛА

Космологический тест Хаббла состоял в подсчете числа галактик в зависимости от предельной видимой звездной величины. Предположим, что мы наблюдаем в современную эпоху луч света, который в эпоху t имел координату положения $r(t)$. В пределах телесного угла Ω эпохе t соответствует площадь $\Omega a(t)^2 r(t)^2$ [уравнение (16)]. Эта площадь, умноженная на dt , равна объему пространства, охваченному за интервал dt , а умножая на пространственную плотность галактик в эпоху t , получаем число галактик в телесном угле Ω . Если галактики не рождаются и не разрушаются и если светимость каждой отдельной галактики не зависит от времени, то число галактик на 1 ср с потоком больше f [уравнение (29)] будет равно

$$\frac{dN}{d\Omega} (> f) = \int_0^{t_0} dt r^2 a_0^3 a(t)^{-1} n [> f] = 4\pi r^2 f a_0^4 a^{-2}(t), \quad (35)$$

где $n(> \mathcal{L})$ — число галактик на единицу объема со светимостью больше, чем \mathcal{L} в современной Вселенной.

Разумное приближение к функции светимости галактик дается уравнением (1) гл. II. Было показано, что для этой функции светимости наибольший вклад в число галактик до фиксированной предельной величины дают галактики с абсолютной величиной около

$$M_v^* \approx -19,5 + 5 \lg h. \quad (36)$$

Для определения порядков величин снова воспользуемся моделью Эйнштейна—де Ситтера. Боллометрический модуль расстояния, согласно (29) и (6) из приложения, равен

$$m - M = 5 \lg \frac{r}{10 \text{ пс}} \frac{a_0}{a(t)},$$

а из уравнений (27) и (36) имеем

$$M(z, m) - M^* = m - 22,9 - 5 \lg 2(1+z) [1 - (1+z)^{-1/2}]. \quad (37)$$

Если положить $M = M^*$, то это уравнение даст оценку типичного красного смещения галактик видимой величины m . Результат приведен в табл. VI.1. Напомним, что m — боллометрическая звездная величина. Поскольку наблюдения ведутся в фиксированном диапазоне, види-

Таблица VI.1

Красное смещение и видимая звездная величина

z	m	$K(1) = 2,5 \lg(1+z)$	$K_R(2)$	m_R
0,02	14,4	0,02	0	14,1
0,1	18,0	0,10	0	17,8
0,2	19,5	0,20	0,07	19,5
0,28	20,3	0,27	0,12	20,4
0,5	21,6	0,44		
1,0	23,3	0,76		
2,0	24,9	1,19		

мую величину следует исправить на эффект красного смещения спектра. Поток энергии, наблюдаемый в узкой полосе $\Delta\lambda$ на длине волны λ , равен

$$f_{\lambda}\Delta\lambda = \frac{\mathfrak{L}[\lambda/(1+z)]}{4\pi a_0^2 r^2 (1+z)^2} \frac{\Delta\lambda}{1+z},$$

где $\mathfrak{L}[\lambda/(1+z)]$ — светимость на единичный интервал длин волн. Первый множитель получен так же, как и в уравнении (29), а второй множитель есть полоса частот, исправленная за красное смещение. В красной области спектра $\mathfrak{L}(\lambda)$ для галактик имеет почти плоскую форму и не зависит от длины волны, поэтому поправочный множитель для фиксированной полосы равен $(1+z)^{-1}$, или ([7] гл. IV)

$$\Delta m \equiv K(1) = 2,5 \lg(1+z). \quad (38)$$

Эта поправка приведена в табл. VI. 1. Имеется также поправка $K(2)$, характеризующая отклонения от плоского спектра. В четвертой колонке дан поправочный множитель, выведенный Оуком и Сэндейджем для наблюдений в красной области, центрированной на длине волны 6300 Å ([8] гл. IV). В пятой колонке приведена видимая величина в красной области

$$m_R = m - 0,3 + K(1) + K_R(2), \quad (39)$$

где 0,3 — разность между видимой и красной величинами для ближайших галактик [3].

Исследуем отклонение подсчетов галактик от простейшего закона $n \sim f^{-3/2}$. Рассмотрим для примера модель Эйнштейна—де Ситтера и функцию светимости, даваемую уравнением (1) гл. II. Уравнения (35) и (27) для этой модели дают

$$N(< m) \propto \int_1^{\infty} \frac{d\omega}{\omega^{3/2}} (1 - \omega^{-1/2})^2 n[< M(m, z)], \quad (40)$$

где $\omega = 1 + z$. Пусть спектр \mathfrak{L}_{λ} плоский, так что $M(m, z)$ дается уравнениями (37) и (39) с $K(2) = 0$. При расчете по формуле (40) интегрирование обрывается при $M^* - 3$.

Представляет интерес отношение числа галактик $N(<m)$ в модели к значению, ожидаемому из простого закона

$$N_0 \propto 10^{0,6m},$$

нормированное к единице при малом красном смещении. Это отношение приведено в табл. VI. 2. Для чисел, за-

Таблица VI.2

Подсчеты галактик

m_R	N/N_0
16	0,71
18	0,49
20	(0,26)
22	(0,10)

ключенных в скобки, цветовая поправка $K(2)$, которой мы пренебрегли, становится значительной, так что эти числа не следует принимать всерьез. Конечно, эту поправку можно было учесть в некотором приближении в более детальных расчетах.

Тест подсчета галактик особенно привлекателен, так как измерить видимую величину гораздо легче и подсчеты можно провести до гораздо больших расстояний, чем измерения красного смещения или углового размера, так что отклонение от простейшей оценки может быть значительно больше. Наблюдения до предельной видимой величины $m_R = 20$ легко осуществимы, и поправка K при этом еще не значительна — порядка 4 в модели Эйнштейна—де Ситтера. Этот тест может быть сведен на нет, если количество слабых галактик сильно превышает значение, даваемое уравнением (1) гл. II. Тем не менее этот тест выглядит весьма перспективным для дальнейших исследований.

Тест Хаббла неоднократно применялся для подсчета радиоисточников [12]. Основную проблему для использования этих данных в качестве космологического теста представляет функция светимости радиоисточников, которая плохо известна, к тому же трудно сказать, как эта функция менялась со временем.

6. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ МОДЕЛИ ЛЕМЭТРА

С открытием квазаров с большими красными смещениями и, по-видимому, космологической природы и с намечающимися перспективами наблюдений галактик с красными смещениями, приближающимися к единице, астрономы испытывают потребность в простой переводной таблице для перехода от наблюдаемых величин к истинным. В этом разделе приводится список формул и графиков для этой цели.

Здесь мы примем, что давлением и космологической постоянной можно пренебречь. Тогда параметрами модели являются параметр ускорения q [уравнение (32)] и постоянная Хаббла, которую мы, как обычно, запишем в виде

$$H = 100h \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}.$$

Скорость расширения Вселенной [уравнение (17)] при помощи формулы (33) можно переписать в виде

$$\frac{\dot{a}(t)}{a(t)} = H(1+z)(2qz+1)^{1/2}, \quad (41)$$

а скорость изменения координаты положения фотона, движущегося к нам в радиальном направлении [уравнение (16)], равна

$$\frac{dr}{dt} = -(1+Kr^2)^{1/2} a(t), \quad (42)$$

где

$$K = H^2(1-2q)$$

[формула (33)] при $a_0 \equiv 1$. Маттиг [13] показал, что решение уравнений (41) и (42) имеет вид

$$r = \frac{qz + (q-1)[(1+2qz)^{1/2} - 1]}{q^2 H(1+z)}. \quad (43)$$

С учетом этого результата и уравнения (29) модуль расстояния, соответствующий красному смещению z , запишется в виде

$$m - M = 5 \lg z + K(2) + K(3). \quad (44)$$

Здесь m и M — видимая и абсолютная величины на некоторой фиксированной длине волны или в данном цвете, например $m_V — M_V$, и, конечно, предполагается, что m исправлено на поглощение. Первый член в правой части дает обычную зависимость от z , наблюдаемую при малых красных смещениях, а следующие два члена содержат поправочные множители, существенные при больших красных смещениях. Первый поправочный коэффициент $K(2)$ учитывает тот факт, что m измеряется в фиксированной полосе длин волн, а из-за космологического красного смещения в эту полосу попадают те или иные части спектра в зависимости от красного смещения. Если полоса наблюдений узкая, то $K(2)$ просто записывается в виде

$$K(2) = 2,5 \lg \frac{f(\lambda)}{f[\lambda/(1+z)]}, \quad (45)$$

где f — наблюдаемый поток энергии в единичном интервале длин волн (с поправкой на поглощение), а λ — длина волны наблюдений. K -член Сэндейджа имеет вид ([8] гл. IV)

$$K = K(2) + K(1),$$

где $K(1)$ определяется уравнением (38). Величина $K(1)$ вместе с релятивистскими поправками определяет величину

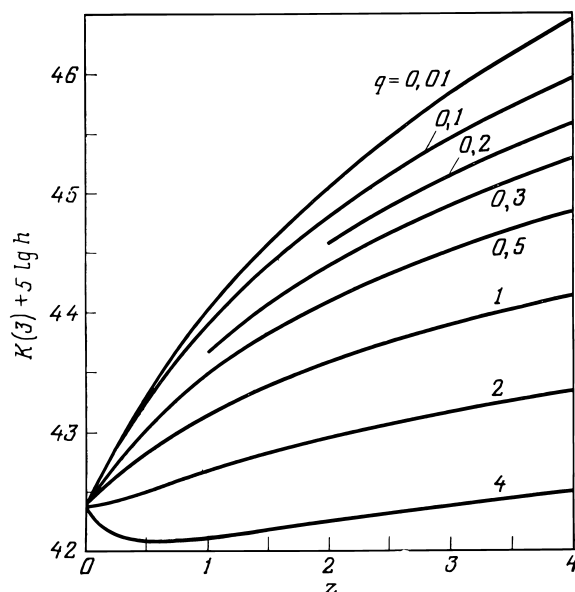
$$K(3) = A + 5 \lg \left(\frac{(1+z)^{1/2}}{q^2 z} \{qz + (q-1)[(1+2qz)^{1/2} - 1]\} \right).$$

Поправка $K(3)$ не зависит от цвета, в котором ведутся наблюдения. Постоянная A фиксирует масштаб:

$$A = 5 \lg \frac{c}{H(10 \text{ пс})} = 42,38 - 5 \lg h.$$

Величина $K(3)$ нанесена на рис. VI. 4 в функции z и q . Отметим, что отклонение от простого закона $m — M = 5 \lg z + \text{const}$ не очень велико, не больше чем на фактор 10 в светимости для $z = 3$.

Угловой размер объекта известного линейного диа-



Р и с . VI.4. Соотношение красное смещение — видимая звездная величина в модели Лемэтра. Величина $K(z)$ — релятивистский поправочный множитель в уравнении (44).

метра d в однородной модели равен [уравнения (25) и (43)]

$$\theta = \frac{dH}{c} \frac{q^2 (1 + z^2)}{qz + (q - 1) [(1 + 2qz)^{1/2} - 1]}.$$

Минимальный угловой размер при данном z определяется переходом к пределу $q \rightarrow 0$, что дает

$$\theta = \frac{dH}{c} \frac{(1 + z)^2}{z + z^2/2}, \quad q = 0.$$

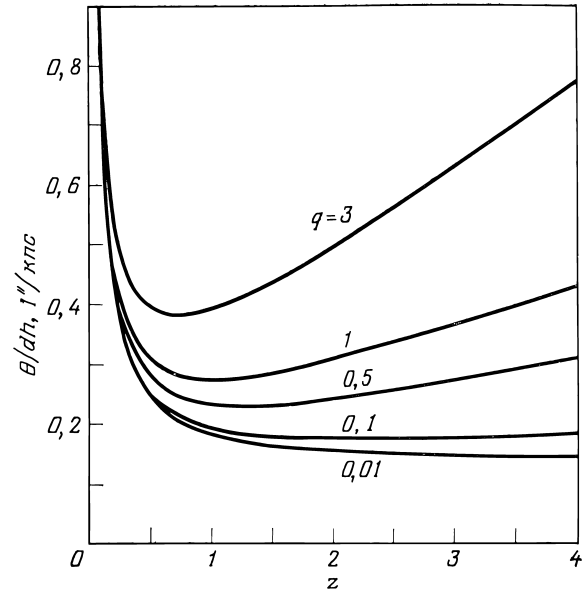
Угловой диаметр θ в зависимости от z и q приводится на рис. VI. 5. Если диаметр d измерен в килопарсеках, то, чтобы получить наблюдаемый угловой диаметр в секундах дуги, нужно величину, приведенную на графике, умножить на d и на $h = H/100$ км/(с · Мпс).

Наконец, иногда интересно знать, каков был возраст удаленного объекта в эпоху, когда излучение вышло из него. На рис. VI. 6 приведена удобная безразмерная величина $Ht(z)$, где $t(z)$ — время, прошедшее с тех пор, как свет, наблюдаемый в современную эпоху, покинул объект (с красным смещением z).

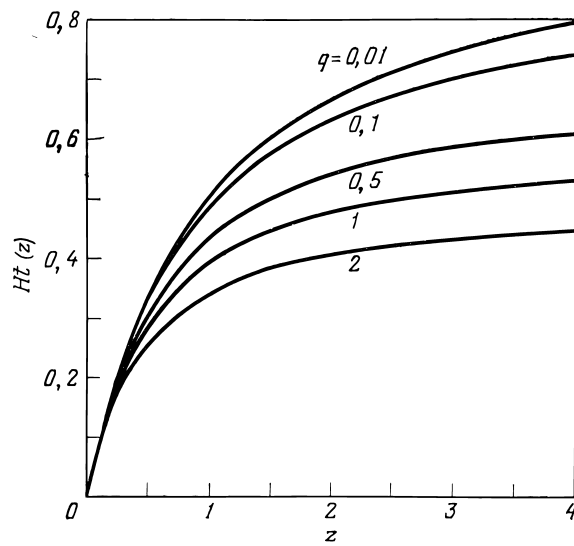
7. ВЫВОДЫ

Желательно иметь наблюдения до космологического красного смещения $z \approx 1$ и дальше, во-первых, чтобы просто проверить, выглядит ли Вселенная примерно такой, как мы предсказываем, а во-вторых, потому, что эффекты расширения становятся реальными и даже очевидными при большом красном смещении. Одна трудность состоит в том, что с увеличением красного смещения галактики становятся все слабее — полный поток энергии уменьшается с ростом z примерно по закону z^{-2} , а поверхностная яркость падает как $(1+z)^{-4}$. Очевидно, еще более серьезная трудность заключается в том, что спектр смещается в красную сторону, а светимость \mathcal{L} галактики резко падает на длинах волн короче 4500 \AA . Если наблюдения ведутся на 6300 \AA , то при красном смещении $z \geq 0,4$ поток сильно уменьшается. Наблюдения на более длинных волнах трудны из-за инфракрасного излучения атмосферы. Таким образом, пока не будет достигнут серьезный технический прогресс, упор следует делать на точные наблюдения при «умеренном» красном смещении $z \leq 1$. Квазары могут изменить картину, но до сих пор дело осложнялось огромным видимым разбросом светимостей квазаров и интерпретацией их красного смещения.

Поскольку каждый тест сопряжен с трудностями и подвержен систематическим ошибкам (например, из-за эффекта эволюции галактик), вряд ли можно гарантировать надежную проверку космологической модели, до тех пор пока не будет получено несколько согласующихся результатов при помощи тестов Сэндейджа и Хаббла, теста углового размера Баума и теста плотности вещества. В настоящее время наилучший вывод, полученный из исследования космологических моделей, таков, что параметр ускорения, вероятно, не превышает 1,5. В модели Лемэтра с



Р и с . VI.5. Угловой размер в модели Лемэтра.



Р и с . VI.6. Возрасты наблюдаемых объектов в модели Лемэтра.

$\Lambda = 0$ и $P \ll \rho c^2$ это означает, что плотность вещества

$$\rho_0 \leq 6 \cdot 10^{-29} h^2 \text{ г/см}^3$$

—значение, которое, конечно, не подводит черту под имеющимися наблюдениями, описанными в гл. IV. Если Вселенная замкнута, то современный радиус кривизны должен удовлетворять условию

$$a_0 R = (2q - 1)^{-1/2} cH^{-1} \geq 2000 h^{-1} \text{ Мпс.}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. *Sandage A. R.*, Physics Today, February 1970, p. 34 и ссылки на более ранние работы.
2. *Tolman R. C.*, Relativity, Thermodynamics and Cosmology, 1934; *Ландау Л. Д.*, *Лифшиц Е. М.*, Теория поля, 4-е изд., Физматгиз, 1962; *McVittie G.*, General Relativity and Cosmology, 1956. (Русский перевод: *Мак-Витти Г. К.*, Общая теория относительности и космология, М., ИЛ, 1961.) *Robertson H. P.*, *Noonan T. W.*, Relativity and Cosmology, Philadelphia, 1968.
3. *Sandage A. R.*, Astrophys. J., **133**, 355 (1961).
4. Это преобразование координат разобрано в работе: *Peebles P. J. E.*, Amer. J. Phys. **37**, 410 (1969).
5. *Misner C. W.*, Astrophys. J., **151**, 431 (1968); Phys. Rev. Lett., **22**, 1071 (1969); *Hawking S.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **142**, 129 (1969).
6. *Robertson H. P.*, Proc. Nat. Acad. Sci., **15**, 822 (1929); *Walker A. G.*, Quart. J. Math. (Oxford), **6**, 81 (1935).
7. *Dingle H.*, Proc. Nat. Acad. Sci., **19**, 559 (1933).
8. Эта модель впервые обсуждалась в работе: *Hubble E.*, *Tolman R. C.*, Astrophys. J., **82**, 307 (1935). Современные перспективы наблюдательных тестов обсуждаются М. Геллером (*M. Geller*) и П. Дж. Е. Пиблсом.
9. *Baum W. A.*, in The Proceedings of IAU Conference 44, Uppsala, 1970.
10. *Зельдович Я. Б.*, Астрон. ж., **41**, 19 (1964); *Bertotti B.*, Proc. Roy. Soc., **A294**, 195 (1966); *Gunn J. E.*, Astrophys. J., **147**, 61 (1967).
11. [1], гл. I; гл. VIII настоящей книги.
12. Обзор дан в работе: *Ryle M.*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **6**, 249 (1968).
13. *Mattig W.*, Astron. Nachr., **284**, 109 (1958).

ГЛАВА VII

ИСТОРИЯ ВСЕЛЕННОЙ. СЦЕНАРИЙ

В предыдущих главах мы имели дело главным образом с современной Вселенной или Вселенной при умеренных красных смещениях $z \leq 0,3$. Другой важный удар в космологии был направлен на то, чтобы вывести из теоретических и философских соображений, а также из тех «ископаемых остатков», которые нам удастся извлечь, какой была Вселенная в далеком прошлом, и, возможно, посредством этого хотя бы частично понять, почему современная Вселенная именно такая. Очевидно, до прогресса здесь еще далеко, гораздо дальше, чем при более скромных исследованиях современной Вселенной, но и здесь есть несколько заслуживающих внимания вопросов и путей исследования.

Микроволновое фоновое излучение, по-видимому, важнейший из «ископаемых остатков». Спектр его, близкий к тепловому при $\lambda \geq 0,3$ см, заставляет предполагать, что Вселенная расширялась от плотного состояния, потому что не известны другие естественные механизмы образования такого спектра в современной Вселенной. С другой стороны, в той степени, в какой спектр излучения является тепловым, по нему нельзя судить ни о взаимодействии, при помощи которого оно было термализовано, ни даже о температуре, при которой произошла термализация. Лучше всего искать ответ на вопрос: какие условия, какие возможные пути эволюции Вселенной могли привести к современному тепловому спектру горячей Вселенной [1]?

Другой ключ к решению проблемы — это современное состояние и распределение вещества. Мы знаем, что некоторое количество вещества сконцентрировано в галактиках; согласно гипотезам, неопределенная часть более или менее однородно распределена в виде межгалакти-

ческого газа, и, конечно, следует быть готовым к тому, что существуют другие формы материи. Два очевидных вопроса таковы: какими процессами сопровождалась фрагментация некоторой части или всего вещества на галактики? Каковы процессы, определяющие современное состояние оставшегося межгалактического вещества? Поскольку существование межгалактического вещества еще далеко не доказано, дискуссии о состоянии, в котором оно должно находиться, носят весьма условный характер. Было много попыток построить самосогласованную картину, в которой имелся бы плотный межгалактический газ ($n_0 \sim 10^{-5} \text{ см}^{-3}$), не обнаружимый в тестах, описанных в гл. IV [2]. Проблема плотного межгалактического газа связана также с эффектом гравитационной неустойчивости, тенденцией к росту возмущений плотности, все усиливающейся по мере расширения Вселенной.

Другим «ископаемым остатком» может служить магнитное поле Галактики. Утверждалось [3], что трудно представить себе, каково происхождение современного магнитного поля Галактики напряженностью $\sim 10^{-6}$ Гс, хотя эта проблема является предметом рассмотрения [4, 21*]. Если магнитное поле Галактики первично, то можно положить для современного межгалактического поля значение порядка 10^{-10} Гс, так как если вещество, связанное с этим полем, с современной средней плотностью $\sim 10^{-30}$ г/см³ сжать до плотности в Галактике $\sim 10^{-24}$ г/см³ с сохранением магнитного потока, то это приведет к появлению поля в Галактике напряженностью около 10^{-6} Гс. Легко проверить, что время жизни магнитного поля с размерами, сравнимыми с Галактикой, относительно омической диссипации много больше H^{-1} . Поэтому магнитное поле могло существовать уже в момент зарождения расширяющейся Вселенной. Интересно понять, как первичное магнитное поле могло влиять на эволюцию Вселенной вблизи сингулярности в модели Лемэтра [5]¹ и при образовании структур типа галактик? Другая, еще более трудная проблема состоит в том, чтобы узнать, что мог бы рассказать о происхождении Вселенной сам факт существования первичного магнитного поля.

¹ Этот вопрос рассмотрен в [2*, 22*, 23*]. — Прим. ред.

Утверждалось, что вследствие видимой симметрии микромира (существование вещества и антивещества) было бы удивительно, если бы преобладание вещества над антивеществом в Солнечной системе было характерно для всей Вселенной [6]. Не исключено, к примеру, что туманность Андромеды состоит из антивещества, а не из вещества. Однако вряд ли можно это установить, пока не будет достигнут значительный прогресс в нейтринной астрономии. Для объяснения столь явного разделения вещества и антивещества можно просто принять, что в различных областях пространства с самого начала имел место избыток вещества или антивещества [7]. Предпринимались поиски механизмов разделения вещества и антивещества при условии, что сначала они были хорошо перемешаны [6].

Возвращаясь к гипотезе горячей Вселенной, зададимся вопросом, почему современная температура оказалась равной $T_0 = 2,7$ К? Чтобы сформулировать проблему вне зависимости от эпохи, нужно рассмотреть энтропию. Энтропия излучения на нуклон, деленная на постоянную Больцмана, есть безразмерная величина [уравнение (6) гл. V]

$$S/k \sim 10^8,$$

которая на много порядков отличается от другого магического числа космологии

$$e^2 / Gm_p^2 \sim 10^{40}.$$

Иначе говоря, S/k — число квантов, излученное на нуклон. Большое S/k может означать, что на очень ранней стадии расширение крайне плотной Вселенной было сильно необратимым и что S/k есть полная энтропия, возникшая при расширении. Другая гипотеза состояла в том, что энтропия осталась от более раннего цикла в осциллирующей Вселенной. Однако если принять обычный закон о невозможности уменьшения энтропии и предположить, что Вселенная однородна, то следует сделать вывод, что Вселенная не могла осциллировать бесконечное время, так как это привело бы к накоплению бесконечной энтропии [2*, 4*, 24*]. В осциллирующей модели этот факт аналогичен старому аргументу, что если бы Вселенная была однородной и сохраняла бы энтропию, то яркость

свечения неба была бы такой же, как блеск звезд. Этот очень важный момент, который, согласно Яки [8], сформулирован Галлеем и Чезо, называется парадоксом Ольберса. Наконец, Омнес [6] выдвинул гипотезу, что безразмерное число S/k можно вывести из первых принципов, если в очень плотной Вселенной на ранней стадии расширения хорошо перемешанные между собой и холодные вещество и антивещество присутствовали в равных количествах, а излучение горячей Вселенной является термализованным излучением, возникшим в результате аннигиляции, когда вещество и антивещество разделились. Неразделившееся вещество проаннигилировало.

Ни одна из этих гипотез не разработана до конца, а в некоторых случаях имеются лишь наброски, что не удивительно ввиду большого числа неопределенностей. В настоящей главе мы знакомим с примерами различных гипотез. Ясно, что мы не совсем уверены даже в том, какие вопросы нам хотелось бы задать, какие концепции не устареют, а выбор примеров — лишь дело вкуса автора. Первое, на чем следует остановиться, — это скорость релаксации излучения к тепловому равновесию. В современную эпоху наблюдается фоновое излучение с примерно тепловым спектром. Если такое толкование справедливо, то ограничения на возможную историю Вселенной следуют из условий: 1) в некоторой точке Вселенная должна была находиться в таком состоянии, что излучение могло бы прийти в тепловое равновесие, 2) с тех пор нетепловые процессы не должны были серьезно исказить спектр. Первый из этих пунктов рассматривается в разд. VII, 1, где сделана попытка перечислить процессы, которые считаются важными для тепловой релаксации излучения горячей Вселенной в предположении, что она была однородна и изотропна. Тогда характерное время расширения является функцией параметра расширения a (рис. VII. 1), а ограничение состоит в том, что в некоторой точке характерное время расширения Вселенной должно превышать время релаксации, чтобы гарантировать спектр абсолютно черного тела для горячей Вселенной. В разд. VII, 2 рассматриваются некоторые аспекты того факта, что Вселенная явно неоднородна и неизотропна. Необходимо понять эволюцию неоднородностей в эволюционирующей Все-

ленной. В разд. VII, 3 рассмотрены возможные возмущения спектра горячей Вселенной из-за нетепловых процессов.

1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЕЩЕСТВА И ИЗЛУЧЕНИЯ ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

Если теория горячей Вселенной справедлива, то ее излучение должно было играть важную динамическую и тепловую роль на ранней стадии расширения Вселенной, так как эквивалентная плотность массы излучения увеличивается с ростом красного смещения быстрее, чем плотность обычного вещества — нуклонов и электронов. Если $T_0 = 2,7$ К, то при красном смещении $z \sim 10\,000$ плотность массы излучения вносила бы основной вклад в полную плотность и во Вселенной преобладало бы излучение. По-видимому, по случайному совпадению, примерно при таком же красном смещении излучение было бы достаточно горячим, чтобы термически ионизировать водород, а томсоновское рассеяние очень сильно связывало бы вещество и излучение. Ниже мы подробно остановимся на этой интересной эпохе с красным смещением от ~ 1000 до $10\,000$, температурой от 3000 до $30\,000$ К, концентрацией вещества от $\sim 10^3$ до 10^6 протон/см³, в которую вещество и излучение, возможно, разделились.

Будут приняты следующие допущения:

1. Наблюдается излучение горячей Вселенной со спектром, близким к тепловому, и современной температурой $T_0 = 2,7$ К.

2. Вселенная была однородна и изотропна с хорошим приближением, и вещество в момент последнего теплового контакта с излучением было распределено однородно. Из соображений симметрии, ведущих к уравнениям (14) гл. I и (4) гл. V, можно считать, что температура излучения и плотность вещества в эпоху z удовлетворяли условиям

$$T = T_0(1 + z), \quad n = n_0(1 + z)^3. \quad (1)$$

3. Параметр n_0 в (1) можно записать в виде [уравнение (1) гл. IV]

$$n_0 = \Omega n_c = 1,12 \cdot 10^{-5} \Omega h^2 \text{ см}^{-3}, \quad (2)$$

где принимается, что значение безразмерного параметра Ω лежит в диапазоне [ср. уравнение (7) гл. IV]

$$0,01 \leq \Omega \leq 1. \quad (3)$$

Будем считать, что при больших красных смещениях, скажем $z \geq 30$, вещество, которое теперь находится в галактиках, так же как и межгалактическое вещество, было однородно распределенным газом. Выбор красного смещения объясняется тем, что при $z \geq 30$ галактики, наблюдаемые в настоящую эпоху, сливались бы. Конечно, это не есть единственная возможность. Например, предполагалось, что галактики выбрасываются из ядер, возможно, в виде некоторых запоздавших осколков «большого взрыва».

4. При $z \geq 30$ элементы тяжелее водорода отсутствуют. Вполне возможно, что имелся гелий, но его присутствие не изменяет качественной картины.

Поскольку атомарный водород слабо взаимодействует с излучением, прежде всего интересно определить красное смещение, при котором вещество уже находится в ионизированном состоянии.

а. Тепловая ионизация водорода. Равновесную степень ионизации водорода излучением абсолютно черного тела при температуре T можно найти следующим образом. Пусть некоторое количество вещества заключено в ящике объема V при температуре T . Тогда априорная вероятность нахождения вещества в определенном состоянии с энергией E пропорциональна

$$e^{-E/kT}. \quad (4)$$

Теперь нужно просуммировать (4) по набору состояний, имеющих некоторую выбранную степень ионизации, а затем найти такую степень ионизации, при которой сумма по состояниям S максимальна. С хорошей точностью энергию E в (4) можно представить в виде суммы энергий отдельных свободных частиц: электронов, протонов и атомов водорода, так что, просуммировав (4), получим

$$S = \sum e^{-E_{n_1}/kT} e^{-E_{n_2}/kT} \dots, \quad (5)$$

где E_n представляет собой энергию отдельного электрона, или протона, или атома. Суммирование проведено по всем возможным n_i для N_e электронов, N_e протонов и $N - N_e$ атомов. Поскольку плотность мала, вероятность занятости некоторого выбранного одночастичного состояния также мала, так что в сумму (5) вносится небольшая ошибка, когда учитываются запрещенные комбинации, если две или более одинаковые частицы занимают одно и то же одночастичное состояние. Если добавить эти члены, то (5) сводится к виду

$$S = \frac{Z_e^{N_e} Z_p^{N_e} Z_H^{N-N_e}}{N_e!^2 (N - N_e)!} . \quad (6)$$

Здесь

$$Z = \sum e^{-E_n/kT} , \quad (7)$$

где суммирование ведется по всем n одночастичным состояниям электронов в объеме V . Величины Z_p и Z_H определяются аналогично. Факториалы появляются в знаменателе (6) потому, что $Z_e^{N_e}$ образует данный набор электронных квантовых чисел $(n_1, n_2 \dots)$, $N_e!$ раз, когда все квантовые числа различны, что почти всегда выполняется, а мы хотим учесть данный набор только один раз. Следующий шаг состоит в замене суммы (7) интегралом. Число одночастичных состояний в объеме V с импульсом от p до $p + dp$ равно

$$2 (4\pi p^2 V dp) / h^3 ,$$

где множитель 2 учитывает два спиновых состояния электрона, h — постоянная Планка (не путать с безразмерной постоянной Хаббла!). С учетом этой формулы для плотности числа состояний и уравнений энергии

$$E_e = p_e^2 / 2m_e , \quad E_H = (p_H^2 / 2m_H) - B ,$$

где B — энергия связи атома водорода, имеем

$$\begin{aligned} Z_e &= 2 (2\pi m_e kT)^{3/2} V / h^3 , \\ Z_H &= 4 (2\pi m_H kT)^{3/2} V e^{B/kT} / h^3 \end{aligned} \quad (8)$$

и аналогично для протонов. Чтобы найти значение N_e , при котором S максимально, вычислим логарифм, используя приближение Стирлинга:

$$\ln N! = N \ln N - N,$$

а затем приравняем нулю производную:

$$\frac{\partial}{\partial N_e} \ln S = 0.$$

В результате получим формулу Саха

$$\frac{N_e^2}{N - N_e} = \frac{Z_e Z_p}{Z_H} = \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} V e^{-B/kT}.$$

Степень ионизации x определяется отношением

$$x = N_e / N,$$

где N — общее число атомов и свободных протонов, а x , очевидно, удовлетворяет соотношению

$$x^2 / (1 - x) = (2\pi m_e kT)^{3/2} e^{-B/kT} / nh^3, \quad (9)$$

где $n = N/V$ — плотность числа нуклонов.

Плотность числа нуклонов и температура задаются как функции красного смещения уравнениями (1) — (3). Подставляя эти величины в формулу (9), получим равновесную степень ионизации, приведенную в табл. VII. 1.

Таблица VII.1

Равновесная степень ионизации

1+z	T, K	Ωh^2			
		10	1	0,1	0,01
1000	2700	0,00001	0,00004	0,00011	0,0003
1200	2970	0,00125	0,0040	0,0124	0,0388
1400	3240	0,0356	0,108	0,303	0,664
1600	3780	0,358	0,732	0,954	0,995
1800	4860	0,914	0,990	1	1
2000	5400	0,995	0,9995	1	1

Видно, что равновесное, преимущественно ионизированное состояние имеет место при красном смещении, превышающем примерно 1400, с небольшими изменениями в предполагаемом диапазоне Ωh^2 . Скорость релаксации к этому равновесному состоянию рассматривается в следующем разделе.

б. Тепловая ионизация и скорости рекомбинации.

Скорость радиативной рекомбинации в веществе с температурой T_e и концентрацией электронов и протонов n_e можно записать в виде

$$-\frac{dn_e}{dt} = \alpha(T_e) n_e^2,$$

откуда характерное время рекомбинации равно

$$t_r = (\alpha n)^{-1}. \quad (10)$$

Коэффициент рекомбинации α равен среднему сечению рекомбинации, умноженному на скорость. При расчете α прямыми рекомбинациями в основное состояние следует пренебречь, так как средняя длина свободного пробега рекомбинационного фотона относительно ионизации другого атома невелика. Таблица коэффициентов рекомбинации дана Бордменом [9].

Важной величиной является произведение времени рекомбинации (10) на скорость расширения \dot{a}/a , и сначала интересно оценить ее для современной Вселенной. Эти оценки приведены в табл. VII. 2 для современной Вселен-

Таблица VII.2

Рекомбинация плазмы в современной Вселенной

T, K	$Ht_r, (\Omega h)^{-1}$
100	0,066
1 000	0,28
3 000	0,56
10 000	1,3

ной, где параметр плотности Ω [соотношение (3)] — плотность однородно распределенной межгалактической плазмы. Очевидно, что если плазма умеренно горячая или не слишком плотная, $\Omega h < 1$, то она не должна рекомбинировать. С другой стороны, при фиксированной температуре t_r меняется по закону $(1+z)^{-3}$, в то время как скорость расширения в космологических моделях, основанных на общей теории относительности, обычно меняется по закону $(1+z)^{3/2}$, так что при умеренно большом красном смещении заметное количество достаточно холодной межгалактической плазмы должно рекомбинировать в отсутствие ионизирующего излучения¹.

Скорость ионизации атомов водорода излучением абсолютно черного тела при температуре T можно записать в виде

$$\frac{dn_{\text{H}}}{dt} = -\beta(T) n_{\text{H}},$$

где β определяется из условия, что в равновесии, когда ионизация задается формулой (9), скорости ионизации и рекомбинации одинаковы, т. е.

$$\beta = \alpha(T) (2\pi m_e kT)^{3/2} e^{-B/kT} / h^3. \quad (11)$$

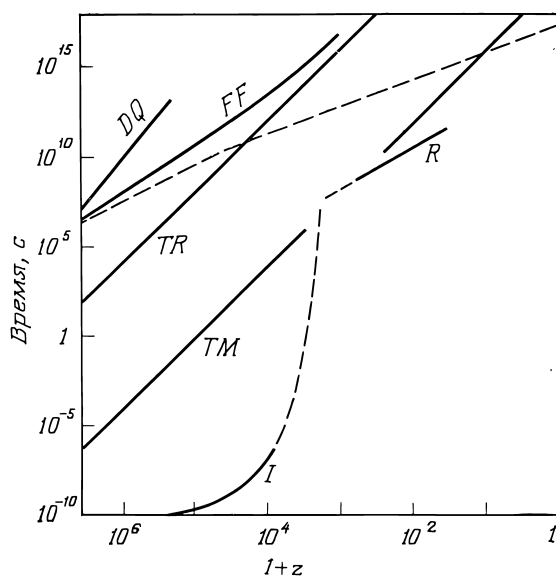
Вблизи равновесного перехода от ионизированного вещества к нейтральному эта формула неприменима, так как в тепловом равновесии ионизирующих фотонов меньше, чем нуклонов. Поэтому, если вещество находилось в ту эпоху в виде атомарного водорода, то оно не ионизировалось бы, если бы не было процессов релаксации, сохраняющих полным высокоэнергичный хвост планковского распределения. Когда $T < 10^5$ К, отношение числа ионизирующих фотонов равновесного излучения к нуклонам, согласно уравнениям (7) гл. V и (1), равно

$$\frac{n_{\gamma}}{n} \approx \frac{16\pi}{n} \left(\frac{kT}{hc} \right)^3 e^{-B/kT} = \frac{3 \cdot 10^7}{\Omega h^2} e^{-160\,000/T}.$$

Это отношение равно единице при $T = 10^4$ К и быстро увеличивается с ростом T . Поэтому при $T \geq 10^4$ К среднее время жизни атома относительно тепловой фотодис-

¹ Заключительные стадии рекомбинации сложнее. См. [25*].—
Прим. ред.

социации задается β^{-1} [уравнение (11)], где α включает рекомбинацию прямо в основное состояние. Среднее время жизни β^{-1} для $\Omega h^2 = 1$ приведено на рис. VII. 1 (кривая I). Эта кривая соединяется с кривой времени рекомбинации R [уравнение (10)]. Для сравнения приведен возраст космологической модели в зависимости от времени



Р и с . VII.1. Времена релаксации для космологической модели. Сплошные линии определяют характерные времена релаксации для процессов, описанных в тексте. Верхняя штриховая линия есть время расширения в космологической модели Лемэтра.

для космологически плоской модели с $h = 1$. Эта зависимость приближается к модели Эйнштейна — де Ситтера с тем исключением, что она содержит излучение абсолютно черного тела при $T_0 = 2,7$ К, поэтому при большом красном смещении в этой модели преобладает излучение, что изменяет наклон кривой при $z \sim 10^4$. Для других моделей, основанных на общей теории относительности, с $\Lambda = 0$ кривые будут очень похожи. Очевидно, если скорость расширения не сильно отличается от предсказан-

ной общей теорией относительности, то вещество должно быть ионизировано при красном смещении $z \gg 4000$.

в. Температура вещества и томсоновское торможение. При $z \sim 1000$ основным процессом, способствующим сохранению температуры вещества, равной температуре излучения, является томсоновское рассеяние на свободных электронах. Обмен теплом между веществом и излучением в этом процессе идет следующим образом. Рассмотрим электрон, движущийся со скоростью $v \ll c$. В системе покоя электрона температура излучения имеет вид [уравнение (39) гл. V]

$$T(\theta) = T \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right).$$

Интенсивность излучения (поток энергии на стерадиан) составляет

$$i(\theta) = aT^4(\theta) c / 4\pi,$$

а поток импульса на стерадиан равен i/c . Сечение томсоновского рассеяния равно

$$\sigma_T = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2,$$

и с необходимой точностью ($v \ll c$) не зависит от частоты. Поскольку в системе покоя электрона отсутствует асимметрия рассеянного излучения, то из этих уравнений скорость передачи импульса электрону имеет вид

$$F = - \int \sigma_T \frac{i(\theta)}{c} \cos \theta d\Omega = - \frac{4}{3} \sigma_T aT^4 \frac{v}{c}. \quad (12)$$

Это и есть сила торможения излучением, действующая на электрон.

В этом процессе отсутствует поправка на индуцированное излучение. Чтобы понять, с чем это связано, заметим, что скорость рассеяния фотона из i -й моды излучения в f -ю моду пропорциональна

$$\mathfrak{N}_i (1 + \mathfrak{N}_f),$$

где \mathfrak{N}_i и \mathfrak{N}_f — число фотонов на соответствующую моду [уравнение (51) гл. IV]. Первый множитель показывает, что скорость пропорциональна числу фотонов \mathfrak{N}_i , способных рассеяться. Второй множитель есть сумма коэффи-

циентов спонтанного и индуцированного ($\propto \mathfrak{N}_f$) переходов в f . Обратный процесс — рассеяние фотона f -й моды в i -ю — дает вклад в передачу момента, противоположный по знаку, но с теми же коэффициентами, поэтому для получения полной передачи момента следует просуммировать по всем членам выражение

$$\mathfrak{N}_i(1 + \mathfrak{N}_f) - \mathfrak{N}_f(1 + \mathfrak{N}_i) = \mathfrak{N}_i - \mathfrak{N}_f.$$

Таким образом, в величину справа индуцированное излучение не входит.

Средняя скорость потери энергии на электрон из-за торможения излучением, усредненная по распределению электронов по скоростям, согласно (12), равна

$$\langle -Fv \rangle = \frac{4}{3} \sigma_T aT^4 \langle v^2 \rangle / c = 4\sigma_T aT^4 kT_e / m_e c, \quad (13)$$

где электронная температура определяется как обычно:

$$\frac{1}{2} m_e \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} kT_e.$$

В то же время электроны приобретают энергию при броуновских флуктуациях под действием давления излучения, и при $T = T_e$, очевидно, скорость потерь энергии (13) должна равняться скорости приобретения энергии, так что полная скорость передачи энергии излучения веществу на электрон должна быть равна [10]

$$\frac{dQ}{dt} = 4\sigma_T aT^4 k (T - T_e) / m_e c. \quad (14)$$

Электроны передают энергию ионам при кулоновских рассеяниях. Скорость передачи энергии получена Спитцером [11]. Оказывается, что если температура не слишком велика: $T < 10^6$ К, то обмен энергией между электронами, ионами и атомами идет более интенсивно, чем между излучением и веществом (14), поэтому можно предположить, что вещество имеет однородную температуру T_e . Если вещество полностью ионизировано, то его кинетическая энергия равна $3kT_e$ на электрон и из (14) имеем

$$\dot{T}_e = \frac{4\sigma_T aT^4}{3m_e c} (T - T_e). \quad (15)$$

Характерное время изменения температуры от T_e до T

тогда равно

$$t_T = 3m_e c / (4\sigma_T aT^4)$$

(линия TM на рис. VII. 1), причем предполагается, что вещество полностью ионизировано.

г. Томсоновское рассеяние и спектр излучения. До сих пор мы принимали, что излучение имеет тепловой спектр. Важным процессом, способным вызвать отклонения от теплового спектра, может служить томсоновское рассеяние¹ — процесс, рассмотренный в предыдущем разделе, но здесь мы обратим внимание на изменение энергии фотона при рассеянии. Этот процесс анализировался Компанейцем [12] и Вейманном [10].

Нам нужно получить функцию распределения вероятности энергии рассеянного фотона, если данный падающий фотон рассеян электроном, движущимся со скоростью $v \ll c$. Расчеты довольно длинны, так как необходимо учитывать эффекты индуцированного излучения. Расчеты наиболее просты в системе покоя электрона. Функция распределения фотонов \mathfrak{N} инвариантна относительно преобразований Лоренца, что сразу следует из того факта, что излучение абсолютно черного тела, наблюдаемое в движущейся системе, сохраняет спектр абсолютно черного тела [уравнение (39) гл. V], поэтому преобразование Лоренца осуществляется просто.

Рассмотрим электроны, движущиеся в заданном направлении в малом телесном угле со скоростью в пределах малого интервала с некоторым центральным значением v . Плотность числа этих электронов равна δn . Пусть положительная ось X системы координат направлена вдоль вектора скорости электрона. Тогда преобразования Лоренца для координат, частоты фотона ν и угла движения фотона θ относительно X имеют вид

$$t = (t_1 + vX_1 / c^2) / (1 - v^2/c^2)^{1/2}, \quad (16)$$

$$\nu = \nu_1 (1 + v \cos \theta_1 / c) / (1 - v^2 / c^2)^{1/2}, \quad (17)$$

$$\cos \theta_1 = (\cos \theta - v/c) [1 - v \cos \theta / c]^{-1}, \quad (18)$$

¹ Естественно, это имеет место лишь в том случае, если электроны неравновесные. — *Прим. ред.*

где индекс 1 относится к системе покоя электрона. Расчеты будут производиться в том же порядке, что и в (12), т.е. во втором порядке по v/c и в первом порядке по $h\nu/m_e c^2$.

Из инвариантности \mathfrak{N} следует, что

$$\mathfrak{N}_1(\nu_1, \theta_1, t_1, X_1) = \mathfrak{N}(\nu, t), \quad (19)$$

где

$$t = (t_1 + \nu X_1 / c^2) / (1 - \nu^2 / c^2)^{1/2}.$$

В первоначальной сопутствующей системе координат \mathfrak{N} однородно и изотропно, так то надо рассмотреть только аргументы ν и t . Из этого уравнения получаем, что скорости рассеяния в системе покоя электрона и в сопутствующей системе координат связаны соотношением

$$\frac{d\mathfrak{N}_1}{dt_1} = \frac{\partial \mathfrak{N}_1}{\partial t_1} + \mathbf{c} \cdot \nabla_1 \mathfrak{N}_1 = \frac{\partial \mathfrak{N}}{\partial t} \left(1 + \frac{\nu}{c} \cos \theta\right) \left(1 - \frac{\nu^2}{c^2}\right)^{-1/2}. \quad (20)$$

Скорость рассеяния, определяемая покоящимся наблюдателем в системе, связанной с электроном, равна

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \mathfrak{N}_1(\theta_1, \nu_1) &= c \delta n_1 \int \frac{d\sigma}{d\Omega'_1} d\Omega'_1 \times \{ [1 + \mathfrak{N}_1(\theta_1, \nu_1)] \times \\ &\times \mathfrak{N}_1(\theta'_1, \nu_1 + \delta\nu_1) \left(\frac{\nu_1 + \delta\nu_1}{\nu_1}\right)^2 \frac{\partial}{\partial \nu_1} (\nu_1 + \delta\nu_1) - \\ &- [1 + \mathfrak{N}_1(\theta'_1, \nu_1 - \delta\nu_1)] \mathfrak{N}_1(\theta_1, \nu_1) \}. \end{aligned} \quad (21)$$

Здесь $\delta\nu_1$ — комптоновское выражение для передачи энергии от излучения к электрону, когда электрон первоначально покоится:

$$\delta\nu_1 = \frac{h\nu_1^2}{m_e c^2} (1 - \cos \Theta), \quad (22)$$

где Θ — угол рассеяния фотона и сохранены члены первого порядка по $h\nu_1/m_e c^2$. Первый член в фигурных скобках в (21) есть скорость, с которой рассеиваются фотоны, падающие под углом θ'_1 в пучок, а первый множитель есть поправка на индуцированное излучение. Второй множитель определяет число фотонов, которые могут быть рассеяны. Последние два множителя являются поправ-

ками к этому числу для большего фазового пространства и для частоты $\nu_1 + \delta\nu_1$. Второй член представляет собой скорость рассеяния из пучка.

Для упрощения выражения (21) разложим величины \mathfrak{N} в степенные ряды по малому изменению частоты $\delta\nu_1$. Однако сначала удобно произвести замену переменных. Согласно формулам (17) и (19), можно записать

$$\mathfrak{N}_1(\theta_1, \nu_1) = \mathfrak{N}\left[\nu_1\left(1 + \frac{v}{c}\cos\theta_1\right)\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}\right] \equiv \mathfrak{N}(\nu).$$

Для функции распределения при другом угле θ'_1 можно записать

$$\begin{aligned}\mathfrak{N}_1(\theta'_1, \nu_1) &= \mathfrak{N}\left[\nu_1\left(1 + \frac{v}{c}\cos\theta'_1\right)\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}\right] \equiv \\ &\equiv \mathfrak{N}\left[\nu\left(1 + \frac{v}{c}\cos\theta'_1\right)\left(1 + \frac{v}{c}\cos\theta_1\right)^{-1}\right],\end{aligned}$$

а затем разложить в степенной ряд по v/c :

$$\begin{aligned}\mathfrak{N}_1(\theta'_1, \nu_1) &= \mathfrak{N}(\nu) + \frac{\partial\mathfrak{N}}{\partial\nu}\nu\left[\frac{v}{c}(\cos\theta'_1 - \cos\theta) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{v^2}{c^2}\cos\theta_1(\cos\theta_1 - \cos\theta'_1)\right] + \\ &\quad + \frac{1}{2}\frac{\partial^2\mathfrak{N}}{\partial\nu^2}\nu^2\frac{v^2}{c^2}(\cos\theta'_1 - \cos\theta_1)^2,\end{aligned}\quad (23)$$

где учтены все члены вплоть до v^2/c^2 . Если эти выражения подставить в выражение в фигурных скобках уравнения (21), а затем разложить в ряд до членов второго порядка по v/c и первого порядка по $(\delta\nu/\nu)$ [т. е. пренебречь членами типа $(v/c)(\delta\nu/\nu)$], то в результате получим

$$\begin{aligned}\{ \quad \} &= \nu\frac{\partial\mathfrak{N}}{\partial\nu}\left[\frac{v}{c}(\cos\theta'_1 - \cos\theta_1) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{v^2}{c^2}\cos\theta_1(\cos\theta_1 - \cos\theta'_1)\right] + \frac{1}{2}\frac{\partial^2\mathfrak{N}}{\partial\nu^2}\nu^2\frac{v^2}{c^2}(\cos\theta'_1 - \\ &\quad - \cos\theta_1)^2 + \{4\mathfrak{N}(\nu)[1 + \mathfrak{N}(\nu)] + [1 + 2\mathfrak{N}(\nu)]\frac{\partial\mathfrak{N}(\nu)}{\partial\nu}\nu\} \times \\ &\quad \times \frac{h\nu}{m_e c^2}(1 - \cos\Theta).\end{aligned}\quad (24)$$

Поскольку получено выражение первого порядка по v/c , можно использовать обычное томсоновское дифференциальное сечение рассеяния (21). Тогда легко видеть, что все члены в (24), линейные по $\cos\theta_1$ или $\cos\theta$, исчезают при интегрировании по $d\Omega_1'$. Далее, чтобы получить $\partial\mathfrak{N}/\partial t$, необходимо использовать (20), а затем усреднить по направлениям прихода фотона θ . Поскольку подынтегральное выражение порядка v/c , (18) можно переписать в виде

$$\cos\theta = \cos\theta_1 - \frac{v}{c} \cos^2\theta_1 + \frac{v}{c}$$

и для усреднения по θ использовать соотношение

$$d\cos\theta \left(1 - 2\frac{v}{c} \cos\theta_1\right) d\cos\theta_1.$$

Учитывая множитель $1 - v\cos\theta/c (= 1 - v\cos\theta_1/c$ с необходимой точностью), найдем из (20), что первый член в правой части (24) после усреднения по θ и интегрирования по углу рассеяния дает

$$(c \delta n \sigma_T) \frac{4}{3} \frac{v^2}{c^2} v \frac{\partial\mathfrak{N}}{\partial v}.$$

Средние значения $\cos^2\theta_1$ и $\cos^2\theta_1'$, входящих во второй член соотношения (24), равны $1/3$ при усреднении по θ для фиксированного угла рассеяния. После усреднения по скоростям электронов получим окончательный результат, справедливый вплоть до порядка $(v/c)^2$ и $h\nu/m_e c^2$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial\mathfrak{N}}{\partial t}(v, t) = \sigma_T n_e c \left\{ \left[4\mathfrak{N}(1 + \mathfrak{N}) + (1 + 2\mathfrak{N}) \frac{\partial\mathfrak{N}}{\partial v} v \right] \frac{h\nu}{m_e c^2} + \right. \\ \left. + \frac{\langle v^2 \rangle}{c^2} \left[\frac{1}{3} v^2 \frac{\partial^2\mathfrak{N}}{\partial v^2} + \frac{4}{3} v \frac{\partial\mathfrak{N}}{\partial v} \right] \right\}. \quad (25) \end{aligned}$$

Это есть искомое уравнение для скорости изменения функции распределения излучения со временем из-за рассеяния свободными электронами со средним квадратом скорости $\langle v^2 \rangle$ [10, 12].

Для проверки (25) нужно найти решение, не зависящее от времени. Если, как и выше, определить

$$\frac{1}{2} m_e \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} kT_e, \quad (26)$$

то найдем, что $\partial \mathfrak{N} / \partial t = 0$ при

$$\mathfrak{N} = \left(e^{(h\nu - \mu) / kT_e} - 1 \right)^{-1}, \quad (27)$$

где μ — константа. При $\mu = 0$ эта формула описывает излучение абсолютно черного тела, находящегося в тепловом равновесии с веществом. При $\mu < 0$ формула (27) дает распределение Бозе с ненулевым химическим потенциалом, соответствующим статистическому равновесию с сохранением числа частиц [10]. Этого и следовало ожидать, так как в рассмотренном здесь процессе нерелятивистского рассеяния число фотонов сохраняется.

Отметим, что при расширении Вселенной функциональная форма (27) сохраняется. Поскольку $\nu \propto a(t)^{-1}$, имеем

$$T \propto a(t)^{-1}, \quad \mu \propto a(t)^{-1}.$$

Поскольку число фотонов сохраняется, процесс комптоновского рассеяния не может произвести спектр абсолютно черного тела из некоторого данного начального спектра излучения, если фотонов слишком мало, чтобы обеспечить нужное количество энергии. Такая ситуация соответствует случаю $\mu < 0$ и ведет к функции распределения $i \propto \nu^3$ при низких частотах, $h\nu \ll (\mu, kT)$. Если же фотонов слишком много, то μ не может стать выше энергии низшего энергетического состояния, так как иначе это привело бы к неопределенности в (27). Поэтому избыток фотонов переводится в область очень малых энергий (конденсация Бозе — Эйнштейна) и в результате получается спектр абсолютно черного тела.

Полная скорость передачи энергии от вещества к излучению на единицу объема находится умножением формулы (25) на $h\nu$ и интегрированием по фазовому пространству. В результате, интегрируя по частям, имеем

$$\begin{aligned} -n_e \frac{dQ}{dt} &= \int h\nu \frac{\partial \mathfrak{N}}{\partial t} \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3} = \sigma_T n_e c \left[\frac{4}{3} \frac{\langle v^2 \rangle}{c^2} U - \right. \\ &\quad \left. - \int \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3} \frac{(h\nu)^2}{m_e c^2} \mathfrak{N} (1 + \mathfrak{N}) \right], \quad (28) \end{aligned}$$

где

$$U = \int \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \mathfrak{N} d\nu$$

есть плотность энергии излучения. Первый член в формуле (28) совпадает с (13). Обобщение выражения (15) имеет вид

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{4\sigma_T U}{3m_e c} \left[\int \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3} \frac{(h\nu)^2}{4kU} \mathfrak{N} (1 + \mathfrak{N}) - T_e \right], \quad (29)$$

откуда

$$t_r = 3m_e c / 4\sigma_T U.$$

Если энергия излучения не увеличивалась значительно за счет аннигиляции вещества и антивещества, то $U \propto \propto (1+z)^4$ и кривая TM рис. VII. 1 применима к более общему уравнению (29).

Из уравнения (25) характерное время релаксации излучения к равновесному спектру (27) равно

$$t_c = m_e c / (\sigma_T n_e kT) \quad (30)$$

(линия TR на рис. VII.4 для случая $\Omega h^2 = 1$).

Решения (25) обсуждались Компанейцем [12], Вейманном [2] и Зельдовичем и Сюняевым [13]. Интересно рассмотреть простой случай, когда начальное излучение имеет спектр серого тела с температурой T_g :

$$\mathfrak{N} = \frac{T/T_g}{e^{h\nu/kT_g} - 1}, \quad (31)$$

что могло бы иметь место, если бы излучение было сначала тепловым, но концентрировалось в малых горячих областях, занимающих долю T/T_g пространства. Поэтому, когда излучение распространится по всему пространству, оно подвергается дилуции с коэффициентом T/T_g . Низкочастотная часть спектра (31) аппроксимируется спектром Рэля — Джинса при температуре T , в согласии с наблюдениями микроволнового фона, но высокочастотный завал находится при энергии, в T/T_g раз большей, чем в тепловом случае [уравнение (10) гл. V]. Подставляя

распределение (31) в уравнение (29) и приравнивая правую часть нулю, найдем, что равновесная температура вещества T_{eq} при томсоновском рассеянии равна

$$T_{eq} = T_g - \frac{1}{4} (T_g - T) \left[\int X^4 dX / (e^X - 1)^2 \right] \times \\ \times \left[\int X^3 dX / (e^X - 1) \right]^{-1} = 0,958 T_g + 0,042 T.$$

Согласно рис. VII. 1, при скорости расширения, задаваемой моделью Эйнштейна — де Ситтера, температура вещества должна достичь этого равновесного значения при $z > 1000$.

Чтобы посмотреть, как будет меняться спектр серого тела (31) под действием томсоновского рассеяния, проанализируем предельный случай $T_g \gg (T, h\nu)$. Это дает

$$\mathfrak{N} = kT / h\nu,$$

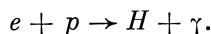
$$\frac{\partial \mathfrak{N}}{\partial t} = -2\sigma_T n_e c \frac{kT_e}{m_e c^2} \frac{kT}{h\nu}.$$

Таким образом, длинноволновый хвост уменьшается по мере того, как низкочастотные фотоны переводятся в область пика распределения (27). Но сначала хвост сохраняет спектр Рэлея — Джинса, а температура, соответствующая этому спектру, уменьшается в соответствии с выражением

$$\dot{T} / T = -2\sigma_T n_e c (kT_e / m_e c^2) \quad (32)$$

[ср. уравнение (30)].

д. Образование фотонов. Если в ранней Вселенной было слишком мало фотонов, чтобы обеспечивать современное количество энергии, то функция распределения фотонов могла перейти в спектр абсолютно черного тела, только если фотоны образовывались достаточно быстро. Наиболее быстрым процессом является, по-видимому, свободно-свободное тормозное излучение. Почти столь же эффективным процессом при $T = 3000$ К является связанно-свободное излучение



В этом случае, если электрон рекомбинирует на возбужденное состояние и атом распадается в основное состояние прежде, чем произойдет повторная ионизация, то образуется один фотон. Если ионизацией с основного состояния можно пренебречь, то скорость образования фотонов сравнима со скоростью образования в результате свободно-свободного излучения. Но при $T \geq 10^4 \text{ К}$ скорость ионизации превышает 10^8 с^{-1} , так что полная скорость образования фотонов в действительности гораздо меньше. Поэтому мы остановимся на свободно-свободном излучении.

Характерное время, требуемое для образования большого количества тепловых фотонов, составляет

$$t_{ff} = \left[60,2 \left(\frac{kT}{hc} \right)^3 \right] \left[\int 4\pi j_\nu d\nu / h\nu \right]^{-1},$$

где первый множитель в квадратных скобках есть плотность числа тепловых фотонов при температуре T [уравнение (7) гл. V]. Поскольку коэффициент излучения j_ν [уравнение (66) гл. IV], примерно постоянен с длинноволновой стороны от $h\nu/kT$, то на длинных волнах имеет место расходимость примерно по логарифмическому закону. Но это не означает, что присутствует неограниченное число фотонов, потому что на длинных волнах плазма является оптически толстой, так что фотоны поглощаются почти с такой же скоростью, как и образуются. Завал из-за самопоглощения имеет место примерно на частоте ν_c , где среднее время свободного пробега для свободно-свободного поглощения равно характерному времени, определяемому формулой (32):

$$\kappa(\nu_c) = 2\sigma_T n_e kT / m_e c. \quad (33)$$

Теперь следует рассмотреть два эффекта. В полосе частот от ν_c до kT/h почти все фотоны, образованные тормозным излучением, сохраняются и добавляются к фоновому излучению. В то же время излучение с длинноволновой стороны от завала переходит в область высоких частот в соответствии с уравнением (32). Оказывается, оба эти эффекта сравнимы, но второй несколько менее эффективен, чем первый. В этом можно убедиться следующим

образом. Записав коэффициент свободно-свободного излучения в виде

$$j_\nu = A e^{-h\nu/kT},$$

получим, что скорость образования фотонов при $\nu > \nu_c$ равна

$$\frac{d}{dt} n(> \nu_c) = \int (4\pi j_\nu / h\nu) d\nu \approx \frac{4\pi A}{h} \ln \frac{kT}{h\nu_c}.$$

При $\nu \approx \nu_c$ спектр излучения приходит к тепловому равновесию с плотностью числа фотонов

$$n_\nu = 8kT_\nu / (hc^3).$$

Эти фотоны переходят в высокочастотную область со скоростью [уравнение (32)]

$$\dot{\nu} / \nu = \sigma_T n_e c (kT / m_e c^2),$$

так что скорость увеличения числа фотонов с $\nu > \nu_c$ равна

$$\frac{d}{dt} n(> \nu_c) = n(\nu_c) \dot{\nu} / \nu_c = \frac{8\pi kT}{hc^3} \nu_c^2 \sigma_T n_e c \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right).$$

При помощи (33) перепишем это уравнение в виде

$$\frac{d}{dt} n(> \nu_c) = \frac{4\pi kT}{hc^2} \nu_c^2 \kappa(\nu_c),$$

но в силу принципа детального равновесия

$$j = \frac{2kT\nu^2}{c^2} \kappa,$$

получим формулу

$$\frac{d}{dt} n(> \nu_c) = 2\pi A / h.$$

Эта скорость отличается от скорости прямого образования фотонов в $\ln(kT/h\nu_c)^2$ раз.

В соответствии с уравнениями (65) гл. IV и (33) завал находится при

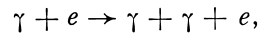
$$h\nu_c / kT = 300 (\Omega h^2)^{1/2} / T^{3/4},$$

где T выражено в кельвинах, а время образования фотонов равно

$$t_{ff} \sim \frac{6,0 \cdot 10^{24} (\Omega h^2)^{-2}}{T^{5/2} \ln [T^{3/4} / 300 (\Omega h^2)^{1/2}]} \text{ с.}$$

Этой величине соответствует линия FF на рис. VII. 1 в предположении $\Omega h^2 = 1$. Рисунок показывает, что при красном смещении $z \sim 10^6$ скорость образования фотонов достаточна, чтобы обеспечить переход к спектру абсолютно черного тела, если $\Omega h^2 \sim 1$.

В модели с низкой плотностью, $\Omega h^2 \sim 10^{-2}$, очевидно, образование фотонов определялось бы следующим быстрым процессом, идущим с излучением двух квантов:



который становится существенным, когда электроны обладают релятивистскими энергиями. Сечение для излучения двух квантов дано Гайтлером и по порядку величины составляет

$$\sigma_D = \frac{\sigma_T}{137} \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right)^2,$$

что дает характерное время

$$n_\gamma / \dot{n}_\gamma = (\sigma_D n_e c)^{-1} \sim 10^{42} T^{-5} (\Omega h^2)^{-1} \text{ с.}$$

Это число не очень точно, но зависимость от температуры настолько крута, что это вряд ли имеет значение (линия DQ на рис. VII. 1)¹.

Выводы. Итак, можно считать, что для ранних стадий расширения Вселенной только однородная и изотропная модель является разумным приближением в некоторую эпоху, соответствующую красному смещению z^* . Тогда, если оценить последующую скорость расширения, то на основании рис. VII.1 можно найти z^* , при котором тепловое излучение горячей Вселенной является разумным приближением для описания фона. Если скорость расширения задается моделью, основанной на общей теории относительности, и если $z^* \sim 10^4$, то вещество должно

¹ Наиболее точные исследования см. в [25*]. — *Прим. ред.*

быть ионизировано и томсоновское рассеяние на свободных электронах должно вести к изменению функции распределения излучения. Если при z^* имеется слишком много фотонов, то устанавливается равновесие со спектром абсолютно черного тела, а избыток фотонов переходит в низкочастотную область. Если при z^* имелось слишком мало фотонов, то нужно перейти к $z^* \sim 10^6$ в случае Вселенной большой плотности и к $z^* \sim 10^7$ в случае Вселенной малой плотности, чтобы успели образоваться дополнительные фотоны. Другие усложняющие факторы рассматриваются в следующем разделе.

2. ДИНАМИЧЕСКАЯ ИСТОРИЯ ВЕЩЕСТВА В РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ВСЕЛЕННОЙ

Космологическая модель Лемэтра исходит из совершенно однородного распределения массы, что, разумеется, не выполняется для характерного размера около 10 Мпс. Этот недостаток можно исправить в разумном приближении, и оказывается, что если имеются неоднородности (что и есть на самом деле), то они с течением времени нарастают. В сущности Вселенная гравитационно неустойчива. В этом смысле удивительно не то, что в ней содержатся неоднородности типа галактик, а то, что Вселенная примерно однородна и регулярна. Как будет показано, осуществление такой картины несколько облегчается в модели горячей Вселенной, где неустойчивость уменьшается на значительном промежутке времени в ранней Вселенной. Интересным вариантом проблемы неоднородности плотности является предположение о том, что вещество в ранней Вселенной было турбулентным и что, быть может, галактики являются остатками турбулентных вихрей. В этом разделе мы рассмотрим несколько динамических эффектов.

а. Мелкомасштабные неоднородности. Ниже всюду будем считать, что размеры неоднородностей плотности $\ll ct$, где t — характерное время модели, и что движение вещества нерелятивистское, т. е. всюду $v \ll c$. Это, по-видимому, разумное приближение, по крайней мере в современной Вселенной, и, как будет видно из дальнейшего, возможность пренебрегать всеми усложнениями,

вносимыми общей теорией относительности, дает большие преимущества. Как и в гл. VI, можно упростить обозначения, выбрав такую систему единиц, в которой скорость света равна единице.

Начнем со свободно движущегося наблюдателя, покоящегося относительно вещества вокруг него. Пусть начало координат $x^a = 0$ совпадает с этим наблюдателем. Тогда систему координат можно выбрать так, чтобы в начале отсчета компоненты метрического тензора g_{ik} сводились к своим обычным значениям в плоском пространстве Минковского в форме η_{ij} , а градиент g_{ij} исчез. Это обычная локальная система координат Минковского, которую наблюдатель мог бы расположить в своей окрестности. Система координат искажается из-за кривизны пространства с увеличением расстояния от наблюдателя, так что метрический тензор имеет вид

$$g_{ij} = \eta_{ij} + h_{ij}(x, t),$$

где h_{ij} — величина второго порядка по расстоянию x от начала координат. Если x сохраняется достаточно малым, то h_{ij} можно рассматривать как малое возмущение, определяемое уравнениями гравитационного поля в пределе слабого поля. Сильное упрощение состоит в том, что при $v \ll c$ предел слабого поля приводит к механике Ньютона. Например, в этом пределе уравнения движения геодезических [уравнение (2) гл. VI] сводятся к виду

$$\frac{d^2 x^a}{dt^2} = h_{00, a} / 2. \quad (34)$$

В приближении слабого поля компонента R_{00} от η_{ij} равна [14]

$$R_{00} = \frac{1}{2} \eta^{ij} (h_{00, ij} + h_{ij, 00} - 2h_{0i, 0j}).$$

Оценивая это выражение в начале координат и вспоминая, что величина h_{ij} второго порядка по x^a , найдем, что нуль — нуль-компонента уравнений гравитационного поля Эйнштейна есть

$$\nabla^2 \left(\frac{1}{2} h_{00} \right) = 4\pi G (\rho + 3P). \quad (35)$$

Это уравнение определяет h_{00} (вплоть до однородного решения) с требуемой точностью — до второго порядка по x^2 . Из уравнений (34) и (35) видно, что обычный ньютоновский гравитационный потенциал равен

$$\varphi = h_{00} / 2. \quad (36)$$

Уравнения (34) и (35) справедливы, пока малы расстояния и скорости. Если эти уравнения, применяются к расширяющейся Вселенной, то очевидно, что $x < H^{-1}$, так как иначе скорости разбегания будут сравнимы со скоростью света. Решение (35) по порядку величины есть

$$h_{00} \sim G\rho x^2 \sim H^2 x^2,$$

где второе соотношение следует из того, что из наблюдений известна величина H^2 , которая примерно того же порядка, что и $G\rho$. Таким образом, при $x \ll H^{-1}$, $h_{00} \ll 1$, так что применимо приближение слабого поля. Это условие достаточно широкое. В современную эпоху $H^{-1} \sim 3000$ Мпс, тогда как размер максимальной надежно установленной структуры, которую мы будем изучать, равен ~ 10 Мпс (локальное сверхскопление).

б. Линейная теория возмущений плотности при нулевом давлении. Простой, но важной проблемой является изменение со временем малых возмущений плотности $\delta\rho/\rho \ll 1$, когда можно пренебречь давлением. Плотность вещества и скорость в локальных координатах Минковского, определенных выше, можно записать в виде

$$\rho_1(\mathbf{x}, t) = \rho(t) [1 + \delta(\mathbf{x}, t)], \quad (37)$$

$$\mathbf{u} = \frac{\dot{a}}{a} \mathbf{x} + \mathbf{v}(\mathbf{x}, t),$$

где $a(t)$ и $\rho(t)$ — параметр расширения и плотность вещества в невозмущенной модели соответственно. Расчет будет проводиться в первом порядке по возмущениям δ и \mathbf{v} .

Уравнение сохранения массы имеет вид

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla_x (\rho_1 \mathbf{u}) = 0.$$

Если сюда подставить уравнения (37), то получим обычное выражение в отсутствие возмущений:

$$\frac{d\rho(t)}{dt} + 3 \frac{\dot{a}}{a} \rho(t) = 0,$$

и решение в первом порядке

$$\left(\frac{\partial \delta}{\partial t}\right)_x + \frac{\dot{a}}{a} \mathbf{x} \cdot \nabla_x \delta + \nabla_x \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (38)$$

Удобно теперь перейти от локальных пространственных координат Минковского x^a к сопутствующим координатам r^a в невозмущенной модели, определяемым из уравнения

$$x^a \equiv a(t) r^a. \quad (39)$$

Тогда, согласно обычным правилам дифференцирования,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_r = \left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_x + \frac{\dot{a}}{a} x^a \left(\frac{\partial}{\partial x^a}\right)_t,$$

так что уравнение (38) преобразуется к виду

$$\left(\frac{\partial \delta}{\partial t}\right)_r + \frac{\nabla \cdot \mathbf{v}}{a} = 0, \quad (40)$$

где значок градиента без индекса означает дифференцирование по r^a .

Уравнение движения вещества есть

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla_x \Phi, \quad (41)$$

где ньютоновский потенциал Φ [уравнения (35) и (36)] можно записать в виде суммы невозмущенной и возмущенной частей:

$$\Phi = \frac{2\pi}{3} G \rho x^2 + \chi, \quad (42)$$

$$\nabla^2 \chi = 4\pi G \rho \delta.$$

Если (37) подставить в уравнение (41) и учесть (42), то окажется, что невозмущенная часть уравнений совпада-

ет с обычным выражением для параметра ускорения расширения [уравнение (11) гл. I], а возмущенная часть равна

$$\left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}\right)_x + \frac{\dot{a}}{a} (\mathbf{x} \cdot \nabla_x) \mathbf{v} + \frac{\dot{a}}{a} \mathbf{v} = -\nabla_x \chi,$$

которая после перехода от координат \mathbf{x} к \mathbf{r} принимает вид

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{\dot{a}}{a} \mathbf{v} = -\frac{\nabla \chi}{a}.$$

С учетом соотношений (40) и (42) имеем

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} + 2 \frac{\dot{a}}{a} \frac{\partial \delta}{\partial t} = 4\pi G \rho(t) \delta. \quad (43)$$

Если скорость расширения Вселенной аппроксимируется моделью Эйнштейна — де Ситтера, справедливой для $z \geq 30$ при $\Omega \geq 0,03$, то плотность

$$\rho = \left(3\dot{a}/a\right)^2 / 8\pi G, \quad \dot{a}/a = 2/3t$$

и (43) будет равно

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} + \frac{4}{3t} \frac{\partial \delta}{\partial t} = \frac{2\delta}{3t^2}. \quad (44)$$

Решение есть

$$\delta = A(\mathbf{r}) t^{2/3} + B(\mathbf{r}) t^{-1}. \quad (45)$$

Уравнение (45) впервые было выведено Лифшицем в классическом труде по общему изучению линейных возмущений в космологической модели Лемэтра, а в ньютоновском приближении впервые получено Боннором [15]. Лифшиц утверждал, что галактики не могли образоваться в результате гравитационной неустойчивости, так как возмущение (45) растет слишком медленно, и его выводы были подтверждены Боннором и многими другими учеными. Какой бы ни была ценность его вывода, однако он затуманивал основной вопрос. Очевидно, современная Вселенная неоднородна, и в той мере, в какой (45) является

хорошим приближением, мы знаем, что неоднородности могут только нарастать с течением времени. Обращая уравнение (43) во времени, зададим вопрос: почему же Вселенная примерно регулярна в больших масштабах, как имеет место сейчас? Некоторые возможные ответы таковы: а) очень ранняя Вселенная, $t \ll t_0$, была плавной и однородной с удивительной точностью, б) имеются стабилизирующие эффекты, уравнивающие гравитацию, в) вещество было инжектировано во Вселенную в сравнительно недавнюю эпоху, так что для установления полного хаоса не хватило времени.

Некоторые важные стабилизирующие эффекты описаны в следующих двух разделах.

в. Критическая длина волны Джинса. Первой важной поправкой к уравнению (45) является кинетическое давление вещества. Для его учета добавим в правую часть уравнения (41) силу давления на единицу объема — $(\nabla P)/\rho$. Чтобы оценить этот эффект, предположим, что возмущения изотермические. Тогда по закону идеального газа

$$(\nabla P)/\rho = \frac{kT}{m_p} \nabla \delta,$$

где m_p — масса атома водорода. С учетом давления уравнение (43) принимает вид

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} + 2 \frac{\dot{a}}{a} \frac{\partial \delta}{\partial t} = 4\pi G \rho \delta + \frac{kT}{m_p} \frac{\nabla^2 \delta}{a^2}. \quad (46)$$

Чтобы понять, какой из двух членов в правой части этого уравнения будет преобладать, представим возмущение плотности в виде ряда Фурье:

$$\delta = \sum \delta_{\mathbf{k}}(t) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}},$$

где собственная длина волны, соответствующая волновому числу \mathbf{k} , равна [уравнение (39)]

$$\lambda = 2\pi a / k. \quad (47)$$

Поскольку коэффициенты в (46) не зависят от пространст-

венных координат, дифференциальные уравнения для амплитуд разделяются:

$$\frac{d^2 \delta_{\mathbf{k}}}{dt^2} + \frac{2 \dot{a}}{a} \frac{d \delta_{\mathbf{k}}}{dt} = \left(4\pi G \rho - \frac{4\pi k T}{m_p \lambda^2} \right) \delta_{\mathbf{k}}. \quad (48)$$

Если длина волны очень велика, член, учитывающий давление в уравнении (48), несуществен, и мы получаем уравнение (43). Когда λ мало, этот член преобладает и колеблется, как в звуковой волне. Длина волны, соответствующая границе между этими предельными случаями, есть критическая длина Джинса, при которой правая часть (48) обращается в нуль:

$$\lambda_J \equiv (\pi k T / G \rho m_p)^{1/2}. \quad (49)$$

Эта критическая длина волны впервые была введена в 1902 г. Джинсом, который использовал приближенный метод, подобный описанному здесь. Как известно, его приближение приводит к сингулярности в механике Ньютона, если исходить из невозмущенного решения, представляющего однородное распределение масс, но в модели Лемэтра критерий Джинса применим непосредственно и точно.

Формула (49) позволяет вывести, исходя из «разумных» значений ρ и T , длину, которую, по-видимому, удастся связать с некоторым явлением типа галактик. Трудность состоит в том, что у каждого человека имеются собственные критерии разумного. Если принять $\rho = \rho_c = 2 \cdot 10^{-29} h^2 \text{ г/см}^3$, то

$$\lambda_J = 0,0046 T^{1/2} h^{-1} \text{ Мпс.}$$

При $T \sim 10^6 \text{ К}$ длина λ_J составляла бы $\sim 5 \text{ Мпс}$ — значение, близкое к расстояниям между большими галактиками [уравнение (3) гл. IV]. Другие предположения относительно ρ и T основываются на рис. VII. 1. При $z \sim 1000$ вещество должно рекомбинировать и, как описано в следующем разделе, отделиться от излучения и стать свободным, чтобы начать концентрацию в гравитационно связанные облака. Полагая, что нам известны температура при разделении вещества и излучения, 3000 К, и

плотность вещества, получим еще одну длину Джинса и характерную массу:

$$\mathfrak{M}_J = \rho \lambda_J^3,$$

или $\mathfrak{M}_J \sim 10^5 \mathfrak{M}_\odot$, что гораздо меньше массы типичной галактики, но, как утверждалось, близко к массе шарового звездного скопления [16].

Динамическое влияние первичного магнитного поля можно выразить через эффективную длину Джинса по аналогии с (49). Приемлемой величиной, определяющей магнитное давление, является локальное значение $B^2/8\pi$. (Если бы поле было тангенциальным, то крупномасштабное давление достигало бы одной трети этой величины.) Учитывая, что возмущения такого типа должны быть «адиабатическими», $B^2 \propto \rho^{4/3}$, получим, что магнитная длина волны Джинса равна [17]

$$\lambda_B \sim (B^2 / 6G\rho^2)^{1/2} \sim 2,7 B_{10} (\Omega h^2)^{-1} (1+z)^{-1} \text{ кпс},$$

где B_{10} — современное магнитное поле, измеряемое в единицах 10^{-10} Гс. При выводе зависимости магнитного поля от красного смещения мы считали, что при расширении сохраняется поток. Тогда характерная масса $\rho \lambda_B^3$ не зависит от эпохи, и можно, конечно, получить разумную массу, задаваясь необоснованным B .

Если магнитное поле имеет тонкую структуру с характерным размером $< \lambda_B$, то оно может перемещать вещество так, что, например, искривленные силовые линии будут стремиться расправиться, выталкивая при этом вещество в области, где плотность потока первоначально была наименьшей. Интересным следствием явился бы тот факт, что параметр $B\rho^{-2/3}$ был бы наименьшим в галактиках, где плотность вещества выше средней. Магнитные силы и сопутствующие магнитогидродинамические явления вполне могли играть важную роль в истории Вселенной, но, к сожалению, мы не знаем с уверенностью, существует ли вообще общее межгалактическое поле, а если существует, то какова его напряженность ([49] гл. IV).

г. Торможение вещества излучением. Пока вещество нейтрально, единственным эффектом излучения горячей

Вселенной является некоторое увеличение скорости расширения космологической модели. Например, в модели, где преобладает излучение ($P = \rho c^2/3$) и можно пренебречь кривизной, имеем $\dot{a}/a = (2t)^{-1}$, а из уравнения (43) получаем $\delta \propto t^{\pm n}$ и $n = (3/8)^{1/2}$, что несильно отличается от (45). Однако если вещество связано с излучением (так как средняя длина свободного пробега излучения мала), то картина значительно меняется [18].

При красном смещении $z \geq 10\,000$ излучение преобладает, давление сравнимо с ρc^2 . При этом условии и в предположении, что вещество и излучение тесно связаны из-за рассеяния, так что они действуют как одна среда, критическая длина волны Джинса (49) становится равной $\lambda_J \sim ct$, что сильно превосходит масштаб рассматриваемых возмущений. Таким образом, давление излучения прекращает рост нерелятивистских возмущений.

Связь между веществом и излучением можно рассчитать следующим образом. Пусть возмущение плотности вещества с характерным размером значительно меньше длины волны Джинса для вещества и излучения, рассматриваемых как единая среда. Тогда можно считать, что излучение распределено однородно, а возмущения плотности вещества растут, только если вещество проскальзывает относительно излучения. Если вещество движется со скоростью v сквозь излучение, то сила торможения со стороны излучения, действующая на единицу объема навстречу этому движению, равна [уравнение (12)]

$$\frac{4}{3} \frac{\sigma_T a T^4}{m_p c} \rho v,$$

причем вещество полностью ионизировано. Если ввести эту силу в уравнение (41), то уравнение (46) преобразуется к виду

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} + \left(2 \frac{\dot{a}}{a} + \frac{4}{3} \frac{\sigma_T a T^4}{m_p c} \right) \frac{\partial \delta}{\partial t} = 4\pi G \rho \delta + \frac{kT}{m_p} \frac{\nabla^2 \delta}{a^2}. \quad (50)$$

Отношение двух членов в скобках в левой части равно

$$\frac{2\sigma_T a T^4}{3m_p (\dot{a}/a) c} = 1,1 \cdot 10^{-6} (\Omega h^2)^{-1/2} (1+z)^{5/2}. \quad (51)$$

Для скорости расширения использовалось выражение

$$\dot{a}/a \approx H\Omega^{1/2}(1+z)^{3/2},$$

что, согласно уравнению (10) гл. I, является хорошим приближением для $100 \leq z \leq 10\,000$, потому что членом с кривизной можно пренебречь и $\rho \propto (1+z)^3$. Когда $z \geq 1000$, то значение (51) велико, больше ~ 30 , и это означает, что в левой части уравнения (50) торможение излучением преобладает. Если членом, учитывающим давление в правой части, также можно пренебречь ($\lambda \gg \lambda_J$), то уравнение (50) приближенно можно записать в виде

$$\frac{4}{3} \frac{\sigma_T a T^4}{m_p c} \frac{\partial \delta}{\partial t} \approx 4\pi G \rho \delta,$$

или

$$\delta(t) = \delta(0) \exp \left\{ \int_0^t \frac{3\pi G \rho_p c dt}{\sigma_T a T^4} \right\} \approx \exp \left\{ \frac{2,7 \cdot 10^5 (\Omega h^2)^{1/2}}{(1+z)^{5/2}} \right\}.$$

Если, например, $\Omega h^2 = 1$, то $\delta/\delta(0) = 1,0003$ при $T = 10\,000$ К и $\delta/\delta(0) = 1,006$ при $T = 3000$ К. Вплоть до этой точки торможение излучением очень эффективно препятствует развитию нерелятивистской гравитационной неустойчивости.

Когда T падает до ~ 3000 К, вещество должно рекомбинировать, так что связь между веществом и излучением очень сильно ослабевает и возмущения плотности вещества развиваются свободно в соответствии с уравнением (45) или (48). Таким образом, могли бы образоваться первичные шаровые скопления, упомянутые в предыдущем разделе. Если по некоторой причине вещество не начнет вовремя рекомбинировать, то сила торможения излучением будет эффективна, пока (51) не станет меньше единицы, что происходит при красном смещении:

$$(1+z) \sim 200 (\Omega h^2)^{1/5}.$$

Излучение горячей Вселенной, если оно действительно существует, имеет первостепенное значение для картины расширяющейся Вселенной, потому что оно останавли-

ливаает рост нерелятивистских возмущений и предотвращает образование связанных систем, пока Вселенная не расширится до умеренной плотности, $z \leq 10^00$, $n \leq 10^3 \text{см}^{-3}$. Отсюда можно по крайней мере понять, почему нерелятивистские объекты, такие, как галактики, не образовались, скажем, при плотности железа. Дело в том, что когда плотность числа нуклонов была столь велика, вещество было сильно связано с излучением и огромное давление излучения преобладало над силами гравитации. Этот результат — важный шаг вперед, но нам от этого не легче. Мы все время предполагали, что $\lambda \ll ct$. Если это условие не удовлетворяется, то давление излучения неэффективно, и мы вновь возвращаемся к вопросу: что предотвращает рост неоднородностей очень больших характерных размеров? Ответ не ясен, а коли на то пошло, то и вопрос не ясен [19, 20].

Первичная турбулентность. Имеются две противоположные точки зрения на то, как выглядела Вселенная на ранних стадиях в модели расширяющейся Вселенной. Одна из них такова, что Вселенная должна быть очень гладкой и регулярной, потому что она неустойчива, хотя в довольно слабой степени, поэтому приближенная однородность современного мира означает, что раньше он был еще более однороден [19]. Противоположная точка зрения состоит в том, что в ранней Вселенной распределение материи было хаотическим [20]. Главным привлекательным свойством последней идеи является то, что для хаоса не требуется никаких специальных начальных условий, тогда как первая гипотеза, напротив, требует очень точной симметрии *ab initio*.

Следующая причина для изучения первичной турбулентности связана с гипотезой, что галактики могут быть остатками первичных турбулентных вихрей. Эта идея привлекала к себе внимание в течение длительного времени. Турбулентность была введена в космологию Вейцзеккером [21], и эта идея была принята Гамовым, когда он убедился, что линейный рост возмущений плотности [уравнение (45)] идет слишком медленно, чтобы привести к образованию галактик [22]. В последнее время роль турбулентности в образовании галактик рассматривалась Оор-

гом, Озерным и Черниным, Гаррисоном и Сато, Мацудой и Такедой [23]. (См. также [26*]. — *Ред.*)

Обсуждение концентрации первичного хаоса во всех деталях, очевидно, было бы чрезвычайно трудным, и до этого еще далеко. Легче рассмотреть упрощенную гипотезу, состоящую в том, что в ранней Вселенной скорость вещества, выраженная в виде отклонений от однородной изотропной модели, значительно меньше скорости света. «Первичная турбулентность» такого типа обладает интересным свойством: когда вязкой диссипацией можно пренебречь, средний квант турбулентной скорости постоянен и не зависит от расширения Вселенной, пока $P = \rho c^{2/3}$. Этот результат впервые получил Лифшиц в линейной теории возмущений [15, 27*]. Для «турбулентного вихря» с характерным размером $\lambda \gg ct$ линейное приближение полностью применимо, потому что смещение любого элемента среды равно $vt \ll ct \ll \lambda$. Если $\lambda \ll ct$, то движение нелинейно. В этом случае сохранение v^2 легче всего понять из требования сохранения углового момента. Угловой момент турбулентного вихря размером λ , вращающегося с угловой скоростью ω , есть $\sim \rho \lambda^5 \omega$. Но когда $P = \rho c^{2/3}$, $\rho \lambda^4 \approx \text{const}$, так что $\lambda \omega \sim v$ должно быть постоянным. Более точный вывод основан на предположениях: 1) $\lambda \ll ct$, 2) $v \ll c$, 3) $P = \rho c^{2/3}$, 4) идеальная жидкость.

Поскольку поток дозвуковой, то плотность вещества почти однородна (не зависит от положения). Отсюда следует, что плотность источника гравитации (тензор энергии — импульса) меняется несущественно по сравнению с тем, что было бы в однородной, изотропной модели мира, потому что этот источник зависит от ρ и P , неоднородность которых несущественна, и от $v/c \ll 1$. Поэтому для линейного элемента можно использовать однородную и изотропную форму (16) гл. VI. Наконец, можно пренебречь членом с кривизной $a(t)R$, что обоснованно, так как, согласно уравнению (10) гл. I, радиус кривизны современной Вселенной $|a_0 R/c|$ больше или сравним с $(\frac{8}{3}\pi G\rho)^{-1/2}$. Если бы он был заметно меньше, то не наблюдалось бы приближенного согласия между H^2 и $8\pi G\rho/3$. Далее, когда мы возвращаемся назад по времени, $|a(t)R/c|$ убывает

с уменьшением параметра расширения медленнее, чем $(\frac{8}{3}\pi G\rho)^{-1/2}$, так что

$$\left| \frac{aR}{c} \right| \gg \left(\frac{8}{3}\pi G\rho \right)^{-1/2} \approx a / \dot{a}, \quad a \ll a_0.$$

Поскольку $a/\dot{a} \sim t$, из этого следует, что $|aR| \gg ct$. Для турбулентного вихря с характерным размером λ , $\lambda \ll ct$, следует, что $\lambda \ll |aR|$. Таким образом, в области пространства, занятой турбулентными вихрями, мы имеем $r \ll R$, и уравнение (16) гл. VI хорошо аппроксимируется выражением

$$ds^2 = dt^2 - a(t)^2 [(dr^1)^2 + (dr^2)^2 + (dr^3)^2]. \quad (52)$$

Поскольку поток несжимаем, то в координатах (52) он удовлетворяет условию

$$\frac{\partial v^\alpha}{\partial r^\alpha} = 0. \quad (53)$$

Уравнения движения жидкости следуют из равенства нулю ковариантной свертки тензора энергии—импульса:

$$0 = T^i_{i; i} = - \frac{1}{(-g)^{1/2}} \frac{\partial}{\partial r^j} [T^j_i (-g)^{1/2}] - \frac{1}{2} g_{jk, i} T^{jk}. \quad (54)$$

Вещество и излучение будут рассматриваться в приближении идеальной жидкости:

$$T^{ij} = (\rho + P) u^i u^j - g^{ij} P, \quad (55)$$

где $u^0 \approx 1$, а peculiarная скорость, наблюдаемая в некоторой точке, связана с u^α соотношением

$$v^\alpha \equiv a \frac{dr^\alpha}{dt} = a u^\alpha. \quad (56)$$

Подставляя формулу (55) в уравнение (54), задавая метрический тензор в виде (52), умножая компоненту $i = 0$ результирующего уравнения на v^α и вычитая ее из компоненты $i = \alpha$, получаем в результате

$$\begin{aligned} \left(\rho + \frac{P}{c^2} \right) \left[\frac{\partial v^\alpha}{\partial t} + \frac{v^\beta}{a} \frac{\partial v^\alpha}{\partial r^\beta} \right] + \left(\rho + \frac{P}{c^2} \right) \frac{\dot{a}}{a} v^\alpha + \\ + \frac{1}{a} \frac{\partial P}{\partial r^\alpha} + \frac{\partial P}{\partial t} \frac{v^\alpha}{c^2} = 0. \end{aligned} \quad (57)$$

Выражение в квадратных скобках в первом слагаемом описывает изменение пекулярной скорости выбранного элемента среды. Это выражение умножается на плотность инертной массы, и единственный неочевидный факт состоит в том, что давление дает вклад в инертную массу. Второй член приводит к уменьшению пекулярной скорости (или импульса) из-за расширения, согласно уравнениям (13) и (15) гл. I и (21) гл. IV. Если $P = 0$, то из этого уравнения следует, что пекулярная скорость $\propto a(t)^{-1}$, как и раньше. Третий член в (57) есть обычная объемная сила из-за градиента давления. Последний член обусловлен тем, что мы должны оценить градиент давления в фиксированный момент времени не в координатах (52), а в системе покоя жидкости, и так как P меняется со временем, то имеется поправка на несинхронность событий в двух системах координат.

Пусть $P = \rho c^2/3$. При этом условии, умножая (57) на v^α и суммируя по α , получаем

$$\begin{aligned} \frac{2}{3} \frac{\partial v^2}{\partial t} + \frac{2}{3} \frac{v^\beta}{a} \frac{\partial v^2}{\partial r^\beta} + \frac{4}{3} \frac{\dot{a}}{a} v^2 + \frac{v^\alpha}{3a} \frac{\partial}{\partial r_\alpha} \ln \rho + \\ + \frac{v^2}{3} \frac{\partial \ln \rho}{\partial t} = 0. \end{aligned}$$

Если это уравнение усреднить по пространству в фиксированный момент космического времени t , то все производные по r^β обращаются в нуль при интегрировании по частям вследствие условия (53). Используя соотношение

$$\frac{d\rho}{dt} = -4\rho \frac{\dot{a}}{a}$$

[уравнение (4) гл. I], окончательно получим

$$\frac{d}{dt} \langle v^2 \rangle = 0. \quad (58)$$

Из этого уравнения следует, что пока во Вселенной преобладает излучение и можно пренебречь вязкой диссипацией, любая первичная турбулентная скорость сохраняется; когда вещество и излучение разделяются, вещество

начинает двигаться свободно, что может привести к образованию галактик. Излучение горячей Вселенной является существенным элементом этого процесса по двум причинам. Во-первых, мы показали, что, когда давлением можно пренебречь, как при сверхзвуковой турбулентности, peculiarные скорости меняются по закону $v \sim a(t)^{-1}$, поэтому чем дальше в прошлое мы проследили турбулентную фазу, где доминирует вещество, тем больше нарастание турбулентной скорости и тем сильнее турбулентность [3]. Во-вторых, сверхзвуковая турбулентность должна диссипировать в ударных волнах за время нескольких оборотов вихря. Картина горячей Вселенной привлекательна тем, что при $z \geq 1000$ турбулентность будет дозвуковой, если она нерелятивистская.

Однако имеется несколько трудностей. Пока z не достигает значения $\sim 10\,000$, при котором плазма может рекомбинировать, диссипация турбулентности происходит в основном за счет диффузии излучения сквозь плазму. Важным параметром для этого процесса является отношение размера вихря λ к средней длине свободного пробега фотона. Удобно определить λ через массу нуклонов $\mathfrak{M}(\lambda)$, содержащихся в сфере диаметра λ . Тогда

$$\lambda = \frac{190 (\mathfrak{M} / \mathfrak{M}_{\odot})^{1/3}}{(\Omega h^2)^{1/3} (1+z)} \text{ пс.} \quad (59)$$

Если приравнять эту величину средней длине свободного пробега фотона

$$\lambda_T = (\sigma_T n_e)^{-1}, \quad (60)$$

то мы определим характерную массу в эпоху z , которая была бы оптически толстой для томсоновского рассеяния,

$$\mathfrak{M}_T = \frac{1,2 \cdot 10^{25} \mathfrak{M}_{\odot}}{(\Omega h^2) (1+z)^6}, \quad (61)$$

если вещество полностью ионизировано. Если характерная масса вихря меньше \mathfrak{M}_T , то эта масса прозрачна для излучения и время диссипации из-за торможения излу-

чением, [уравнение (12)] удовлетворяет соотношению

$$\frac{t|\dot{v}|}{v} = \frac{4\epsilon_T a T^4 t}{3m_p c} \approx \frac{1,5 \cdot 10^{-6} (1+z)^{5/2}}{(\Omega h^2)^{1/2}} \approx \frac{45}{(\Omega^2 h^2)^{1/2}}, \quad z = 1000. \quad (62)$$

Поскольку это число велико, торможение излучением при $z \sim 1000$ уничтожит турбулентность при характерной массе вихря, по крайней мере \mathfrak{M}_T [уравнение (61)], где \mathfrak{M}_T от 10^7 до $10^{11} \mathfrak{M}_\odot$ в зависимости от параметра плотности Ωh^2 .

Что произойдет при $z \sim 1000$, зависит от того, будет плазма рекомбинировать или нет. При наличии турбулентности возникает следующий вопрос: время оборота вихря меньше, чем время расширения t , или больше его? Если время оборота больше t , то «турбулентность» мало чем отличается от линейного возмущения $\delta\rho/\rho < 1$. Если же оно меньше t , то поскольку турбулентность является сверхзвуковой, она, вероятно, диссипирует в ударных волнах за время, равное нескольким оборотам вихря, причем генерация ударных волн начинается при характерной массе \mathfrak{M}_T от 10^7 до $10^{11} \mathfrak{M}_\odot$. Далее проблема состоит в том, что после диссипации турбулентности вещество в итоге концентрируется в образования, гораздо более плотные, чем галактики [24].

Вполне можно ожидать, что плазма не будет рекомбинировать, так как энергия диссипации турбулентности велика. В этом случае разделение вещества и излучения и связанная с ним диссипация турбулентности слабее, и не исключено, что вещество в итоге сконцентрируется в образования «разумной» плотности. Торможение излучением важно до тех пор, пока $t|\dot{v}|/v$ не станет меньше единицы, что в соответствии с (62) произойдет при красном смещении:

$$1 + z_c \approx 200 (\Omega h^2)^{1/5}. \quad (63)$$

Это значение согласуется с эпохой разделения вещества, найденной в п. VII, 2, г. Подставляя (63) в (61), получим

$$\mathfrak{M}_T \sim \frac{1,2 \cdot 10^{11} \mathfrak{M}_\odot}{\Omega h^2)^{16/5}}. \quad (64)$$

Эта оценка определяет характерную массу, вплоть до которой торможение излучением сильно ослабляет первичную турбулентную скорость. Она сравнима с массой Галактики, если $\Omega h^2 \sim 1$ и, конечно, значительно больше в модели с низкой плотностью, $\Omega h^2 \sim 0,01$.

Трудно придумать такую ситуацию, при которой турбулентные вихри имели бы характерный размер меньше, чем (60), и характерную массу (61), поскольку неизвестно, как можно в таком масштабе поддерживать их движение. Излучение не может обеспечить необходимое давление, так как средняя длина свободного пробега фотона больше, чем размер вихря. Давление вещества также недостаточно. Турбулентная скорость, необходимая, чтобы переместить вещество на расстоянии λ_T [уравнение (60)] за характерное время расширения $t(z)$ при красном смещении z_c , равна

$$v_c \sim \frac{\lambda_T(z_c)}{t(z_c)} \sim 2 \cdot 10^3 (\Omega h^2)^{4/5} \text{ км/с}, \quad (65)$$

тогда как тепловая скорость, обусловленная давлением вещества, равна

$$v_{th} \sim (kT_e/m_p)^{1/2} \sim 0,1 T_e^{1/2} \text{ км/с}. \quad (66)$$

Температура вещества, при которой эти две скорости сравнимы, составляет $T_e \sim 10^8 \text{ К}$, и неизвестно, как вещество могло сохраняться таким горячим. Таким образом, если энергия будет перекачиваться от турбулентных вихрей с характерным размером $\gg \lambda_T$ к меньшим вихрям, то это приведет лишь к образованию ударных волн, которые в свою очередь будут вести к концентрации вещества в образовании большей плотности, чем принимаемая оценка плотности галактик. Например, при красном смещении z_c [уравнение (63)] средняя плотность числа нуклонов равна

$$n_c \sim 100 (\Omega h^2)^{8/5} \text{ см}^{-3}$$

по сравнению с типичной плотностью числа в Галактике

$$n_G \sim 1 \text{ см}^{-3}.$$

Очевидно, n_c велико, и если вспомнить, что в ударной волне с «разумной» температурой порядка 10^4 К увеличение плотности будет существенным, то станет ясно, что диссипация в ударных волнах должна привести к образованию объектов значительно более плотных, чем галактики. Такие плотные объекты, конечно, могут существовать, однако вряд ли образование галактик шло по такому пути.

Итак, мы показали, что умеренная первичная турбулентность, которая не может диссипировать в ударных волнах, диссипировала бы из-за торможения излучением вплоть до характерной массы больших галактик [уравнение (64)], если $(\Omega h^2) \sim 1$. Поэтому не исключено, что вращение Галактики со скоростью $\Theta \approx 200$ км/с является первичным эффектом, но очень трудно связать с первичной турбулентностью вращение меньших галактик.

Можно провести более полный анализ следствий из первичной турбулентности с учетом таких коэффициентов, как рекомбинация вещества и ионизация столкновениями, связанная с диссипацией турбулентности, и возможное влияние первичного магнитного поля. Строгий и детальный анализ такого рода весьма необходим.

3. ТЕПЛОВАЯ ИСТОРИЯ. ВОЗМУЩЕНИЯ В СПЕКТРЕ ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

Поскольку очевидно, что Вселенная не находится в статистическом равновесии при 2,7 К, то излучение горячей Вселенной не может иметь спектр, точно совпадающий со спектром абсолютно черного тела. Хотелось бы найти отклонения от спектра абсолютно черного тела и использовать их в качестве косвенных свидетельств того, как эволюционировала Вселенная. Следует еще раз подчеркнуть, что задача эта сложная и неопределенная, потому что действует много неопределенных или неизвестных эффектов. Этим мы вовсе не хотим сказать, что изучение моделей эволюции молодой Вселенной является напрасной тратой времени; просто нужно очень твердо иметь в виду, что любая развиваемая модель во многих отношениях может потерпеть неудачу. Внимательно изучая наблюдательные следствия из простейших моделей и их слабые места, можно выяснить, есть ли в них рациональ-

ное зерно и не найдутся ли явные эффекты, которыми мы пренебрегли. В этом разделе будут описаны несколько тем для дискуссии, которые благодаря своей простоте могут представлять довольно широкий интерес.

а. Аннигиляция тепловых электрон-позитронных пар. Расширяющаяся Вселенная на ранних стадиях расширения была достаточно горяча, чтобы заполняться тепловыми парами частица—античастица. Последними рекомбинировали бы электрон-позитронные пары, температура рекомбинации которых равна $T \sim m_e c^2/k \sim 10^{10} \text{K}$, $z \sim 3 \times 10^9$. Эта эпоха представляет значительный интерес, потому что, как показано в гл. VIII, могло образоваться такое количество гелия, которое было бы доступно наблюдениям. Здесь мы ограничимся оценками по порядку величины. При $T \sim 10^{10} \text{K}$ плотность электрон-позитронных пар сравнима с плотностью числа фотонов и примерно равна $(kT/\hbar c)^3$. Поскольку сечение аннигиляции для электронов при не слишком высоких энергиях $\sim \sigma_T$, среднее время свободного пробега электрона при $T \sim 10^{10} \text{K}$ определяется экстраполяцией линии TM на рис. VII.1 до $z \approx 3 \cdot 10^9$. Очевидно, когда температура Вселенной достигает $T = 10^9 \text{K}$, тепловые электрон-позитронные пары очень интенсивно аннигилируют, а вещество и излучение приближаются к тепловому равновесию, если только оценка скорости расширения не слишком далека от действительности.

б. Расширение от $z = 10^8$ до 10^3 . Нерелятивистское вещество охлаждается при расширении Вселенной пропорционально $a(t)^{-2}$, излучение — пропорционально $a(t)^{-1}$, а их смесь охлаждается по некоторому промежуточному закону. В этом случае соображения симметрии (гл. V) больше не гарантируют сохранения первоначального теплового спектра. При $z \geq 3 \cdot 10^4$ вследствие томсоновского рассеяния функция распределения излучения может перейти в спектр абсолютно черного тела (линия TR на рис. VII.1). Плотность числа фотонов излучения абсолютно черного тела меняется, как T^3 , а расширение Вселенной уменьшает плотность числа фотонов по закону $n_\gamma \propto a(t)^{-3}$, т. е. n_γ уменьшается при увеличении па-

раметра расширения медленнее, чем T^3 , из-за тормозящего действия вещества. Поэтому расширение приводит к избытку фотонов, которые переводятся в низкочастотную область томсоновским рассеянием.

Для расширения от $z \approx 3 \cdot 10^4$ до 1000 из оценок по порядку величины следует, что полная передача энергии от излучения к веществу мала и что разность между температурой вещества и равновесным значением температуры мала. Чтобы убедиться в этом, примем, что процесс расширения обратим. Для чистого полностью ионизированного водорода тепловая энергия на один протон равна

$$u = 3kT + \frac{aT^4}{n},$$

давление равно

$$P = 2nkT + \frac{aT^4}{3},$$

а по обычному закону термодинамики

$$du = TdS - Pd(n^{-1})$$

получаем энтропию на протон

$$S = (4aT^3/3n) + 2k \ln(T^{3/2}/n) + \text{const.}$$

Пусть в эпоху a_i температура равна T_i . Тогда если расширение обратимо, то

$$\frac{4}{3} a \left(\frac{T_i^3}{n_i} - \frac{T^3}{n} \right) = 2k \ln \left[\left(\frac{T}{T_i} \right)^{3/2} \frac{n_i}{n} \right], \quad (67)$$

где

$$n_i/n = (a/a_i)^3.$$

Уравнение (67) можно решить методом итераций. Поскольку $aT^3 \gg nk$, разумно в первом приближении пренебречь правой частью (67), что дает

$$T/T_i \approx (n/n_i)^{1/3} = a_i/a. \quad (68)$$

При подстановке этого выражения в правую часть (67) получаем

$$\begin{aligned} T &\approx \frac{T_i a_i}{a} \left[1 - \frac{3nk}{4aT^3} \ln(a/a_i) \right] \approx \\ &\approx T_i \frac{a_i}{a} [1 - 7,8 \cdot 10^{-9} (\Omega h^2) \ln(a/a_i)], \quad (69) \end{aligned}$$

где второе уравнение следует из уравнения (1).

Во втором порядке величины появляется отклонение температуры вещества от равновесного значения. Этот эффект рассмотрен Вейманном [2]. Учитывая общее расширение, получаем, что температура вещества удовлетворяет уравнению [уравнение (15)]

$$\frac{dT_e}{dt} = -2T_e \frac{\dot{a}}{a} + \frac{4}{3} \frac{\sigma_T a T^4}{m_e c} (T - T_e).$$

Поскольку коэффициент в последнем члене очень велик, в хорошем приближении можно получить решение, полагая $dT_e/dt = 0$, что дает

$$T_e \approx T \left[1 - \frac{3}{2} \frac{\dot{a}}{a} \frac{m_e c}{\sigma_T a T^4} \right] = T \left[1 - \frac{500 (\Omega h^2)^{1/2}}{(1+z)^{5/2}} \right]. \quad (70)$$

При красном смещении $z = 1000$ относительная разность между T и T_e составляет максимум $2 \cdot 10^{-5}$.

Тогда относительное уменьшение эффективной температуры излучения веществом, которое относительно холоднее на 10^{-5} [уравнение (70)], составляет примерно 10^{-8} [уравнение (69)]. Максимальное возмущение спектра излучения, выраженное через эквивалентную термодинамическую температуру в функции частоты, не превышает поэтому 10^{-5} .

в. Рекомбинация первичной плазмы. Следующим интересным эффектом является предсказываемая рекомбинация плазмы при $1 + z \sim 1000$ [25]. Легко видеть, что в предположениях, сделанных в этой главе, рекомбинационное излучение не представляет интереса с точки зрения наблюдений. Выделение энергии составляет $\varepsilon = 13,6$ эВ

на атом. Когда же энергия уменьшится в соответствии с фактором красного смещения $1 + z \sim 1000$, то отношение рекомбинационной энергии к энергии излучения горячей Вселенной в современную эпоху составит

$$\epsilon n_0 / a T_0^4 (1 + z) \approx 6 \cdot 10^{-7} (\Omega h^2). \quad (71)$$

Это рекомбинационное излучение сдвигается в красную сторону к длине волны ~ 150 мкм, где оно тонет в инфракрасном излучении межзвездной пыли, причем наиболее существенный порядок величины здесь, как мы знаем, обусловленный (пока еще не измеренным) инфракрасным излучением межзвездной пыли, должен давать плотность энергии на шесть порядков величины больше, чем (71) [ср. п. V, 2, б].

г. Возмущения горячей Вселенной. Томсоновское рассеяние. Если бы существовала первичная турбулентность, то она сильно диссипировала бы вблизи $z \sim 1000$, так как увеличивается средняя длина свободного пробега фотона и, конечно, энергия, теряемая веществом, искажает спектр излучения. При образовании связанных систем типа звезд и галактик выделяется энергия гравитационного сжатия или ядерного горения. Если вещество и антивещество достаточно сближаются, то они могут аннигилировать. Каждый из этих процессов заметно увеличивает температуру вещества по сравнению с температурой излучения, и вследствие этого вещество может возмущать спектр излучения. Впервые эту проблему детально рассмотрел Вейманн [2], который указал, что основными процессами взаимодействия, заслуживающими внимание, являются томсоновское рассеяние, свободно-свободное и связанно-свободное излучение.

Приводимое ниже обсуждение томсоновского рассеяния основано на работе Зельдовича и Сюняева [13]. Если плазма намного горячее излучения, то средний квадрат скорости электронов относительно излучения $\langle v^2 \rangle \gg \gg kT/m_e$. При диссипации первичной турбулентности дисперсия скоростей электронов $\langle v^2(t) \rangle$ относительно излучения, диффундирующего через вещество, также будет велика. В результате в обоих случаях эффективная тем-

температура излучения в длинноволновой части спектра уменьшается в e^{2y} раз:

$$T = T^* e^{-2y}, \quad (72)$$

$$y = \int_{t_i}^t \sigma_T n_e \langle v^2 \rangle dt / 3c,$$

а скорость приобретения энергии излучением от вещества равна, согласно (28),

$$\frac{dU}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T n_e \frac{\langle v^2 \rangle}{c} U,$$

что вместе с (72) дает

$$U = U^* e^{4y}. \quad (73)$$

Поскольку наблюдаемая температура T_0 распределения Рэля — Джинса уменьшается по сравнению со значением, которое было бы в отсутствие томсоновского рассеяния, в e^{2y_0} раз, действительная плотность энергии излучения больше, чем плотность энергии излучения абсолютно черного тела при температуре T_0 , в

$$U_0 / a T_0^4 = e^{4y_0} \text{ раз.}$$

Верхний предел на y_0 можно найти из детальных измерений спектра. Здесь удобно записать частоту излучения в виде переменной

$$x = hc/kT_0\lambda, \quad \nu(t) = (kT_0 x/h) [a_0/a(t)],$$

где $T_0 = 2,7\text{K}$, а λ — наблюдаемая длина волны излучения. Как и в уравнении (10) гл. IV, здесь автоматически учитывается космологическое красное смещение. Принимая еще $T_e \gg T$, из уравнений (25) и (72) найдем

$$\frac{\partial \mathfrak{N}}{\partial y} = x^2 \frac{\partial^2 \mathfrak{N}}{\partial x^2} + 4x \frac{\partial \mathfrak{N}}{\partial x} \quad (74)$$

с начальным значением

$$\mathfrak{N}_i = \exp \{ x e^{-2y_0} - 1 \},$$

где y_0 есть результат интегрирования (72) по всему интервалу времени, когда $T_e \gg T$. Решение линейного уравнения (74) рассмотрено Зельдовичем и Сюняевым [13], которые заключили, что

$$y_0 \leq 0,1, \quad (75)$$

так как в противном случае спектр излучения, совместимый с измерениями микроволнового потока, противоречил бы измерениям CN.

Согласно соотношениям (73) и (75), первоначальная энергия горячей Вселенной могла бы возрасти не более чем в $e^{0,4} = 1,5$ раза. Если эта дополнительная энергия возникла из-за затухания первичной турбулентности на излучении горячей Вселенной при красном смещении z , то требования на энергию таковы:

$$a [T_0 e^{2y_0} (1+z)]^4 (e^{4y_0} - 1) = \frac{1}{2} \langle v^2 \rangle \rho_0 (1+z)^3,$$

откуда

$$\langle v^2 \rangle^{1/2} / c \leq 0,007 (1+z)^{1/2} (\Omega h^2)^{-1/2}.$$

Если $z = 1000$, то это означает $v/c \leq 0,2 (\Omega h^2)^{1/2}$, что весьма велико, но, по-видимому, возможно в плотной модели с сильной турбулентностью.

Величину y_0 можно выразить иначе, через электронную температуру, поддерживаемую, возможно, аннигиляцией вещества и антивещества. Если бы электронная температура T_e была постоянной, начиная с z_m , то

$$y_0 = \int_{t_m}^{t_0} \frac{\sigma_T n_e k T_e dt}{m_e c} \approx \frac{2}{3} \frac{\sigma_T n_e(t_0) k T_e (1+z_m)^{3/2}}{m_e c H \Omega^{1/2}}.$$

Для полностью ионизированного вещества ограничение $y_0 < 0,1$ дает

$$T_e \leq \frac{1,3 \cdot 10^{10}}{(1+z_m)^{3/2} (\Omega h^2)^{1/2}} \text{ К}, \quad (76)$$

а если z_m соответствует эпохе разделения вещества и излучения $z_m \sim 1000$, то предел был бы равен

$$T_e \leq 4 \cdot 10^5 (\Omega h^2)^{-1/2} \text{ К}.$$

Если бы плазма была горячее при $z \sim 10^3$, то это привело бы к возмущениям спектра излучения горячей Вселенной большим, чем допускают наблюдательные пределы.

д. Тормозное излучение. Другим интересным эффектом является вклад в микроволновый фон тормозного излучения плазмы в ранней Вселенной при большом красном смещении. Этот процесс уже рассматривался в связи с рентгеновским и ультрафиолетовым фоновым излучением в п. IV, 4, г. Различие состоит в том, что 1) при большой плотности и большом красном смещении представляет интерес только радиоизлучение; 2) поскольку частота значительно меньше, необходимо учитывать самопоглощение и вынужденное излучение. Кауфман [26] впервые рассмотрел радиофон в качестве теста для обнаружения плазмы при большом красном смещении. Он принимал, что температура постоянна во времени. Кауфман сделал вывод, что если бы температура плазмы составляла $T \sim 10^5$ К и если бы $\Omega h^2 \sim 1$, то результирующий поток на длине волны 7 см мог бы совпадать с микроволновым фоном, открытым Пензиасом и Уилсоном, а если бы температура T была больше, то $\Omega h^2 < 1$. С тех пор был измерен спектр фона на более длинных волнах, что дает более надежный предел. Тест был пересмотрен Вейманном [2], который указал, что интересный для проверки свободно-свободного излучения при больших красных смещениях диапазон длин волн лежит от ~ 20 до 30 см. Сюняев [27] рассмотрел этот эффект, используя следующую удобную модель. Пусть в эпоху z_m однородно распределенное вещество было ионизовано и поддерживалось после этого при температуре T_e , сильно превышающей температуру излучения. Тогда отношение радиоинтенсивности из-за свободно-свободных переходов к интенсивности излучения горячей Вселенной равно [уравнение (12) гл. IV]

$$\frac{iff}{i} = \frac{T_e}{T_0} \int_z^{z_0} x[\nu(t)] c dt \frac{a(t)}{a_0}, \quad (77)$$

где T_0 — современная температура излучения, $\nu(t) = \nu_0 a_0/a(t)$, ν_0 — частота наблюдений. В наблюдаемом диапазоне спектра микроволнового фона нет значитель-

ных отклонений от теплового спектра, поэтому при условии $T \ll T_e$ самопоглощение не может быть существенным. Условие на (77) имеет вид

$$i_{ff} \leq i. \quad (78)$$

Для интересующих нас частот $h\nu/kT \ll 1$, а уравнение (65) гл. IV для коэффициента поглощения нужно умножить на поправочный множитель $g \leq 6$, если $T \leq 10^6$ К, $z_m \geq 100$ ([51] гл. IV). Тогда из соотношений (77) и (78) имеем

$$(1 + z_m) \leq \frac{2,0 \cdot 10^4 T_4^{1/3}}{\lambda^{4/3} \Omega h^2}, \quad (79)$$

где T_4 выражено в единицах 10^4 К. Можно принять, что наибольшая наблюдаемая длина волны $\lambda = 50$ см. Это более короткая из двух длин волн, использованных Хоуэллом и Шейкшафтом (табл. V. 1). Тогда

$$1 + z_m \leq 110 T_4^{1/3} / (\Omega h^2). \quad (80)$$

Отсюда, если $\Omega h^2 \sim 1$ и если плазма умеренно холодна, $T_4 \sim 1$, то в истории Вселенной был период между красным смещением $z = 1000$ и $z \sim 300$, когда однородно распределенное вещество было нейтральным или еще находилось при той же температуре, что и излучение.

Зельдович и Сюняев [13] указали, что формулы (76) и (80) совместно можно использовать для установления верхнего предела на z_m при любой температуре плазмы. Температура для максимального z_m , совместимого с обоими уравнениями, получается после приравнивания (76) и (80):

$$T_4 \sim 110 (\Omega h^2)^{2/3};$$

верхний предел на красное смещение тогда равен

$$(1 + z_m) \leq 530 / (\Omega h^2)^{7/9}.$$

Из этого уравнения следует, что плотный газ был холодным в течение некоторого периода, хотя стоит отметить, что этот

предел совсем не является сильным. Например, даже для $\Omega = 1$ предел превышает $z = 1000$ при $h = 0,5$ [$H = 50$ км/(с · Мпс)].

ЛИТЕРАТУРА

1. Обзор некоторых аспектов проблемы дан в работе:
Сюняев Р. А., Зельдович Я. Б. Comments in Astrophys. and Space Phys., **2**, 66 (1970).
2. История межгалактической среды рассматривалась в работах:
Weymann R., Astrophys. J., **145**, 650, **147**, 887 (1967); *Гинзбург В. Л., Озерной Л. М.*, Астрон. ж., **42**, 933 (1965); *Rees M. J.*, *Sciama D. W.*, Astrophys. J., **145**, 6 (1966); *Gould R. J.*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **6**, 195 (1968); *Arons J., McCray R.*, Astrophys. Lett., **5**, 123 (1969); *Bergeron J.*, Astron. and Astrophys., **3**, 42 (1969); *Rees M. J., Setti G.*, Astron. and Astrophys., **8**, 410 (1970).
3. *Hoyle F.*, Solvay Conference on the Structure and Evolution of the Universe, 1958.
4. *Parker E. N.*, Astrophys. J., **160**, 383 (1970).
5. *Thorne K. S.*, Astrophys. J., **148**, 51 (1967).
6. См., например, *Omnes R.*, Phys. Rev. Lett., **23**, 38 (1969); Astron. and Astrophys., **10**, 228 (1971).
7. *Harrison E. R.*, Phys. Rev. Lett., **18**, 1011 (1967).
8. *Jaki S. L.*, The Paradox of Olbers Paradox, Herder and Herder N. Y., 1969.
9. *Boardman W. J.*, Astrophys. J., Suppl., **9**, 185 (1964).
10. *Weymann R.*, Phys. Fluids, **8**, 2112 (1965).
11. *Spitzer L.*, Physics of Fully Ionized Gases, 2nd ed., Intersci. N. Y., 1956, p. 135. (Русский перевод: *Л. Спизер*, Физика полностью ионизованного газа, ИЛ, М., 1957.)
12. *Компанеев А. С.*, ЖЭТФ, **31**, 876 (1956).
13. *Зельдович Я. Б., Сюняев Р. А.*, Astrophys. and Space Sci., **4**, 301 (1969).
14. Уравнения слабого поля приведены Толменом ([2], гл. VI), § 93; уравнения гравитационного поля записаны в § 78, а тензор энергии-импульса вещества того типа, который здесь рассматривается, дан в § 85.
15. *Лифшиц Е. М.*, ЖЭТФ, **16**, 587 (1946); *Bonnor W. B.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **117**, 104 (1957).
16. *Peebles P. J. E., Dicke R. H.*, Astrophys. J., **154**, 891 (1968); *Peebles P. J. E.*, Astrophys. J., **155**, 393 (1969).
17. *Cameron A. G. W.*, Icarus, **1**, 13 (1962). *Зельдович Я. Б.*, Астрон. ж., **46**, 775 (1969).
18. *Peebles P. J. E.*, Astrophys. J., **142**, 1317 (1965).
19. *Peebles P. J. E.*, Astrophys. J., **147**, 859 (1967).
20. *Misner C. W.*, Astrophys. J., **151**, 431 (1968).
21. *von Weizsacker C. F.*, Astrophys. J., **114**, 165 (1951).
22. *Gamow G.*, Phys. Rev., **86**, 251 (1952); Proc. Nat. Acad. Sci., **40**, 480 (1954).

-
23. *Oort J.*, *Nature*, **224**, 1158 (1969); *Озерной Л. М.*, *Чернин А. Д.*, *Астрон. ж.*, **45**, 1137 (1968); *Harrison E. R.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **147**, 279 (1970); *Sato H.*, *Matsuda T.*, *Takeda H.*, *Progr. Theor. Phys.*, **43**, 1115 (1970).
 24. *Peebles P. J. E.*, *Astrophys. and Space Sci.*, **10**, 280 (1971).
 25. *Peebles P. J. E.*, *Astrophys. J.*, **153**, 1 (1968); *Зельдович Я. Б.*, *Курт В. Г.*, *Сюняев Р. А.*, *ЖЭТФ*, **55**, 278 (1968).
 26. *Kaufman M.*, *Nature*, **207**, 736 (1965).
 27. *Сюняев Р. А.*, *Докл. АН СССР*, **179**, 45 (1968).

ГЛАВА VIII

ПЕРВИЧНЫЙ ГЕЛИЙ

Проблема первичного гелия очень важна, потому что является до сих пор наиболее чувствительным из имеющихся тестов, позволяющим судить о том, что могло происходить в далеком прошлом, когда согласно теории эволюционирующей горячей Вселенной мир был плотным и горячим. Довольно длинные расчеты образования первичного гелия можно обобщить следующим образом:

1. Когда $t < 1$ с, причем время измеряется от сингулярности $a = 0$, $\rho = \infty$ в теории расширяющейся Вселенной, температура превышает 10^{10} К, и ожидается, что вещество и излучение находятся вблизи теплового равновесия. Важными компонентами при температуре 10^{10} К в равновесии являются свободные протоны, нейтроны, электроны, позитроны, нейтрино и излучение.

2. При $T \sim 10^{10}$ К, $t \sim 1$ с равновесие нарушается с замораживанием отношения нейтронов к протонам $n/p \sim 0,1$.

3. При $T \sim 10^{10}$ К, $t \sim 300$ с оставшиеся нейтроны взаимодействуют с протонами, образуя дейтерий, который выгорает с образованием гелия.

Как отмечалось в гл. V, в первоначальной теории Альфера—Гамова принималось в качестве начального условия, что вещество целиком или в основном состояло из нейтронов ([3] гл. V). Исходя из этого начального условия, Ферми и Туркевич [1] проверили первоначальные оценки Альфера детальными численными расчетами скоростей ядерных реакций и подтвердили, что гелий получить легко, но трудно понять, как этот процесс может преодолеть пробел при массовом числе 5, чтобы можно было получить заметное количество более тяжелых элементов. Хаяши [2] указал, что обилие нейтронов не является св -

бодным начальным условием и что этот параметр определяется такими реакциями, как обратный β -распад на еще более ранней стадии расширения Вселенной. Приняв во внимание эту идею, Альфер, Фоллин и Херман в 1953 г. детально рассчитали ожидаемое изменение обилия нейтронов со временем [3].

Некоторые наблюдения указывали, что картина образования гелия в расширяющейся Вселенной может быть справедливой. В 1961 г. Остерброк и Роджерсон [4] отметили, что сходство в содержании элементов в туманности Ориона, представляющей современное межзвездное вещество, и на Солнце, вещество которого обособилось $4,6 \cdot 10^9$ лет назад, может свидетельствовать о том, что гелий, в частности, мог образоваться в догалактическую эпоху в расширяющейся Вселенной. В 1964 г. О'Делл, Пеймберт и Кинман [5] сообщили об определении обилий элементов в планетарной туманности в шаровом скоплении М 15, принадлежащем к старейшему звездному населению. Обилие кислорода было заметно меньше по сравнению с солнечным, как ожидается, если состав вещества ближе к первичному, но обилие гелия в точности совпадало с современным космическим значением. Конечно, вещество в планетарную туманность поступает из сильно проэволюционировавшей и возбужденной звезды, поэтому вполне вероятно, что гелий образовался в звезде, но, как отмечалось, не исключено, что это свидетельствует о высоком обилии первичного гелия. В тот же год Хойл и Тейлер [6] подробно рассмотрели замечательную однородность в обилии гелия. Они указывали, что ее можно объяснить несколькими способами: образованием гелия по схеме Гамова—Альфера на ранних стадиях расширяющейся Вселенной; в сверхмассивных звездах на ранней стадии образования Галактики.

В 1965 г., когда было открыто фоновое излучение ([7] гл. V), Пиблс [7] независимо рассмотрел образование гелия в картине горячей Вселенной Дикке и подробно рассчитал образование первичного гелия, используя параметры излучения горячей Вселенной. Вагонер, Фаулер и Хойл [8] повторили эти расчеты с учетом всех возможных реакций и также пришли к очень низкому обилию элементов тяжелее гелия, которые образовались бы в

расширяющейся Вселенной. Постоянный интерес к проблеме первичного гелия объясняется двумя причинами. Во-первых, накапливаются свидетельства (хотя и неоднозначные) в пользу однородного обилия гелия. Это позволяет предположить, что гелий образовался не в различных наблюдаемых объектах, а в результате некоторого универсального процесса еще до появления этих объектов. Во-вторых, наличие излучения горячей Вселенной указывает, по-видимому, на то, что Вселенная действительно расширялась от горячего, плотного состояния, и этим определяются значения параметров, приводящие к образованию заметного, но не обязательно избыточного количества гелия.

Два вопроса, касающиеся этой проблемы, вызывают острые разногласия. 1. Действительно ли начальное обилие первичного гелия в галактиках велико, 20—30% по массе, как предполагается в простейшей теории расширяющейся Вселенной? 2. Не окажется ли простейшая теория расширяющейся Вселенной настолько примитивной, что она будет не в состоянии объяснить все сложности реального мира? В следующих разделах показано, что ответы на эти вопросы таковы: 1) точно не известно, 2) не обязательно.

1. ОБРАЗОВАНИЕ ГЕЛИЯ В ПРОСТЕЙШЕЙ ТЕОРИИ РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ВСЕЛЕННОЙ

а. Некоторые предположения. Расчеты основаны на предположении, что Вселенная расширилась от горячей плотной фазы при $T \geq 10^{12}$ К, оставаясь однородной и изотропной в любом масштабе в эпоху образования гелия. Эти предположения не следуют прямо из теории горячей Вселенной, так как нет необходимости идти назад до столь высоких температур, чтобы убедиться, что излучение имеет тепловой спектр. Это полуэмпирическая экстраполяция, с тем же успехом можно модифицировать ее слегка, например сохраняя однородной плотность излучения, но вводя неоднородность в распределение вещества, или модифицировать сильно, предполагая плотную, но хаотически неоднородную Вселенную или просто отрицая, что Вселенная была когда-либо плотной и горячей. Прежде

всего подобная экстраполяция оправдана тем, что мы в долгу у космологов-классиков и должны подробно изучить прямые следствия из их моделей, чтобы найти объективные указания на то, что эти модели в какой-то степени реалистичны, или их следует обобщить, или вообще отказаться от них. Следующим оправданием экстраполяции является неустойчивость, поскольку неоднородности нарастают по мере эволюции Вселенной. Один пример был приведен в разд. VII, 2 для неоднородностей с характерным размером $\lambda \ll ct$. Давление может стабилизировать неоднородности с характерным размером вплоть до длины волны Джинса $\leq ct$, но для неоднородностей плотности больших размеров никаких стабилизирующих механизмов не известно, и можно найти решения в явном виде, для которых, хотя и при специальном выборе граничных условий, Вселенная становится со временем все более неоднородной ([19] гл. VII). Эта точка зрения не является общепринятой ([18] гл. VII), но пока отсутствуют явные опровергающие примеры, которые показывали бы, что механизм стабилизации есть, она заслуживает серьезного внимания. Обычно считают, что поскольку современная Вселенная довольно однородна, то в прошлом она, должно быть, была еще более однородной. Конечно, это не доказательство, и нужно быть готовым к тому, чтобы рассмотреть другие возможности.

Дальнейшие предположения, скорее определяющие выбор параметров используемых в расчетах в соответствии с простейшей теорией расширяющейся Вселенной, таковы:

1. Общая теория относительности справедлива. Мы осмеливаемся здесь на далекую экстраполяцию еще недостаточно проверенной теории. В то же время мы будем использовать для скорости расширения формулу

$$\frac{\dot{a}^2}{a} = \frac{8}{3} \pi G \rho. \quad (1)$$

Как подчеркивал Гамов, эта формула означает, что кинетическая энергия расширения почти точно уравновешивает гравитационную потенциальную энергию. Такое толкование столь просто, что кажется убедительным. Основные трудности связаны с возможной переменностью

G или пока неизвестными составляющими, дающими вклад в полную плотность материи, как в скалярно-тензорной теории Бранса и Дикке [9].

2. Не существует нейтрино других типов. Мы предполагаем, что традиционное понимание законов физики при энергиях ~ 1 МэВ и плотностях нуклонов ~ 1 г/см³ справедливо и может применяться даже к очень далекому прошлому.

3. Существует излучение горячей Вселенной с современной температурой $T_0 = 2,7$ К.

4. Вырождение нейтрино не происходит. Если Вселенная содержит достаточно электронных нейтрино или антинейтрино, то они могут быть вырождены, ферми-энергия $> kT$, в результате будет изменяться равновесное обилие нейтронов в реакциях типа обратного β -распада. В этом разделе предполагается, что вырождение не имеет места. Отсюда следует, что современная энергия Ферми для нейтрино или антинейтрино $\ll (2,7 \text{ К})k$, а это означает, что количество нейтрино (или антинейтрино) на нуклон $\ll 10^8$, что кажется приемлемым¹.

5. Аннигиляция вещества—антивещества отсутствует². Плотность нуклонов в эпоху t задается уравнением

$$n = n_0 a_0^3 / a(t)^3, \quad (2)$$

где n_0 — современное значение [уравнение (1) гл. IV]

$$n_0 \equiv 1,12 \cdot 10^{-5} \Omega h^2 \text{ см}^{-3}, \quad 0,01 \leq \Omega h^2 \leq 1. \quad (3)$$

При этом вещество и антивещество не аннигилировали сколь-нибудь существенно.

6. Первичное магнитное поле отсутствует. Если бы общее межгалактическое магнитное поле было порядка 10^{-6} Гс, как внутреннее магнитное поле Галактики, то, экстраполируя его назад по времени при условии сохранения магнитного потока, получаем при 10^{10} К

$$B \sim 10^{-6} (10^{10}/2,7)^2 \sim 10^{13} \text{ Гс.}$$

Это очень высокая напряженность, способная исказить одночастичные электронные энергетические уровни, что

¹ Неточно. Надо сказать $v_e - \bar{v}_e < 10^8$. — *Прим. ред.*

² Точнее, закончилась при $z \sim 10^{12}$. — *Прим. ред.*

в свою очередь влияет на скорость изменения отношения обилий нейтрона и протона [10]. Матиз и О'Коннел [10] считают, что сильное первичное поле способствовало бы усиленному образованию первичного гелия.

Все эти предположения спорны, и следствия их вариаций будут рассмотрены ниже в разд. VIII,2. Кроме того, используются некоторые общепринятые приближения для упрощения вычислений.

б. Условия при $T = 10^{11} - 10^{12}$ К; тепловое равновесие. Даже при всех перечисленных выше предположениях заранее не очевидно, что удастся рассчитать первичное обилие элементов. Как можно понять, в каком состоянии вещество выходит из сингулярности $a = 0$, $\rho = \infty$ при $t = 0$? Очень сильное упрощение состоит в том, что тепловая релаксация, как ожидается, полностью замыкает следы, связанные с канувшим в Лету началом расширения.

В эпоху, когда температура горячей Вселенной была $T = 10^{12}$ К, мы можем принять следующие значения параметров по порядку величины. Типичное значение тепловой энергии равно

$$kT \sim 100 \text{ МэВ.}$$

Плотность нуклонов, согласно (2) и (3), равна

$$n \sim 10^{28} \text{ см}^{-3}, \quad \rho_m \sim 10^4 \text{ г/см}^3.$$

Эквивалентная плотность вещества в электромагнитном излучении сильно превышает ρ_m :

$$\rho_r = aT^4/c^2 \sim 10^{13} \text{ г/см}^3,$$

так что, согласно (1), скорость расширения зависит от температуры, и характерное время расширения равно

$$t \sim (G\rho_r)^{-1/2} \sim 10^{-4} \text{ с.}$$

Отметим, что, за исключением ρ_r , эти значения, рассматриваемые каждое в отдельности, совсем не экстремальны. Они находятся в диапазоне известных из наблюдений явлений, и если нас не подстерегают какие-либо неожиданности, то мы способны понять свойства вещества при этих условиях.

Характерное время расширения достаточно велико, чтобы экзотические частицы, возникшие в ранней Вселенной, распались; тепловой энергии вполне хватило бы на то, чтобы любые сложные ядра испарились (фотодиссоциировали), а характерное время также достаточно для этого. Таким образом, можно ожидать, что в результате останутся обычные свободные нейтроны и протоны, и так как межбарионное расстояние велико, порядка 10^{-9} см, то нейтроны и протоны должны вести себя как идеальный газ.

При $T > 10^{10}$ К тепловой энергии достаточно, чтобы могли образоваться электрон-позитронные пары в реакциях типа



Рассмотрим сначала ожидаемое равновесное обилие электрон-позитронных пар, а затем убедимся, что скорость релаксации достаточно высока, чтобы это равновесие достигалось. Во всех последующих расчетах электромагнитным взаимодействием между частицами будем пренебрегать; это означает здесь, что электроны ведут себя как свободные частицы. Тогда вероятность нахождения электрона в одночастичном состоянии (моде) с энергией $E(p)$ (p — импульс электрона в этом состоянии) пропорциональна

$$\exp \{[\mu - E(p)]/kT\}, \quad (5)$$

где μ — химический потенциал. Для нахождения μ будем исходить из условия, что сумма химических потенциалов частиц, вступающих в реакции типа (4) и образующихся в результате, сохраняется; тогда для электронов и позитронов имеем [11]

$$\mu^- + \mu^+ = 0, \quad (6)$$

потому что химический потенциал излучения абсолютно черного тела равен нулю. Как будет показано ниже, число электрон-позитронных пар намного превышает число электронов, принадлежащих протонам, и ввиду примерного равенства количества электронов и позитронов имеет место симметрия: $\mu^- = \mu^+ = 0$. Поскольку в одночастичном состоянии может находиться либо одна частица, либо ни одной, вероятность занятости некоторого выбранного

состояния (моды) равна [ср. уравнение (7) гл. V]

$$\mathfrak{N} = e^{-E(p)/kT} / (1 + e^{-E(p)/kT}) = 1 / (e^{E(p)/kT} + 1), \quad (7)$$

где

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4. \quad (8)$$

Плотность числа одночастичных состояний равна

$$g d^3 p / (2\pi\hbar)^3, \quad (9)$$

где множитель g — число спиновых состояний для данного импульса (для электронов $g = 2$). Из формул (7) и (9) равновесная плотность числа электрон-позитронных пар равна

$$n_{th} = \frac{2}{\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{e^{E/kT} + 1}. \quad (10)$$

При $kT \gg m_e c^2$ электроны являются релятивистскими, энергию (8) можно приближенно записать в виде $E = pc$, а уравнение (10) принимает вид [11]

$$n_{th} = \frac{2}{\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{e^{pc/kT} + 1} = \frac{2}{\pi^2} \left(\frac{kT}{\hbar c} \right)^3 \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{e^x + 1}, \quad (11)$$

$$kT \gg m_e c^2.$$

Отметим, что плотность числа фотонов излучения абсолютно черного тела отличается от (11) только знаком минус в знаменателе интеграла [уравнение (7) гл. V]. Таким образом, тепловые электрон-позитронные пары ведут себя почти так же, как излучение. Плотность энергии и давление электрон-позитронных пар легко найти из (7) и (9):

$$\mathcal{E} = \frac{2}{\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{E(p) p^2 dp}{e^{E/kT} + 1},$$

$$P = \frac{2c^2}{3\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{p^4 dp E^{-1}}{e^{E/kT} + 1}. \quad (12)$$

В высокотемпературном пределе эти уравнения сводятся к следующим [11]:

$$\mathcal{E} = \frac{7\pi^2}{60} \frac{(kT)^4}{(\hbar c)^3} = \frac{7}{4} aT^4, \quad (13)$$

$$P = \mathcal{E}/3,$$

где постоянная Стефана

$$a = \pi^2 k^4 / 15 \hbar^3 c^3.$$

Согласно уравнению (11), расстояние между частицами для электронов порядка $\hbar c/kT \approx 3 \cdot 10^{-12}$ см при $T = 10^{11}$ К, а электростатическая энергия взаимодействия электронов порядка $e^2 kT/\hbar c$, что меньше кинетической энергии kT в 137 раз ($1/137$ — постоянная тонкой структуры). Таким образом, приближение свободных частиц вполне приемлемо.

Отношение плотности числа электрон-позитронных пар к избыточному числу электронов порядка

$$n_{in}/n \sim (kT/\hbar c)^3/n \sim 10^8 \quad (14)$$

и почти не зависит от времени. Приближение в уравнении (7), где опущен химический потенциал, основано на большом значении этого отношения.

Рассмотрим теперь скорость перехода к этому равновесию. Если kT немного больше, чем mc^2 , то сечение электрон-позитронной аннигиляции примерно равно томсоновскому сечению рассеяния. $\sigma_T \approx 6 \cdot 10^{-25}$ см², так что среднее время свободного пробега электронов и позитронов до аннигиляции при $T = 10^{11}$ К равно

$$t_c \sim (\sigma_T n_{in} c)^{-1} \sim 10^{-21} \text{ с.} \quad (15)$$

Это значение характерного времени, очевидно, справедливо также и для образования пар и термализации излучения, так как плотности числа фотонов и электронов сравнимы. Оно примерно на 17 порядков величины меньше времени расширения. Таким образом, каким бы невероятным ни был выбор начальных значений (например, концентрация всей энергии в нескольких квантах), излучение и электроны должны прийти в тепловое равновесие.

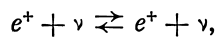
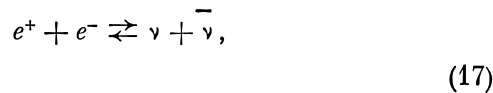
Для нейтрино мы не можем заранее утверждать, что число частиц и античастиц почти одинаково, потому что здесь нет условия, подобного условию равенства зарядов, которое фиксирует число частиц. Сохраняющейся величиной для электронных нейтрино является лептонное число l , равное числу нейтрино минус число антинейтрино плюс число электронов минус число позитронов. Поскольку вследствие электрической нейтральности два последних числа почти равны, возможен избыток нейтрино над антинейтрино или наоборот. В этом разделе мы принимаем $|l| \ll n$; поэтому химический потенциал нейтрино мал, значительно меньше kT , так что применимы уравнения (7) и (9).

Поскольку нейтрино и антинейтрино имеют по одному спиновому состоянию, плотность энергии электронных нейтрино равна

$$\mathcal{E}_\nu = \frac{7}{8} aT_\nu^4, \quad (16)$$

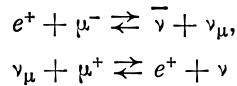
где T_ν — температура нейтрино. Такой же вклад будут давать и мюонные нейтрино. Плотность числа нейтрино сравнима с плотностью числа фотонов.

Предполагается, что нейтрино могут образовываться в реакциях типа



сечение которых при 10^{11} К составляет $\sim 10^{-42}$ см². Равновесная плотность числа электронов при этой температуре равна $n_{th} = 0,18 (kT/\hbar c)^3 \sim 10^{34}$ см⁻³, так что среднее время свободного пробега нейтрино относительно реакций (17) равно $\sim 0,003$ с, что сравнимо с временем расширения, т. е. реакция способна термализовать распределение нейтрино при этой температуре. Поскольку плотность числа электронов и сечение — быстро растущие функции температуры, ясно, что нейтрино должны прийти к равновесию, если первоначальная температура была немного выше. Вторая группа реакций, важных

при несколько более высокой температуре, чем 10^{11} К, такова:



и т. д. При $T \geq 10^{12}$ К мюонные пары столь же обильны, как и электронные, и так же, как и при рассмотрении (17), можно показать, что времени для установления равновесия будет достаточно.

При $T < 10^{11}$ К ни одно из известных взаимодействий не в состоянии термализовать нейтрино, средняя длина свободного пробега которых будет сильно превышать ct , и нейтрино эффективно отделяются от вещества и излучения. Так же, как и при рассмотрении излучения абсолютно черного тела, легко показать, что эти отделившиеся нейтрино при расширении Вселенной охлаждаются по закону $T \propto a(t)^{-1}$. При $T > 10^{10}$ К $kT \gg 1$ МэВ, и электрон-позитронные пары ведут себя как излучение, поэтому сильно связанные вещество и излучение охлаждаются в соответствии с таким же законом, и действительно, равновесие не нарушается, пока при 10^{10} К электрон-позитронные пары не начинают аннигилировать, передавая свою энергию излучению.

Простейший путь получить связь между $a(t)$ и температурой излучения при аннигиляции электрон-позитронных пар основан на том факте, что время релаксации (15) очень мало, так что процесс аннигиляции обратим. Энтропия излучения и электрон-позитронных пар в сопутствующем объеме $V = V_0 a(t)^3$ находится по формулам (7) и (9) и равна

$$S = \frac{4}{3} a V_0 [a(t) T]^3 \left[1 + \frac{15}{2\pi^4} \int \frac{x^2 dx (x^2 + 3y^2)}{y (e^y + 1)} \right], \quad (18)$$

где

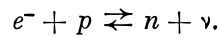
$$x = pc/kT, \quad y = E/kT,$$

E и p — энергия и импульс электрона соответственно, а T — температура излучения и электронов. Поскольку S сохраняется постоянной, (18) сразу дает зависимость параметра расширения a от температуры T . При $kT \gg$

$\gg m_e c^2$ $x \approx y$, и сумма в квадратных скобках в (18) равна $[1 + 7/4]$. При $kT < m_e c^2$ интеграл очень мал, и сумма в квадратных скобках стремится к единице, так что $(aT)^3$ увеличивается в $11/4$ раза. Поскольку температура нейтрино пропорциональна $a(t)^{-1}$ и первоначально равна температуре излучения, нейтрино в конце концов становятся холоднее излучения в

$$T_\nu/T_e = (4/11)^{1/3} \text{ раз.}$$

Отношение обилий нейтронов и протонов определяется реакциями типа

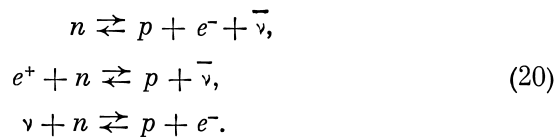


Поскольку мы принимаем, что химические потенциалы электронов и нейтрино пренебрежимо малы, химические потенциалы нейтронов и протонов равны между собой, и равновесное отношение обилий, согласно (5), равно

$$n/p = e^{-Q/kT}, \quad Q = (m_n - m_p) c^2. \quad (19)$$

Скорость релаксации к такому равновесию рассмотрена в следующем разделе, где показано, что отношение n/p замораживается при $n/p \sim 0,1$. Именно эти избыточные нейтроны делают возможным образование гелия.

в. Отношение обилий нейтронов и протонов. Отношение обилий нейтронов и протонов определяется реакциями



Скорости этих реакций можно рассчитать в первом порядке теории возмущений, а силы взаимодействия определяются по известному времени свободного распада нейтрона:



Используя обычный прием, рассмотрим нейтрон, распадающийся в ящике объема V . Тем самым мы накладыв-

ваем условие периодичности на свободные волновые функции в объеме V . Скорость реакции (21) определяется обычным результатом зависящей от времени теории возмущений первого порядка:

$$\lambda = \ln 2 / t_{1/2} = \sum \frac{2\pi}{\hbar} |\langle H \rangle|^2 \delta(Q - E_e - E_\nu), \quad (22)$$

где полная энергия распада равна

$$Q = (m_n - m_p) = 1,293 \text{ МэВ}. \quad (23)$$

Член $|\langle H \rangle|^2$ — (постоянный) матричный элемент энергии взаимодействия (усредненный по спинам частиц), а суммирование ведется по всем возможным состояниям e и ν в объеме V . Сумму можно заменить интегралом, используя выражение для плотности числа состояний (9):

$$\begin{aligned} \ln 2 / t_{1/2} &= \frac{2\pi}{\hbar} |\langle H \rangle|^2 \int \frac{V d^3 p_\nu}{(2\pi\hbar)^3} \frac{2V d^3 p_e}{(2\pi\hbar)^3} \delta(Q - E_e - E_\nu) = \\ &= \left\{ \frac{2\pi}{\hbar} |\langle H \rangle|^2 \right\} \frac{2(4\pi)^2 V^2}{(2\pi\hbar)^3 c^3} \int (Q - E_e)^2 p_e^2 dp. \quad (24) \end{aligned}$$

Множитель 2 учитывает два спиновых состояния электронов, тогда как нейтрино имеет только одно спиновое состояние.

Удобно записать интеграл (24) в виде

$$\int (Q - E_e)^2 p_e^2 dp_e \equiv f m_e^5 c^7,$$

где безразмерный множитель f равен

$$f = 1,634. \quad (25)$$

Это значение получается для свободных волновых функций, если пренебречь кулоновским возмущением. С учетом кулоновского возмущения f становится равным 1,689 — на 3% больше значения (25), но так как мы везде пренебрегали кулоновскими поправками, то разумнее и здесь не принимать их во внимание. Собирая предыдущие выражения, получаем искомый матричный элемент, выраженный через измеренный период полураспада:

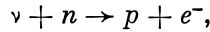
$$\frac{2\pi}{\hbar} |\langle H \rangle|^2 = 2\pi^4 \hbar^6 \ln 2 / (V^2 f t_{1/2} m_e^5 c^4). \quad (26)$$

Последние измерения времени полураспада дают [12]

$$t_{1/2} = 10,80 \pm 0,16 \text{ мин}, \quad (27)$$

где ошибка представляет собой стандартное отклонение. Хотя свойства взаимодействия известны также из ядерного β -распада, тем не менее значение (27), по-видимому, наилучшим образом определяет (26) [13].

Чтобы найти сечение реакции



снова рассмотрим две частицы ν и n в ящике объема V . Тогда из (22) получим скорость реакции в виде

$$\frac{\sigma_c}{V} = \left\{ \frac{2\pi}{\hbar} |\langle H \rangle|^2 \right\} \int \frac{2V d^3 p_e}{(2\pi\hbar)^3} \delta(Q + E_\nu - E_e), \quad (28)$$

что с учетом (26) дает

$$\sigma = \frac{2\pi^2 \hbar^3 \ln 2 v_e (E_\nu + Q)^2}{ft_{1/2} m_e^5 c^9}. \quad (29)$$

Здесь при оценке интеграла использовалось выражение

$$p_e^2 dp_e = v_e E_e^2 / c^4,$$

где $v_e = p_e c^2 / E_e$ — скорость электрона.

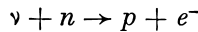
Прежде чем переходить к детальным расчетам, полезно оценить порядки величин. Когда $T = 10^{10}$ К, энергия нейтрино $E_\nu \sim kT = 0,86$ МэВ, и с учетом значений (25) и (27) сечение (29) равно

$$\sigma \approx 4 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2. \quad (30)$$

Кроме того, при $T = 10^{10}$ К плотность числа нейтрино равна [уравнения (7), (9), (11)]

$$n_\nu = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{kT}{\hbar c} \right)^3 \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{e^x + 1} = 0,091 (kT/\hbar c)^3 = 7 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3}. \quad (31)$$

Скорость реакции



приблизительно равна произведению сечения (30) на плотность числа нейтрино (31) и на скорость света:

$$\sigma n_\nu c \approx 0,1 \text{ с}^{-1}. \quad (32)$$

Аналогичный вклад в скорость образования протонов вносит захват нейтронами позитронов, а когда отношение обилий нейтронов и протонов совпадает с равновесным значением (19), эта реакция точно уравнивается обратным процессом. Отметим, что (32) очень быстро растет с увеличением температуры — плотность числа нейтрино дает множитель T^3 , а сечение, примерно пропорциональное квадрату энергии, дает множитель T^2 .

Значение (32) нужно сравнить со скоростью расширения Вселенной. Поскольку $\rho \approx aT^4/c^2$ [уравнение (1)],

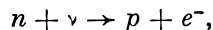
$$\frac{\dot{a}}{a} = \left(\frac{8}{3} \pi G \rho \right)^{1/2} \approx 0,2 \text{ с}^{-1}. \quad (33)$$

Из соотношений (32) и (33) следует, что при $T = 10^{10}$ К скорость, с которой нейтроны превращаются в протоны, как раз сравнима со скоростью расширения и охлаждения Вселенной. Поскольку (32) — быстрорастущая функция температуры, можно заключить, что скорость реакции (20) достаточна для установления равновесного отношения (19) обилий n/p при $T > 10^{10}$ К, но обилие нейтронов замораживается при температуре $T^* \approx 10^{10}$ К. Остаточное замороженное обилие нейтронов тогда будет равно

$$n/p = e^{-Q/kT^*} \sim e^{-1,5} = 0,2.$$

Именно это замечательное совпадение порядков величин скорости расширения и скорости обратного β -распада приводит к тому, что обилие нейтронов замораживается как раз в тот момент, когда оно столь чувствительно к температуре, причем n/p не становится ни пренебрежимо малым, ни близким к 0,5. Т. е. обилие нейтронов таково, при котором может образоваться гелий, и к тому же обилие гелия может служить чувствительным тестом деталей теории этой ранней фазы расширения Вселенной.

Чтобы точнее определить скорость реакции



следует учесть тот факт, что некоторые электронные состояния уже заняты, и нужно интегрировать по энергетическому распределению нейтрино. Согласно (7), доля еще не занятых одночастичных электронных состояний с энергией E_e равна

$$1 - \mathfrak{N} = (1 + e^{-E_e/kT})^{-1}. \quad (34)$$

Плотность числа нейтрино с импульсом в диапазоне от p_ν до $p_\nu + dp_\nu$, равна

$$dn_\nu = \frac{p_\nu^2 dp_\nu}{2\pi^2 \hbar^3} (e^{p_\nu c/kT_\nu} + 1)^{-1}. \quad (35)$$

Полная скорость реакций на нейтрон есть произведение сечения (29), доли незанятых электронных состояний (34), плотности числа нейтрино (35) и скорости нейтрино c , проинтегрированное по p_ν :

$$\langle \sigma n c \rangle = \frac{\ln 2}{ft_{1/2} m_e^5 c^8} \int \frac{p_\nu^2 dp_\nu v_e E_e^2}{(e^{p_\nu c/kT_\nu} + 1) (1 + e^{-E_e/kT})}, \quad (36)$$

$$E_e = Q + p_\nu c.$$

Скорости остальных реакций (20) можно найти аналогичным образом. Они приведены в [3, 5, 6].

Теперь приступим к определению изменения обилия нейтронов со временем, в случае когда можно пренебречь образованием более тяжелых элементов. Параметр расширения в функции времени задается уравнением (1), где важный вклад в ρ обусловлен плотностью энергии излучения aT^4 , плотностью энергии $7aT_\nu^4/4$ мюонных и электронных нейтрино (16) и плотностью энергии электрон-позитронных пар (12). Температура излучения однозначно задается в функции $a(t)$ уравнением (18), а температура нейтрино, разумеется, удовлетворяет соотношению $T_\nu \propto a(t)^{-1}$. Результаты интегрирования приведены в табл. VIII. 1. Обилие нейтронов удовлетворяет соотношению

$$dn/dt = \lambda p - \hat{\lambda} n,$$

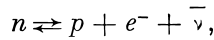
где коэффициенты λ и $\hat{\lambda}$ находятся путем численного интегрирования уравнений типа (36). Табл. VIII.1 отличается от аналогичной таблицы в работе [7] несколько

Таблица VIII.1

Обилие нейтронов

$T, 10^{10}\text{K}$	$T_\gamma, 10^{10}\text{K}$	t, c	λ, c^{-1}	$\hat{\lambda}, \text{c}^{-1}$	$n/(n+p)$
100	100	0,00010	$4,02 \cdot 10^9$	$4,08 \cdot 10^9$	0,496
10	10	0,0109	$3,9 \cdot 10^4$	$4,6 \cdot 10^4$	0,462
2	1,996	0,273	9	19	0,330
1	0,992	1,102	0,19	0,83	0,238
0,1	0,074	182	0	0,00109	0,130
0,08	0,058	296	0	0,00108	0,116
0,06	0,043	535	0	0,00107	0,089

иным значением константы связи (26) и тем, что скорости для реакций



уже учтены в наших расчетах, но отдельно рассчитывались в работе [5].

Основной результат, следующий из таблицы, снова состоит в том, что имеется остаточное замороженное обилие нейтронов от 0,1 до 0,2 в диапазоне температур от 10^{10} до $5 \cdot 10^8$ К, потому что в этом интервале λt падает до значения меньше единицы. Как описано в следующем разделе, гелий образуется на низкотемпературном конце этого интервала.

г. Образование гелия. Образование элементов из нейтронов и протонов определяется реакцией



Как только накапливается достаточное количество дейтерия, он довольно быстро выгорает с образованием гелия. Поэтому можно оценить порядки величин, изучая реакцию (37): прежде всего нужно рассмотреть равновесие между образованием дейтерия и обратным процессом — фотодиссоциацией. Расчет равновесного обилия дейтерия совпадает с расчетом, приведенным к уравнению (9)

гл. VII; единственное отличие состоит в том, что дейтерий имеет спин 1, так что следует учитывать три состояния. Удобно выразить результат через относительные обилия отношениями

$$\begin{aligned} x_n &= N_n / N, & x_p &= N_p / N, \\ x_d &= N_d / N, & x_n + x_p + 2x_d + \dots &= 1, \end{aligned}$$

где N — полное число свободных и связанных нуклонов в некоторой области пространства, N_n — число свободных нейтронов, N_p — число свободных протонов, а N_d — число свободных дейтронов. Второе уравнение включает в себя также сумму относительных обилий частиц тяжелее дейтерия. Равновесное отношение обилий таково:

$$\left(\frac{x_n x_p}{x_d} \right)_e = \frac{4}{3} \frac{(2\pi kT)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3 n} \left(\frac{m_n m_p}{m_d} \right)^{3/2} e^{-B/kT}, \quad (38)$$

где $n = N/V$ — плотность числа нуклонов, а $B = 2,225$ МэВ — энергия связи дейтерия.

Можно выразить плотность числа нуклонов в функции времени, зная современную плотность и используя соотношения (2), (3):

$$n = (T/2,7)^3 n_0 = 5,70 \cdot 10^{20} T_9^3 (\Omega h^2) \text{ см}^{-3}, \quad (39)$$

где T_9 — температура излучения в единицах 10^9 К. Такое обозначение удобно, так как ядерные реакции в модели идут при $T_9 \sim 1$. Уравнение (39), конечно, следует исправить на эффект образования электрон-позитронных пар при температуре $T_9 \geq 10$, как в табл. VIII. 1.

С учетом (39) уравнение (38) принимает вид

$$(x_n x_p / x_d)_e = \exp [29,23 - 25,82/T_9 - 3 \ln T_9 / 2 - \ln (\Omega h^2)]. \quad (40)$$

Из этого уравнения следует, что по мере расширения и охлаждения Вселенной равновесие сдвигается в сторону преобладания дейтронов над свободными нейтронами и протонами при $T_9 \sim 1$, а так как коэффициент при T_9^{-1} в показателе экспоненты велик, переход к дейтронам происходит в узком интервале температур, и температура перехода не очень чувствительна к параметру плотности Ωh^2 . Определим температуру перехода T^* как температуру, при которой равновесное отношение $(x_n x_p / x_d)_e$

становится равным единице, т. е. обращается в нуль показатель экспоненты в (40). Тогда

$$T_9^* = 0,88 \quad \text{при} \quad \Omega h^2 = 1, \quad (41)$$

$$T_9^* = 0,77 \quad \text{при} \quad \Omega h^2 = 0,02.$$

Согласно табл. VIII. 1, отношение обилий нейтронов и протонов при температуре T_9^* равнялось бы $n/(n+p) \approx 0,12$ при отсутствии ядерных реакций, и если бы все эти нейтроны пошли на образование гелия, то результирующее обилие гелия по массе равнялось бы

$$Y = 2n/(n+p) \approx 0,24. \quad (42)$$

Как мы увидим ниже, детальное численное интегрирование скоростей ядерных реакций дает значение, несколько большее, чем (42). Это обусловлено тем, что имеется диапазон температур T_9 от 4,0 до 0,8, в котором He^4 термодинамически предпочтительнее, чем нейтроны и протоны, в то время как дейтерий термодинамически менее предпочтителен. Хотя в большей части этого диапазона обилие дейтерия настолько низко, что образованием гелия можно пренебречь, в конце этого диапазона обилие дейтерия, хотя и мало, но все же достаточно, чтобы образование гелия началось несколько раньше, чем при характерной эпохе, определяемой (41).

Отметим, что в соответствии с другим численным совпадением в модели ядерное горение может начаться, как только возраст Вселенной становится сравнимым с периодом полураспада нейтрона и нейтроны начинают исчезать из-за свободного распада.

Здесь своевременно спросить, как в разд. VII, 3, в, не исказит ли излучение, которым сопровождается образование дейтерия, высокоэнергичный хвост распределения излучения? Легко видеть, что ответ отрицателен, потому что скорость разрушения (и создания) такого высокоэнергичного хвоста с энергией выше 2 МэВ огромна, например, из-за образования пар в поле ядер.

Следующий вопрос — какова скорость реакции (37)? При интересующих нас энергиях (~ 100 кэВ) сечение захвата нейтрона в хорошем приближении обратно пропорционально его скорости, так что скорость реакции

почти не зависит от температуры и равна

$$\langle \sigma v \rangle = 4,55 \cdot 10^{-20} \text{ см}^3/\text{с}. \quad (43)$$

Соответствующим безразмерным параметром является $\langle \sigma v \rangle n^* t^*$, где звездочками обозначены величины, оцененные при температуре перехода T_9^* [уравнение (41)]. Если этот параметр велик, то почти все нейтроны, которые сохраняются к тому времени, когда температура достигнет 10^9 К , вступают в реакцию с образованием дейтерия, а это в свою очередь означает, что почти весь дейтерий превращается в гелий, потому что сечение реакции превращения дейтерия в гелий сравнительно велико.

Используя время из табл. VIII.1 и плотность числа нуклонов (39), получим

$$\langle \sigma v \rangle n^* t^* = 4000 (\Omega h^2). \quad (44)$$

Если $\Omega h^2 \geq 0,01$, что кажется разумным, то (44) больше 40, и скорость ядерной реакции достаточно велика, чтобы обеспечить расход нейтронов. Интересно, что в силу еще одного численного совпадения (44) не очень сильно отличается от единицы, и так как (44) меняется обратно пропорционально кубу современной температуры излучения T_0 [уравнение (39)], то вероятность реакции была бы невелика, если бы температура современной Вселенной была выше 30 К.

Чтобы получить более точные значения, необходимо численно проинтегрировать скорости ядерных реакций, ведущих к образованию гелия и более тяжелых элементов. Выполнено два независимых расчета [7, 8], основанных на довольно различных подходах, и очень хорошее совпадение результатов служит ценной проверкой всех деталей этих расчетов.

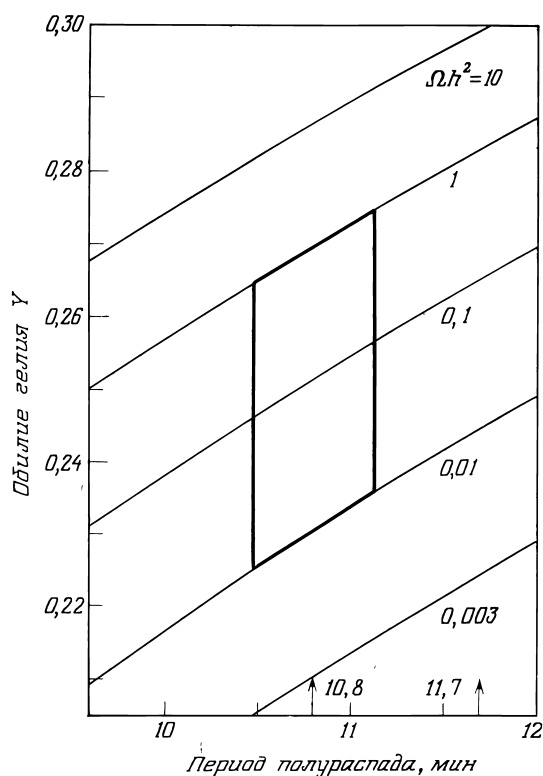
При учете всех предположений этого раздела остается два свободных параметра. Первый — это параметр плотности Ωh^2 , который, как предполагается, лежит в интервале

$$0,01 \leq \Omega h^2 \leq 1. \quad (45)$$

Меньшее число соответствует обычно оценке средней плотности Вселенной по массе, заключенной в галактиках [уравнение (7) гл. IV], $\Omega = 0,02$ при $h = 0,5$, например. Вторым параметром, как отмечал Тейлер [13], является

сила слабого взаимодействия, так как оценки, полученные на основе периода полураспада нейтрона, все еще настолько неопределенны, что способны привести к заметной неопределенности в Y .

Расчетное обилие гелия показано в зависимости от этих двух параметров на рис. VIII.1. Использована схема расчетов, приведенная в работе Пиблса [7], но результаты почти не отличаются от результатов работы Вагонера [8]. Например, в работе [8] эффективное значение периода полураспада нейтрона принималось равным $t_{1/2} = 12,0$ мин, а обилие гелия, соответствующее $T_0 = 2,7 K$,



Р и с . VIII.1. Расчетное обилие гелия по массе в зависимости от параметра плотности Ωh^2 и периода полураспада нейтрона.

$\Omega h^2 = 1$, равно $Y = 0,289$, в то время как на рис. VIII. 1 оно равно $Y = 0,287$. Основные различия между этими двумя расчетами таковы:

1. Вагонер [8] учел 144 реакции, а это гарантирует, что не пропущена ни одна существенная цепочка реакций, приводящая к образованию гелия (или более тяжелых элементов), тогда как Пиблс [7] попытался выделить основные реакции, всего пять.

2. Вагонер [8] определял коэффициенты скорости $\langle \sigma v \rangle$ для реакций между заряженными частицами путем разложения сечения в степенной ряд, тогда как Пиблс [7] аппроксимировал измеренное сечение реакций вблизи 100 кэВ формулой Гамова

$$\sigma = SE^{-1} \exp(-AE^{-1/2})$$

с подгоночными коэффициентами S и A , а затем результат усреднялся по распределению скоростей Максвелла—Больцмана. Результирующие коэффициенты скоростей отличаются в 2—4 раза, но это почти не влияет на результат, потому что образование гелия определяется главным образом простой реакцией (37), которая, во всяком случае в первом приближении, действует только как переключатель, потому что (44) заметно больше единицы.

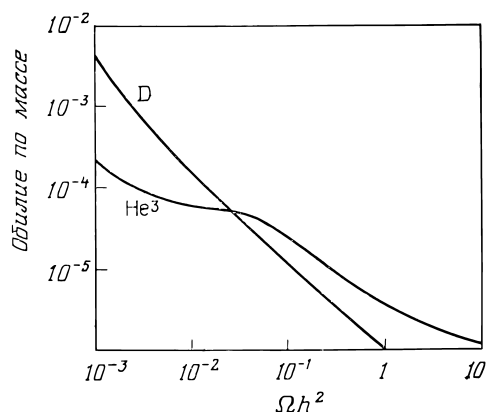
Остаточные обилия дейтерия и He^3 гораздо чувствительнее к этим различиям, но и здесь оба расчета снова дают сопоставимые результаты. Обилия дейтерия и He^3 по массе приведены в зависимости от параметра Ωh^2 на рис. VIII. 2, где $t_{1/2} = 10,8$ мин. Для сравнения укажем, что обилие по массе He^3 в первичном веществе Солнечной системы, определяемое по «первичному газу», найденному в метеоритах, равно $6 \cdot 10^{-5}$, а обилие дейтерия по массе $\sim 10^{-4}$. Однако эти результаты нельзя непосредственно сравнить с результатами расчета на рис. VIII.2, потому что и He^3 и дейтерий могли образовываться и исчезать, превращаясь в He^4 в веществе, прошедшем через звезды¹.

Центр параллелограмма на рис. VIII. 1 совпадает с периодом полураспада нейтрона (27), а его ширина равна двум стандартным отклонениям в обе стороны от центрально-

¹ Анализ образования D, He^3 , Li см. в [28*]. — Прим. ред.

го значения. Прежнее значение периода полураспада нейтрона 11,7 мин указано в правой части рисунка. Верхняя и нижняя стороны соответствуют пределам параметра массы (45). Диапазон обилия гелия по массе, заключенный в параллелограмме, составляет

$$0,225 \leq Y \leq 0,275. \quad (46)$$



Р и с . VIII.2. Расчетные обилия по массе дейтерия и He^3 .

Последнее совпадение в этих расчетах состоит в том, что значение (46) близко к «космическому» обилию гелия. Вопрос, конечно, в том, не образовалось ли космическое обилие гелия вместе с тяжелыми элементами в процессе эволюции Галактики? Прежде чем останавливаться на различных сторонах этого трудного вопроса, полезно перечислить, каким образом можно было бы избежать образования гелия, если это потребуется¹.

2. КАК ИЗБЕЖАТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ГЕЛИЯ?

Проще всего — отрицать, что Вселенная когда-либо проходила через плотную горячую фазу, $T > 10^{10}$ К. Чтобы объяснить тепловое излучение горячей Вселенной,

¹ Обзор проблемы образования гелия в разных космологических моделях дан в [29*]. — Прим. ред.

можно допустить горячую фазу $T \sim 10^4 \text{K}$ для ионизации водорода с последующей термализацией излучения. Дальнейшие рассуждения представляют чистую экстраполяцию. Даже если допустить, что Вселенная расширялась от состояния, когда было возможно образование гелия, можно утверждать, что предположение об однородности и изотропии не обязательно. Сильные отклонения от этой картины рассматривались Хокингом и Тейлером, Торном, Силком и Шапиро [14].

Нерешенный вопрос здесь таков: действительно ли Вселенная устойчива относительно таких возмущений? Более умеренные отклонения, предполагаемые Гаррисоном [15] и не вызывающие вопроса об устойчивости до рекомбинации, предполагают, что излучение (и пространственная кривизна) распределено плавно и изотропно, но вещество распределено некоторым хаотическим образом. Поскольку вещество дает пренебрежимый вклад в плотность массы, по сравнению с излучением, скорость не изменилась бы, а торможение излучением препятствовало бы концентрации вещества вплоть до $z \sim 1000$. Там, где плотность вещества мала, значение (44) было бы ниже, так что можно было бы уменьшить образование гелия в некоторой части вещества. Однако количество чистого водорода, который можно сохранить таким образом, мало. Например, рассмотрим наиболее предпочтительный для этой идеи случай $\Omega h^2 = 0,01$. Если бы доля $1 - \epsilon$ вещества была сконцентрирована в связанные образования, а остальная часть ϵ была бы плавно распределена между ними, то характерное значение (44) для плавно распределенного вещества было бы равно 40ϵ . Если выбрать $\epsilon = 0,01$, то количество гелия в веществе между этими образованиями уменьшилось бы до $\sim 2\%$ по массе, но при этом осталось бы $\sim 2\%$ по массе дейтерия — значение, по-видимому, слишком большое, чтобы его можно было уменьшить до современного значения, объясняя его участием в ядерных процессах в звездах. Таким образом, может сохраниться почти чистый водород, но его масса составляет значительно меньше 1% от массы галактики, что едва ли представляет интерес¹.

¹ См., однако, [30*]. — *Прим. ред.*

Даже если допустить, что Вселенная расширялась изотропно и однородно от $T \sim 10^{11}$ К, то может возникнуть вопрос о применимости обычной общей теории относительности для определения скорости расширения. Альтернативой является скалярно-тензорная теория Бранса и Дикке [16], согласно которой эффективное значение ньютоновской постоянной G в прошлом могло быть больше, а скалярное поле давало бы вклад в полную плотность массы, причем оба эффекта способствуют увеличению скорости расширения [которая изменяется как $(G\rho)^{1/2}$]. Этот эффект был рассмотрен Дикке [9] и Гринстейном [17]. Дикке сделал вывод, что фактор ускорения расширения при $T \sim 10^{10} - 10^{11}$ К не определяется однозначно в теории, потому что число имеющихся параметров (начальных значений) превышает число параметров, которые можно определить, исходя из современных условий. Он получил, что ускоряющий множитель лежит в диапазоне от $\sim 2,2$ до очень больших значений. В результате умеренного ускорения, например в ~ 2 раза, обилие гелия увеличилось бы до $\sim 40\%$. Обилие гелия растет, потому что (44) все еще велико, так что нейтроны еще расходуются, но обилие нейтронов замораживается раньше, при большей температуре, соответствующей большему значению n/p . Недостаточно ускорить расширение до такой степени, чтобы (44) стало порядка единицы, что соответствует $\approx 25\%$ процентному использованию вещества в реакции (37), так как заметная доля дейтерия, образующегося таким образом, остается в виде дейтерия и He^3 , неправдоподобно увеличивая обилие этих изотопов. Если $\Omega h^2 \sim 1$, то скорость расширения должна возрасти более чем в 10^6 раз по сравнению с моделью Лемэтра, чтобы образовалось мало гелия и получалось приемлемо низкое обилие дейтерия и He^3 [7]. Однако любопытно отметить, что если бы расширение шло в 10 раз медленнее, то это привело бы к уменьшению образования первичного гелия до $Y < 0,10$, потому что обилие нейтронов замораживается при более низкой температуре, и в их распоряжении имеется больше времени для распада до начала ядерных реакций.

Если число лептонов во Вселенной достаточно велико, чтобы химическим потенциалом (энергией Ферми)

нейтрино нельзя было пренебрегать, то равновесное отношение обилий n/p из (19) следует модифицировать [18]. Эта проблема детально обсуждалась Вагонером, Фаулером и Хойлом [8]. Чтобы определить порядки величин, мы рассмотрим здесь только два предельных случая, когда энергия Ферми нейтрино или антинейтрино $\gg kT$, так что нейтрино или антинейтрино вырождены.

При энергии Ферми нейтрино (или антинейтрино) E_F плотность их числа равна [уравнение (9)]

$$n_\nu = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{E_F}{\hbar c} \right)^3, \quad (47)$$

а условие вырождения имеет вид

$$E_F \gg kT. \quad (48)$$

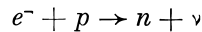
Отметим, что если нейтрино вырождены, то при расширении Вселенной вырождение сохраняется, так как $n_\nu \propto a(t)^{-3}$, поэтому из (47) следует $E_F \propto a(t)^{-1}$, но в то же время $T \sim a(t)^{-1}$. При $T_0 = 2,7$ К современная энергия Ферми (48) в случае вырождения

$$E_F \gg kT_0 \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$$

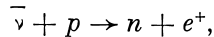
— значение, очень трудное для обнаружения ([72] гл. IV). Современные вырожденные нейтрино (или антинейтрино) имели бы плотность числа

$$n_\nu(t_0) \gg 30 \text{ см}^{-3}. \quad (49)$$

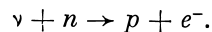
Если бы существовало море вырожденных нейтрино, то реакция



была бы ограничена из-за отсутствия свободных фазовых ячеек для нейтрино. Можно предполагать, что нейтроны образуются в реакции



но, конечно, если запрещено образование пар нейтрино—антинейтрино, то антинейтрино отсутствует совсем. С другой стороны, имеется источник нейтрино для уменьшения числа нейтронов в реакции



При отсутствии нейтронов образование первичного гелия прекратилось бы.

Если вырождены антинейтрино и если энергия вырождения $E_F > Q - m_e c^2$ [уравнение (19)], то можно показать, как это сделано выше, что остались бы одни нейтроны. Как только E_F станет меньше $Q - m_e c^2$, может начаться распад нейтронов. Если это произойдет очень быстро, то нейтроны и протоны смогут вступить в реакцию, и в итоге образуется слишком много гелия или дейтерия. Чтобы оценить порядок величин, можно предположить, что превращение нейтронов в протоны имеет место в течение периода полураспада нейтрона $t_{1/2} \sim 10$ мин. Тогда мы потребуем, чтобы в эпоху, когда E_F упадет до 0,78 МэВ, имело место неравенство

$$\langle \sigma v \rangle n t_{1/2} \ll 1.$$

С учетом соотношений (39) и (43) получаем, что нейтроны не должны распадаться раньше, чем

$$T_d \ll 4 \cdot 10^7 (\Omega h^2)^{-1/3} \text{ К}.$$

Поскольку энергия вырождения при T_d равна 0,78 МэВ, современная энергия вырождения антинейтрино составляла бы

$$E_F = (Q - m_e c^2) T_0 / T_d \gg 0,05 (\Omega h^2)^{1/3} \text{ эВ},$$

а современная эквивалентная плотность антинейтрино превышала бы

$$\rho_\nu \gg 4 \cdot 10^{-26} (\Omega h^2)^{4/3} \text{ г/см}^3.$$

Для сравнения укажем, что в обычных космологических моделях допустимо только

$$\rho_\nu \leq 10^{-28} h^2 \text{ г/см}^3.$$

Таким образом, вырожденное антинейтринное море с плотностью, совместимой с обычными космологическими моделями, привело бы к выгоранию всего водорода с образованием гелия. Вырожденное нейтринное море могло бы сохранить чистый водород. Однако при этом лептонное число во Вселенной более чем на семь порядков

превышало бы число нуклонов. Поскольку прямых измерений этого отношения не имеется, то это скорее философский вопрос — считать ли подобное допущение внушающим беспокойство [18, 19].

До открытия микроволнового фона Зельдович [18] указывал, что образования гелия в расширяющейся Вселенной можно было бы избежать, если бы Вселенная первоначально была холодной, с нулевой энтропией, с одинаковыми плотностями числа протонов, электронов и нейтрино. Тогда, как только энергия вырождения нуклонов станет значительно меньше $m_n c^2$, равновесие будет способствовать потере нейтронов, так как для образования нейтрона в результате электронного захвата требуется дополнительная энергия

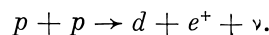
$$Q + \hbar c (3n / 4\pi)^{1/3},$$

где второе слагаемое есть энергия вырождения нейтрино, но ферми-энергия электронного моря равна

$$[m_e^2 c^4 + \hbar^2 c^2 (3n / 8\pi)^{2/3}]^{1/2}$$

и всегда меньше из-за дополнительного множителя 2 от двух спиновых состояний электрона. Таким образом, нейтроны исчезают.

Как только энергия вырождения нейтрино упадет ниже $Q_d = 0,42$ МэВ, может образовываться дейтерий в обычной для звезд реакции



Чтобы эта реакция могла начаться, плотность числа протонов должна быть равна

$$n = \frac{8\pi}{3} (Q_d / \hbar c)^3 = 3 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-3},$$

а возраст космологической модели

$$t = (6\pi G m_n n)^{-1/2} = 1 \text{ с}.$$

Поскольку сечение этого процесса $\sim 10^{-49} \text{ см}^2$, можно сделать вывод, что вещество остается в виде чистого водорода.

Имеется еще один интересный вариант проблемы нейтрино. До сих пор предполагалось, что существует два вида нейтрино: электронное и мюонное. Если бы существовали другие тяжелые электроны, с которыми связаны безмассовые нейтрино, то эти новые нейтрино увеличили бы скорость расширения, а следовательно, и обилие остаточных нейтронов. Каждый тип нейтрино с одним спином давал бы вклад в современную плотность массы

$$\rho_\nu(t_0) = \frac{7}{8} \left(\frac{4}{11} \right)^{4/3} a T_0^4 / c^2.$$

Полная плотность нейтрино может достигать

$$\rho_T \leq 10^{-29} \text{ г/см}^3,$$

не оказывая серьезного влияния на космологические модели. Это могло бы увеличить скорость расширения в эпоху образования гелия в

$$[\rho_T c^2 / a T_0^4]^{1/2} \leq 150 \text{ раз.}$$

Даже в модели предельно низкой плотности, $\Omega h^2 \sim 0,01$, фактор ускорения был бы недостаточен, чтобы исключить интенсивное образование дейтерия [уравнение (44)] [7]. Таким образом, другие нейтрино вызвали бы новые трудности¹.

Наш список ответов на поставленный в заголовке раздела вопрос далеко не полон. Не рассматривалась, например, возможность изменения со временем других констант, а не только постоянной гравитационного взаимодействия или гипотеза о выбросе вещества из ядер галактик.

3. СРАВНЕНИЕ С НАБЛЮДАЕМЫМ ОБИЛИЕМ ГЕЛИЯ

Задача состоит в том, чтобы сравнить расчетное обилие гелия (46) с наблюдаемым космическим обилием. Если окажется, что обилие гелия в некоторых объектах будет совпадать с (46), то это еще не будет служить подтверждением теории, так как гелий мог образоваться вместе с тяжелыми элементами в ранних поколениях звезд. Для проверки последнего утверждения следует искать вариации обилия

¹ Этот вопрос рассмотрен в [18*]. — *Прим. ред.*

гелия в зависимости от возраста и положения (находится ли объект в галактическом ядре или в диске, или в гало и т. д.), подобные вариациям обилия тяжелых элементов. Если обилие гелия окажется постоянным для широкого класса объектов, то это будет служить сильным доводом в пользу некоторого универсального процесса синтеза, такого, как горение нейтронов в Большом взрыве. С другой стороны, если и удастся найти объект, в котором обилие было бы заметно меньше, чем (46), и мы убедимся в том, что содержание гелия не могло каким-либо образом уменьшиться, то «стандартная» космологическая теория, на которой основана оценка (46), встретила бы затруднения.

Тщательный обзор проблемы космического гелия сделал Данцигер [20] (см. также [31*]. — *Ред.*). Основные методы исследования, излагаемые более или менее в порядке увеличения возраста изучаемых объектов, таковы:

1. *Оптические рекомбинационные линии в областях III.* Область III представляет собой ионизированный межзвездный газ вокруг звезд, достаточно горячих, чтобы испускать ионизирующее ультрафиолетовое излучение. Ищутся рекомбинационные линии водорода и гелия, и, очевидно, отношение сил этих линий меняется в соответствии с отношением обилий $N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+)$ и отношением коэффициентов скоростей рекомбинации $\langle \sigma v \rangle$. Оказывается, последнее отношение не очень чувствительно к температуре плазмы. Отношение обилий должно быть исправлено на обилие нейтрального гелия, причем эта поправка обычно не превышает 10 %.

Некоторые значения обилия гелия, найденные таким образом, приведены в табл. VIII. 2. Эти числа взяты из работы Пеймберта и Спинрада [21] и включают данные некоторых других исследователей. Обилие гелия по массе Y связано с отношением обилий гелия и водорода по числу атомов $n_{\text{He}}/n_{\text{H}}$ по формуле

$$Y = \frac{(1-Z) 4n_{\text{He}}/n_{\text{H}}}{1 + 4n_{\text{He}}/n_{\text{H}}},$$

где Z — обилие по массе элементов тяжелее гелия. Здесь и всюду мы пренебрегаем малой поправкой за счет Z ($\leq 5\%$),

Таблица VIII.2

Обилие гелия из оптических наблюдений областей НII

Объект	Y
Среднее для Галактики	0,29
Малое Магелланово Облако	0,25
Большое Магелланово Облако	0,29
M 33	0,34
NGC 6822	0,27
NGC 4449	0,28
NGC 5461	0,28
NGC 5471	0,28
NGC 7679	0,29

так что

$$Y = \frac{4n_{\text{He}} / n_{\text{H}}}{1 + 4n_{\text{He}} / n_{\text{H}}}.$$

Первое значение в таблице есть среднее по нескольким областям НII в Галактике. Следующие четыре значения соответствуют областям НII в других галактиках Местной Системы, а последние четыре значения — галактикам за ее пределами. В пределах ошибок измерений нет указаний на существование реального разброса в обилии гелия. Однако Форд и Рубин [22] нашли доказательства того, что имеется реальное, хорошо заметное отклонение сил линий гелия в эмиссионных туманностях в М 31.

2. *Рекомбинационные радиолнии.* В очень разреженной плазме межзвездных эмиссионных туманностей электроны могут рекомбинировать на уровни с большим главным квантовым числом $n \sim 100$ и $l \sim n$ водорода, а излучение, сопровождающее переходы $n \rightarrow n - 1$, лежит при этом в радиодиапазоне. Этот очень полезный и важный эффект детально рассмотрел Кардашёв [23]. Он отметил также, что можно различать рекомбинационные радиолнии водорода и гелия (He^+ с электроном на уровне с большим n , водородоподобная орбита), потому что поправки, связанные с положением центра масс, различны. Предполагая, что водород и гелий в плазме хорошо перемешаны и оп-

тическая толща мала, получаем, что отношение наблюдаемых интегральных сил линий равно отношению обилий $N(\text{He}^+)/N(\text{H}^+)$. Линии гелия впервые наблюдались Лилли, Палмером, Пенфилдом и Цукерманом в 1966г. [23]. Более поздние результаты находятся в разумном согласии с оптическими данными, и среднее значение Y для эмиссионных областей в Галактике [23, 24] равно

$$Y(\text{HII, радио}) \approx 0,26. \quad (50)$$

Это обилие, по-видимому, почти постоянно для всех источников в Галактике, за исключением двойного источника в Стрельце вблизи галактического центра, где линии гелия не наблюдаются, хотя они должны быть видны, если обилие гелия равно (50). Не исключено, что гелий не ионизирован, так как возбуждающие звезды недостаточно горячи, но это считается маловероятным [24]. Прежде чем выносить дальнейшие суждения, необходимо лучше понять природу этого источника.

3. Спектроскопическое обилие в звездах населения I. Молодые массивные звезды спектральных классов O и B достаточно горячи, чтобы в их спектрах можно было наблюдать линии гелия, поэтому, исходя из моделей атмосфер этих звезд, можно получить обилие гелия. В своем обзоре Шипман и Стром [25] сделали вывод, что спектроскопическое обилие гелия в молодых звездах приблизительно совместимо с постоянным значением

$$Y(\text{спектроскоп., население I}) \approx 0,28. \quad (51)$$

4. Звезды главной последовательности населения I. Соотношение между массой звезды и ее светимостью на главной последовательности зависит от обилий гелия и тяжелых элементов Y и Z . Для звезды данной массы и данного Z светимость увеличивается с ростом Y , потому что чем выше Y , тем больше молекулярная масса и, следовательно, тем выше температура, необходимая для поддержания звезды, а отсюда тем выше градиент температуры и тем больше поток тепла от звезды. Этот тест рассмотрен Перси, Демарком и Муртоном, а исследование Поппера, Йоргенсена, Муртона и Лекроуна привело к результату [26]

$$Y(\text{гл. посл., население I}) \approx 0,32. \quad (52)$$

5. *Солнечное обилие — спектроскопическое и в солнечных космических лучах.* Возраст Солнца составляет $4,6 \cdot 10^9$ лет, т. е. оно гораздо старше объектов, упомянутых выше, и, возможно, в два раза моложе старейших звезд в Галактике. Солнечное обилие гелия нельзя получить из наблюдений эмиссионных линий, потому что они возникают в короне, где ситуация кажется слишком усложненной для каких-либо убедительных интерпретаций. Найти Y можно в два этапа. Во-первых, можно найти отношение обилий $\text{He}/(\text{C} + \text{N} + \text{O})$ из обилий в солнечных космических лучах. Поскольку полностью ионизированный гелий и ядра средней массы имеют почти одинаковое отношение заряда к массе, они должны одинаково вести себя в электромагнитных процессах, ускоряющих частицы. И действительно, отношение их обилий оказывается с разумной точностью постоянным от события к событию в отличие от отношения He/H . Во-вторых, из спектроскопических наблюдений можно найти отношение $(\text{C} + \text{N} + \text{O})/\text{H}$. Произведение этих двух чисел дает He/H . Впервые этот метод был применен Гостадом [27], а более поздний результат [28] равен

$$Y (\text{солнечные космические лучи}) \approx 0,20. \quad (53)$$

Отметим, что это значение меньше нижнего предельного значения (46).

6. *Солнечное обилие и модели Солнца.* В связи с неудачей при объяснении отрицательного результата, полученного Дэвисом в эксперименте по улавливанию солнечных нейтрино, были тщательно пересмотрены модели Солнца. Недавняя модель Бакалла и Ульриха дает [29]

$$Y (\text{модель Солнца}) \approx 0,26. \quad (54)$$

Это значение больше (53) и согласуется с (46). Модель Бакалла — Ульриха так же, как и другие модели Солнца, предсказывает поток солнечных нейтрино больший, чем верхний предел Дэвиса.

7. *Спектры населения II.* Переходим теперь к населению II — старейшему населению Галактики, члены которого характеризуются резко выраженным недостатком тяжелых элементов, давая повод предполагать, что их химический состав ближе к первичному. К сожалению, звезды

населения II, которые мы видим, едва светят, потому что массы их малы и эволюционируют они медленно. Вообще если масса мала, то поверхностная температура слишком низка, чтобы возбудить линии гелия. Однако когда в старой звезде водород в ее центральных частях выгорает, она может на короткое время стать горячей яркой голубой звездой горизонтальной ветви, в которой возбуждаются линии гелия. В некоторых случаях линии гелия в спектрах этих звезд гораздо слабее, чем в спектрах звезд населения I с такой же поверхностной температурой. Это может означать, что в старых звездах гелия меньше в 10—100 раз [30]. Однако Саржент и Сирл нашли, что по крайней мере в некоторых случаях, когда линии гелия в спектрах звезд населения II были «аномально» слабы, имелись другие спектральные особенности, такие, как сильные линии фосфора, что характерно также для некоторых звезд населения I с необычно слабыми линиями гелия. Очевидно, пока не будут понятны эти аномалии, едва ли можно будет связать слабые линии гелия с обилием гелия во всей звезде [31].

8. *Модели звезд населения II.* Модели, определяющие структуру и эволюцию звезд населения II, должны объяснить все многообразие данных наблюдений, и есть надежда, что при подгонке модели ко всем этим деталям определится параметр начального обилия гелия. Модели Кристи для переменных типа RR Лиры лучше всего соответствуют наблюдениям при обилии гелия [32]:

$$Y(\text{RR Лиры}) \approx 0,32. \quad (55)$$

Фолкнер, Ибен, Демарк и др. утверждали, что старые звезды должны иметь высокое обилие гелия, $Y \approx 0,3$, для объяснения их положения на диаграмме Герцшпрунга — Рессела. Однако, поскольку имеются большие неопределенности с потерей массы и перемешиванием, трудно сказать, насколько надежен этот вывод.

9. *Соотношение масса — светимость для звезд населения II.* Было бы желательно применить метод 4 к звездам населения II. К сожалению, для этих звезд нет достаточно хорошо определенных масс. Звезда μ Кассиопеи является интересным кандидатом для применения этого теста, потому что имеет дефицит тяжелых элементов по сравне-

нию с Солнцем, и известно, что у нее есть темный спутник, так как наблюдаются колебания блеска. Если бы можно было измерить расстояние между двумя звездами, которое предполагается равным $\sim 1''$ дуги, то можно было бы определить массы из закона Кеплера [33]. Хеди и Кюро пытались измерить это расстояние и получили данные, по-видимому, свидетельствующие в пользу низкого обилия гелия [34].

10. *Планетарная туманность населения II.* Как упоминалось выше, в объекте населения II — шаровом скоплении M 15, имеется планетарная туманность. О' Делл, Пеймберт и Кинман [5] нашли, что обилие кислорода в туманности заметно меньше по сравнению с населением I. Это можно было ожидать, но обилие гелия равно

$$Y(M\ 15) \approx 0,4.$$

Поскольку вещество выбрасывается из далеко проэволюционировавшей и активной звезды, нельзя с уверенностью сказать, сколько гелия образовано в звезде.

11. *Квезары.* Если справедлива космологическая интерпретация красного смещения квазизвездных объектов, или квазаров, то можно заключить, что наблюдаемые квазары охватывают широкий диапазон космического времени от сравнительно ранних стадий до эпохи, сравнимой с возрастом населения II Галактики. Совершенно неясно, являются ли квазары некоторой патологией в процессе эволюции галактик, или нормальной стадией в образовании галактик, или чем-то совершенно иным. Остерброк и Паркер [35], по-видимому, впервые показали, что линии излучения гелия в некоторых квазарах слабы; это подтверждают другие авторы [21, 35]. Детальная модель Бакалла и Козловского [35] для квазара 3C 273 дает обилие гелия примерно в 10 раз ниже солнечного, т. е. значительно ниже допустимого интервала значений, указанного на рис. VIII. 4. С другой стороны, обилие тяжелых элементов в этом квазаре примерно «нормально». Эти факты являются сильным доводом против картины первичного гелия. Однако, пока мы еще далеки от глубокого понимания природы квазаров, рискованно рассматривать эти доводы как решающие.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Хотелось бы понять, что могут сказать наблюдательные данные об обилии гелия, а затем сделать четкий вывод о том, какова теоретическая значимость этих данных. Как с теоретической, так и с наблюдательной точек зрения ситуация в лучшем случае туманна. С наблюдательной стороны центральным является тот факт, что обилие гелия обнаруживает поразительную однородность, как отмечает в течение многих лет целый ряд наблюдателей. Вопрос в том, имеются ли исключения из этого правила, существуют ли объекты с низким обилием гелия, обусловленным тем, что они образованы из вещества, которого почти не коснулась звездная эволюция и которое никогда не содержало много гелия. В настоящее время наилучшими кандидатами на роль таких исключений являются квазизвездные объекты и области НII вблизи центра Галактики, но дело в том, что мы еще плохо понимаем природу этих объектов. В астрофизике ни один наблюдательный результат не может окончательно решить проблему, так что этот вопрос будет предметом длительных споров, основанных на общей совокупности фактов. В проблеме первичного гелия подводить итоги еще слишком рано.

Что касается теории, то в любом случае прежде всего следует объяснить почти однородное космическое обилие гелия. Некоторые предпочитают предварительное решение, согласно которому образование гелия происходило в сверхмассивных объектах, своего рода населении III [6,8,36]. Необходимо понять, почему в ходе процесса, скажем, не исчезла большая часть или весь водород или как состав в больших масштабах сохранился столь однородным.

Какая часть гелия образовалась на горячих и плотных стадиях расширения Вселенной? Мы показали, что имеется несколько явных путей, на которых в результате расчетов не удастся получить окончательного результата в пределах (46). Поэтому следует взглянуть на эту проблему с совершенно противоположной точки зрения. В свете всего этого абсурдно было бы думать, что можно когда-либо надеяться предсказать первичное обилие гелия. Наши современные представления о Вселенной настолько ненадежны, что мы неуверенно говорим о том, каков был мир при

красном смещении $z = 3$, например; тем не менее мы пытаемся анализировать Вселенную при красном смещении $3 \cdot 10^9!$ На мой взгляд, четыре обстоятельства могут оправдать включение в обзор по наблюдательной космологии столь далеких теоретических экскурсов. Первое обстоятельство таково, что это теоретическое рассмотрение является непосредственной экстраполяцией обычно принятой и довольно успешной картины, из которой нужно было найти прямые следствия. Второе состоит в возможном открытии излучения горячей Вселенной, которое укрепляет нашу веру в существование некоторой плотной и горячей фазы. Третьим является факт, что обилие гелия обычно велико, около 30% по массе, и по удивительному совпадению находится в согласии с предсказаниями теории расширяющейся Вселенной. Последним, четвертым, обстоятельством является чисто теоретический вывод о том, что Вселенная, по-видимому, неустойчива. Если это так, то возникают чрезвычайно сильные ограничения на состояние, в котором должна была находиться ранняя Вселенная, так что можно вводить симметрию и делать расчеты при конечном числе предположений.

Нет большой пользы в том, чтобы перечислять способы, которыми эти обстоятельства могут быть отвергнуты, или указывать, как еще можно избежать образования гелия, так как устранить гелий очень легко. То есть если удастся показать, что первоначально в Галактике было мало гелия или он вообще отсутствовал, то это мало даст для космологической теории, а будет лишь свидетельствовать о том, что очень специальная цепь событий не произошла. Волнующая перспектива возникает, если каким-либо образом удастся показать, что первоначально в Галактике было много гелия в точном согласии со значением простейшей теории расширяющейся Вселенной. Это был бы положительный результат, который мы обоснованно могли бы привязать к определенной модели. Возможно, конечно, что придется столкнуться с первичным обилием гелия, скажем $Y = 0,1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Эти расчеты описаны в работе:
Alpher R. A., Herman R. C., Rev. Mod. Phys., **22**, 153 (1950).
2. *Hayashi C.*, Progr. Theor. Phys., **5**, 224 (1950).
3. *Alpher R. A., Follin J. W., Herman R. C.*, Phys. Rev., **92**, 1347 (1953).
4. *Osterbrock D. E., Rogerson J. B.*, Publ. Astron. Soc. Pac., **73**, 129 (1961).
5. *O'Dell C. R., Peimbert M., Kinman T. D.*, Astrophys. J., **140**, 119 (1964).
6. *Hoyle F., Tayler R. J.*, Nature, **203**, 1108 (1964).
7. *Peebles P. J. E.*, Astrophys. J., **146**, 542 (1966).
8. *Wagoner R. V., Fowler W. A., Hoyle F.*, Astrophys. J., **148**, 3 (1967).
9. *Dicke R. H.*, Astrophys. J., **152**, 1 (1968).
10. *O'Connell R. F., Matese J. J.*, Nature, **222**, 649 (1969); Astrophys. J., **160**, 451 (1970); *Greenstein G.*, Nature, **223**, 938 (1969).
11. *Ландау Л., Лифшиц Е.*, Статистическая физика, Физматгиз, М., 1964, § 107. Удобный список интегралов в уравнениях типа (11) и (13) дан в § 57.
12. *Christensen C. J., Nielson A., Bahnsen A., Brown W. K., Rustad B. H.*, Phys. Lett., **26B**, 11 (1967).
13. *Tayler R. J.*, Nature, **217**, 433 (1968).
14. *Hawking S. W., Tayler R. J.*, Nature, **209**, 1278 (1966); *Thorne K. S.*, Astrophys. J., **148**, 51 (1967); *Silk J., Shapiro S.*, не опубликовано.
15. *Harrison E. R.*, Astron. J., **73**, 535 (1968).
16. *Brans C., Dicke R. H.*, Phys. Rev., **124**, 925 (1961).
17. *Greenstein G.*, Astrophys. and Space Phys. **2**, 155 (1968).
18. *Зельдович Я. Б.*, ЖЭТФ, **43**, 1561 (1962); Успехи физ. наук, **80**, 357 (1963). *Dicke R. H., Peebles P. J. E., Roll P. G., Wilkinson D. T.*, Astrophys. J., **142**, 414 (1965).
19. *Fowler W. A.*, Comments on Astrophys. and Scape Phys., **2**, 134 (1970).
20. *Danziger I. J.*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **8**, 161 (1970).
21. *Peimbert M., Spinrad H.*, Astrophys. J., **159**, 809 (1970); Astron. and Astrophys., **7**, 311 (1970).
22. *Ford W. K., Rubin V. C.*, B. A. A. S., **1**, 188 (1969).
23. *Кардашев Н. С.*, Астрон. ж., **36**, 838 (1959). *Palmer P., Zuckerman B., Penfield H., Lilley A. E., Mezger P. G.*, Nature, **211**, 174 (1966); Astrophys. J., **156**, 887 (1969); *Gordon M. A., Churchwell E.*, Astron. and Astrophys., **9**, 307 (1970).
24. *Mezger P. G., Wilson T. L., Gardner F. F., Milne D. K.*, Astrophys. Lett., **6**, 35 (1970).
25. *Shipman H. L., Strom S. E.*, Astrophys. J., **159**, 183 (1970).
26. *Percy J. R., Demarque P.*, Astrophys. J., **147**, 1200 (1967); *Morton D. C.*, Astrophys. J., **151**, 285 (1968); *Popper D. M., Jørgensen H. E., Morton D. C., Leckrone D. S.*, Astrophys. J., **161**, L57 (1970).
27. *Gaustad J.*, Astrophys. J., **139**, 406 (1964).

28. *Durgaprasad N., Fichtel C. E., Guss D. E., Reames D. V.*, *Astrophys. J.*, **154**, 307 (1968).
29. *Balcall J. N., Ulrich R. K.*, *Astrophys. J.*, **160**, 157 (1970).
30. *Greenstein J. L., Münch G.*, *Astrophys. J.*, **146**, 618 (1966); *Sargent W. L. W., Searle L.*, *Astrophys. J.*, **145**, 652 (1966).
31. *Sargent W. L. W., Searle L.*, *Astrophys. J.*, **150**, L33 (1967).
32. *Christy R. F.*, *Astrophys. J.*, **144**, 108 (1966); *Sandage A.*, *Astrophys. J.*, **157**, 515 (1969).
33. *Dennis T. R.*, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **77**, 283 (1965).
34. *Hegyi D., Currott D.*, *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 415 (1970).
35. *Osterbrock D. E., Parker R. A.*, *Astrophys. J.*, **143**, 268 (1966); *Balcall J. N., Kozlowsky B.*, *Astrophys. J.*, **155**, 1077 (1969).
36. *Burbidge G.*, *Comments in Astrophys. and Space Phys.*, **1**, 101 (1969).

ПРИЛОЖЕНИЕ

ОБОЗНАЧЕНИЯ И ЕДИНИЦЫ

Следующие символы часто используются, и их стоит перечислить.

$a = a(t)$ — параметр расширения, масштабный фактор, измеряющий расширение Вселенной. Иногда также постоянная Стефана.

$a_0 = a_0(t)$ — современное значение параметра расширения.

H — современное измеренное значение постоянной Хаббла. Скорость расширения в более раннюю эпоху записывается как \dot{a}/a .

h — постоянная Хаббла в единицах $100 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс})$, иногда постоянная Планка.

q — параметр ускорения в современную эпоху, не является функцией времени.

z — космологическое красное смещение, а $(1 + z)$ — отношение наблюдаемой длины волны к измеренной в источнике.

t — реальное физическое время, воспринимаемое сопутствующим наблюдателем; обычно измеряется с момента $t = 0$, соответствующего сингулярной точке с бесконечной плотностью в модели расширяющейся Вселенной.

- t_0 — современное значение t .
 ρ — средняя плотность вещества во Вселенной, обычно считается функцией времени.
 $\rho_0 = \rho(G) + \rho(\text{HI}) + \dots$ — современная средняя плотность вещества, обусловленная галактиками, однородно распределенным атомарным водородом и т. п.
 $\rho_c = 3H^2 / (8\pi G)$ — современное значение плотности в модели Эйнштейна—де Ситера.
 i — интенсивность излучения, поток энергии на стерадиан. Индекс или аргумент ν означает интенсивность в интервале частот, индекс или аргумент λ — в интервале длин волн.
 f — поток энергии или поток частиц;
 \mathcal{L} — светимость объекта, скорость излучения энергии.
 T — температура излучения горячей Вселенной, является функцией времени;
 T_0 — современная температура излучения горячей Вселенной;
 T_e — температура электронов или вещества.
 T_a — антенная температура, линейно связана с i_ν .
 l — реальное физическое расстояние, измеряемое, например, в сантиметрах или мегапарсеках. В принципе l есть результат измерения при помощи очень длинного шнура.
 r — координата положения в линейном элементе Лемэтра [уравнение (2) гл. I].

Греческие индексы α, β, \dots , соответствующие компонентам тензора, изменяются от 1 до 3, латинские индексы

i, j, \dots — от 0 до 3. Используется стандартное условие суммирования, согласно которому по повторяющимся индексам предполагается суммирование в диапазоне изменения индекса. Частная производная иногда обозначается запятой:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial X^a} = \varphi_{, a},$$

а производная по времени — точкой:

$$\dot{a} = \frac{da}{dt}.$$

Натуральные логарифмы записываются в виде $\ln X$, обычные логарифмы с основанием 10 — в виде $\lg X$.

ПАРСЕКИ И ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Очень полезным справочником по единицам измерений, порядкам величин и типичным значениям в астрономии является книга Аллена «Астрофизические величины» [1]. Две единицы используются в этих заметках так часто, что заслуживают точного определения.

В качестве стандартной астрономической единицы длины здесь принят парсек — расстояние, с которого одна астрономическая единица — среднее расстояние от Земли до Солнца, видна под углом $1''$. Переводной множитель равен

$$1 \text{ пс} = 3,086 \cdot 10^{18} \text{ см} = 3,26 \text{ светового года.} \quad (1)$$

Во внегалактической астрономии более удобной единицей является 1 млн. парсек:

$$1 \text{ Мпс} = 3,086 \cdot 10^{24} \text{ см.} \quad (2)$$

Наблюдаемый блеск звезд и галактик выражается в логарифмической шкале. Пусть f_1 — поток энергии от некоторого объекта $\text{эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ в некоторой выбранной полосе длин волн и пусть f_2 — поток энергии от другого объекта в той же полосе. Тогда видимые звездные величины двух объектов связаны уравнением

$$m_2 - m_1 = 2,5 \lg (f_1 / f_2). \quad (3)$$

Отметим, что более слабый объект имеет бóльшую видимую величину.

Падающий поток f должен быть исправлен на эффект межзвездного поглощения и рассеяния в Галактике, но здесь под m будет пониматься исправленная видимая величина.

Вплоть до недавнего времени стандартной мерой яркости галактики была фотографическая система величин, которая относилась к падающему потоку энергии в полосе длин волн с центром при 4300 \AA . Видимая величина, измеренная в этой системе, обозначается индексом pg . Более современной системой с центром примерно на той же длине волны является величина m_B . Теперь на практике обычно используют также систему величин с центром около длины волны 5500 \AA , обозначаемую m_V . Разность величин $m_B - m_V = B - V$ есть показатель цвета объекта, не зависящий от расстояния (если можно пренебречь поглощением и красным смещением). Нуль-пункт систем величин таков, что показатель цвета $B - V$ для галактик обычно $\approx 0,9^m$.

Нуль-пункты систем звездных величин определяются уравнением [2]

$$\begin{aligned} \lg (f_\lambda) &= -0,4m_V - 8,42, & \lambda &= 5500 \text{ \AA}, \\ \lg (f_\lambda) &= -0,4m_{pg} - 8,3, & \lambda &= 4300 \text{ \AA}, \end{aligned} \quad (4)$$

где f_λ выражено в единицах эрг/(см²·с·Å). Поскольку эти величины относятся к потоку энергии в довольно широкой полосе, переводной множитель несколько зависит от спектра.

В некоторых случаях на практике выражают поверхностную яркость в единицах $S_{10}(V)$, которые эквивалентны числу звезд 10-й величины на квадратный градус. В соответствии с уравнением (4) переводной множитель равен

$$\begin{aligned} \nu i_\nu &= \lambda i_\lambda = 6,86 \cdot 10^{-6} S_{10}(V) \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср)}, \\ \lambda &= c/\nu = 5500 \text{ \AA}. \end{aligned} \quad (5)$$

Абсолютная величина объекта M является мерой его светимости, энергии в эрг/с, излученной в выбранной по-

лосе длин волн в той же логарифмической шкале, что и в уравнении (3). Нормировка M такова, что если бы объект располагался на расстоянии 10 пс от нас, то его видимая величина равнялась бы абсолютной величине M . Если истинное расстояние равно l , то по закону обратной пропорциональности квадрату расстояния поток в $(l/10 \text{ пс})^2$ раз меньше, чем на расстоянии 10 пс, так что по уравнению (3) его видимая величина на расстоянии l удовлетворяет соотношению

$$m - M = 5 \lg (l / 10 \text{ пс}). \quad (6)$$

Величина $m - M$ называется модулем расстояния.

Удобной единицей измерения является абсолютная величина Солнца, равная $M_V = 4,79^m$. Поэтому светимость объекта с абсолютной величиной M_V равна

$$\mathfrak{L}(M_V) = 10^{0,4(4,79 - M_V)} \mathfrak{L}_{\odot}, \quad (7)$$

где сравнение с солнечной светимостью проводится на длинах волн вблизи 5500 \AA . Яркость нормальных галактик составляет $M_V \approx -22^m$, что соответствует $\sim 5 \cdot 10^{10} \mathfrak{L}_{\odot}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Allen C. W.*, *Astrophysical Quantities*, Athlone Press, London 2nd ed., 1963. (Русский перевод 1-го издания: *К. У. Аллен*, *Астрофизические величины*, ИЛ, М., 1960.)
2. *Matthews T. A.*, *Sandage A. R.*, *Astrophys. J.*, 138, 30 (1963).

ПРИМЕЧАНИЯ РЕДАКТОРОВ

1. Как мы отмечали в предисловии, Пиблс, следуя печальной традиции, наблюдавшейся в американской (и не только американской!) научной литературе до середины 60-х годов, допускает искажение истины в вопросе о приоритете создания теории расширяющейся Вселенной. Хотя он и пишет на стр. 19, что теория эволюционирующей Вселенной была предсказана Фридманом, но Лемэтра называет «Отцом теории расширяющейся Вселенной».

Первая работа А. А. Фридмана опубликована в немецком журнале в 1922 г. (замкнутая эволюционирующая Вселенная), вторая — в 1924 г. (открытая эволюционирующая Вселенная). Эти работы, являющиеся основополагающими в современной космологии, отнюдь не остались незамеченными. А. Эйнштейн опубликовал в 1923 г. возражения, которые он снял в 1925 г. после разъяснений Фридмана, переданных ему Ю. Крутковым. В такой ситуации нет никаких оснований говорить о «независимости» работ Лемэтра 1929 г. Все последующие формулы — (2), (3), стр. 18 — есть уже у Фридмана и несправедливо приписываются Лемэтру.

Не отрицая научных заслуг Лемэтра, мы считаем бесспорным, что теорию эволюционирующей Вселенной создал А. А. Фридман. Лучшим свидетелем в вопросе о приоритете является Эйнштейн — см. его цитированные выше замечания 1923 и 1925 гг. и слова в ([17], гл. 1): «Первым на этот путь вступил А. А. Фридман».

2. В предлагаемой книге почти не затрагивается вопрос о космологической сингулярности. Упомянем работы последних лет, которые помогут читателю ориентироваться в этом вопросе. Неизбежность сингулярного состояния в прошлом строго доказана работами Пенроуза, Картера, Хокинга. (Обзор см. в [32*].) Для выполнения ряда теорем о сингулярности достаточно использовать условия, в принципе проверяемые наблюдениями.

Наиболее общее решение классических уравнений ОТО вблизи сингулярности найдено в работах советских теоретиков Лифшица, Халатникова, Белинского [33*]. В общем случае характер решения вблизи сингулярности существенно отличается от асимптотики решения Фридмана. Космологические следствия общего сингулярного решения рассматривал Мизнер [34*]; последующая дискуссия подытожена в работах [35*].

Квантовые явления, и в частности рождение частиц вблизи сингулярности, рассматривались рядом авторов. Отметим работы, в которых сделаны космологические выводы из теории квантовых

явлений [36*], Зельцович [37*], Зельдович, Старобинский [38*], Лукаш, Старобинский [39*], Грищук [40*] и др.

Новые явления при более скромных условиях в связи с современной теорией элементарных частиц и полей см [41*, 42*].

Физические аспекты указанных проблем рассматриваются в работах Гриба, Мамаева, Мостепаненко (Ленинград), Чернигова и Тагирова (Дубна) и др.

Систематическое рассмотрение всех перечисленных вопросов, доведенное до середины 1974 г., дано в монографии [2*].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ, ДОБАВЛЕННЫЙ РЕДАКТОРАМИ ПЕРЕВОДА

- 1*. Я. Б. Зельдович, Успехи физ. наук, **95**, 209 (1968).
- 2*. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Структура и эволюция Вселенной, изд-во «Наука», М., 1975.
- 3*. Я. Б. Зельдович, Успехи физ. наук, **80**, 357 (1963).
- 4*. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, изд-во «Наука», М., 1967.
- 5*. И. П. Селинов, Изотопы, изд-во «Наука», М., 1970.
- 6*. A. Sandage, Astrophys. J., **178**, 1(1972); **178**, 25(1972).
- 7*. A. Sandage, G. A. Tammann, Astrophys. J., **190**, 525(1974); **191**, 603(1974).
- 8*. М.С. Лонгейр, Р. А. Сюняев, Успехи физ. наук **105**, 41(1971).
- 9*. А. Г. Дорошкевич, И. Д. Новиков, Докл. АН СССР, **154**, 809 (1964).
- 10*. А. Г. Дорошкевич, Р. А. Сюняев, Астрон. ж., **46**, 995 (1969).
- 11*. R. A. Sunyaev, Ya. B. Zeldovich, Com. Astron. Space Phys., **4**, 173 (1972).
- 12*. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд, изд-во, «Наука», М., 1971.
- 13*. J. Einasto, A. Kaasik, E. Saar, Nature, **250**, 309 (1974).
- 14*. J. P. Ostriker P. J. E. Peebles, A. Yahil, Astrophys. J. Letters, **193**, L1(1974).
- 15*. Б. В. Комберг, И. Д. Новиков, Письма в Астрон. ж., № 2 (1975).
- 16*. И. Д. Караченцев, Сообщения Бюраканской обсерватории, **39**, 76 (1968).
- 17*. Р. А. Сюняев, Астрон. ж., **46**, 929 (1969).
- 18*. В. Ф. Шварцман, Письма ЖЭТФ, **9**, 315 (1969).
- 19*. A. G. Blair, J. G. Veery, F. Edeskuty, R. D. Hiebert, J. P. Shipley, K. D. Williamson, Phys. Rev. Lett., **27**, 1154 (1971). D. J. Muehlner, R. Weiss, Phys. Rev. Lett., **30**, 757 (1973). P. Thaddeus, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **10**, 305 (1972).
- 20*. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Астрон. ж., **44**, № 3 (1967).
- 21*. С. И. Вайнштейн, А. А. Рузмайкин, Астрон. ж., **48**, 918 (1971); **49**, 448 (1972). И. Н. Мишустин, А. А. Рузмайкин, ЖЭТФ, **61**, 441 (1971).
- 22*. Я. Б. Зельдович, Астрон. ж., **46**, 775, 1969. Я. Б. Зельдович, С. И. Вайнштейн, Успехи физ. наук, **106**, 431 (1972).

- 23*. *А. Г. Дорошкевич*, *Астрофизика*, **1**, 255 (1965).
24*. *R. C. Tolman*, *Relativity, Thermodynamics and Cosmology*, Oxford, 1934.
25*. *А. Ф. Илларионов, Р. А. Сюняев*, *Астрон. ж.*, **51**, № 6 (1974).
26*. *Л. М. Озерной, Г. В. Чибисов*, *Астрон. ж.*, **47**, 769 (1970).
27*. *Е. М. Лифшиц, И. М. Халатников*, *Успехи физ. наук.*, **80**, 391 (1963).
28*. *H. Reeves*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **12**, 437 (1974).
29*. *A. G. Doroshkevich, I. D. Novikov, R. A. Sunyaev, Ya. B. Zel'dovich*, *Highlight of Astronomy*, **2**, 318 (1971).
30*. *Я. Б. Зельдович*, *Препринт ИПМ*, 1974.
31*. *Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Р. А. Сюняев*, *Астрон. цирк.*, № 37, (1966).
32*. *S. W. Hawking, G. P. R. Ellis*, *The Large Scale Structure of Spacetime*, Cambridge Univ. Press, 1973.
33*. *В. А. Белинский, Е. М. Лифшиц, И. М. Халатников*, *ЖЭТФ*, **60**, 1969 (1971); **62**, 1606 (1972); *Успехи физ. наук*, **102**, 463 (1970).
34*. *C. W. Misner*, *Phys. Rev. Lett.*, **22**, 1071 (1969).
35*. *В. А. Белинский, И. М. Халатников*, *ЖЭТФ*, **56**, 1700 (1969); *И. М. Khalatnikov, E. M. Lifshits*, *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 76 (1970); *Я. Б. Зельдович*, *Письма ЖЭТФ*, **11**, 300 (1970). *Е. М. Лифшиц, И. М. Лифшиц, И. М. Халатников*, *ЖЭТФ*, **59**, 322 (1970). *А. Г. Дорошкевич, И. Д. Новиков*, *Астрон. ж.*, **47**, 5, 1970. *А. Г. Дорошкевич, В. Н. Лукаш, И. Д. Новиков*, *ЖЭТФ*, **60**, 1201 (1971). *Л. П. Грицук, А. Г. Дорошкевич, В. Н. Лукаш*, *ЖЭТФ*, **61**, 3 (1971).
36*. *L. Parker*, *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 562 (1968); *Phys. Rev.*, **183**, 1057 (1969).
37*. *Я. Б. Зельдович*, *Письма ЖЭТФ*, **12**, 443 (1970).
38*. *Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский*, *ЖЭТФ*, **61**, 2161 (1971).
39*. *В. Н. Лукаш, А. А. Старобинский*, *ЖЭТФ*, **66**, 1515 (1974).
40*. *Л. П. Грицук*, *ЖЭТФ*, **67**, № 9 (1974).
41*. *Д. А. Киржниц, А. Д. Линде*, *ЖЭТФ*, **67**, 1263 (1974).
42*. *Я. Б. Зельдович, И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь*, *ЖЭТФ*, **67**, 3 (1974).

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Введение	7
Глава I. Счастливые дни космологии 1912—1950 гг.	13
1. Расширение Вселенной	13
2. Природа модели Лемэтра	20
3. Взаимосвязи: подсчет числа галактик, шкала времени и средняя плотность вещества	26
4. Теория стационарной Вселенной	35
5. Расширяется ли Вселенная?	38
Литература	41
Глава II. Однородность и изотропия Вселенной	44
1. Скопления и сверхскопления	44
2. Подсчеты галактик	45
3. Закон Хаббла	51
4. Фоновое излучение	53
5. Краткие выводы	55
Литература	56
Глава III. Постоянная Хаббла и временная шкала эволюции Вселенной	58
1. Постоянная Хаббла	58
2. Возрасты на основе теории звездной эволюции	63
3. Возраст элементов	65
4. Краткие выводы	69
Литература	70
Глава IV. Средняя плотность вещества во Вселенной	72
1. Средняя плотность вещества во Вселенной, заключен- ного в галактиках	73
2. Светимость в единице объема и свечение ночного неба	76
3. M / Ω и проблема устойчивости	81
4. Межгалактическое вещество	104
5. Релятивистское вещество	131
6. Краткие выводы	135
Литература	137

Глава V. Микроволновый фон и теория горячей Вселенной	140
1. Общее представление, предсказание и открытие . . .	140
2. Проверка гипотезы горячей Вселенной. Спектральные измерения	149
3. Модель локальных источников	162
4. Следствия гипотезы горячей Вселенной	167
5. Действительно ли это горячая Вселенная?	175
Литература	177
Глава VI. «Детский сад» космологических моделей	179
1. Вывод модели Лемэтра	180
2. Свойства модели Лемэтра	188
3. Тест модели Лемэтра — угловой размер	192
4. Тест красное смещение — видимая звездная величина	198
5. Тест Хаббла	201
6. Численные результаты для модели Лемэтра	205
7. Выводы	208
Литература	210
Глава VII. История Вселенной. Сценарий	211
1. Взаимодействие вещества и излучения горячей Вселенной.	215
2. Динамическая история вещества в расширяющейся Вселенной	234
3. Тепловая история. Возмущения в спектре горячей Вселенной	251
Литература	260
Глава VIII. Первичный гелий	262
1. Образование гелия в простейшей теории расширяющейся Вселенной	264
2. Как избежать образования гелия?	284
3. Сравнение с наблюдаемым обилием гелия	290
4. Обсуждение	297
Литература	299
Приложение. Обозначения и единицы	301
Парсеки и звездные величины	303
Литература	305
Примечания редакторов	306
Список литературы, добавленный редакторами перевода.	307

УВАЖАЕМЫИ ЧИТАТЕЛИ!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и др. просим присылать по адресу:
129820, Москва, И-110, ГСП, 1-й Рижский пер., 2,
изд-во «Мир».

И. Пиблс
ФИЗИЧЕСКАЯ КОСМОЛОГИЯ

Редактор М. Рутковская
Художник О. Панецкий
Художественный редактор И. Павлова
Технический редактор Г. Андюлина
Корректор Л. Панова

Стано в набор 15/VIII 1974 г. Подписано к печати 19/III
1975 г. Бум. кн. журн. 84×108¹/₃₂—4, 88 бум. л., 16, 38 уст.
Печ. л. Уч.-изд. л. 14, 80. Изд. № 27/74/73. Цена 1 р. 68 к.
Зак. 381.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»

Москва, 1-й Рижский пер., 2.

Нрославский полиграфкомбинат «Союзполиграфпрома» при
Государственном комитете Совета Министров СССР по де-
лам печати, полиграфии и книжной торговле,
150014, Ярославль, ул. Овощная, 97.