

ее чтобы исключить симметричную часть $\frac{\partial \psi_1}{\partial s_2}$ и $\frac{\partial \psi_2}{\partial s_1}$. Величины α , β , δ , ε , ω зависят от \mathbf{s} , так же как и ориентация осей нашей системы координат.

В принятых обозначениях получим, расписывая (14.9.п.7):

$$\frac{\rho(\mathbf{s})}{\rho} = \{1 - \varphi^2 [\alpha^2 + \alpha\beta + \beta^2 + \delta^2 + \varepsilon^2 - \omega^2] - \varphi^3 [\alpha\beta(\alpha - \beta) + \delta^2\beta + \varepsilon^2\alpha + \omega^2(\alpha + \beta)]\}^{-1}. \quad (14.9.п.9)$$

Как и следовало ожидать, при малых φ разложение $\frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{\rho}{\rho} - 1$ начинается с $\varphi^2 \sim (t - t_{\text{рек}})^2$, поскольку учтено, что в начальный момент движение (унаследованное от дорекомбинационного) несжимаемое, $\frac{\partial\rho}{\partial t} = 0$ при $t = t_{\text{рек}}$.

При данных компонентах тензора движение может привести к образованию ударной волны при обращении в нуль величины, заключенной в фигурные скобки. В отличие от потенциального случая (§ 3 гл. 13), эта величина никогда не имеет всех трех положительных корней для φ . Однако один положительный корень вполне возможен и при $\omega \neq 0$. Не всякий положительный корень для φ реализуется как ударная волна и бесконечная плотность, поскольку надо иметь в виду ограничение роста $\varphi \rightarrow \text{const}$, $t \rightarrow \infty$.

В действительности, однако, когда рост φ (эффективно при $z \sim 0,3z_{\text{рек}}$) останавливается, возникшие возмущения плотности начинают гравитационно влиять на решение. Наше пренебрежение гравитацией становится незаконным, и возмущения плотности являются начальными возмущениями растущего решения типа решения § 2 гл. 13.

Выражение для $\frac{\rho}{\rho}$ (14.9.п.9) заставляет предполагать, что между плотностью и вихрем скорости есть антикорреляция. В частности, в элементе объема, в котором равны нулю все компоненты тензора, $\alpha = \beta = \delta = \varepsilon = 0$, кроме $\omega \neq 0$, плотность монотонно убывает: $\frac{\rho}{\rho} = (1 + \varphi^2\omega^2)^{-1}$. В элементе объема с $\omega = 0$ вначале, при $\varphi \ll 1$, плотность обязательно возрастет. Действительно, пренебрегаем φ^3 по сравнению с φ^2 в (14.9.п.9), а коэффициент при φ^2 в квадратных скобках положителен, так как $\alpha^2 + \alpha\beta + \beta^2 > 0$. В заключение заметим, что подробно статистическая теория описываемой ситуации не разработана.

§ 10. Сравнение эволюционных теорий происхождения галактик

В предыдущих параграфах мы познакомились с некоторыми наблюдательными фактами и основными теоретическими утверждениями, касающимися строения и происхождения галактик.

Эти теоретические утверждения в большинстве своем носят характер следствий, вытекающих из начальных условий. В настоящее время фундаментальной теории выбора начальных условий не существует. Но при этом существуют — и они изложены выше — несколько теорий, каждая из которых может быть «правильна» в узком смысле: следствия из принятых начальных условий получены без ошибок. Нас же интересует то, что происходило во Вселенной

в действительности. В природе осуществляется, скорее всего, какой-то один тип начальных условий, один тип эволюции или, по крайней мере, один тип является наиболее важным, ведущим. Маловероятно, чтобы два или более разных типа возмущений были одинаково существенны.

В принципе ответ нужно искать, сопоставляя расчеты эволюции с наблюдательными данными. Однако очень важно использовать при этом не только данные, касающиеся масс, плотностей, вращения галактик и скоплений галактик, но и данные о реликтовом излучении и о процессах вблизи сингулярности.

Теорию образования галактик нельзя строить, игнорируя или недооценивая общие сведения об эволюции Вселенной, накопленные к настоящему времени. В данном параграфе мы будем широко использовать данные первых двух разделов, а также те сведения о галактиках, о реликтовом излучении и сингулярности, которые излагаются позже, в следующем параграфе, в последних главах раздела III и в разделах IV и V. Связанное с этим неудобство для читателя искупается тем, что общее обсуждение образования галактик не отрывается от изложения отдельных теорий в предыдущих параграфах.

В настоящее время нет теории, которая была бы единодушно признана. Нижеследующее изложение, несомненно, несет отпечаток субъективности, поскольку мы отдаем предпочтение определенной системе взглядов. Мы излагаем те причины и доводы, которые обусловили это предпочтение.

При построение общей картины образования галактик первый выбор, который можно сделать,— это выбор между конденсацией разреженного газа и взрывом сверхплотного тела.

Последовательным сторонником второго направления является Амбарцумян (1960). Большой заслугой Амбарцумяна [см. также Амбарцумян, Казютинский (1973)] является указание на активность ядер галактик и на сходство процессов в квазарах и в ядрах галактик. Амбарцумян предположил, что галактики целиком образуются из сверхплотных тел, остатками которых (сохранившими свою активность и энергию) являются ядра, наблюдаемые в настоящее время. В рамках эволюционной космологии представлялось возможным описать эти сверхплотные тела, например, как вещество в сингулярном состоянии, задержавшееся в своем расширении по сравнению с основной частью вещества [Новиков (1964б), Неeman (1965)]. Такие задержавшиеся ядра получили название «белые дыры» (отоны). Высказывались мнения, что, может быть, не галактики, а только квазары описываются таким образом.

Каково современное отношение к такому направлению?

Идея образования галактик из изолированных сверхплотных тел наталкивается на трудности, связанные с моментом вращения галактик. Так, например, наша Галактика при массе $\sim 2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$

имеет момент порядка $2 \cdot 10^{74}$ г·см²/сек, соответствующий окружной скорости ~ 300 км/сек на радиусе около 5 кпс. Попробуем представить себе, что Галактика образовалась из начального сверхплотного тела с радиусом, скажем, в 1 пс. Момент Галактики соответствует такой линейной скорости на экваторе такого тела, которая превышает скорость света. Противоречие усилится, если представить, что тело целиком находится под своим гравитационным радиусом при массе и моменте Галактики: $r_g = 0,01$ пс для $M = 10^{11} M_\odot$.

Применительно к квазарам это возражение недействительно: момент квазаров неизвестен *). Однако в последнее время показано, что вся идея взрывающихся «белых дыр» наталкивается на трудности [Зельдович, Новиков, Старобинский (1974)]. Оказалось, что квантовомеханический процесс рождения частиц вблизи сингулярности неизбежно приводит либо к раннему взрыву «белой дыры», либо к тому, что она никогда не взрывается. Подчеркнем, что изложенные критические замечания не касаются идеи современной активности ядер галактик и квазаров, хотя и ограничивают представления о возможном источнике энергии, питающей эту активность.

Применительно к образованию галактик в настоящее время доминирует точка зрения конденсации из более разреженного газа. Если стать на эту точку зрения, то остается вопрос о выборе типа космологической модели, т. е. о выборе между теориями происхождения галактик, изложенными в предыдущем параграфе.

Начнем с поведения возмущений вблизи сингулярности. Адиабатические и энтропийные возмущения совместимы с малостью возмущений метрики, т. е. с квазиизотропным решением, которое вблизи сингулярности не отличается по своим локальным свойствам от строго однородного и изотропного решения. Следовательно, эти концепции не изменяют известных результатов строго однородной теории, касающихся нуклеосинтеза (§ 5 гл. 7): $He^4 = 0,25-0,27$; $D < 10^{-4}$; $He^3 < 10^{-4}$, которые, по-видимому, подтверждаются наблюдениями.

Вихревая теория требует существенно неизотропной сингулярности (§§ 4, 6 гл. 11); вихревые возмущения обязательно требуют изменения закона расширения вблизи сингулярности, а это приводит (§ 5 гл. 20) к начальному химическому составу, резко отличному от приведенного выше и, вероятно, не согласующемуся с наблюдениями (либо больше 30% He^4 , либо 2—3% D) **).

Но еще важнее следующее. Представим себе, что начало расширения действительно было не фридмановским, а каким-то другим и только с течением времени решение приблизилось к фридмановскому. Согласно вихревой теории, при приближении к фридманов-

*) По-видимому, из самого факта компактности квазаров следует, что их вращательный момент мал.

***) О возможности совместить фридмановское начало расширения с вихревыми движениями см. Чибилов (1975).

кому решению все отклонения от метрики Фридмана, кроме вихревых, были резко подавленными. Спрашивается: почему в сингулярности начальные условия были именно такими, чтобы в далеком будущем привести к столь специфичной ситуации? Гораздо правдоподобнее считать, что при приближении к фридмановскому решению все типы возмущений будут представлены одинаково (гипотеза равномерного распределения). Но тогда вихревые возмущения быстро затухнут, а адиабатические будут нарастать (как мы видели в гл. 11), и развитие пойдет по рельсам теории адиабатических возмущений.

Наконец, важно учитывать еще квантовые явления вблизи сингулярности. Рождение частиц в анизотропной сингулярности в простейшем случае приводит к изотропизации, переводит космологическую модель на рельсы квазиизотропного решения (см. гл. 23). Конкретно для космологических моделей с вихревым движением вещества этот процесс еще предстоит исследовать. Весьма вероятно, что с учетом квантовых явлений такие модели с вихрем исчезнут вовсе, окажутся внутренне противоречивыми [Лукаш, Новиков, Старобинский (1975)].

Теперь встанем на точку зрения астронома, не считающего убедительными доводы, относящиеся к периоду от сингулярности до нуклеосинтеза включительно. Проанализируем более поздний период, начинающийся по окончании аннигиляции электронов и позитронов и продолжающийся вплоть до сегодняшнего момента, т. е. $10^3 \leq z \leq 0$. Этот период включает эпоху РД-плазмы, рекомбинацию гелия и водорода, рост возмущений в нейтральном газе, образование галактик, квазаров и т. п. и вторичную ионизацию газа, не вошедшего в состав гравитационно связанных объектов.

Начнем с сопоставления выводов теории и наблюдений реликтового излучения.

Отличительная особенность вихревой теории — это предположение о большой амплитуде возмущений, о большой скорости вихревых движений, наложенных на общее хаббловское расширение. Эта особенность возникает неизбежно: вихревое движение в первый момент после рекомбинации не вызывает возмущения плотности.

В первом варианте теории предполагалось, что скорость вихревого движения в момент рекомбинации порядка 0,1—0,4 скорости света. Соответствующие флуктуации температуры реликтового излучения, очевидно, также равны $\frac{\Delta T}{T} \approx 0,1—0,4$. Ничего подобного не наблюдается — в действительности $\frac{\Delta T}{T} < 3 \cdot 10^{-4}$.

Для объяснения этого авторы вихревой теории предполагали, что флуктуации температуры ослабевают при комптоновском рассеянии. Флуктуации необходимо ослабить по крайней мере в 300 раз, для этого нужно не менее шести рассеяний, т. е. оптическая толщина $\tau \geq 6$.

Большая начальная скорость движения действительно приводит к тому, что очень рано после рекомбинации происходит столкновение газовых облаков и образование ударных волн.

В рассматриваемом выше первом варианте вихревой теории предполагалось, что галактики образуются весьма рано, при $z \approx 130$. Раннее столкновение облаков и раннее образование гравитационно связанных объектов на первый взгляд согласуется с многократным рассеянием реликтового излучения, необходимым для того, чтобы совместить большие вихревые скорости РД-плазмы с наблюдаемой изотропией реликтового излучения.

Однако в действительности раннее возникновение ударных волн и ранняя ионизация газа создают большие трудности. Раннему моменту соответствует большая плотность излучения и быстрое охлаждение электронов за счет «обратного комптон-эффекта» — рассеяния фотонов с увеличением частоты (в среднем) и с потерей энергии электронов. Когда в ходе охлаждения температура электронов падает, плотность плазмы соответственно растет, так как холодная плазма окружена горячей, еще не остывшей плазмой и в первом приближении сохраняется давление.

Так, например, при $z=130$, $\Omega=0,5$ средняя плотность равна 3 см^{-3} , в ударной волне плотность возрастает до 12 см^{-3} . При скорости волны 10^9 см/сек (начальная скорость $u \approx 0,3 c$, она падает с расширением пропорционально z) достигается температура порядка $10^9 \text{ }^\circ\text{К}$. При падении ее до $10^6 \text{ }^\circ\text{К}$ плотность увеличивается в 10^4 раз, достигая 10^6 см^{-3} . При такой плотности рекомбинация идет весьма быстро, невозможно длительно поддерживать газ в полностью ионизованном состоянии.

Позже был предложен другой, так называемый «тихий» вариант вихревой теории, отличающийся сравнительно малой начальной вихревой скоростью, $u/c \approx 0,03$.

После рекомбинации, в нейтральном веществе, вихревая скорость затухает обратно пропорционально линейным размерам. Напомним, что любая скорость (наложенная на общее расширение) затухает по такому закону *), если ее не усиливает гравитационное поле возмущения плотности. Пусть в момент рекомбинации $\left(\frac{u t}{\lambda}\right) < 1$; это условие эквивалентно тому, что вихрь ($\text{rot } u$ порядка отношения u/λ) меньше постоянной Хаббла $H \sim 1/t$. Тогда в приближении, не учитывающем гравитационное поле возмущений, ударные волны никогда не успевают образоваться (см. приложение к § 9), при $t \rightarrow \infty$ получим

$$\frac{\delta \rho}{\rho} \Big|_{\infty} \sim \left(\frac{u_0 t_0}{\lambda_0}\right)^2 \ll 1. \quad (14.10.1)$$

*) При этом скорость уменьшается, но угловой момент сохраняется!

Общая картина «тихого» варианта такова: начальное вихревое возмущение затухает, оставляя малое возмущение плотности. Уже вслед за этим возмущение плотности порождает потенциальное движение, усиливающее возмущение плотности в соответствии с гравитационной неустойчивостью (см. приложение к § 9).

Выбирая начальное возмущение, мы получаем ту или иную амплитуду растущего потенциального возмущения. В «тихом» варианте предлагается выбор такой, что образование гравитационно связанных тел приурочено к $z \sim 30-20$.

Но и при этом снова остается противоречие с наблюдаемой изотропией реликтового излучения; начальное $u/c \approx 0,03$ дало бы $\Delta T/T \approx 0,03$ — в 100 раз больше наблюдаемого! В «тихом» варианте не отпала необходимость сглаживания начальной анизотропии излучения. Однако если образование галактик и вторичная ионизация происходят при $z \approx 30$ или позже, то сгладить анизотропию невозможно. Действительно, максимальная оптическая толща есть

$\tau = 0,03 \sqrt{\Omega h_{80}^2 z^{3/2}}$, где $h_{80} = \left(\frac{H}{50 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс}} \right)$. При $\Omega = 1/8$, $z = 30$, $h_{80} = 1$ получаем $\tau = 3,5$ и $e^\tau = 13$, тогда как нужно 100, чтобы согласовать с наблюдаемой изотропией реликтового излучения.

Вихревая теория, по-видимому, несовместима с наблюдаемой изотропией реликтового излучения.

Наряду с вопросом о том, возможна ли вихревая теория, исходя из сравнения с наблюдениями реликтового излучения, нужно рассмотреть и вопрос о том, насколько она привлекательна: какой элемент произвола содержится в этой теории, каковы другие ее следствия, кроме предсказаний, касающихся масс и вращения галактик и анизотропии реликтового излучения, и сравнить ее в этом смысле с теорией адиабатических возмущений.

В теории адиабатических возмущений для объяснения современной структуры Вселенной нужно задать возмущения метрики с амплитудой порядка $10^{-3} - 10^{-4}$ в масштабе, соответствующем $M \sim 10^{13} - 10^{14} M_\odot$.

Спектр возмущений можно безболезненно продолжить с той же амплитудой (по метрике) в обе стороны. Более длинноволновые, соответствующие $M \gg 10^{14} M_\odot$, возмущения растут медленнее, и они (при той же амплитуде метрики) дадут сегодня $\left(\frac{\delta \rho}{\rho} \right) \ll 1$, т. е. дадут возмущения реликтового излучения порядка 10^{-4} , не противоречащие наблюдениям.

Возмущения с $M \ll 10^{14} M_\odot$ затухают и не влияют на рождение галактик (§ 2 гл. 10). Если амплитуда этих возмущений также порядка $10^{-3} - 10^{-4}$, то при затухании их не возникнут никакие наблюдаемые эффекты.

Итак, в адиабатической теории можно выбрать начальный спектр (без какого-либо выделенного характерного масштаба), задав его

одной характерной величиной — амплитудой и предоставив законам природы выделить характерный масштаб скоплений галактик. Эти свойства теории адиабатических возмущений поучительно сравнить со свойствами вихревой теории.

Авторы вихревой теории утверждают, что эта теория содержит только один начальный параметр — характерную скорость u или безразмерное отношение вихревой скорости к скорости звука b в момент равенства плотности излучения и материи, $\beta = \frac{u}{b_{\text{зв}}} \approx 2 \frac{u}{c}$.

Предполагается, что эта скорость относится к масштабу, связанному с ней соотношением $R \approx ut$ на тот же момент.

Важнейший факт заключается в том, что в вихревой теории необходимо начальный спектр турбулентности (в начале РД-периода, при $z \approx 10^8$ или раньше) взять с выделенным масштабом R , с резким максимумом $\beta^2(r)$ при $r=R$, необходимая величина β , указанная выше, и есть этот максимум, обозначим ее β_{max} . Надо взять начальный спектр $\beta(r) < \beta_{\text{max}}$ при $r \ll R$ для того, чтобы начальная мелкомасштабная турбулентность при затухании не исказила реликтовое излучение. Но спектр возмущений вихревой теории нужно ограничить и со стороны больших масштабов, $r > R$. Это ограничение следует из отсутствия заметных угловых флуктуаций реликтового излучения.

Мы видим, что вихревая теория требует специального подбора начального спектра и в этом смысле невыгодно отличается от адиабатической теории. Авторы книги отдают предпочтение адиабатической теории происхождения галактик.

§ 11. Данные наблюдений галактик и скоплений галактик и средняя плотность материи во Вселенной

В этом параграфе мы в очень краткой и схематической форме приведем сводку некоторых наблюдательных данных об основных свойствах галактик и скоплений галактик. В качестве обзоров по внегалактической астрономии можно рекомендовать, например, книгу Воронцова-Вельяминова (1972), более ранние обзоры Эйбла (1962, 1965), а также популярную книгу Агеяна (1970). Обзор данных о межгалактическом газе дан Филдом (1973б), о средней плотности материи во Вселенной — Пиблсом (1971а). Необходимо предупредить читателя, что многие из приводимых ниже параметров определяются неуверенно и значения меняются от автора к автору. Оценки же ошибок очень субъективны. Важной характеристикой свойств галактик, которая относительно просто устанавливается из наблюдений, является функция светимости — число галактик с данной абсолютной величиной (точнее, между m и $m+dm$). Пиблс (1971а) приводит следующую аппроксимационную формулу для среднего числа галактик в единице объема, имеющих яркость