1983 г. Январъ

Том 139, вып. 1

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.1

КРУПНОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА ВСЕЛЕННОЙ

С. Ф. Шандарин, А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович

СОДЕРЖАНИЕ

| Введение а) Общая характеристика состояния космологии (83). б) Наблюдения (8 в) Образование структуры Вселенной (87). г) Нейтринная Вселенная (8 д) Современные теории образования структуры Вселенной (90). е) Матема политис соплути образования структуры Вселенной (90). е) Матема | 8 3 6). 9). ти- |
|--|---------------------------------|
| 4. Средняя плотность и возраст Вселенной | . 95 |
| 2. Нейтрино в горячей модели Вселенной | 96 |
| 3. Гравитационная неустойчивость Вселенной. Линейная теория | |
| 4. Рекомбинация водорода в горячей Вселенной. Флуктуации температуры | pe- |
| ликтового излучения | 103 |
| Адиабатическая теория образования структуры Вселенной | 107 7). не- ль- |
| ного «блина» (111). д) Образование галактик и скоплений галактик (11 | 2). |
| е) Образование скоплений галактик и проблема скрытой массы (115). ж) (|)б- |
| разование ячеисто-сетчатой структуры (117). з) Эволюция межгалакти | че- |
| ской среды (121). | 1.2.2 |
| 6. Энтропийная теория образования структуры Вселенной | 122 |
| 7. Численные эксперименты | 125 |
| 8. Сопоставление с наблюдениями | 126 |
| Цитированная литература | 128 |

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы очень много говорится о крупномасштабной структуре Вселенной. Этой теме, начиная с 1977 г., посвящено три обзора, два всесоюзных и два международных симпозиума. Она привлекла всеобщее внимание в связи с проблемой массивных пейтрино. Новая вспышка интереса к этим вопросам связана с открытием областей, не содержащих галактик, которое обсуждалось не только в научных журналах, но и в популярных изданиях, и даже на страницах газет. Наконец, в 1980 и в 1978 гг. вышли две книги под названием «Крупномасштабная структура Вселенной»— книга Дж. Пиблса¹ и сборпик трудов симпозиума Международного астрономического союза², состоявшегося в Таллине в 1977 г.

> а) Общая характеристика состояния космологии

За последние 10—15 лет космология превратилась в хорошо развитую область физики и астрономии, занимающуюся проблемами эволюции Вселенной в целом, вопросами ранних стадий Вселевной — теорией процессов вблизи сингулярности и вопросами образования и эволюции крупномасштабной структуры Вселенной, галактик и скоплений галактик. В решении этих задач космология опирается как на большие успехи наблюдательной внегалактической астрономии, так и на прогресс фундаментальной физической теории. На раннем этапе — до начала 60-х годов — решающую роль играло применение в космологии созданной незадолго до этого общей теории относительности (ОТО) — теории пространства-времени и тяготения. В этот период закладывался фундамент была установлена глобальная однородность Вселенной, открыто изотропное расширение Вселенной. Под влиянием пионерских работ Фридмана и Хаббла космология занималась главным образом изучением различных глобальных моделей Вселенной. В космологии ОТО впервые выступила не только как теория тяготения, дающая малые поправки к теории Ньютона. В космологии ОТО приводит к возможности принципиально новой концепции конечного. замкнутого (хотя и безграничного) мира. Оно дает логически безупречную возможность анализа динамики бесконечного мира.

После открытия в 1965 г. Пензиасом и Вильсоном ³ электромагнитного излучения, подтвердившего справедливость «горячей» модели Вселенной Гамова ⁴ и положившего, по существу, начало физической космологии. стали успешно развиваться, с одной стороны, теория процессов вблизи сингулярности, описывающая очень ранние этапы эволюции «стандартной» модели Вселенной, и с другой, — эволюционная теория крупномасштабной структуры Вселенной.

В настоящее время новые идеи в космологии связаны прежде всего с быстрым прогрессом в теории элементарных частиц и квантованных полей (это синоним!). На протяжении многих лет казалось, что задачей физики является описание природы на основе заданных свойств минимального набора частиц. В качестве такого набора рассматривались протоны и электроны; квантовая теория привела к представлению о фотонах как о частицах, ядерная физика открыла нейтрон. Изучение β-распада обогатило физику новыми частицами — нейтрино. Теория ядерных сил привела к представлению о мезонах — квантах соответствующего поля. Наконец, теория античастиц почти удвоила набор частиц, но восстановила симметрию между положительным и отрицательным электричеством.

Вдохновляющая задача наиболее экономного описания природы с помощью наименьшего числа частиц привела к большим успехам. Вся химия, биология, физика твердого тела, физика плазмы и многие другие разделы естествознания прочно базируются на этих принципах. Однако физика высоких энергий, исследование космических лучей и особенно эксперименты на мощных ускорителях полностью опровергли «минимальный», «экономный» подход как общенаучный принцип. Уже в 40-х годах были открыты «лишние», «ненужные» частицы — мюон и «странные» частицы (Δ -, Σ - и Ξ -гипероны, К-мезон). Число частиц стало расти угрожающим темпом. «Откроем новую элементарную частицу в IV квартале!» — этот лозунг из стенной газеты (фильм «9 дней одного года») должен звучать иронически. Но если учесть, что за 30 лет открыто около 300 частиц, то можно сказать, что план перевыполнен!

Под воздействием таких экспериментальных достижений меняется и точка зрения теоретиков. Возникают теории, систематизирующие частицы в семейства, теории симметрии и суперсимметрии частиц. Условия переномируемости теории приводят к идее спонтанного нарушения симметрии, предсказываются новые типы полей («хиггсовские поля»).

Появляется представление о субчастицах — кварках. Вводится 15 или 18 видов кварков и равное число соответствующих античастиц, огромное разнообразие сильновзаимодействующих частиц — адронов. Барионы, например протон и нейтрон, оказываются составными, состоящими из трех кварков, соответствующие им античастицы — из трех антикварков, а мезоны — из одного кварка и одного аптикварка. Качественно новым в этой ситуации является принципиальная невозможность отщепления и наблюдения одного индивидуального кварка.

На этом фоне в последние 5—7 лет происходит существенная перестройка господствующих взглядов и идей в космологии. Теория горячей Вселенной, ставшая сейчас общепринятой «стандартной» моделью, была развита, в основном, в рамках «экономного» подхода ⁵, ⁶. Рассматривались лишь частицы, существование которых надежно установлено. Для простоты — и за отсутствием указаний на противоположное — масса нейтрино считалась равной нулю. Предполагалось, что все частицы (кроме, может быть, гравитонов) находятся в термодинамическом равновесии на достаточно ранней стадии. По мере охлаждения Вселенной массивные экзотические частицы вымирали, не нарушая существенно равновесия. Состояние Вселенной при температуре около 10 МэВ *не зависело* от предыстории — это давало надежную основу для дальнейшего анализа.

Сейчас эти исходные положения необходимо пересмотреть, привести в соответствие с новыми взглядами физики высоких энергий. Более того, космологию необходимо эффективно использовать для получения сведений о частицах. Для ученого, интересующегося физикой элементарных частиц, ранняя Вселенная — рай, в котором идут процессы при энергиях, недоступных ускорителям.

Сегодня наиболее активно разрабатываются (в связи с космологией) следующие проблемы.

1) Вопрос о преобладании вещества над антивеществом во Вселенной, т. е. вопрос о ее несимметрии по отношению к замене частиц на античастицы. История этого вопроса и его современное состояние недавно отражены в обзорах в УФН¹⁸ и других^{6,7} и здесь не воспроизводится. Процессы, в которых не сохраняется барионный заряд и нарушается симметрия, определяют такой важный параметр Вселенной как отношение плотности фотонов и барионов $\bar{n}_{\gamma}/\bar{n}_{\rm b} \approx 10^9 - 10^8$, являющееся мерой удельной энтропии Вселенной.

2) Существование массы покоя у нейтрино^{8,9} или каких-либо других массивных частиц (фотино, гравитино, майоран, галстино и др.), взаимодействующих между собой и с плазмой лишь гравитационно. Оценки возраста Вселенной дают известные ограничения массы нейтрино¹⁰ $m_v < 200$ эВ, а космическое обилие гелля ограничивает число сортов маломассивных частиц на уровне $n \leq 5 - 7^{11}$. Эти оценки массы мюонного и т-нейтрино до сих пор намного лучше всех других оценок.

Если средняя (по трем типам нейтрино — v_e , v_μ и v_τ) масса превышает 20 эВ, то плотность Вселенной выше критической, если же эта масса больше хотя бы 0,1 эВ, то средняя плотность нейтрино $\bar{\rho}_v$ больше плотности видимого вещества $\bar{\rho}_b$ (звезды, галактики и др.). Вселенную, в которой $\bar{\rho}_v > \bar{\rho}_b$, мы будем называть «нейтринной».

3) Вопросы теории процессов вблизи сингулярности — сверхранние фазовые переходы, связанные с хиггсовскими полями и т. д. ^{12,13}. В сочетании теории сингулярности и теории крупномасштабной структуры возникают «полные» космологические теории, в рамках которых одни и те же причины определяют и физику элементарных частиц, и законы эволюции Вселенной в целом, и те возмущения, которые мы воспринимаем сегодня как крупномасштабную структуру Вселенной.

В принципе, такие возмущения могут быть двух типов: а) единые флуктуации метрики и общей плотности, рассмотренные еще в работах ^{52, 53}, б) специфические для горячей модели Вселенной флуктуации отношения плотности фотонов и барионов (n_{γ}/n_b) (или, в общем случае, флуктуации энтропии), не сопровождаемые вначале флуктуациями метрики и общей плотности ¹¹⁴. Важнейшей задачей является определение из общих принципов крупномасштабной асимптотики флуктуаций, их амплитуды и спектра. Эта задача, вероятно, может быть успешно решена в рамках космологической модели Де-Ситтера, в которой расширение происходит экспоненциально.

Сюда же примыкает вопрос о возможной космологической роли очень массивных частиц, прежде всего магнитных монополей. Реальность их существования, обилие в космологических условиях, возможная активная роль в эволюции Вселенной — все эти вопросы еще недостаточно разработаны.

4) К этому перечню можно добавить и «вечный» вопрос о космологической постоянной Λ . Введенная Эйнштейном в 1917 г. для построения модели стационарной замкнутой Вселенной, космологическая постоянная стала лишней, ненужной после работ Фридмана и Хаббла. Одно время (недолго) казалось ^{14, 15}, что некоторые наблюдения квазаров лучше согласуются с моделями с Λ -членом. В свете квантовой теории, вопрос лежит в другой плоскости: нужно объяснить, почему $\Lambda = 0$ или, если это не так, почему Λ -член мал ^{16,17}. Только в последнее время наметились пути ответа на этот вопрос.

Однако эти вопросы частично уже обсуждались на страницах УФН ¹⁸, ¹⁹. Мы в настоящем обзоре касаемся лишь сравнительно поздней стадии эволюции Вселенной и в рамках классической макроскопической физики рассматриваем проблему появления структуры Вселенной из случайных малых возмущений. Задачи такого рода изучаются сейчас в самых различных областях физики. Интересно, что в космологии эти задачи оказались весьма тесно связанными с теорией катастроф ¹⁵⁸ и теорией перколяции ¹⁹³, ²⁷¹. Это позволяет установить некоторые весьма общие закономерности, не зависящие от использованных (приближенных) методов анализа.

б) Наблюдения

Крупнейший успех последних лет в области оптической и радиоастрономии связан с массовыми измерениями красных смещений отдельных галактик, дающих оценку расстояния до этих галактик. Это позволило перейти от анализа видимого распределения галактик на картинной плоскости к изучению реальной трехмерной структуры. Такой анализ выполнен для непосредственной окрестности Галактики (в радиусе около 100 Мпс, 1 Мпс $\approx 3.10^{24}$ см). Кроме того, на нескольких площадках небесной сферы были определены скорости всех галактик ярче определенной видимой величины. Их пространственное распределение говорит о существовании больших — до 100 Мпс в поперечнике — областей, в которых не наблюдаются галактики. Группы и скопления галактик сосредоточены вблизи сравнительно тонких поверхностей или вытянутых филаментов, окаймляющих эти пустые ячейки^{2,20-34}. Мы лишь очень коротко (в конце) остановимся на современных наблюдениях крупномасштабной структуры, скоплений и сверхскоплений галактик. Специально этому вопросу посвящен обзор ³⁵.

Эти результаты были получены одновременно с созданием нелинейной теории гравитационной неустойчивости, описывающей процесс образования сетчатой структуры Вселенной. На первой стадии было установлено, что эволюция крупномасштабных возмущений (при подавленных мелкомасштабных) ведет к образованию плоских, сильно сжатых в одном чаправлении областей — «блинов», ограниченных ударными волнами ³⁶. В последующем, в значительной мере в результате численных расчетов, было показано, что развитие возмущений приводит к пересечению «блинов» и образованию ячеисто-сетчатой структуры ^{37, 38, 249}.

Другой подход, тесно связанный с обработкой каталогов галактик, развивался в 70-е годы в работах ¹, ³⁹⁻⁴¹. С помощью универсальных методов корреляционного анализа (и близких к ним) было установлено, что в распределении видимого вещества во Вселенной есть определенные закономерности: есть определенный масштаб в распределении галактик ¹, ³⁹ и другой масштаб в распределении скоплений галактик ²⁵⁸, ²⁶⁷, ²⁷².

Сегодняшняя задача и теоретической, и наблюдательной астрономии — сделать следующий шаг и попытаться более подробно описать (и объяснить!) наблюдаемую картину.

Здесь уместно напомнить, что любая теория происхождения структуры является статистической и может объяснить лишь статистические свойства наблюдаемой структуры. К сожалению, данные внегалактических наблюдений во многом являются данными о конкретных объектах, статистические характеристики современной крупномасштабной структуры все еще бедны.

Важнейшую роль в эволюции наших представлений о структуре Вселенной играет анализ флуктуаций температуры реликтового излучения. Сразу после открытия реликтового излучения было указано 42-44. что температура этого излучения не может быть строго постоянной на небесной сфере. Неоднородности плотности и скорости, развитие которых привело к современной картине Вселенной, должны были оставить след и в реликтовом излучении. Температура реликтового излучения должна зависеть от направления, а амплитуда этих вариаций температуры тесно связана с амплитудой неоднородностей плотности и скорости вещества во Вселенной. В итоге 15-летних наблюдений, в которых важную роль сыграли постоянные усилия Парийского^{2,45} и Партриджа⁴⁶, было показано, что амплитуда таких возмущений исключительно мала! До сих пор известны лишь верхние пределы во всех масштабах, кроме дипольной составляющей, позволившей определить скорость Галактики относи-тельно реликтового излучения (около 600 км/с⁴⁷⁻⁴⁹). Оценки флуктуаций реликтового излучения входят в качестве необходимого элемента во все теоретические схемы образования структуры Вселенной и очень серьезно ограничивают эти схемы.

В 1980 г. появились два сообщения ^{48, 49} о наблюдениях квадрупольной анизотропии реликтового излучения па уровне $(\delta T/T)_Q \approx (1-3) \times 10^{-4}$. (Однако результаты не подтвердились.) Если же амплитуда квадрупольной моды космологических возмущений $\delta T/T$ окажется существенно меньшей, то и в этом случае анализ зависимости $\delta T/T$ от угла (или корреляционной функции $f(\theta) = \overline{\delta T/T}(\phi) \cdot \delta T/T(\phi + \theta)$) в области больших углов позволит получить важнейшую информацию о крупномасштабной асимптотике спектра начальных возмущений.

в) Образование структуры Вселенной

В самых общих чертах образование современной структуры Вселенной описывается следующей схемой.

1) Предполагается, что при температурах ниже 100 МэВ, когда закончились все фазовые переходы и мы имеем дело лишь с известными частицами, эволюция Вселенной протекает согласно «стандартной» модели — изотропное хаббловское расширение однородной горячей плазмы, находящейся в термодинамическом равновесии ^{5, 6}. Предполагается существование малых возмущений плотности, скорости, метрики и, возможно, энтропии. Поскольку возмущения малы, мы можем пренебречь их влиянием на нуклеосинтез, общее расширение и другие глобальные свойства и процессы Вселенной.

Теория гравитационной неустойчивости описывает эволюцию возмущений в линейном приближении ^{52, 53}, причем, как и во всех линейных теориях, важнейшую роль играет спектральный подход. Начальные свойства возмущений должны определяться процессами, протекающими в «очень ранней» Вселенной, изучаемой теорией процессов вблизи сингулярности. Сегодня мы, как правило, ограничиваемся тем или другим предположением о начальном спектре возмущений (в предположении случайных фаз).

2) В эволюции Вселенной существуют критические периоды смены режимов, ведущие к появлению характерных масштабов в спектре возмущений. Один из важнейших критических периодов — рекомбинация водорода при температуре Вселенной $T \approx 4000$ К. В этот период плазма становится нейтральной, прекращается взаимодействие излучения и вещества, прекращается диссипация возмущений. В этот момент фиксируются несколько интересных масштабов: масштаб горизонта $R_{\rm H} = 100$ Мпс, диссипативный масштаб $R_{\rm c} \approx 20 - 50$ Мпс и др. *) 42, 54-58.

Другой критический период, весьма существенный в нейтринной Вселенной, это период, когда нейтрино становятся нерелятивистскими, т. е. когда приближенно выполнено соотношение $3kT_{\nu} \approx m_{\nu}c^2$. Этот момент зависит от массы нейтрино, поэтому масштаб горизонта в этот момент также зависит от массы покоя нейтрино ⁵⁹⁻⁶⁴:

$$R_{\nu} \approx 4.8 \left(\frac{m_{\nu}}{30 \text{ sB}}\right)^{-1} \text{Mnc.}$$

В спектре возмущений на соответствующих масштабах появляются особенности (изломы). Некоторые из них проявляются впоследствии на нелинейной стадии в виде характерного масштаба — фундаментальной длины, через которую выражаются статистические параметры крупномасштабной структуры Вселенной, другие — проявляются также в угловой зависимости флуктуаций реликтового излучения.

3) Образование наблюдаемой структуры Вселенной происходит на нелинейной стадии, когда возмущения уже выросли.

К настоящему времени развито несколько теорий образования крупномасштабной структуры Вселенной, отличающихся предположениями о свойствах начальных возмущений и тем самым о путях образования наблюдаемой структуры. Наиболее подробно развита адиабатическая

$$z = \frac{\lambda_{ab} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}}$$
, $1 + z = \frac{\lambda_{ab}}{\lambda_{em}}$.

Красное смещение связано с временем t от начала расширения соотношением

$$t = H_0^{-1} \int_{1}^{\infty} \frac{\mathrm{d}\zeta}{(1+\zeta)^2 \sqrt{1+\Omega\zeta}},$$

^{*)} Все масштабы приведены к современным. Отметим, кстати, что в космологии наряду с временем t широко используется понятие красного смещения z, определяемое соотношением между длиной волны испущенного λ_{em} и принятого λ_{ab} света:

где H_0 — современное значение постоянной Хаббла, Ω — современная безразмерная плотность Вселенной ($\Omega = \overline{\rho}/\rho_{\rm Cr}$, $\rho_{\rm cr} = 3H_0^2/8\pi G$). В однородной Вселенной все размеры изменяются с течением времени пропорционально $(1 + z)^{-1}$, а температура реликтового излучения — пропорционально (1 + z). Таким образом, если современная температура реликтового излучения T = 3 К, то рекомбинация водорода произопла при красном смещении $z_{\rm rec} \simeq 1000-1300$.

КРУПНОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА ВСЕЛЕННОЙ

(А-теория) образования структуры, в основу которой положено предположение об адиабатических начальных возмущениях. Эта теория в «нейтринной» Вселенной хорошо согласуется с наблюдениями. В основном именно А-теория в «нейтринной» Вселенной и обсуждается ниже.

В космологии уже давно рассматривалась возможность введения массивных свободных частиц для решения некоторых наблюдательных парадоксов^{1, 69-71}. Но лишь в последнее время была закончена большая подготовительная работа как по осознанию возможного влияния таких частиц, так и по разработке методов описания процессов образования и эволюции структуры «нейтринной» Вселенной. А-теория образования структуры очень естественно обобщается на модель «нейтринной» Вселенной. Поэтому модель «нейтринной» Вселенной быстро оказалась подробно разработанной ⁵⁹⁻⁶⁴, ⁷²⁻⁸¹. Обсуждение космологической роли других массивных частиц: фотино, гравитино, майоран, галстино и др. см. ⁶⁵⁻⁶⁸, ¹²⁴.

г) Нейтринная Вселенная

Рассмотрим вкратце космологические проблемы, в решении которых определяющую роль играют массивные нейтрино. Прежде всего это расхождения в оценках средней плотности Вселенной.

1) Один из первых методов оценки средней плотности Вселенной ⁸² сводится к оценке светимости единицы объема Вселенной, которую затем можно пересчитать в среднюю плотность Вселенной, пользуясь соотношением масса — светимость для галактик. Такие оценки, повторенные за последние 20 лет не один раз, дают значения плотности Вселенной ^{83,84} $\overline{\rho}_b \approx (2 - 4) \cdot 10^{-31}$ г/см³. Это значение средней плотности неплохо согласуется с современными данными о концентрации дейтерия в межзвездном газе D/H $\approx 1,5 \cdot 10^{-5}$ ⁸⁵, что приводит на основе теории космологического нуклеосинтеза к неравенству $\overline{\rho}_b < 7 \cdot 10^{-31}$ г/см³. Оценки средней плотности Вселенной по концентрации дейтерия в межзвездном газе могут дать лишь верхний предел на $\overline{\rho}_b$, так как дейтерий легко выгорает в звездах и его концентрация может уменьшаться. С другой стороны, концентрация дейтерия в межзвездном газе галактых может вновь повышаться (например, при аккреции межгалактического газа).

Данные о массовой концентрации первичного гелия (0,21—0,25) также соответствуют значениям $\bar{\rho}_{\rm b} \approx (1-3) (T_{\gamma}/3{\rm K})^3 \cdot 10^{-31}$ г/см³ и не зависят от величины постоянной Хаббла

2) Приведенные выше данные о средней плотности Вселенной не согласуются с другими наблюдениями. Еще в 30-е годы отмечалось ⁸⁶, что масса скоплений галактик, оцененная по скоростям входящих в них галактик, заметно превосходит массу тех же скоплений, оцененную по их светимости. Возникает знаменитый «вириальный» парадокс, или проблема скрытой массы. Если скопления находятся в стационарном состоянии, а об этом свидетельствует и правильная форма многих скоплений, и распределение плотности галактик, то дисперсия скоростей галактик связана теоремой вириала с массой и размером скопления. По современным оценкам отношения динамической массы скопления M_v к массе M_L , определенной по светимости галактик, лежит в диапазоне 10—60 ⁸⁷⁻⁹³. Измерения скоростей галактик в скоплении хорошо согласуются с температурой горячего межгалактического газа, определяемой по спектру рентгеновского излучения скоплений ⁹³, ⁹⁴.

Более того, в последние годы появились данные, свидетельствующие о существовании и вокруг некоторых галактик невидимых в оптике массивных корон *). Оценки полной (с учетом корон) массы галактик в 5—10 раз превышают оценки видимой масы галактик ⁹⁵⁻¹⁰¹. С учетом этой скрытой массы средняя плотность Вселенной может быть в 10— 50 раз больше, чем приведенные выше значения. Если же невидимая масса сосредоточена не только в скоплениях и сверхскоплениях галактик, то можно ожидать и значений $\Omega \ge 1$.

Таким образом, одни наблюдения говорят о малой средней плотности барионов, другие указывают на высокую среднюю плотность во Вселенной.

3) С малыми значениями средней плотности не согласуются и наблюдения флуктуаций температуры реликтового излучения.

Так, при $\Omega_t = \Omega_b = 0.01$ возмущения с момента рекомбинации водорода, когда образуются флуктуации $\delta T/T$, возрастают менее чем в 10 раз (см. ниже рис. 4). Поэтому для того чтобы возмущения могли достигнуть к настоящему времени нелинейной стадии $\delta \rho / \rho \ge 1$, во время космологической рекомбинации они должны были обладать слишком большой — неприемлемой с точки зрения флуктуаций реликтового излучения — амплитудой. В моделях Вселенной с $m_v = 0$ при современных ограничениях на флуктуации температуры реликтового излучения наблюдаемая структура Вселенной не успела бы образоваться.

Это противоречие легко и естественно решается введением в космологию массивных пейтрино (или каких-либо других массивных бесстолкновительных частиц). И наблюдения светимости, и наблюдения концентрации дейтерия дают оценку только барионной составляющей средней плотности, тогда как вириальные оценки и соображения, связанные с флуктуациями температуры реликтового излучения, относятся к величине полной плотности, включающей и барионную, и нейтринную компоненты **). Остается лишь понять, почему распределения плотности этих двух составляющих не всегда подобны.

Этот вопрос мы также подробнее обсудим ниже.

И, наконец, в рамках «нейтринной» Вселенной удается получить близкие к минимальным флуктуации реликтового излучения при заданной крупномасштабной структуре Вселенной, поскольку нейтрино и излучение взаимодействуют только гравитационно. Избавиться от гравитационного влияния неоднородностей на излучение, очевидно, невозможно, по в моделях с $m_v = 0$ возмущения барионной компоненты, взаимодействуя с излучением непосредственно, вызывают несравненно более мощные флуктуации. При низкой плотности барионов ($\Omega_b \approx 0.01$) в «нейтринной» Вселенной возмущения барионной компоненты в период образования флуктуаций реликтового излучения много меньше возмущений в нейтрино, и их влияние на реликтовое излучение ослаблено.

д) Современные теории образования структуры Вселенной

Обсудим вкратце главные особенности современных теорий образования крупномасштабной структуры Вселенной. Как уже отмечалось, линейная теория гравитационной неустойчивости описывает эволюцию возмущений всех типов. Но на нелинейной стадии различные модели расходятся очень существенно. Начнем с адиабатической теории (А-теории).

^{*)} Существование корон вокруг галактик вновь подвергнуто сомнению в работе ¹⁰².

^{**)} Заметим, кстати, что попытки связать «скрытую» массу со звездами или какойлибо другой формой обычного вещества не решают проблемы дейтерия и гелия.

Согласно А-теории вначале образуются объекты максимального масштаба — нейтринно-газовые «блины», отождествляемые со сверхскоплениями галактик ^{36, 60, 76}. Газовый «блин» ограничен сильными ударными волнами, в которых сжимается и разогревается натекающий на «блин» газ. В центральных областях «блина» газ быстро остывает вследствие интенсивного высвечивания тепловой энергии, при этом его плотность повышается 103. Течение газа внутри «блина» обладает значительной завихренностью, появляющейся при ударном сжатии вещества на поверхности «блина» ¹⁰⁴ (при этом нарушается теорема Томсона о сохранении вихря). Вихревое течение внутри «блина» неустойчиво относительно турбулизации, что в сочетании с тепловой неустойчивостью сжатого газа приводит к фрагментации газа на облака с массой $M \sim 10^6 M_{\odot}$, которые являются основными элементами в последующих процессах звездообразования и формирования галактик 105, 106. Увеличиваясь в размерах «блины» со временем сливаются и создают крупномасштабную сетчатую структуру Вселенной ^{37, 38, 249}. В плотных «блинах» идет интенсивный процесс образования галактик и звезд, в разреженных областях между «блинами» галактики не образуются — таково происхождение гигантских темных областей, окаймленных яркими сверхскоплениями галактик ^{107, 108}.

Периферийные области «блина» с некоторым запаздыванием повторяют эволюционный процесс центральной части «блина»: радиационное остывание газа, сопровождаемое его дроблением на отдельные облака, образование в них первых звезд при одновременном скручивании облаков в галактики, а галактик — в группы и скопления. Однако относительная скорость этих процессов различна в разных частях «блина», что может влиять на весь процесс в целом и приводить к несколько различным результатам в разных частях «блина». Возможно, это объясняет многообразие наблюдаемых структур.

Процесс образования крупномасштабной структуры в А-теории интересен и как пример нелинейной задачи. Формально при образовании сильно сжатого «блина», ударных волн и каустик в разложении в интеграл Фурье плотности возникают значительные амплитуды коротких волн.

Однако этим амплитудам пе соответствует дробление большой массы на малые — амплитуда коротких волн описывает в данном случае малую толщину «блина» и быстрое изменение плотности поперек «блина». Наглядных соотношений между длиной волны и массой отдельных тел здесь нет, потому что короткие волны в данном случае находятся в определенных фазовых соотношениях, к ним не применима концепция случайных фаз, которую обычно подразумевают, говоря о спектре неоднородностей ¹⁰⁹. Сохраняется сильная корреляция возмущений разных масштабов, проявляющаяся в появлении квазиупорядоченного распределения вещества, пустых ячеек, в образовании сетчатой структуры. По аналогии с обычной и акустической турбулентностью это явление может быть названо «гравитационной турбулентностью».

Это состояние — интересный пример промежуточной асимптотики ¹¹⁰⁻¹¹²: хорошо развитая структура существует ограниченное время. Прежде всего в сжатом в «блин» веществе развиваются новые виды неустойчивости — кинетические (в нейтрино), тепловая и гидродинамические (в газе). Возникают турбулентные течения. В то же время, как показали численные расчеты, происходит распад сетчатой структуры на отдельные облака и их последовательное собирание во все более крупные образования ³⁸, ¹¹³, ²⁴⁹.

Альтернативные варнанты образования крупномасштабной структуры Вселенной разрабатываются в энтропийной теории (Е-теории)

образования структуры ^{1, 2, 5, 114-123}. К настоящему времени в рамках Е-теории обсуждалось несколько различных схем. Во всех схемах Е-теории предполагается существование энтропийных возмущений. Энтропийные возмущения — это возмущения в отношении плотностей барионов и фотонов, $n_{\rm b}/n_{\rm y}$, возникающие, вероятно, при тех или иных фазовых переходах в ранней Вселенной. Поскольку при таких переходах сохраняется полная энергия, то остается постоянной (по пространству) и полная плотность Вселенной. Иногда об энтропийных возмущениях говорят как о неоднородном распределении барионов на фоне однородного излучения — отсюда другое название: «изотермические возмущения». Эта наглядная картина несколько неточна: поскольку барионы весят, условие постоянства средней плотности в момент образования возмущений требует некоторого (малого) возмущения плотности (и температуры) излучения, которое не исчезает и в дальнейшем. Пренсбрежение этим фактом ⁵⁷ смешивает энтропийную и адиабатические моды возмущения. Однако для коротких волн, наиболее характерных в Е-теории, возмущения температуры излучения действительно малы.

Весьма вероятно, что отношение $n_{\gamma}/n_{\rm b}$ будет выражено через параметры теории великого объединения. При этом автоматически окажется, что флуктуация этого отношения (энтропийная мода!) весьма мала. Грубые оценки позволяют думать, что и фазовые переходы не внесли заметных флуктуаций отношения $n_{\gamma}/n_{\rm b}$. Поэтому мы предпочитаем развивать чистую А-теорию. К тому же есть сснования полагать, что интересные для космологии крупномасштабные возмущения возникли в период экспоненциального расширения ¹⁶⁸ и, вероятно, не содержат энтропийной моды.

Обсуждаемые в настоящее время варианты Е-теории по существу основаны на смеси адиабатических и энтропийных возмущений. Но эти варианты Е-теории могут отражать те или иные интересные особенности процессов образования структуры и заслуживают обсуждения вне зависимости от предположений о начальных неоднородностях. Наконец, и в «нейтринной» Вселенной, вероятно, возможны варианты, напоминающие классические схемы Е-теории ¹²⁴. Поэтому мы считаем полезным кратко обсудить модели Е-теории.

Эволюция энтропийных возмущений приводит к раннему образованию объектов с массой $M \approx 10^6 \ {
m M}_{\odot}$. В этом едины все варианты Е-теорий. Но дальнейшие пути эволюции различных моделей расходятся.

Вероятно, наиболее известной схемой Е-теории является теория последовательного скучивания (теория эскалации масштабов)^{1, 115, 116}. Согласно этой теории вначале возникают газо-звездные объекты сравнительно малого масштаба — шаровые скопления и карликовые галактики (с массой $M \approx (10^6 - 10^7) \, M_{\odot}$). В дальнейшем происходит гравитационное скучивание вещества в объекты все большей массы вплоть до галактик ($M \approx 10^{10} \, M_{\odot}$) и скоплений галактик ($M \approx 10^{10} \, M_{\odot}$). Математически теория разработана недостаточно, но численые эксперименты показывают, что, вероятно, в рамках этой схемы можно объяснить некоторые существенные особенности наблюдаемой структуры Вселенной^{2, 125–134}.

В последнее время вновь поднят вопрос о возможном влиянии взрывов множества — миллионов и миллиардов — сверхновых звезд на крупномасштабную структуру Вселенной ¹¹⁸. В 1967 г. мы обсуждали подобный вариант образования галактик и скоплений галактик ¹¹⁴ (крупномасштабная структура была открыта позже), но в дальнейшем сочли более перспективным вариант А-теории. Этого мнения мы придерживаемся и теперь, не отрицая, однако, важной роли взрывов сверхновых газличного масштаба в обогащении тяжелыми элементами межгалактической среды, в образовании внутренней структуры сверхскоплений и скоплений галактик, а также, возможно, вращения галактик.

Своеобразный вариант Е-теории разрабатывается Рисом¹¹⁷ и его сотрудниками¹³⁵⁻¹⁴¹. В этом варианте предпринята попытка, предполагая раннее образование звезд гипотетического «третьего» населения (первый тип — обычные звезды типа Солнца, второй тип — бедные тяжелыми элементами звезды гало галактик), объяснить не только наблюдаемую структуру Вселенной, но и наблюдаемую энтропию Вселенной. Предполагается, что ранние звезды обеспечивали 90—95% наблюдаемого фона излучения.

Эта теория существенно опирается на измерения отклонений спектра реликтового излучения от планковского в миллиметровом диапазоне ¹⁴²⁻¹⁴³. Вопрос о реальности и величине этих отклонений остается открытым (см. ¹⁴⁴).

Необходимо упомянуть здесь также и о вихревой теории образования галактик (V-теории), которая широко обсуждалась в начале 70-х годов ^{2, 123, 145-147}. После того, как было показано, что в рамках А-теории удается успешно решить проблему вращения галактик ^{5, 104-106, 148, 149}, пропала главная привлекательность V-теории, заставлявшая мириться со многими присущими V-теории трудностями ^{150, 151} (в частности, с нефридмановской сингулярностью ¹⁵²). В последнее время V-теория почти не обсуждается. Тем не менее эта теория сыграла свою положительную роль в развитии космологии.

e) Математические аспекты адиабатической теории образования структуры

Остановимся подробнее на некоторых математических вопросах А-теории образования структуры Вселенной. В основу А-теории положена нелинейная (приближенная) теория гравитационной неустойчивости. В гл. 5 мы обсудим основные свойства и точность этой теории, а также результаты, полученные на ее основе. Здесь же мы изложим некоторые аргументы, которые независимо от количественной точности приближенной теории убеждают нас в ее несомненной качественной правильности. Разработка теории была начата в работах Зельдовича ³⁶, ³⁷. Наиболее существенный вклад в математическое развитие А-теории образования структуры сделан в работах Арнольда ¹⁵³⁻¹⁵⁵.

Малость джинсовской массы после рекомбинации по сравнению с характерными масштабами адиабатических возмущений позволяет на некотором этапе пренебречь влиянием давления (приближение холодной среды) и считать, что эволюция возмущений полностью определяется гравитационными силами. В рассматриваемой задаче гравитационные потенциалы и характерные скорости не достигают релятивистских значений и можно пользоваться ньютоновской теорией гравитации.

В начальном состоянии, сразу после рекомбинации водорода, мы имеем дело с почти однородным распределением плотности и почти хаббловскими скоростями. Амплитуда возмущений близка к 10^{-3} . Поскольку мелкомасштабные возмущения подавлены, поле скоростей — гладкое векторное поле. Важно, что гравитационная неустойчивость выделяет потенциальные течения, связанные с возмущениями плотности, растущими под действием потенциального гравитационного поля и ведущими также к росту соответствующей скорости. Формально такое движение частиц можно рассматривать как однопараметрическое семейство дифференцируемых отображений: отображение за время *t* переводит начальную точку в ее конечное положение. При достаточно малых t отображение взаимно однозначно, но с течением времени частицы начинают обгонять друг друга и у отображения возникают особенности.

Если в начальный момент частицы были расположены по пространству с почти постоянной плотностью, то через некоторое время плотность обратится в бесконечность в точках, являющихся критическими значениями отображения за время t. В этих местах пересекаются траектории бесконечно близких частиц.

Множество особых точек образует каустику. Каустики также могут иметь особенности, однако слишком сложные особенности неустойчивы от них можно избавиться малым шевелением, под которым понимается, например, малое изменение начальных возмущений. Остающиеся особенности структурно устойчивы: они нечувствительны к малым деформациям лагранжева многообразия в фазовом пространстве, характеризующего состояние системы, при условии, что это многообразие остается лагранжевым.

Неточность приближенного решения можно рассматривать именно как такую деформацию лагранжева многообразия системы, получающегося в результате правильной эволюции системы. Приближенное решение является лагранжевым отображением, как и неизвестное нам точное решение; именно это общее свойство сохраняет все качественные черты точного решения в рамках приближенного описания.

Указанное свойство приближенного решения позволяет опираться на чрезвычайно общий характер результатов теории лагранжевых особенностей ¹⁵³⁻¹⁵⁸, ²⁶⁸, точнее на ее частный случай — теорию особенностей градиентных отображений. Результаты применимы при произвольных гладких потенциальных полях начальных скоростей общего положения в предположении, что силовое поле потенциально (например, в случае среды из невзаимодействующих частиц, движущихся по инерции, или в случае среды из частиц, движущихся в гравитационном поле). Справедлива также оптикомеханическая аналогия: структура каустик, образующихся на некотором расстоянии от «случайной» линзы, подобна структуре особенностей плотности в описанных выше механических системах ¹⁵⁹.

Чрезвычайно важно, что теория лагранжевых отображений исследует структуру особенностей общего положения, возникающих при отсутствии каких-либо специальных симметрий в начальных данных. В настоящее время нет указаний на какую-либо организацию возмущений на ранней стадии эволюции Вселенной, за исключением сильного подавления мелкомасштабных адиабатических возмущений. Поэтому естественно ожидать, что образующиеся объекты имеют вид простейших неустранимых особенностей. Самым известным типом таких особенностей, с реализации которых начинается образование структуры Вселенной в адиабатическом сценарии, являются «блины» — сильно сплюснутые облака с повышенной плотностью частиц, отделенные от окружающей среды каустикой — поверхностью, на которой плотность бесконечна.

В настоящее время известны структурно устойчивые особенности градиентных отображений в пространстве размерности 1, 2 и 3, получены их нормальные формы, приведены их подробные геометрические описания и рисунки ^{153–155}, ¹⁵⁸, ¹⁶⁰.

Возникновение каустик в веществе с p = 0 в рамках ОТО отмечалось и ранее в связи с вопросами образования особенностей в синхронной системе отсчета ^{53, 161}. В ¹⁶² было показано, что соответствующее решение обладает максимально возможным произволом. В ¹⁶³ основные результаты³⁶ получены в рамках ОТО. При этом подчеркивалось, что учет давления приведет к исчезновению каустик. В интересующих нас задачах давление хотя конечно по величине, но мало. Его влияние оценивается малым безразмерным параметром, построенным с помощью давления и характеристик возмущений. Поэтому хотя сингулярностей типа каустик буквально нет, но теория, описывающая появление таких сингулярностей, оказывается достаточно содержательной. В рамках этой теории удается не только решить задачу образования структуры, но и получить хорошее описание эволюции областей высокой (но не бесконечной!) плотности.

Короткое обсуждение этих вопросов также содержится в гл. 5.

1. СРЕДНЯЯ ПЛОТНОСТЬ И ВОЗРАСТ ВСЕЛЕННОЙ

Рассмотрим вначале эволюцию нейтринной Вселенной в целом. Прежде всего оценим возраст Вселенной и установим связь возраста и средней плотности Вселенной.

Согласно закону Хаббла, далекие галактики удаляются от нас со скоростью v, пропорциональной расстоянию до галактик r:

$$\mathbf{v} = H_0 \mathbf{r}.\tag{1.1}$$

Современные измерения «постоянной» Хаббла Н₀ дают значение ^{164,269}

$$H_0 = 100h \ (\text{Km/c})/\text{Mnc} \approx 0.3 \ h \cdot 10^{-17} \ \text{c}^{-1}, \quad 0.5 \leq h \leq 1.$$
 (1.2)

В качестве простейшей оценки возраста Вселенной (т. е. времени, прошедшего от начала расширения, от сингулярности) можно взять

$$t_{\rm U} = H_0^{-1} \approx 10 \ h^{-1} \cdot 10^9 \ \text{лет.}$$
 (1.3)

Эта оценка точна в том случае, если современная средняя плотность Вселенной $\overline{\rho}$ заметно меньше критической плотности ρ_c ($\Omega \ll 1$):

$$\rho_{\rm c} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1.9 \cdot 10^{-29} \ h^2 \ r/{\rm cm^3} \approx 10.7 \ h^2 \ \kappa \partial B/{\rm cm^3}, \qquad \Omega = \bar{\rho}/\rho_{\rm c} \tag{1.4}$$

(G - постоянная тяготения Ньютона), и скорость расширения почти не $зависит от времени. Если же плотность близка к критической (<math>\Omega \approx 1$) или превосходит ее ($\Omega > 1$), то необходимо учитывать тормозящее влияние гравитации. В этом случае начальные скорости расширения были заметно больше современных, и стало быть, возраст Вселенной меньше оценки (1.3). Для критической плотности ($\Omega = 1$)

$$t_{\rm U} = \frac{2}{3} H_0^{-1} = 6,7 \ h^{-1} \cdot 10^9 \ \text{лет.}$$
 (1.5)

Для закрытой Вселенной при Ω > 1 возраст Вселенной будет еще меньше. В качестве аппроксимационной фомулы используем соотношение ⁷³

$$t_{\rm U} \approx \frac{40h^{-1}}{1+0.5\sqrt{\overline{\Omega}}} \cdot 10^9$$
 лет, (1.6)

которое обеспечивает приемлемую точность (около 10%) оценки возраста Вселенной в широком интервале Ω.

Если средняя плотность Вселенной определяется светящимся веществом, то ${}^{82-84}$ $\rho_b \approx 3 \cdot 10^{-31}$ г/см³, $\Omega_b \approx 1.5 \cdot 10^{-2} h^{-2}$, и возраст Вселенной $t_{\rm U} \approx 9.5 \ h^{-1}$ млрд. лет. В этом случае Вселенная — открытая. Если же у нейтрино есть масса покоя m_v , то общая плотность вещества во Вселенной оказывается больше, а возраст — меньше.

Другие оценки возраста Вселенной тоже не очень определенны. Возраст Земли — 4,7 млрд. лет, возраст Солнца тоже 4,5—5 млрд. лет. Наблюдаются очень старые звезды, возраст которых по теоретическим моделям около 14—16 млрд. лет ¹⁶⁵.

Интересные данные о возрасте Вселенной дает ядерная космохронология. Современный изотопный состав урана — 0,7% U²³⁵ + 99,3% U²³⁸. Если в момент образования этих изотопов было поровну, то уран был синтезирован в Галактике около 7 млрд. лет назад. Следовательно, $t_U > 7$ млрд. лет ¹⁶⁶. По рений-осмиевому методу (радиоактивный распад рения в осмий) возраст Вселенной оценивается в 11-18 млрд. лет ¹⁶⁷.

Все эти оценки указывают, что средняя плотность Вселенной, вероятно, не превосходит критическую (при h = 0.5), т. е. что справедлива модель открытой (гиперболической или, может быть, параболической) неограниченно расширяющейся Вселенной с бесконечным объемом. Эти же оценки ограничивают и среднюю массу нейтрино m_y .

Косвенные аргументы в пользу открытой модели Вселенной и сравнительно малого значения Ω ≈ 0,2—0,3 появляются при анализе крупномасштабной структуры Вселенной. К близким значениям Ω приходит Пиблс при оценке плотности в системах различных масштабов ¹⁶⁹.

Переходя к более сложным моделям, включающим космологический Λ -член, описывающий гравитацию вакуума, мы можем совместить данные о возрасте Вселенной с большими значениями средней плотности ⁷³. Однако в таких моделях отличие от моделей Фридмана (в количестве и свойствах объектов) заметно уже при $z \approx 0.3-0.5$. Это может быть проверено наблюдениями.

Если средняя плотность нейтрино такова, что Ω ≥ 1, то это означает переход к закрытой модели Вселенной, обладающей конечным объемом и конечным временем жизни. В закрытой модели Вселенной гравитация останавливает расширение, после чего оно сменяется сжатием и коллапсом Вселенной (через 20—30 млрд. лет). Модели замкнутой Вселенной, вероятно, обладают некоторым преимуществом с точки зрения общей теории сингулярности ¹⁶⁸. Поэтому такая возможность заслуживает обсуждения, несмотря на определенные трудности в согласовании с современными наблюдательными данными.

2. НЕЙТРИНО В ГОРЯЧЕЙ МОДЕЛИ ВСЕЛЕННОЙ

Теория горячей Вселенной приводит к заключению, что на ранних стадиях расширения Вселенной нейтрино были в полном термодинамическом равновесии с электронами, протонами, фотонами и другими частицами. Это позволяет рассчитать все параметры распределения нейтрино сегодня. Подробно этот вопрос освещался в обзоре⁹, здесь мы приведем без вывода лишь некоторые формулы и оценки, необходимые в дальнейшем обсуждении.

Согласно теории горячей Вселенной сегодня должны наблюдаться нейтрино и антинейтрино с плотностью n_v и температурой T_v :

$$n_{\nu} = n_{\bar{\nu}} = \frac{3}{22} n_{\nu} \approx 75 T_{3}^{3} \,\mathrm{cm}^{-3}, \qquad (2.1)$$

$$T_{\nu} = \left(\frac{4}{11}\right)^{1/3} T_{\nu} = 2,14 \ T_{3} \mathrm{K}; \qquad (2.2)$$

 n_{γ} — плотность фотонов, $T_{\gamma} = 3T_{3}$ К — температура реликтового излучения. Будем исходить из предположения, что существуют три сорта нейтрино: электронные — v_{e} , мюонные — v_{μ} и т-нейтрино v_{τ} в соответствии с тремя сортами заряженных лептонов — е, μ , τ . Если реальны нейтринные осцилляция, то названные три сорта нейтрино не имеют определенной массы и следует говорить о трех массах нейтрино (m_{1} , m_{2} , m_{3}), каждое

из которых является смесью *e*-, µ- и т-нейтрино*). Для космологических задач важна не только средняя по сортам масса нейтрино, но и масса отдельных сортов нейтрино — именно эта масса определяет момент, когда нейтрино становятся нерелятивистскими.

Экспериментальное определение массы электронного нейтрино⁸ дает 46 эВ $\ge m_{v_e} \ge 14$ эВ с вероятным значением $m_{v_e} \approx 30$ эВ, тогда как для мюонного нейтрино $m_{v_{\mu}} \leqslant 1,5$ МэВ и для т-нейтрино $m_{v_{\tau}} \leqslant 250$ МэВ. Поэтому интересно рассмотреть несколько различных возможных реализаций соотношений между массами нейтрино разных типов:

a)
$$m_1 \approx m_2 \approx m_3 = m_0, \quad m = m_0,$$

b) $m_1 \approx m_2 = m_0 \gg m_3, \quad \overline{m} = \frac{2}{3} m_0,$
b) $m_1 = m_0 \gg m_2, m_3, \quad \overline{m} = \frac{4}{3} m_0.$
(2.3)

Данные о возрасте ограничивают среднюю плотность Вселенной:

$$\begin{array}{c} n_{\rm v} = & 3 & 2 & \times 75 \, T_3^{\circ} \, {\rm cm}^{-3} = 450 \, T_3^{\circ} \, {\rm cm}^{-3}, \\ \hline & \rho_{\rm v} = & \overline{mn_{\rm v}} = 2, 5 \cdot 10^{-29} \, m_{30} \, T_3^{\circ} \, {\rm r/cm}^3 = 13, 5 \, m_{30} \, T_3^{\circ} \, {\rm \kappa} {\rm B} {\rm /cm}^3, \\ \hline \Omega_{\rm v} = & 1, 25 \, h^{-2} \, m_{30} \, T_3^{\circ}, \qquad m_{30} = \overline{m_{\rm v}} {\rm /30} \, {\rm \kappa} {\rm sB}, \end{array} \right\}$$

$$(2.4)$$

т. е. тем самым — среднюю массу нейтрино. В варианте а) при данной средней плотности масса m_0 минимальна и есть лишь один выделенный масштаб неоднородностей, связанный с m_0 ; в варианте в) масса m_0 — максимальна и, вообще говоря, в структуре Вселенной могут присутствовать несколько масштабов, связанных с массами m_2 и m_3 . Возможно, наконец, что важные для космологии тяжелые частицы не связаны с известными нейтрино. В рамках теории суперсимметрии предсказывается большое семейство частиц, среди которых многие не наблюдались. Можно развивать космологические модели с гипотетическими частицами ¹²⁴, возможно, нестабильными, ¹⁷⁰.

С точки зрения задач крупномасштабной структуры Вселенной наиболее интересны частицы, определяющие среднюю плотность сегодня (и в ближайшем прошлом, скажем, при красных смещениях $z \leq 1000$; при z = 1000 все размеры во Вселенной были меньше в 1001 раз). Причем важны два параметра — масса частицы m_x и вклад этих частиц в среднюю плотность Вселенной $\rho_x = m_x n_x$. Удобнее, впрочем, пользоваться, наряду с массой m_x безразмерным параметром $\alpha_x = n_x/n_0$, где n_0 — суммарная концентрация всех безмассовых частиц и частиц с массами $m < m_x$.

Ограничения на среднюю плотность Вселенной приводят к ограничениям на массу и концентрацию *х*-частиц:

$$n_x n_x \leqslant \Omega h^2 \cdot 1, 9 \cdot 10^{-29} \text{ r/cm}^3.$$
 (2.5)

Принимая, как и ранее, $\Omega = 1$, h = 0.5 в качестве вероятной границы и учитывая вклад в n_0 излучения и двух типов нейтрино, получим в рассматриваемом выше варианте (2.3) - в)

$$\alpha = \frac{3}{17} \approx 0.175, \quad \alpha m_0 \leqslant 3.15 \ T_3^{-3} \ \text{sB}, \quad m_0 \leqslant 18 \ T_3^{-3} \ \text{sB}$$
(2.6)

(что приводит к $m_0 \leq 25$ эВ при T = 2,7 К).

^{*)} Последние данные Мёссбауэра, доложенные на конференции «Нейтрино 82» (Венгрия, июнь 1982 г.), не подтверждают осцилляций в опытах с ve от реактора. Это ограничивает так называемые углы смешивания и разность масс нейтрино.

⁷ УФН, т. 139, вып,

В общем случае произвольной тяжелой свободной x-частицы (и античастицы), учитывая вклад в n₀ излучения и трех типов нейтрино, получим

$$\alpha_x m_x < 2.8 T_3^{-3} \text{ B}, \quad m_x < 2.8 \alpha_x^{-1} T_3^{-3} \text{ B}.$$
 (2.7)

Связь этих схем с крупномастабной структурой Вселенной рассмотрена ниже.

Если раньше в моделях Вселенной с $m_{\nu} = 0$ А- и Е-теории принципиально отличались видом начальных возмущений, то в «нейтринной» Вселенной они прежде всего отличаются массой тяжелых частиц. (Классические энтропийные возмущения из-за малой плотности барионов не могут играть самостоятельную роль.) Поэтому теперь, в связи с моделями «нейтринной» Вселенной, космология в большей степени зависит от результатов физики высоких энергий.

3. ГРАВИТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВСЕЛЕННОЙ. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ

Однородная и изотропная модель Вселенной является далеко идущей идеализацией, справедливой лишь в достаточно больших масштабах, превышающих 100—200 Мпс. В меньших масштабах вещество распределено очень неоднородно — звезды собраны в галактики, галактики — в скопления галактик.

С другой стороны, начальные возмущения определенно должны были быть малы. Об этом свидетельствует малость флуктуаций температуры реликтового излучения. Таким образом, мы с неизбежностью приходим к картине гравитационного (а возможно, и не только гравитационного) усиления малых первичных неоднородностей, ведущей к возникновению на нелинейной стадии структуры Вселенной.

Основные идеи гравитационной неустойчивости были ясны еще И. Ньютону.

Однако дальнейтее развитие теория гравитационной неустойчивости получила лишь в 1902 г. в работах Джинса ^{171,172}, создавшего первый вариант математической теории. В 1946 г. задача эволюции малых возмущений была решена в рамках ОТО Е. М. Лифшицем ^{52,53}. Лишь в 1957 г. появился анализ этой проблемы в расширяющейся Вселенной в рамках ньютоновской теории тяготения ¹⁷³.

К настоящему времени линейная теория гравитационной неустойчивости хорошо разработана и более или менее подробно изложена в ряде монографий и обзоров (см., например, ^{1,5,53,174}). Менее известны законы эволюции неоднородностей в «нейтринной» Вселенной. В этой главе мы коротко обсудим главные результаты линейной теории, повторяя, быть может, в какой-то мере давно известное. Мы ограничимся описанием растущей моды адиабатических возмущений и, менее подробно, энтропийных возмущений, поскольку только эти моды играют роль в современных теориях образования структуры Вселенной.

Рассмотрим вначале адиабатические возмущения.

В горячей модели Вселенной на ранних стадиях ее эволюции доминирует излучение, которое может быть описано в гидродинамическом приближении идеальной жидкостью с ультрарелятивистским уравнением состояния (p_r — давление, ε_r — плотность энергии жидкости):

$$p_{\mathbf{r}} = \frac{\varepsilon_{\mathbf{r}}}{3} \,. \tag{3.1}$$

Возможность гидродинамического описания эволюции Вселенной, заполненной излучением, связана с тем, что пробег фотонов (определяемый

рассеянием на свободных электронах) мал по сравнению с горизонтом и другими интересными в космологии масштабами. Основные результаты линейной теории гравитационной неустойчивости сводятся к следующему.

1) В больших масштабах давление не влияет на развитие неоднородностей, в этих масштабах есть растущая со временем «главная» мода возмущений

$$\delta \rho / \rho \sim t$$
 (3.2)

и затухающая мода.

2) В малых масштабах гравитация не существенна и возмущения превращаются в обычные звуковые волны, амплитуда которых сохраняется постоянной, несмотря на расширение (в согласии с общей теорией адиабатических инвариантов).

3) Граница между большими и малыми масштабами (масштаб Джинса) соответствует расстоянию, проходимому звуковой волной в расширяющейся Вселенной за характерное гидродинамическое время

$$R_{\rm J} \approx \frac{2ct}{\sqrt{3}}.\tag{3.3}$$

4) Как было показано позднее ^{5,42,54,55}, важную роль в колебательном режиме могут играть диссипативные процессы, ведущие к затуханию возмущений.

Основная задача линейной теории гравитационной неустойчивости состоит в расчете переходной функции, связывающей возмущения в момент времени t с начальными возмущениями в момент времени t_{in} . При этом удобно (в связи с изотропией и однородностью невозмущенного распределения вещества) пользоваться разложением возмущений в интегралы Фурье

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = (2\pi)^{-3/2} \int \delta(k, t) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \mathrm{d}^{3}k \qquad (3.4)$$

и изучать эволюцию во времени функции с (k, t, t_{in}):

$$\delta(k, t) = c(k, t, t_{in}) \delta(k, t_{in}), \qquad (3.5)$$

где $\delta(k, t_{in})$ определяет начальные возмущения в момент t_{in} , а $c(k, t, t_{in})$ — искомая переходная функция, связывающая возмущения с волновым вектором **k** в начальный момент t_{in} и в текущий момент $t(k = 2\pi/\lambda | z = 0)$.

Начальные возмущения $\delta(k, t_{in})$ в полной теории должны определяться процессами, идущими вблизи сингулярности. Обычно предполагают, что фазы некоррелированы и начальные (случайные) возмущения полностью характеризуются спектром $b^2(k) = \overline{\delta^2(k, t_{in})}$. Как правило, рассматривают степенные спектры вида $b^2(k) \propto k^n$. Некоторая информация о виде спектра может быть получена при анализе наблюдений (гл. 4).

Без тяжелых свободных частиц эволюция малых адиабатических возмущений рассматривалась неоднократно. Было показано, что переходная функция c (k, t, t_{in}) изменяется лишь до момента рекомбинации водорода, когда исчезают свободные электроны и фактически прекращается взаимодействие излучения и вещества (см. ниже). В дальнейшем возмущения растут с сохранением (на линейной стадии) формы. К моменту окончания рекомбинации $t = t_{rec}$ переходная функция приобретает вид ($\Omega h^2 \leq 0.3$)^{56,57}

$$c_{\rm A}(k, t, t_{\rm in}) = \frac{t_{\rm rec}}{t_{\rm in}} \frac{\sin(kR_{\rm J})}{kR_{\rm J}} e^{-kR_{\rm c}/2},$$
 (3.6)

где величина $R_{\rm J}$ соответствует характерному масштабу Джинса на момент рекомбинации, а $R_{\rm c}$ — масштабу диссипативного затухания в ходе 7*

рекомбинации. Для величин $R_{\mathbf{J}}$ и $R_{\mathbf{c}}$ были получены оценки ⁵⁶ $R_{\mathbf{J}} \approx 90$ Mnc, $R_{\mathbf{c}} \approx 8$ Mnc

при $\Omega = 1, h = 0.5$ и

$$R_{\rm J} \approx 220$$
 Mnc, $R_{\rm c} \approx 40$ Mnc (3.7b)

(3.7a)

при $\Omega = 0,1, h = 0,5.$

Эволюция энтропийных возмущений подробно обсуждалась в работах 5,56,57,114,175. Было отмечено, что в области больших масштабов $l > R_J$ энтропийная мода возмущений переходит в падающую моду на стадии, когда плотность излучения становится меньше плотности вещества. Интересная с точки эрений образования крупномасштабной структуры растущая мода возмущений появляется лишь с малым коэффициентом $(k^2 R_J)$ и только после рекомбинации водорода, когда возникает относительное движение излучения и вещества. Переходная функция энтропийных возмущений может быть записана в виде

$$c_E(k, t, t_{\rm in}) \approx \frac{k^2 R_{\rm J}^2}{1 + k^2 R_{\rm J}^2} [1 + e^{-kR} {\rm e}^{/2} \sin (kR_{\rm J})],$$
 (3.8)

где величины $R_{\rm J}$ и $R_{\rm c}$ определены выше (3.7). В области $kR_{\rm J} > 1$ энтропийные возмущения в основном сохраняются.

Развитие возмущений в «нейтринной» Вселенной подробно обсуждалось в ряде работ 59-64, 76,80,81. Согласно (2.1) и (2.2) в ранней Вселенной на долю излучения приходится 63 % плотности энергии, на долю трех сортов нейтрино — 37 %; это — весьма заметная часть. Но нейтрино нельзя рассматривать в рамках гидродинамики: начиная с эпохи космологического нуклеосинтеза — это практически бесстолкновительные частицы 59. Поэтому возмущения в излучении и нейтрино будут развиваться различно. Это различие невелико в больших масштабах при $\lambda > ct$, но в целом оно весьма существенно. В задаче о развитии возмущений в нейтринной Вселенной следует выделить два характерных момента времени:

$$t = t_{\mathbf{v}}, \quad \frac{3kT_{\mathbf{v}} \approx m_{\mathbf{v}}c^2}{\rho_{\mathbf{v}} = m_{\mathbf{v}}\bar{n}_{\mathbf{v}} = \bar{\rho}_{\mathbf{v}}}.$$
(3.9)

При $t > t_v$ нейтрино становятся нерелятивистскими. При $t > t_{eq}$ плотность нейтрино ρ_v становится больше плотности релятивистских частиц ρ_v и нейтрино определяют и общее расширение, и эволюцию неоднородностей. В стандартном варианте «нейтринной» модели Вселенной $m_1 \approx m_2 \approx m_3$ (2.3a) эти моменты близки, но в варианте с массивными свободными *x*частицами различие может быть существенно.

Эволюция неоднородностей (после освобождения «нейтрино») происходит следующим образом.

1) При $t < t_v$ — нейтрино релятивистские. В этот период:

а) в области больших масштабов неоднородности по-прежнему растут («главная» мода) по закону *) ¹⁷⁶ ($kR_{\rm H} < 1$)

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \backsim t; \tag{3.10}$$

б) в области малых масштабов возмущения затухают из-за перемешивания по закону

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx \left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{kR_{\rm H}=1} \frac{\sin kR_{\rm H}}{\sqrt{kR_{\rm H}}}; \qquad (3.11)$$

^{*)} Бесстолкновительный характер нейтрино проявляется в том, что давление становится анизотропным. Это сильно влияет на вид затухающих мод.

в) граница между большими и малыми масштабами близка к масштабу горизонта $R_{\rm H}$ в рассматриваемый момент времени:

$$R_{\rm H} \approx 2ct. \tag{3.12}$$

2) При $t_v \leqslant t \leqslant t_{eq}$ нейтрино нерелятивистские, но плотность Вселенной по-прежнему определяется излучением. На этой стадии возмущения в нейтрино затухают в масштабах $l \leqslant R_{y}$:

$$R_{\mathbf{v}} \approx R_{\mathrm{H}} \left(t_{\mathbf{v}} \right). \tag{3.13}$$

В области $R_{\nu} \leqslant l \leqslant R_{\rm H} = 2ct$ возмущения почти не меняются. 3) При $t > t_{\rm eq}$ плотность релятивистских частиц мала и возмущения в нейтрино растут по закону $(l > R_{\nu} (1 + z)^{1/2} (1 + z_{\nu})^{-1/2})$:

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \propto t^{2/3} \propto (1+z)^{-1}.$$
 (3.14)

В малых масштабах возмущения затухают. Возмущения в релятивистской фазе сохраняют постоянную амплитуду в масштабах меньше горизонта и растут согласно (3.14) в больших масштабах.



Рис. 1. Зависимость характерных масштабов, определяющих эволюцию возмущений, от красного смещения. Все размеры приведены к современным масштабам. Выделены момент рекомбинации z rec ≈ 1200 и момент z_{γ} , когда нейстановятся нерелятивистскими. $m_{\rm V} = 20$ эВ, $\Omega_t = 1$. трино



Рис. 2. Сглаженный спектр возмущений плотности (4.2) в зависимости от $\hbar = k^{-1}$ для ней-тринной (штриховая линия) и бариовной (сплошная линия) компонент.

Эти результаты иллюстрируются рис. 1 для варианта (2.3в), $m_v =$ $= 20 \ \text{sB}, \ \Omega = 1.$

В области I растут все возмущения, в области II возмущения в смеси излучения и вещества существуют в виде звуковых волн, в области III эти возмущения диссипируют из-за влияния диффузионных процессов, в области IV затухают нейтринные возмущения.

Отвлекаясь от высокочастотных осцилляций, получим для переходной функции с (k, t, t_{in}) приближенную зависимость (для релятивистской и нейтринной фазы отдельно) на момент рекомбинации водорода $t = t_{rec}$ (рис. 2):

$$c_{\mathbf{v}} = \frac{t_{\rm eq}}{t_{\rm in}} \cdot \left(\frac{t_{\rm rec}}{t_{\rm eq}}\right)^{2/3} \left(1 + k^2 R_{\mathbf{v}}^2\right)^{-7/2} \left(1 + k^2 R_{\rm eq}^2\right)^{-1},\tag{3.15}$$

$$c_{\rm r} = \frac{c_{\rm v} \left[1 - \cos\left(kR_{\rm J}\right)\right]}{k^2 R_{\rm J}^2},\tag{3.16}$$

где $R_{\rm eq} = 2ct_{\rm eq}$. В больших масштабах $(k \to 0)c_{\rm r,v} \to {\rm const}$ и возмущения сохраняют свою форму. Согласно численным расчетам ⁶³ (см. также ⁶⁴) функция $c_{\rm v}$ (k, $t_{\rm rec}$, $t_{\rm in}$) близка к

$$c_{v} \sim (1 + k^2 R_{v}^2)^{-6},$$
 (3.17)

что примерно согласуется с (3.15) при $R_{eq} = R_{v}$.

Важнейший результат линейной теории гравитационной неустойчивости — появление естественного масштаба затухания нейтринных возмущений R_v . Как следует из вышеизложенного, этот масштаб определяется наибольшей длиной свободного пробега нейтрино и близок к размеру горизонта в момент, когда нейтрино становятся нерелятивистскими $(3kT_v \approx m_vc^2)$. Этот масштаб (и связанные с ним величины) зависят только от массы нейтрино (и фундаментальных постоянных) и красиво выражаются через массу $m_{\rm Pl}$, длину $l_{\rm Pl}$ и плотность $\rho_{\rm Pl}$ Планка⁶¹:

$$\rho_{\nu} = (Gt_{\nu}^{2})^{-1} = c^{3}\hbar^{3}m_{\nu}^{4} = \rho_{P1} \left(\frac{m_{\nu}}{m_{P1}}\right)^{4},$$

$$M_{\nu} = \rho_{\nu}R_{\nu}^{3} = m_{P1} \left(\frac{m_{\nu}}{m_{P1}}\right)^{-2},$$
(3.18)

где R_{ν} , ρ_{ν} , M_{ν} — характерные величины масштаба, плотности и массы (в момент $t = t_{\nu}$, т. е. при $3kT_{\nu} = m_{\nu}c^2$), $l_{\rm Pl} = \sqrt{G\hbar/c^3}$, $\rho_{\rm Pl} = c^3G^{-2}\hbar^{-1}$, $m_{\rm Pl} = \sqrt{c\hbar/G}$ — длина, плотность и масса Планка, \hbar — постоянная Планка. Численные оценки дают для масштаба затухания значения на сегодняшний день для (2.3a)

$$R_{\nu} \approx 4.8 \ m_{30}^{-1} \ \text{Mnc}, \ M_{\nu} \approx 10^{14} m_{30}^{-2} M_{\odot}.$$
 (3.19)

В общем случае массивных частиц вместо (3.18) получим 177

$$t_{x} = t_{\mathrm{Pl}} \left(\frac{m_{\mathrm{Pl}}}{m_{x}}\right)^{2}, \qquad (3.20)$$

$$\rho_{x} = \rho_{\mathrm{Pl}} \left(\frac{m_{\mathrm{Pl}}}{m_{x}}\right)^{-4} \alpha_{x}, \quad M_{x} = m_{\mathrm{Pl}} \left(\frac{m_{\mathrm{Pl}}}{m_{x}}\right)^{2} \alpha_{x}, \qquad t_{\mathrm{eq}} = t_{x} \alpha_{x}^{-2}, \qquad \rho_{\mathrm{eq}} = \rho_{x} \alpha_{x}^{3}, \quad M_{\mathrm{eq}} = M_{x} \alpha_{x}^{-3}. \qquad (3.21)$$

Для нейтрино трех сортов с близкими массами (2.3a) $\alpha_x > 0,3$ и различие между величинами M_x и M_{eq} невелико, но при уменьшении α_x это различие возрастает и при $\alpha_x \ll 1$ может быть существенно:

$$R_x = 4.8 (m_x/30 \text{ }9\text{B})^{-1} \text{ Mnc}, \quad R_{eq} = R_x \alpha_x^{-1} \text{ Mnc}.$$
 (3.22)

Характерная масса M_{eq} зависит лишь от средней плотности $\rho_x = m_x \bar{n}_x$ в современную эпоху и близка к (3.19). Характерная масса M_x , напротив, уменьшается с ростом m_x (при фиксированной плотности $\bar{\rho}_x$ сегодня) пропорционально m_x^{-3} и при $m_x = 6$ кэВ получим $M_x = 2 \cdot 10^7 M_{\odot}$. Если главную роль в процессе образования объектов играет меньший

Если главную роль в процессе образования объектов играет меньший масштаб, R_x , M_x , то малые значения характерной массы M_x и масштаба R_x (при $m_x \approx 3$ кэВ) позволяют говорить о возрождении в «нейтринной» Вселенной моделей в духе теории «гравитационного скучивания» ¹²⁴, подобных Е-теории образования структуры.

4. РЕКОМБИНАЦИЯ ВОДОРОДА В ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ. ФЛУКТУАЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Согласно представлениям теории горячей Вселенной, при температурах $T \approx (3-4) \cdot 10^3$ К водород рекомбинирует, быстро исчезают свободные электроны; излучение и вещество перестают взаимодействовать *). Излучение свободно проходит через нейтральный водород и доносит до нас информацию о состоянии Вселенной в этот период. Мелкомасштабные флуктуации температуры реликтового излучения дают как бы мгновенную фотографию возмущений плотности и скорости в смеси плазмы и излучения в период рекомбинации.

Второе следствие рекомбинации водорода — прекращается тормозящее влияние излучения на рост неоднородностей в нейтральном газе и возмущения в барионах подстраиваются под возмущения в нейтринной фазе ^{60,178}. Рассмотрим эти вопросы более подробно.

При температуре $T \approx (3-4) \cdot 10^3$ К равновесная степень ионизации близка к 0,5. Это означает, что при таких температурах должна происходить рекомбинация водорода. Но в условиях однородной Вселенной рекомбинация водорода связана с некоторыми особенностями. В обычных условиях возникающие при рекомбинации кванты L_a, L_b и др. вплоть до L_c-квантов свободно уходят из системы. В космологических условиях рекомбинация связана либо с дроблением энергичных квантов, что происходит при двухквантовых переходах $2S^{1/2} - 1S^{1/2}$, либо, если квант не поглощается достаточно долго, с его уходом из-за общего расширения в область малых энергий ^{5, 179}. Эти медленные процессы и определяют затянутый характер рекомбинации, что в свою очередь способствует диссипации возмущений и ослаблению флуктуаций температуры реликтового излучения. В «нейтринной» Вселенной из-за низкой плотности барионов рекомбинация проходит очень медленно и возрастает (по сравнению с (3.7)) диссипативный масштаб R_c . Однако в «нейтринной» Вселенной масштаб R_c влияет только на флуктуации температуры реликтового излучения, поскольку спектр возмущений плотности определяется «нейтрино».

Для масштаба Джинса $R_{\rm J}$ и диссипативного масштаба $R_{\rm c}$ при $\Omega_{\rm b} = 10^{-2}, \Omega = 1, h = 0,5$ получаем $R_{\rm J} \approx 160$ Мпс, $R_{\rm c} \approx 25$ Мпс и в угловых переменных $\theta_{\rm J} \approx 48', \theta_{\rm c} \approx 7'$. Если же $h \approx 0,5$ и $\Omega_{\rm b} = 10^{-2}, \Omega = 0,2,$ то $R_{\rm J} = 250$ Мпс, $R_{\rm c} \approx 40$ Мпс, и в угловых переменных $\theta_{\rm J} \approx 6^{\circ}, \theta_{\rm c} \approx 1^{\circ}$. Сильные изменения угловых масштабов при переходе от $\Omega = 1$ к $\Omega = 0,2$ связаны с сильной зависимостью от средней плотности Ω «расстояния по угловому размеру»⁵, с помощью которого в искривленном пространстве линейные масштабы переводятся в угловые.

Образование неоднородностей температуры реликтового излучения связано с тремя различными процессами:

а) В области самых больших масштабов, $l > R_J$ возмущения температуры реликтового излучения определяются гравитационным влиянием неоднородности плотности ⁴³ б) В масштабах $l \approx R_J$ главную роль играют неоднородности температур, связанные с возмущениями плотности излучения ⁴² (поскольку $\rho_r \sim T_i^4$):

$$\frac{\Delta T_{\rm r}}{T_{\rm r}} \approx \frac{1}{4} \frac{\delta \rho_{\rm r}}{\rho_{\rm r}}.$$
(4.1)

В малых масштабах эффект гасится затянутостью рекомбинации.

^{*)} Однако слабой остаточной ионизации вещества (~ 10^{-3} — 10^{-4}) достаточно для поддержания температуры вещества равной температуре излучения вплоть до температур $T \approx (1-2) \cdot 10^8$ K.

в) В малых масштабах $l < R_J$ неоднородности температуры реликтового излучения зависят от скорости движения вещества и обусловлены комптоновским рассеянием квантов на движущихся электронах ⁴⁴. Поскольку возмущения в этих масштабах — звуковые волны, то возмущения скорости определяются скоростью звука и амплитудой возмущений.

В космологических моделях с безмассовыми нейтрино флуктуации температуры реликтового излучения определяются комптоновским рассеянием. В нейтринной Вселенной вклад эффектов б) и в) в возмущения температуры излучения убывает ¹⁸⁰. По существу, мы перешли к новому сценарию — амплитуда возмущений средней плотности Вселенной теперь определяется возмущениями нейтринной компоненты, тянущимися вплоть до масштабов $R_v = 4.8 \ m_{30}^{-4}$ Мпс, причем именно область масштабов $l \approx R_v$ дает главный вклад в амплитуду неоднородностей нейтрино (но не излучения!). Амплитуда возмущения излучения и барионов в масштабах $l \leq R_J$ существенно меньше возмущений нейтринной компоненты. Поэтому флуктуации температуры реликтового излучения, вероятно, определяются гравитационным влиянием неоднородностей нейтринной компоненты и главным становится эффект а).

На рис. 2 приведен сглаженный спектр возмущений плотности нейтрино (штриховая линия) и смеси вещества и излучения (сплошная) на момент рекомбинации $t = t_{rec}$:

$$\frac{\overline{\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{\nu}^{2}}}{\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{b}^{2}} = \frac{64}{9} \overline{\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{\nu}^{2}} [1 - \cos(kR_{J})]^{2} (kR_{J})^{-4}$$
(4.2)

для начального спектра типа «белый шум». Принято $m_v = 20$ эВ, $\Omega = 1$, $\Omega_b = 10^{-2}$; $R_v = 7.5$ Мпс, $R_J = 160$ Мпс, $A = 3 \cdot 10^{-5}$.

Флуктуации реликтового излучения, связанные с гравитационным влиянием возмущений плотности (эффект а)), определяются неоднородностями в сравнительно близкую к нам эпоху. Гравитационное влияние эпохи рекомбинации существенно слабее, поскольку в то время, согласно теории гравитационной неустойчивости, возмущения были меньше. Эти флуктуации температуры излучения при заданной современной структуре Вселенной в масштабах $l \ge 100$ Мпс являются минимальными. Влияние комптоновского рассеяния и неоднородностей температуры при $t = t_{rec}$ может лишь усилить (в статистическом смысле) флуктуации температуры. Таким образом, в нейтринной Вселенной при низких значениях плотности барионов ($\Omega_{\rm b} \approx 0.01$) практически реализуется сценарий, обеспечивающий близкие к минимально возможным флуктуации температуры реликтового излучения.

Крупномасштабные моды флуктуаций (квадрупольная, октупольная и др.) связаны с возмущениями в масштабах горизонта ⁵ $R_{\rm H} \approx 6000 h^{-1}$ Мпс (при $\Omega = 1$). Изучая неоднородности в таких масштабах, мы получаем непосредственную информацию о виде начального спектра, поскольку в А-теории в области больших масштабов переходная функция не зависит от k, а значит, начальный спектр не искажается. В Е-теории ситуация иная.

Измерения квадрупольной анизотропии дают 48,49

$$\left(\frac{\delta T}{T}\right)_Q \approx (1-3) \cdot 10^{-4},\tag{4.3}$$

что в 5—10 раз превосходит верхний предел амплитуды флуктуаций в масштабах $\leq 1^{\circ 50, 51}$.

Используя (3.5), (3.15), (3.16) и задаваясь амплитудой возмущений

$$\sigma_0^2 = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty b^2 (k, t_{\rm in}) c^2 (k, t, t_{\rm in}) k^2 dk \qquad (4.4)$$

; ля $b^2(k, t_{\rm in}) = b_0^2 \propto k^n$ получим в А-теории для *j*-й гармоники флуктуаний $(\delta T/T)_i$ и для квадруполя $(j=2)^{75}$

$$n = 1: \left(\frac{\delta T}{T}\right)_{j} \approx 75\sigma_{0} \left(\frac{R_{v}}{R_{H}}\right)^{2} \frac{1}{V_{j(j+1)}} \xrightarrow{j=2} 2, 2 \cdot 10^{-5}\sigma_{0}h^{2}m_{30}^{-2},$$

$$n = 0: \left(\frac{\delta T}{T}\right)_{j} \approx 112\sigma_{0} \left(\frac{R_{v}}{R_{H}}\right)^{3/2} \sqrt{\frac{1}{(2j+3)(2j-1)(2j-1)}} \xrightarrow{j=2} 2, 5 \cdot 10^{-4}\sigma_{0}h^{3/2}m_{30}^{-3/2},$$

$$n = -1: \left(\frac{\delta T}{T}\right)_{j} \approx 19\sigma_{0} \left(\frac{R_{v}}{R_{H}}\right) \frac{1}{V_{(j+2)(j+1)j(j-1)}} \xrightarrow{j=2} 3, 2 \cdot 10^{-3}\sigma_{0}hm_{30}^{-1};$$

$$(4.5)$$

 $R_{\rm H} = 6000 h^{-1} \,{\rm Mnc}$ — размер горизонта в настоящее время, $R_{\rm v} =$ $= 4,8h^{-1}m_{30}^{-1}$ MIIC.

Для спектра с n > 1 амплитуда крупномасштабных флуктуаций $\delta T/T$ почти не зависит от номера гармоники, тогда как для спектра (4.5) с $n \leqslant 1$ убывает с ростом *j*. При n = -1 велика амплитуда флуктуаций. Это делает более предпочтительным спектр n = 0 или n = 1. В этом мы согласны с выводами ⁵⁰. Однако предпринятые в ⁵⁰ попытки связать крупномасштабные флуктуации $\delta T/T$ с распределением галактик в масштабах $r \approx 30 \ h^{-1}$ Мпс выглядят не убедительными, так как только в «нейтринной» Вселенной можно считать эффект а) доминирующим. В Е-теории для того же исходного спектра $b^2(k)$ после рекомбинации

(согласно (3.8)) вырабатывается спектр

$$\delta_{\mathbf{E}}^{2} \backsim b^{2}(k) c_{\mathbf{E}}^{2}(k, t, t_{\text{in}}) \backsim k^{4} R_{\mathbf{J}}^{4} b^{2} \backsim k^{n+4}.$$
(4.6)

Выбирая минимально возможное (для степенных спектров) значение n = -3, получим для *j*-й гармоники возмущений реликтового излучения

$$\left(\frac{\delta T}{T}\right)_{j} \sim \frac{1}{\sqrt{j(j-1)}}.$$
(4.7)

При $n \ge -1$ с ростом *j* возмущения не убывают. Учитывая, что оценка (4.7) не включает вклад комптон-эффекта и неоднородности температуры в период рекомбинации, получим, что энтропийные возмущения со степенным спектром не могут объяснить убывание амплитуды флуктуаций температуры реликтового излучения при переходе от квадруполя к масштабам порядка градусов.

При обсуждении этой проблемы в 51,57 рассматривались изотермические возмущения, задаваемые как неоднородное распределение барионов при постоянной температуре излучения. Эти возмущения являются суперпозицией адиабатической и энтропийной мод, причем крупномасштабные возмущения связаны с адиабатической модой.

В последнее время появились новые, значительно более низкие оценки $(\delta T/T)_Q$. До тех пор, пока этот важнейший вопрос не будет решен наблюдениями, нельзя сделать определенных заключений о виде крупномасштабной асимптотики спектра возмущений. Так, если $(\delta T/T)_{0} \approx 10^{-5}$, то в «нейтринной» Вселенной становится более предпочтительным «фрактальный» спектр с n = 1 (см. (4.5)), а не спектр типа «белый шум» с n = 0.

Как уже отмечалось, в Е-теории амплитуда $(\delta T/T)_{o}$, вероятно, должна быть не больше амплитуды $\delta T/T$ в масштабах нескольких градусов. Поэтому наблюдательное ограничение $(\delta T/T)_Q \ll 10^{-5}$ не позволяет отвергнуть Е-теорию образования структуры Вселенной. В этом случае потребуется более подробный анализ всего комплекса наблюдательных фактов, включая и анализ зависимости $\delta T/T$ от угла в широком диапазоне углов.



Рис. 3. Наблюдательные ограничения на флуктуации реликтового излучения в зависимости от углового масштаба ⁵¹ (углы даны в минутах). Штриховая лиция соответствует закону $\delta T/T \sim \sqrt{6}$.

В настоящее время надежно установлена дипольная анизотропия температуры реликтового излучения, связанная с движением наблюдателя ^{47-49,51}

Учитывая движение солнечной системы вокруг центра Галактики, можно найти и скорость Галактики относи-



Рис. 4. Эволюция возмущений в одном масштабе в трех различных космологических моделях.

Сплошной линией показана эволюция возмущений в барионной компоненте, штриховой в нейтринной компоненте. тельно реликтового излучения:

$$V_{\rm G} = 540 \pm 60$$
 км/с.

Теоретические оценки случайных скоростей скоплений галактик дают значения от 500 до 2000 км/с в зависимости от параметров космологической модели ¹⁹⁰. Эти величины согласуются с косвенными наблюдательными оценками 267. Поскольку скорость движения Галактики определяется не только начальным спектром возмущений, но и условиями ее образования, данные о дипольной анизотропии не несут информации относительно спектра возмущений. Для получения такой информации необходимы массовые измерения скоростей скоплений относительно реликтового излучения, для чего можно использовать эффект рассеяния реликтового излучения на электронах горячего газа скоплений ¹⁸¹⁻¹⁸⁴.

На рис. З приведены наблюдательные ограничения на флуктуации тем-

пературы реликтового излучения (см. обзор ⁵¹). Штриховая прямая соответствует закону $\delta T/T \sim \sqrt{\Theta}$ и иллюстрирует возможность описания наблюдений $\delta T/T$ в «нейтринной» Вселенной.

Если в моделях с безмассовыми нейтрино принять $\Omega_t = \Omega_b = 10^{-2}$, то после рекомбинации водорода возмущения возрастают лишь в 5-7

раз ^{185,186} (в масштабах l < 200 Мпс). Это связано прежде всего с тем, что они начинают расти лишь при $\rho_b > \rho_r$ и прекращают рост при $\Omega z < 1$. Поэтому современные данные о флуктуациях температуры излучения не совместимы (при таких значениях Ω) с наблюдаемой структурой Вселенной. При $\Omega_t = \Omega_b = 1$ аналогичные оценки гораздо менее убедительны ⁵⁶. Эти соображения иллюстрируются рис. 4, на котором изображено развитие возмущений одного масштаба в трех космологических моделях, отличающихся значениями Ω_t и Ω_b . Все возмущения нормированы условием $\delta\rho/\rho = 1$ при z = 0. Возмущения $\delta T/T$ в несколько раз меньше, чем $\delta\rho/\rho$. Рис. 4 позволяет грубо оценивать возможности различных моделей. Даже этих грубых оценок достаточно, чтобы исключить как неприемлемые модели с $\Omega_t = \Omega_b = 0.01$.

5. АДИАБАТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ОБРАЗОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ВСЕЛЕННОЙ

В этой главе последовательно излагается адиабатическая теория образования структуры Вселенной, известная также как сценарий «блинов» и их последующей фрагментации. Этот сценарий опирается на приближенную нелинейную теорию гравитационной неустойчивости, поэтому мы начинаем с ее довольно подробного обсуждения.

Нелинейная теория гравитационной неустойчивости описывает в рамках ньютоновской гравитации эволюцию возмущений, масштаб которых существенно превышает масштаб Джинса ($M \gg M_J$). В этих условиях эволюция возмущений полностью определяется гравитационными силами. Нелинейная теория описывает образование структуры как в модели Вселенной с $m_v = 0$, так и в модели «нейтринной» Вселенной, а также позволяет рассчитать внутреннюю структуру плотных областей.

Напомним, что в «нейтринной» Вселенной к моменту рекомбинации водорода $z_{\rm rec} \approx 1200$ возмущения в нейтрино и барионной компоненте сильно отличаются (см. выше, рис. 2). После рекомбинации в течение длительного времени возмущения развиваются еще в линейном режиме. Но так как в многокомпонентной среде (без давления!) есть лишь одна растущая мода, возмущения в барионах и нейтрино выравниваются ^{60,178}. В пелинейную фазу возмущения барионы и нейтрино вступают совместно.

а) Нелинейная теория гравитационной неустойчивости в среде с P=0

В первом приближении будем считать среду холодной, T = 0, P = 0. Введем лагранжевы координаты q_i , которые совпадают с координатами частиц в некоторый момент времени в строго однородной Вселенной. В качестве такого момента удобно взять сегодняшнее время, z = 0. Эволюция возмущений описывается зависимостью эйлеровых координат частиц r_i , скорости u_i , плотности ρ и др. от лагранжевых координат q_i и времени t. Мы ограничимся анализом только растущей моды.

На линейной стадии пока $\delta \rho / \rho \ll 1$, возмущение плотности в каждой частице (т. е. при постоянном q_i) растет пропорционально начальному значению ¹⁸⁷ ($\delta \rho / \rho_{\text{in}}$:

$$\frac{\delta\rho}{\rho}(q_i, t) = \frac{B(t)}{B(t_{\rm in})} \frac{\delta\rho}{\rho}(q_i, t_{\rm in});$$
(5.1)

B (t) — растущее решение дифференциального уравнения

$$\ddot{aB} + 2\ddot{aB} + \ddot{3aB} = 0. \tag{5.2}$$

При $\Omega = 1, B$ (t) =: (t/t_0)^{2/3} = (1 + z)⁻¹, при произвольном $\Omega < 1$ функция В достаточно точно (не хуже 15%) аппроксимируется простым выражением ⁵

$$B(z) = (1 + \omega z)^{-1}, \quad \omega = \frac{2.5\Omega}{1 + 1.5\Omega}.$$
 (5.3)

(5.3) дает правильные законы как при $\Omega = 1, B = (1 + z)^{-1}$, так и при $\Omega = 0.$

Приближенное нелинейное решение, описывающее эволюцию растущей моды потенциальных возмущений, записывается в виде ³⁶

$$r_{i}(\mathbf{q}, t) = a(t)[q_{i} - B(t)s_{i}(\mathbf{q})] = (1+z)^{-1}[q_{i} - B(z)s_{i}(\mathbf{q})], \quad (5.4)$$

где s_i (q) — векторное поле, задающее начальное возмущение. Потенциальность возмущений отражена в том, что s_i (q) — потенциальное векторное поле, т. е. существует такое Φ (q), что

$$s_i(\mathbf{q}) = \frac{\partial \Phi}{\partial q_i}$$
 (5.5)

Это обеспечивает потенциальность поля скорости в r-пространстве вплоть до пересечения частиц ³⁶. Точность приближенного решения (5.4) будет рассмотрена ниже, а сейчас обсудим основные особенности этого решения.

Зная явное выражение для координат, легко найти как скорость, так и плотность в зависимости от t и q:

$$u_i(\mathbf{q}, t) = \frac{\mathrm{d}r_i}{\mathrm{d}t} = Hr_i - a(t) \frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}t} s_i(\mathbf{q}), \tag{5.6}$$

$$\rho = \rho_0 |D_{ik}|^{-1} = \overline{\rho}(t) |\delta_{ik} - B(t) \partial s_i / \partial q_k|^{-1}, \qquad (5.7)$$

где | D_{ik} | = $(1 + z)^{-3}$ | $\delta_{ik} - B \partial s_i / \partial q_k$ | — якобиан перехода от **r** к **q**, $\bar{\rho} = \rho_0 (1 + z)^3$. Учитывая потенциальность s_i (**q**) (5.5), тензор $\partial s_i / \partial q_k$ можно привести к главным осям в каждой точке и найти главные значения α (**q**), β (**q**) и γ (**q**), которые мы для определенности будем считать упорядоченными следующим образом:

$$\alpha (\mathbf{q}) \geqslant \beta (\mathbf{q}) \geqslant \gamma (\mathbf{q}).$$

Уравнение для плотности (5.7), записанное через главные значения d_{ik} в каждой частице, примет следующий вид:

$$\rho (\mathbf{q}, z) = \overline{\rho} (1 - B\alpha)^{-1} (1 - B\beta)^{-1} (1 - B\gamma)^{-1}.$$
 (5.8)

Пока возмущения малы, $B \cdot \alpha$, $B \cdot \beta$, $B \cdot \gamma < 1$, разложение (5.8) дает

$$\rho(\mathbf{q}, z) \approx \overline{\rho}(z) \left[1 + B(\alpha + \beta + \gamma)\right], \tag{5.9}$$

что совпадает с результатами линейной теории (5.1). Однако на более поздней стадии плотность нужно рассчитывать, пользуясь уравнением (5.8), в соответствии с которым в «частицах», где а имеет положительный максимум $\alpha = \alpha_m > 0$, в момент $t = t_m$ такой, что

$$\mathbf{1} - B(t_{\rm m}) \,\alpha_{\rm m} = 0, \tag{5.10}$$

возникает особенность плотности $\rho \rightarrow \infty$.

Особенности плотности возникают только из-за пренебрежения начальной температурой среды. Любая малая, но конечная, температура среды устраняет эти особенности, однако чем ниже температура, тем выше плотность.

Вернемся к нашему случаю холодной среды. Важно отметить, что илотность стремится к бесконечности благодаря одномерному сжатию

вдоль главной оси **n**_α, соответствующей собственному значению α в точке **q**_m. Вдоль двух других главных направлений **n**_β и **n**_γ в это время возможно как расширение, так и сжатие в зависимости от знаков β и γ в рассматриваемой «частице».

Таким образом, решение (5.4) предсказывает, что на нелинейной стадии образуются сильно сплюснутые облака сжатого вещества — «блины».

В лагранжевом пространстве в окрестности максимумов $\alpha = \alpha_{\max}$ изоповерхности $\alpha = \text{const}$ образуют эллипсоиды с конечным отношением осей. Во всех частицах, лежащих на поверхности такого эллипсоида, плотность обратится в бесконечность одновременно (это следует из уравнения (5.8)). В этот момент эти частицы образуют в эйлеровом пространстве поверхность «блина», которая ограничивает крайне анизотропное тело: вскоре после рождения «блина» ($t - t_m \ll t_m$) его толщина $d_1 \infty (t - t_m)^{3/2}$, а поперечные размеры $D_{2,3} \propto (t - t_m)^{1/2}$. «Блин» рождается тонким:

$$\frac{d_1}{D_{2\cdot 3}} \Leftrightarrow (t - t_m) \to 0 \quad \text{при} \quad (t - t_m) \to 0. \tag{5.11}$$

Сравнение (5.8) и (5.9) показывает, что анизотропный характер сжатия явно проявляется лишь на нелинейной стадии эволюции. Однако следует подчеркнуть, что и на стадии малых возмущений деформация была анизотропной и определялась теми же главными значениями тензора деформации α , β и γ . Просто на линейной стадии эта анизотропия деформации не проявлялась в эволюции возмущений плотности, возмущения зависели от суммы ($\alpha + \beta + \gamma$) (5.9).

б) Точность приближенного решения

Прежде чем исследовать точность и область применимости приближенного решения (5.4) в общем случае, рассмотрим два частных примера, когда оно является точным.

Во-первых, легко убедиться, что в случае малых возмущений $B\alpha$, $B\beta$ и $B\gamma \ll 1$ решение (5.4) обладает той же точностью, которую дает линейная теория малых возмущений.

Во-вторых, можно показать, что когда возмущения одномерны *), т. е. $s_1 = s_1$ (**q**), $s_2 = s_3 = 0$, то (5.4) является точным решением вилоть до момента образования особенностей плотности ^{103,188}.

Рассмотрим общий случай произвольного трехмерного возмущения. Как уже было сказано, движение вещества, согласно уравнению (5.4), описывает распределение плотности (5.8), которое рассчитано по уравнению непрерывности. Однако плотность можно рассчитать и другим способом. С помощью уравнения Эйлера и уравнения Пуассона можно найти плотность ρ_n , которая необходима для создания движения, описываемого уравнением (5.4):

$$\rho_{n} = -\frac{1}{4\pi G} \frac{\partial}{\partial r_{i}} \left\{ \frac{1}{a} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \left[a \left(\frac{\mathrm{d}r_{i}}{\mathrm{d}t} - Hr_{i} \right) \right] \right\} + \bar{\rho} = \frac{\bar{\rho}(1 - B^{2}J_{2} + 2B^{3}J_{3})}{(1 - B\alpha)(1 - B\beta)(1 - B\gamma)},$$

$$J_{2} = \alpha\beta + \alpha\gamma + \beta\gamma, \quad J_{3} = \alpha\beta\gamma. \tag{5.12}$$

При вычислениях (5.12) было использовано уравнение (5.2). Величина

$$\Delta = \frac{\rho_n - \rho}{\rho} = -B^2 J_2 + 2B^3 J_3, \tag{5.13}$$

^{*)} По двум «невозмущенным» направлениям сохраняется однородное хаббловское расширение.

зависящая от лагранжевых координат q_i и времени, характеризует точность решения (5.4). В окрестности центра «блина», в момент его цоявления, когда $B = 1/\alpha$ и $\rho \to \infty$:

$$\Delta = -\frac{\beta}{\alpha} - \frac{\gamma}{\alpha} + \frac{\beta\gamma}{\alpha^2}.$$
 (5.14)

Это означает, что относительная ошибка в плотности остается конечной, даже когда плотность бесконечна ¹⁸⁸.

Анализ уравнения (5.13) показывает, что в случае малых возмущений $\Delta \approx -B^2 J_2 \rightarrow 0$ при $B\alpha$, $B\beta$ и $B\gamma \ll 1$, т. е. решение (5.4) обладает первым порядком точности.

В случае же одномерного возмущения $\beta = \gamma = 0$ и, следовательно, $\Delta \equiv 0$, т. е. решение (5.4) точно, вплоть до момента образования особенностей плотности.

В момент t_m , когда ρ $(q_m, t_m) \rightarrow \infty$, рождается «блин». Внутренняя структура «блина» зависит от свойств вещества, из которого он образуется. Если это — бесстолкновительные частицы (звезды, нейтрино), то внутри «блина» расположена область трехпотокового течения, а границей «блина» является поверхность бесконечной плотности — каустика. Однако даже малыми тепловыми скоростями эта бесконечно тонкая поверхность размывается в слой, где ρ велико, но конечно. Если «блин» образуется из газа, то в момент его рождения возникают две ударные волны, расходящиеся друг от друга и являющиеся его границами. Пространство между ними заполнено горячим газом.

В обоих случаях решение (5.4) неприменимо внутри «блинов». В газовых «блинах» необходимо учитывать давление, которым мы пренебрегли. В бесстолкновительных «блинах» необходимо учитывать многопотоковость. В последнем случае ошибка не столь существенна, поэтому решение (5.4) дает качественно правильный результат и в течение некоторого времени после рождения «блина».

Качественно ясно, что решение (5.4) лучше «работает» в окрестности центров «блинов». Пока возмущения малы, оно не хуже (тот же порядок точности), чем решение линейной теории. Когда же возмущения становятся порядка единицы, наступает стадия одномерного сжатия, которую это решение также хорошо описывает.

в) Статистические аспекты нелинейной теории гравитационной неустойчивости

Как было показано выше, в теории образования структуры важнейшая роль принадлежит главным значениям α , β и γ тензора $d_{ik} = \partial s_i / \partial q_k$. Поэтому очень интересен вопрос о вероятности реализации данного набора α , β , γ . Можно предположить, в духе предельной теоремы Муавра—Лапласа, что малые возмущения плотности $\delta \rho / \rho$ распределены по нормальному закону. Тогда удается показать ¹⁸⁹, что вероятность реализации данного набора α , β , γ определяется соотношением

$$dP(\alpha, \beta, \gamma) = \frac{27}{8\sqrt{5\pi\sigma^{6}}} (\alpha - \beta) (\alpha - \gamma) (\beta - \gamma) \times \\ \times \exp\left(-\frac{3}{5\sigma^{2}} J_{1}^{2} + \frac{3}{2\sigma^{2}} J_{2}\right) d\alpha d\beta d\gamma \quad (5.15)$$
$$\infty > \alpha > -\infty, \quad \alpha \ge \beta > -\infty, \quad \beta \ge \gamma > -\infty,$$

где $J_1 = \alpha + \beta + \gamma$; $J_2 = \alpha\beta + \alpha\gamma + \beta\gamma$; σ^2 — дисперсия диагональных компонент тензора $d_{ik} = \partial S_i / \partial q_k$. Особенно интересны множители ($\alpha - \beta$), ($\alpha - \gamma$). ($\beta - \gamma$) — вероятность совпадения двух (и трех) главных значений специально мала, гораздо меньше вероятности совпадения двух независимых величин.

Интегрируя (5.15), можно получить, что лишь около 8% вещества сжимается по всем трем осям ($\alpha > \beta > \gamma > 0$), 42% сжимается по двум осям ($\alpha > \beta > 0 > \gamma$), 42% сжимается лишь по одной оси ($\alpha > 0 > \beta > \gamma$) и 8% вещества расширяются по всем трем осям. Однако условие попадания вещества в «блин» зависит не только от α . Поскольку «блин» можно считать тонким, то хорошую оценку его массы, а тем самым и общей доли массы, заключенной в «блинах» w, можно получить, рассматривая «блин» как бесконечно тонкую поверхность, совпадающую с центральным слоем «блина»:

$$w(\eta) \approx \sqrt{3} P \ (\alpha > \eta \sigma).$$
 (5.16)

При выводе (5.16) использовано условие экстремальности α (q) в центре «блина». Если в состав «блинов» вошло более чем 20—30% вещества, то (5.16) дает завышенную оценку. При больших значениях *w* можно использовать приближенное соотношение ¹⁹⁰

$$w(\eta) \approx \left[1,12\eta + 0,92(1-1,2\eta + 0,5\eta^2)\exp\left(-\frac{\eta^2}{4}\right)\right] \exp\left(-\frac{\eta^2}{2}\right),$$
 (5.17)

где $\eta = \alpha/\sigma$, $\sigma^2 = (1/5) (\delta \rho/\rho)_{in}^s$; величина $\overline{(\delta \rho/\rho)_{in}^2}$ должна быть рассчитана по формулам линейной теории в начальный момент времени t_{in} .

Соотношение (5.17) совпадает с оценкой (5.16) при $\alpha \gg \sigma$ и сохраняет приемлемую точность (около 10%) в области $\alpha < \sigma$. В линейной теории при сделанных предположениях половина вещества расширяется, половина — сжимается. В нелинейном режиме оказывается, что не менее 92% вещества ($P(\alpha > 0) = 0.92$) с течением времени перейдет в «блины». К настоящему времени, вероятно, условие (5.10) 1 — $B(t_0) \alpha = 0$ выполнено для всех «частиц», где $\alpha = \sigma$, что соответствует «конденсации» в «блины» около 80% вещества.

Зависимость $w(\eta)$ — универсальна, но если пас интересует зависимость доли массы в «блинах» от времени t (или от красного смещения), то приходится пользоваться явным видом функции B(t). Поэтому функция w(t) будет зависеть и от параметров космологической модели.

Подробнее статистические задачи нелинейной теории гравитационной неустойчивости рассмотрены в работах ^{189,190}.

г) Структура отдельного «блина»

Внутренняя структура «блина» подробно изучалась как аналитически, так и численно, начиная с первой работы Зельдовича по нелинейной теории гравитационной неустойчивости.

Было установлено ³⁶, что впутри газового «блина» лежит тонкий слой адиабатически сжатого газа. С обелх сторон к нему примыкают слои газа, сжатого и нагретого в ударной волне, которая образует границу газового «блина» ¹⁰³. Ближе к адиабатическому слою расположен газ, успевший остыть до температуры $T \approx 10^4$ К, дальше — слой горячего газа с $T \approx \approx 10^6 - 10^7$ К, который спаружи ограничен ударной волной.

Нейтринные и газовые «блины» сбрагуются одновременно и расположены в одних и тех же местах, но нейтринные «блины» примерно в 1,5 раза толще ¹⁹¹ (рис. 5). В приближении холодной среды нейтринные «блины» ограничены каустиками — поверхностями бесконечной плотности. В области между каустиками вначале образуются трехпотоковые, а затем и многопотоковые течения. Однако начальный тепловой разброс скоростей нейтрино размывает границу «блина» и ограничивает максимальную плотность на уровне $^{192} \rho_{max} \approx (10-20) \overline{\rho_{v}}$.

В теории структуры нейтринной Вселенной присутствует единственный малый параметр ¹⁹³ — амплитуда возмущений метрики $h_v \approx 10^{-4}$. Этот параметр определяет относительную роль гравитации и тепловых скоростей нейтрино во время перехода к нелинейной стадии развития неодно-



Рис. 5. Схематическое распределение плотности в двухкомпонентном «блине».

Сплошная линия — плотность барионов, штриховая — плотность нейтрино. Точками отмечены положения каустик. родностей. Он же определяет и максимально достижимую плотность нейтрино в момент образования и затем на границе «блина» ¹⁹²:

$$\rho_{\max}^{(c)} \approx h_{v}^{-1/3},$$
 (5.18)

$$\rho_{\max}^{(s)} \approx h_{\nu}^{-1/4}.$$
 (5.19)

Слабые зависимости $\rho_{\max}(h_v)$ связаны с очень жестким уравнением состояния «газа» бесстолкновительных частиц при одномерном сжатии $P \sim \rho^3$.

д) Образование галактик и скоплений галактик

Процессы распада «блина» на отдельные облака и образование в них звезд и галактик все еще мало исследованы. Поэтому мы здесь ограничимся лишь обсуждением общей схемы, что в свою очередь

позволит уточнить и некоторые требования, предъявляемые к теории.

Анализ газодинамических и тепловых процессов, происходящих в «блине», слабо связан с присутствием нейтрино, и поэтому выводы, сделанные без учета нейтрино в основном сохраняют силу. Этот круг явлений рассмотрен в ряде работ ¹⁰³⁻¹⁰⁶, ¹⁹⁴, и, суммируя их результаты, можно выделить следующие важнейшие процессы.

1) В реальном трехмерном «блине» при пересечении веществом косой ударной волны, ограничивающей газовый «блин», в сжатом газе появляются достаточно мощные вихревые движения.

2) В остывшем центральном слое развивается неустойчивость Кельвина — Гельмгольца, ведущая к распаду слоя на отдельные облака, а также к турбулизации горячего газа.

3) В остывшем газе «блина» развивается тепловая неустойчивость ^{195,196}, которая в гравитационном поле «блина» в присутствии вихревых тангенциальных скоростей способствует перемешиванию и турбулизации течения внутри «блина». Эта турбулентность поддерживается потоком энергии через ударную волну.

4) Взрывы первых звезд способствуют турбулизации газа в «блине» и, возможно, фрагментации «блина», а также обогащают газ тяжелыми элементами. Масштабы этих взрывов, вероятно, существенно меньше предлагаемых в работе ¹¹⁸.

Таким образом, мы приходим к представлению о трехкомпонентном «блине» — облака плотного холодного газа ($T = 10^4$ K) движутся в горячем газе ($T = 10^6 - 10^7$ K), и все это погружено в нейтринный «блин». Однако для перехода от картины идеализированного одномерного «блина», в котором различные компоненты расположены слоями, к облачной структуре трехкомпонентного «блина» недостаточно указать механизмы тепловой и гидродинамической неустойчивости. Необходимо иметь и мелкомасштабные затравочные возмущения. Между тем в интересующих нас масштабах амплитуда адиабатических возмущений недостаточна. В рамках нейтринной Вселенной один из возможных путей сохранения возмущений в нужных масштабах — классические энтропийные возмущения барионной компоненты, связанные с теми или иными фазовыми переходами в ранней Вселенной *).

В условиях внутри «блина» начальный спектр возмущений быстро забывается, устанавливается квазистационарная картина, в которой есть возмущения всех масштабов и результаты определяются не столько затравочными возмущениями, сколько особенностями процессов развития неоднородностей. Все это не отменяет необходимости задания каких-либо начальных мелкомасштабных неоднородностей, но снижает требования к их амплитуде и характерному масштабу.

В обсуждаемой схеме образующиеся облака холодного плотного газа также неоднородны — в них могут входить отдельные более мелкие облака газа, не испытавшего ударного сжатия и обладающего реликтовой энтропией. В таких условиях, вероятно, возможно образование первых звезд с массой $M_{\rm st} \approx (10-100) M_{\odot}^{198,199}$ в гравитационно-связанных облаках с массой около $M_{\rm cl} \approx (10^6-10^7) M_{\odot}$. Эти газо-звездные комплексы могут быть подобны по свойствам карликовым галактикам или, возможно, шаровым скоплениям галактик. Эти объекты, как известно $^{200-202}$, обладают весьма низким содержанием тяжелых элементов и безусловно образовались из реликтового вещества, не «загрязненного» (или почти не «загрязненного») тяжелыми элементами.

Образование первых звезд ведет к обогащению газа «блина» тяжелыми элементами при взрывах сверхновых в карликовых галактиках и, тем самым, к появлению неоднородностей химического состава газа «блина». В свою очередь неоднородность химического состава способствует развитию тепловой неустойчивости, образованию новых звезд и т. п. Возможно, завершающую стадию этих процессов мы наблюдаем сегодня в форме голубых карликовых галактик ²⁰⁰,²⁰¹.

Рентгеновские наблюдения горячего газа скоплений галактик показали высокое (близкое к солнечному) обилие тяжелых элементов в этом газе ^{94,203}. В то же время не только в некоторых карликовых галактиках и шаровых скоплениях, но и во многих звездах Галактики наблюдается заметно более низкое содержание тяжелых элементов. В рамках предлагаемой схемы эта проблема естественно решается, поскольку: а) значительная часть звезд (в том числе и входящих в Галактику) образовалась на ранней стадии эволюции «блина» еще до образования больших галактик, б) синтез тяжелых элементов в карликовых галактиках естественно приводит к высокому обилию тяжелых элементов в газе вне больших галактик.

В картине «блинов» влияние взрывов проэволюционировавших объектов на образование новых заметно ослаблено, так как сильно уплощенная форма «блина» способствует прорыву ударными волнами слоя холодного газа и быстрому сбросу энергии взрывов в окружающий горячий газ. Но, вероятно, эти взрывы не только обогащают газ «блина» тяжелыми элементами, но и способствует поддержанию турбулентности в газе, а также фрагментации отдельного «блина» — сверхскопления на груцпы галактик. Этот процесс, по-видимому, содействует и сильному росту дислерсии в ориентации моментов вращения спиральных галактик, что и объясняет неопределенный характер наблюдаемых данных ²⁰⁴⁻²⁰⁹.

^{*)} Возможно, определенную роль могут играть и энтропийные возмущения, возникающие при диссипации адиабатических ¹⁹⁷.

В рамках предлагаемой схемы образование галактик и скоплений галактик объясняется гравитационным скучиванием карликовых галактик, газо-звездных комплексов и галактик. Однако при этом нельзя игнорировать нейтрино, средняя плотность которых в «блине» не меньше плотности видимого вещества. Задача такого скучивания газо-звездных комплексов различного масштаба и нейтрино (обладающих, кстати говоря, сильно анизотропным распределением по скоростям) в условиях крайне анизотропных блинов требует подробного трехмерного численного анализа. Однако уже изученные простые модели ¹²⁰,¹²²,²¹⁰⁻²¹⁶ дали многообещающие результаты.

В частности, было показано, что в рамках модели коллапса системы точечных масс, рапределенных вначале в форме сильно сплюснутого эллипсоида с отношением осей 1:10 или 1:20, могут быть объяснены следующие свойства эллиптических галактик и богатых скоплений:

а) Анизотропия распределения и дисперсии скоростей частиц, что связано с существованием для значительной части (но не для всех!) частиц дополнительного интеграла движения ¹⁵⁶.

б) Близкий к наблюдаемому профиль поверхностной плотности; при этом функции распределения частиц в фазовом пространстве могут быть весьма сложными ²¹⁴.

Анализ эволюции системы, состоящей из нескольких десятков групп частиц²¹⁵, которая имитирует образование и эволюцию бедных скоплений галактик, показала возможность образования систем, подобных наблюдаемым, в том числе гигантских CD-галактик в центре бедных групп галактик.

Естественно, расчеты процессов образования галактик должны включить и гидродинамику газовой фазы, что добавочно сильно усложняет задачу. Поэтому численное моделирование этих процессов — дело будущего. Однако уже полученные результаты хорошо согласуются с рядом наблюдений.

В работах ²¹⁷⁻²²⁰ было показано, что сплюснутость эллиптических галактик не связана с вращением этих объектов. Поэтому принято считать, что сплюснутость эллиптических галактик объясняется анизотропией дисперсии скоростей звезд ^{120,122,210-214,216} в духе рассмотренной выше схемы.

В рамках развиваемой схемы мы приходим к очень интересному выводу: галактики никогда не были единым квазистационарным облаком протогалактикой, что, однако, не исключает таких периодов в эволюции галактик, когда в газовую фазу переходит 10-20% массы галактики. Вероятно, в эволюции спиральных галактик, обладающих мощной дисковой составляющей, газодинамические процессы играли более важную роль, чем в эллиптических галактиках.

Вероятно, в рамках рассматриваемой схемы можно понять и неудачные попытки наблюдать молодые галактики. В рамках традиционных представлений ²²⁴ переход от протогалактики к галактике связан с мощной вспышкой звездообразования. Такой объект («молодая» галактика) по оценкам ^{224,225} можно наблюдать на очень больших расстояниях. Однако попытки наблюдения не выявили таких объектов ^{226,227}. Поэтому в последнее время к отказу от концепции протогалактик и ярких «молодых» галактик пришли их в прошлом активные сторонники ²²⁸.

В обсуждаемой модели значительная часть вспышек сверхновых звезд происходит до образования галактик или в процессе их образования. При этом энергия выделяется в существенно большем объеме, что ведет к значительному уменьшению яркости «молодых» галактик. С развиваемой точки зрения истинно «молодыми» галактиками являются голубые активные карлики ^{200,201}. Быстрое уменьшение количества квазаров при красных смещениях $z > 3,5^{229}$ показывает, что, вероятно, все процессы образования структуры проходили сравнительно недавно, при z < 5-6, и были не очень бурными.

е) Образование скоплений галактик и проблема скрытой массы

Первые же измерения скоростей движения галактик в скоплениях показали, что видимая масса галактик не может обеспечить стационарность скоплений ⁸⁶. Видимая масса галактик определяется по совокупности светимости галактик в скоплении и по соотношению масса — светимость для галактик, найденному независимо (например, по изучению вращения галактик или по двойным галактикам). По наблюдаемому движению галактик можно с помощью теоремы вириала определить динамическую массу

$$\frac{GM}{R} = \frac{v^2}{2}, \tag{5.20}$$

где *М* и *R* — масса и размер скопления, v^2 — дисперсия скоростей галактик скопления. Для хорошо изученных стационарных скоплений типа Сота динамическая масса в 10—50 раз превосходит видимую ^{1,87-93}.

В 1974 г. появились указания, что скрытая масса, вероятно, присутствует и в некоторых галактиках ^{95,96}. Позже измерения скорости вращения галактик в оптике и в радиодиапазоне по нейтральному водороду (за пределами оптического диска) подтвердили это заключение ⁹⁷⁻¹⁰¹. Оказалось, что в галактиках скрытая масса расположена главным образом за пределами видимого контура. Однако в последнее время появились сообщения ¹⁰², что скрытая масса не наблюдалась во многих парах галактик. Этот сложный вопрос все еще окончательно не решен.

По-видимому, впервые возможность объяснения скрытой массы с помощью массивных нейтрино рассматривалась в работах ⁶⁹,⁷⁰, однако последовательное решение этого вопроса требует анализа полной картины образования и эволюции в нелинейном режиме неоднородностей плотности. Такой анализ может быть выполнен сегодня на базе нелинейной теории гравитационной неустойчивости (см. выше) и представлений о процессах быстрой релаксации. Общая схема эволюции неоднородностей была рассмотрена ранее. Здесь мы лишь вновь подчеркнем, что в образовании галактик нельзя обойтись без учета диссипативных процессов типа столкновений скучивающихся газо-звездных облаков, ведущих к слипанию облаков, высвечиванию их кинетической энергии и оседанию вещества на центр конденсации. Лишь при учете процессов такого типа можно объяснить очень большие значения илотности в центральных областях галактик (до 10^{-20} г/см³ ²³⁰).

Диссипативные эффекты в барионной составляющей и их возможное влияние на рост плотности нейтрино в ходе образования галактик изучались в работе ²³¹. Было показано, что рост плотности ρ_b сталкивающихся частиц ведет к изменению гравитационного поля со временем; это в свою очередь приводит к росту плотности ρ_v бесстолкновительных частиц, только более медленному:

$$\rho_{\mathbf{v}} \simeq \rho_{\mathbf{b}}^{3/4}. \tag{5.21}$$

Плотность бесстолкновительных частиц спадает с радиусом медленее, чем плотность обычного вещества, и если в центральных областях может быть $\rho_{\rm b}/\rho_{\nu} \approx 3-10$, то вблизи границ галактик и далее можно ожидать с

8*

 $\rho_{\nu} > \rho_b$, а на расстоянии нескольких оптических радиусов галактики плотность нейтрино близка к плотности нейтринного фона в «блине», т.е. в несколько раз больше плотности видимого вещества в той же области пространства.

Если скрытая масса связана с нейтрино, то ее проявления будут весьма различными в богатых скоплениях и, например, в галактиках и группах галактик. Это связано с различием в гравитационных потенциалах богатых скоплений, сверхскоплений и галактик. В скоплениях гравитационный потенциал велик, он соответствует скорости около 10⁸ см/с, велики и приливные силы, ведущие к обобщению протяженных оболочек галактик. Поэтому в скоплениях, вероятно, нейтрино не будут связаны с отдельными галактиками. В скоплениях более естественно образование общего нейтринного фона, аналогичного фону скрытой массы гипотетических карликовых звезд, черных дыр и др. Специфика массивного нейтрипного фона в скоплениях, вероятно, не проявляется. Напротив, в отдельных галактиках, гипергалактиках и группах галактик вклад нейтринного фона в скрытую массу может быть несколько меньше, чем в скоплениях и гигантских галактиках.

Можно сформулировать общий принцип: если эволюция системы определяется гравитационными силами (образование и эволюция «блина», скоплений галактик), нейтрино и вещество эволюционируют подобно, илотность скрытой массы пропорциональна плотности светящегося вещества. Напротив, в тех случаях, когда важную роль играют диссипативные процессы, тепловая неустойчивость, радиационные потери энергии (образование галактик всех масштабов, образование звезд и др.), вещество отрывается от нейтрино, образуя высокоплотные комплексы. При этом нейтрино остаются в виде окружающей объект короны в соответствии с (5.21).

Очевидно, что сформулированный выше принцип применим не только к нейтрино. Эволюция любой смеси частиц, взаимодействующих только гравитационно, например смеси обычного и зеркального вещества ²³², следует той же схеме — общее образование «блинов», скоплений и сверхскоплений галактик и раздельное образование галактик, звезд и др.

При бездиссипативном коллапсе, согласно теореме Лиувилля, сохраняется фазовая плотность частиц. Однако, как отмечалось еще в работе Линден-Белла²³³, при бесстолкновительном скучивании фазовая плотность становится весьма сложной функцией координат и импульсов, заполняющей лишь малую долю фазового объема. При анализе одномерных задач это неоднократно подтверждалось в численных экспериментах ^{38,234-236}. Действительный физический смысл имеет лишь соответствующим образом усредненная фазовая плотность, но процесс усреднения сильно уменьшает фазовую плотность и фактически ведет к росту эффективной «энтропии» сжимающегося вещества. С учетом сильной немонотонности истинной фазовой плотности (или с учетом эффективной энтропии при усреднении) теорема Лиувилля превращается в неравенство, ограничивающее максимальное значение фазовой плотности, которое можно переписать в виде ограничения на размер или массу стационарного объекта, образованного в рамках бездиссипативного коллапса ^{72,77,79}:

$$\frac{R}{1_{\rm KHC}} > 4.6 m_{30}^{-2} \left(\frac{v}{100 \text{ KM/c}}\right)^{-1/2}.$$
(5.22)

При этом реальные плотность (или размеры) и дисперсия скоростей в галактиках и скоплениях галактик, как и в моделях Вселенной с $m_v = 0$, определяются лишь параметрами возмущения в начальный период сжатия неоднородностей и практически не зависят от функции распределения реликтовых нейтрино.

ж) Образование ячеисто-сетчатой структуры

Совокупность наблюдательных данных привела в последние годы к формулировке концепции ячеисто-сетчатой структуры Вселенной. Одновременно на основе нелинейной теории гравитационной неустойчивости аналитически и численно была разработана теория возникновения крупномасштабной структуры Вселенной. Коротко рассмотрим основные положения этой теории.

Вернемся к приближенному нелинейному решению и проследим за эволюцией бесстолкновительной компоненты — нейтрино. Будем пренебрегать тепловыми скоростями. Формально уравнение (5.4) представляет собой однопараметрическое семейство отображений лагранжева пространства, соответствующего невозмущенному состоянию, в эйлерово, причем параметром является время. Функция s_i (q) является случайной, но гладкой функцией координат q_i . При малых временах, когда возмущения малы, отображение q в r регулярно. Однако с течением времени начинают проявляться особенности — плотность ρ становится бесконечной на некоторых поверхностях.

Отображения (5.4) являются лагранжевыми (обсуждение свойств лагранжевых отображений см. в ^{156,268}. Таким образом, мы можем воспользоваться классификацией особенностей лагранжевых отображений и их перестроек ^{153–158,268}. Хотя решение (5.4) не является точным, качественный характер и тип предсказываемых им особенностей и их перестроек строго таков же, как и в случае неизвестного нам точного решения. Остаются в силе законы роста плотности в окрестности особых поверхностей, линий и точек, а также топологическая структура каждого типа особенностей.

Обсуждаемые здесь особенности, предсказываемые приближенным решением (5.4), имеют более общий характер, чем это решение. Например, такие же особенности появляются в бесстолкновительной среде из невзаимодействующих частиц, каждая из которых движется с постоянной скоростью. Другим примером служит образование каустик при прохождении параллельного пучка света через пластинку со «случайной» гладкой поверхностью, что позволяет моделировать оптическими средствами эволюцию двумерных возмущений в бесстолкновительной среде ¹⁵⁹.

Первыми всегда возникают особенности типа «блинов», двумерный аналог которых в теории катастроф носит название «губы» (lips). С течением времени уже родившееся «блины» увеличиваются в размерах, появляются новые, происходит слияние и пересечение отдельных «блинов» возникает структура: области сжатого вещества образуют сравнительно тонкие стенки, разделяющие области пониженной плотности. Как процесс появления «блина», так и слияния или пересечения двух «блинов» представляют собой вполне определенный тип «катастрофы»— особенности отображения (5.4).

Уравнение (5.4) устанавливает связь между лагранжевыми и эйлеровыми координатами частиц. Поэтому каждой особенности эйлерова пространства соответствует определениая структура в лагранжевом пространстве. Важную роль играет распределение в *q*-пространстве главных значений α , β и γ тензора $d_{ik} = \partial s_i / \partial q_k$. Мы уже говорили, что «блины» зарождаются в точках максимумов наибольшего главного значения $\alpha = \alpha_{max}$. Край «блина» движется в *q*-пространстве *) по поверхности, на которой собственный вектор \mathbf{n}_{α} , соответствующий главному значению α , касается поверхности уровня:

$$(\mathbf{n}_{\alpha} \bigtriangledown \alpha) = 0. \tag{5.23}$$

*) Движение в r-пространстве находится отображением q в r.

«Блины» сливаются в седловых точках α. Важную роль в образовании структуры играют особенности типа «ласточкин хвост», которые в двумерии проявляются как «тройные» узлы, — сгущения частиц, из которых выходят три «луча», прорисованные областями высокой концентрации частиц (рис. 6).

После реализаций особенностей, связанных с наибольшим собственным значением α, наступает очередь аналогичных особенностей, связанных



Рис. 6. Распределение частиц, полученное при двумерном численном моделировании в рамках адиабатической теории происхождения структуры Вселенной ²⁵².

с β, а затем с γ, которые реализуются внутри уже существующих «блинов», образуя в них более плотные линейные и компактные структуры. Последние, вероятно, проявляются в виде богатых скоплений галактик и их цепочек. В целом структура становится сетчатой: компактные области, соединенные между собой системой линий (см. рис. 6). Чем компактнее особенность, т. е. чем меньше размерность пространства, на котором она реализуется, тем более крутой закон нарастания плотности в ее окрестности. Это также подтверждается общим выводом: самыми заметными элементами структуры являются компактные образования, менее заметны линейные и еще слабее выражены поверхности ²⁴⁹. «Бличы», начавшие процесс образования структуры, с течением времени оттесняются на второй (точнее, на третий) план более «молодыми конкурентами»— скоплениями и филаментами. Общая тенденция такова, что с течением времени не остается ни двумерных, ни одномерных структур — будущее принадлежит компактным образованиям типа богатых скоплений галактик!

Описанная здесь картина образования и эволюции структуры базируется на общей теории лагранжевых особенностей, которые представляют тот, сравнительно небольшой, набор элементов, из которых конструируется структура. Нужно подчеркнуть, что эти особенности возникают при начальных условиях общего типа, т. е. таких, которые исключают какую-либо специальную организацию. Поэтому эти особенности устойчивы: малое случайное возмущение немного меняет место и момент реализации особенностей, но не может их ликвидировать или изменить их тип. Среди этих особенностей нет ничего похожего на сферически-симметричный или даже однородный коллапс, поэтому использование сферически-симметричных или однородных эллипсоидальных моделей при построении теории крупномасштабной структуры ²³⁷ представляется чрезмерной идеализацией.

Вернемся к процессу образования структуры. Мы полагаем, что галактики могут образовываться только внутри «блинов», а пространство между «блинами» заполнено ионизованным газом, плотность которого в несколько раз меньше средней плотности вещества во Вселенной. В этом газе галактики никогда не рождались. Это «черные области»— там нет (или почти нет) объектов, испускающих свет.

Общий объем, где плотность галактик высока, по-видимому, во много раз меньше, чем объем «черных» областей. Поэтому несколько неожиданно «яркий» объем (где рождаются галактики) образует сплошную совокупность поверхностей и линий, (в пределе — сетчатую структуру) а не отдельные пятна (см. рис 6).

Очевидно, при случайном распределении двух типов областей — ярких и черных — следовало бы ожидать, что области, занимающие меньший объем, будут распределены как изолированные капли внутри сплошного массива области, занимающей больший объем ¹⁹³. Бытовой пример: молоко содержит 6 % жира и 94 % воды (объемные проценты), и при этом отдельные капли жира окружены сплошной массой воды.

Во Вселенной (грубо) ~80% вещества (по массе) находятся в ярких областях, где плотность приблизительно в 10 раз больше средней. Следовательно, яркие области занимают ~8% всего объема. Остающиеся ~20% вещества занимают ~92% всего объема, что соответствует плотности вещества в черных областях ~0,22 от средней. Поэтому, казалось бы, яркие области должны быть разобщены и окружены сплошной темной областью. Ячеистая структура означает, что в действительности, как это не удивительно, ситуация иная.

Рассмотрим снова движение вещества в лагранжевых координатах, однако не будем настаивать на конкретном виде решения. Пусть положение частицы **г** является функцией ее начального положения **q** и времени *t*:

$$\mathbf{r} = \boldsymbol{\Psi} \left(\mathbf{q}, \ t \right). \tag{5.24}$$

Начальное положение берем достаточно рано, в момент t_{in} , когда плотность вещества ρ еще мало возмущена и везде примерно равна $\overline{\rho}_{in}$.

Рассмотрим яркую область (ту, в которой вещество будет сжато и где появятся галактики) в координатах q. В этих координатах доля объема, занятая яркими областями, вследствие постоянства начальной плотности равна доле массы, так как $dm = \rho_{in} d^3 q$. Следовательно, когда в ярких областях находится больше половины вещества (~80% в примере, приведенном выше), естественно, что яркие области соединяются в одну сплошную область. Темные области, занимающие ~20% в q-пространстве, окажутся в r-пространстве отдельными каплями.

Центральным моментом всего рассуждения является непрерывная зависимость **r** от **q**: векторная функция ψ (**q**, t) нигде не имеет разрывов. Физически это означает, что две соседние точки всегда остаются соседними. Возьмем в *q*-пространстве сплошную замкнутую поверхность, проведенную в яркой области, внутри которой заключена капля черной области. Эта сплошная поверхность останется сплошной и после преобразования к **r**-пространству. Но это означает, что яркие области будут связаны друг с другом, что и требовалось доказать.

Не нужно, однако, забывать, что вся картина образования структуры носит статистический характер. Поэтому одновременно в разных областях пространства могут сосуществовать несколько различные стадии этого процесса. Кроме того, мы рассмотрели идеализированную картину эволюции распределения средней плотности, в то время как наблюдается картина распределения светимости, которые не являются вполне тождественными, хотя, несомненно, качественно подобны друг другу.

Следующее важное обстоятельство, о котором необходимо помнить, это процесс выделения ядерной энергии при образовании галактик и звезд. Энерговыделение при взрыве сверхновых в галактике способно существенно повлиять на дальнейшую эволюцию окружающего эту галактику вещества.

Процесс взрывного выделения энергии ^{114,118,238}, по-видимому, может сказаться на процессе образования галактик, но вряд ли существенно влияет на структуру в больших масштабах. Тем более, что взрывы не оказывают никакого влияния на распределение основной массы Вселенной, заключенной в виде массивных нейтрино. Подробнее этот вопрос обсуждается в гл. 6.

Выявление качественных особенностей образования сетчатой структуры Вселенной позволило начать и количественный анализ этой структуры ¹¹³, основанный на изучении параметров областей, выделяемых уровнями постоянной плотности. Было показано, что спектр возмущений определяет характерный масштаб, через который можно выразить наблюдаемые параметры структуры — количество сверхскоплений в единице объема, средний размер отдельного блина — сверхскопления и среднее расстояние между блинами — сверхскоплениями вдоль луча зрения. В свою очередь эти параметры связаны между собой и с долей массы, вошедшей в «блины», несколькими соотношениями. Проверка выполнения этих соотношений важный тест А-теории крупномасштабной структуры Вселенной.

В линейной теории гравитационной неустойчивости часто характеризуют масштабы массой сохраняющихся частиц в шаре, радиус (или диаметр) которого равен длине волны $\lambda = 2\pi/k$ (или обратному волновому числу $\lambda = 1/k$) рассматриваемого масштаба. На основе подобных оценок иногда делаются заключения о согласии или противоречии теории и наблюдаемой структуры (см., например, ^{51,58}). Между тем количественные результаты этих порядковых оценок тесно связаны с принятыми определениями. Неопределенности оценок (достигающие двух порядков в оценках масс!) устраняются лишь при переходе от размерностных оценок к точным определениям наблюдаемых величин ¹¹³. Поэтому лишь в рамках последовательной нелинейной теории можно делать обоснованные количественные заключения о степени согласия теории и наблюдений.

Как уже отмечалось, мы живем в эпоху, когда структура еще не распалась. Это ограничивает возможную амплитуду неоднородностей. С другой стороны, мы не видим никаких следов активных процессов звездообразования или образования галактик и скоплений галактик вилоть до красных смещений z = 1. В работе ²³⁹ было высказано предположение, что особенности двух скоплений, расположенных при $z \approx 0.5$, указывают на эволюционные процессы; однако эти предположения не подтвердились ²⁴⁰. Эти наблюдения, вероятно, указывают на сравнительно небольшое изменение амплитуды неоднородностей (от эффективного начала образования до периода распада структуры амплитуда меняется в 5—10 раз) за достаточно большой интервал времени (и большой интервал красных смещений). Это возможно лишь при малых значениях плотности. Величина $\Omega \approx 0.3$, вероятно, является оптимальной. Эта величина хорошо согласуется с наблюдениями быстрого уменьшения плотности квазаров при z = 3.5 ²²⁹.

з) Эволюция межгалактической среды

Ультрафиолетовое и рентгеновское излучение сжатого газа ионизует и нагревает разреженный газ, еще не вошедший в «блины» ²⁴¹. Из нагретого газа образуется новый тип «блинов». Самые первые (и самые массивные) «блины» возникли из холодного газа с реликтовой энтропией, определяемой взаимодействием излучения и вещества в период рекомбинации водорода. Эти «блины» включают слой ультрахолодного газа, испытавшего лишь адиабатическое сжатие (его температура порядка 100-500 К). Условия образования первых звезд в этом газе наиболее благоприятны. «Блины», образовавшиеся из газа, ионизованного и нагретого излучением первых «блинов», будут лишены ультрахолодного слоя. Однако центральная часть таких «блинов» остывает до температуры $T \approx 10^4 {
m K}$, и из этого остывшего и рекомбинировавшего газа, по-видимому, также могут образовываться галактики и звезды. Наконец, в «блинах», образовавшихся на еще более поздней стадии, газ уже не успевает остыть вплоть до настоящего времени. В таких «блинах» не образуется ни галактик, ни звезд. Возможность обнаружения этих «блинов» по слабому ультрафиолетовому и рентгеновскому излучению и по линиям поглощения в спектрах квазаров обсуждается в ²⁴¹,²⁶⁶.

Важно отметить, что хотя разогрев газа первыми «блинами» не может предотвратить образование новых «блинов», но такой нагрев прекращает образование звезд и галактик в новых «блинах».

Сказанное относится не только к различным «блинам», но и к различным частям одного «блина»: если центральная часть «блина», наблюдаемого сегодня как элемент сетчатой структуры, относится к «блинам» первого типа, то их периферические части — к «блинам» второго типа.

Области пониженной плотности, в которых галактики не образуются, содержат ~20—30% вещества, но занимают до ~90% всего объема (см. (5.17) п. в). Нейтральный газ, даже малой плотности, можно было бы обнаружить по поглощению в линии L_{α} , сдвинутой красным смещением. В сплошном газе из-за космологического расширения эта линия превращается в полосу. Изучение спектров далеких квазаров позволило получить оценку средней плотности нейтрального водорода ²⁴²:

$$n_{\rm H} \leqslant 10^{-11} \, (1+z) \, {\rm cm}^{-3}.$$
 (5.25)

Если считать, что общая плотность газа даже в областях пониженной плотности не слишком мала, то ограничения (5.25) означают, что этот газ должен быть сильно ионизован. Излучсние «блинов» первого типа может обеспечить требуемую ионизацию.

6. ЭНТРОПИЙНАЯ ТЕОРИЯ ОБРАЗОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ВСЕЛЕННОЙ

Во всех вариантах энтропийной теории (Е-теории) образования структуры Вселенной предполагается раннее возникновение сравнительно маломассивных объектов с массой (10^6-10^7) M_{\odot} , что близко к массе Джинса в рекомбинировавшем водороде. Как указывалось выше, энтропийные возмущения не диссипируют в этих масштабах. Это и позволяет построить последовательную схему образования первичных маломассивных объектов и последующей эскалации масштабов структуры.

В наиболее раннем варианте ¹¹⁴ предполагалось, что возникающие объекты эволюционируют в сверхзвезды и взрываются, приводя к последовательной эскалации масштабов до галактических. В более позднем варианте ¹¹⁵ отмечалось, что эволюция таких объектов приведет не ко взрывам, а скорее, к образованию газозвездных комплексов типа шаровых скоплений или карликовых галактик.

Наиболее разработанный вариант ^{1,115,116,122} Е-теории сводит дальнейшую эволюцию к последовательному собиранию объектов во все более и более массивные комплексы (модель иерархического скучивания). Теоретический анализ и численное моделирование этого процесса ¹²⁵⁻¹³⁴ показали, что в рамках развиваемых представлений удается успешно объяснить ряд наблюдаемых явлений. В других вариантах Е-теорий ^{117,118,243} главным образом анализируются отдельные вопросы образования галактик и скоплений галактик, однако последовательной эволюционной схемы не разработано.

Обзор вопросов образования галактик и скоплений галактик в рамках теории последовательного скучивания сделан в ^{1,122}. В этой теории в спектре начальных возмущений нет выделенного масштаба. В любой момент времени существует лишь один характерный масштаб, на котором амплитуда возмущений равна 1. В больших масштабах возмущения малы и растут в соответствии с законами роста малых возмущений, в меньших масштабах важна релаксация связанных систем. Эволюция всей системы определяется только гравитацией и удобно описывается на языке корреляционных функций. Согласно работам ^{1, 122, 244}, если вначале возмущения зависят от массы по закону

$$\frac{\delta \rho}{\rho} \sim M^{-(1/2)-(n/6)},$$
 (6.1)

то асимптотически, при больших t, корреляционная функция

$$\xi(r) \propto r^{-\gamma}, \tag{6.2}$$

причем в области применимости линейной теории $\gamma = n + 3$, тогда как в нелинейной области $\gamma = (9 + 3n)/(n + 5)^{244}$. Численные модели ¹²⁵⁻¹³⁴ дали результаты, в общем согласующиеся с ожиданиями авторов. Им удалось получить корреляционную функцию, подобную наблюдаемой ^{1,245}. Типичное распределение частиц, возникающее в численных экспериментах, моделирующих Е-теорию ¹²⁵⁻¹²⁷, показано на рис. 7.

В рамках теории образования галактик и скоплений галактик Е-теория основывается на моделях бездиссипативного коллапса и быстрой релаксации ^{210-214,233} *). В ранних моделях Е-теории рассматривались сферические модели коллапса ^{120,122} и эллиптичность галактик связывалась лишь с вращением. Теперь эти модели обобщены, но вытянутость скоплений галактик и особенно корреляции вытянутостей и расположений близких скоплений в этих вариантах Е-теории не находят объяснений.

^{*)} Диссипативные процессы важны при обравовании плотного ядра галактики и, вероятно, плоской составляющей спиральных галактик.

В Е-теории вращение галактик объясняется приливными эффектами. Это приводит к определенным трудностям теории, поскольку численные модели показывают, что это вращение мало: для удельного момента µ получено соотношение ^{122, 131, 133, 246}

$$\mu = \lambda \sqrt{GMR}, \quad \lambda \approx 0.06 \pm 0.03, \tag{6.3}$$

где M — масса объекта, а R — размер. Такого момента недостаточно для объяснения наблюдаемого вращения спиральных галактик. Поэтому в ¹²² предлагается модель, в которой учитывается большое невидимое гало. Автор считает, что такая модель может объяснить наблюдения.



Рис. 7. Распределение частиц, полученное в трехмерном численном эксперименте, выполненном в рамках энтропийной теории происхождения структуры Вселенной ¹²⁵.

Другой вариант Е-теории развивался в работах ^{117, 121, 135-141}, где рассматривалось раннее (при $z \sim 100$) образование звезд. Согласно этой модели («теплой» Вселенной) излучение ранних звезд после переизлучения на пыли, на молекулах и т. д. наблюдается в виде реликтового излучения, тем самым объясняется наблюдаемая энтропия Вселенной. Масса, заключенная в первых звездах (звезды «третьего» типа населения), обеспечивает наблюдаемую «скрытую» массу, если считать, что эти звезды обладают особо низкой светимостью.

В этой модели большую роль играли наблюдения ^{142, 143} искажений в спектре реликтового излучения в миллиметровой области. Эти данные не подтвердились в наблюдениях ¹⁴⁴. Модель теплой Вселенной испытывает большие трудности в попытках создать приемлемый спектр «реликтового» излучения в длинноволновой области. Кроме того, эту модель, вероятно, трудно совместить с гипотезой тяжелых нейтрино.

А- и Е-теории образования крупномасштабной структуры очень близки в вопросах образования галактик и скоплений галактик путем последовательного скучивания карликовых галактик и газозвездных облаков. Однако в вопросах образования крупномасштабной структуры позиции этих теорий диаметрально противоположны: согласно А-теории вначале образуется крупномасштабная структура, распадающаяся на втором этапе на карликовые галактики и газозвездные комплексы. На третьем этапе карликовые объекты собираются в галактики и скопления галактик. В Е-теории, напротив, процесс образования крупномасштабной структуры завершается образованием галактик и скоплений галактик — собирание происходит путем последовательной эскалации масштаба гравитационно связанных объектов.

Такая, казалось бы, незначительная перестановка порядка скучивания ведет к наблюдаемой (в принципе) разнице в предсказаниях: согласно А-теории в областях между «блинами» не должны наблюдаться ни галактики, ни звезды, ни тяжелые элементы *) — в этих областях никогда не возникали плотные объекты; согласно же Е-теории химически чистого пространства — областей, не содержащих элементов тяжелее гелия, — во Вселенной не существует вовсе, как и пространства, свободного от звезд и карликовых галактик.

В Е-теории области пониженной плотности суть области, содержащие более или менее обычные галактики, но сохранившиеся в меньшей концентрации. Интуитивно трудно себе представить полное опустошение какой-либо области пространства за счет гравитационной неустойчивости (численные модели подтверждают этот вывод). Поэтому наблюдения больших областей, не содержащих ярких галактик, скорее говорит в пользу того, что в этих областях физические условия препятствовали образованию галактик при умеренно низкой плотности вещества. Предположение, что все галактики покинули достаточно большую область, представляется очень мало вероятным (тем более, что для того, чтобы уйти из области с размером 50—100 Мпс за космологическое время, наобходимо двигаться со скоростью около 5000 км/с — такие скорости не наблюдаются даже в богатых скоплениях галактик!). Итак, наблюдение больших «черных» областей, вероятно, подтверждает теорию фрагментации (А-теорию) и является аргументом против теории последовательного скучивания (Е-теория).

В самое последнее время появилось сообщение ²⁴⁷, что в центральной части одной из «черных» областей найдено несколько галактик. Это сообщение лишний раз подчеркивает огромную принципиальную важность детального изучения «черных» областей с регистрацией все более слабых галактик, с выявлением действительно изолированных галактик, с возможной оценкой пекулярных скоростей этих галактик и т. д. Лишь такая работа позволит определить истинные параметры структуры Вселенной, выявить цепочки слабых галактик, перемычки и т. д.

В космологической модели с массивными нейтрино Е-теория образования структуры в обсуждавшемся выше ортодоксальном виде невозможна, поскольку барионы — носители энтропийных возмущений составляют лишь незначительную долю средней плотности Вселенной. Однако в последнее время была предложена модель, возрождающая в главных чертах вариант иерархического скучивания Е-теории ¹²⁴. В этой модели предполагается существование весьма массивной частицы ($m \approx \approx 3$ кэВ), что ведет к уменьшению характерных масштабов до значений $M \approx (10^8 - 10^{10})$ M_{\odot} в массовой шкале. В ходе иерархической эскалации

^{*)} Частично области между «блинами» обогащаются тяжелыми элементами при взрывах сверхновых. Однако если в тяжелые элементы перешло около 2% вещества (солнечное обилие тяжелых элементов), то должны сохраниться общирные области с реликтовым химическим составом.

масштабов в этой схеме может быть возрождена Е-теория со всеми ее достоинствами и недостатками.

В работе Острайкера и Коуи ¹¹⁸ (см. также ²³⁸) вновь привлекается внимание к упомянутому выше взрывному варианту Е-теории ¹¹⁴. Авторы главное внимание уделили проблеме эскалации масштабов при согласованном взрыве многих сверхновых, собранных в комплексы последовательно возрастающего масштаба. Максимальный масштаб неоднородности в этой модели определяется скоростью остывания межгалактической среды и близок к 100 Мпс. Синхронизация взрывов сверхновых обусловлена последовательным инициированием рождения окружающих звезд (при обжатии протозвезд продуктами взрыва) с последующей достаточно быстрой эволюцией этих звезд вплоть до взрыва. Процессы образования структуры отнесены в прошлое к красным смещениям $z \approx 4$, что, по мнению авторов, объяснит отсутствие наблюдательных проявлений этих процессов.

В этой схеме, по существу, сделана попытка получить основные результаты А-теории, исходя из мелкомасштабных начальных неоднородностей, типичных для Е-теории. Наряду с обсуждавшимися выше достоинствами А-теории в этой схеме естественно решаются задачи ионизации газа, оставшегося в «дырах», задача фрагментации сверхскоплений и др. Эта схема (из-за негравитационного усиления возмущений) может исходить из особо малых начальных возмущений, совместимых с наблюдениями флуктуаций температуры реликтового излучения.

Обсуждение этого варианта Е-теории затруднено малой разработанностью. Однако некоторые критические замечания вызывает сама идея.

Этот вариант Е-теории, вероятно, не совместим с представлениями о массивном нейтрино. Как уже отмечалось выше, негравитационные процессы перераспределяют вещество, не затрагивая нейтрино. Поэтому в нейтринной Вселенной в рамках рассматриваемой модели нейтрино будут распределены квазиоднородно или собраны под действием каких-то иных возмущений, тогда как видимое вещество под действием взрывов образует независимый «узор» на фоне нейтрино. Поскольку средняя плотность вещества невелика, увлечение нейтрино также будет малым.

С точки зрения предлагаемой теории обогащение среды тяжелыми элементами способствует образованию новых галактик и звезд. Однако если в горячем газе скоплений галактик действительно наблюдается близкое к солнеч му обилие тяжелых элементов, то в карликовых галактиках и звездах сферической составляющей Галактики содержание тяжелых элементов в 10—100 раз меньше солнечного. Очевидно, видимые объекты образовались до обогащения тяжелыми элементами межгалактической среды, или, возможно, в местах, не подвергшихся обогащению.

Не следует, конечно, забывать о влиянии взрывов сверхновых на свойства межгалактической среды, галактик и структуры Вселенной. Но не следует и переоценивать это влияние. Как уже отмечалось выше, в рамках А-теории взрывы первых сверхновых наряду с образованием тяжелых элементов, вероятно, ведут к дополнительной турбулизации внутренних движений в «блинах» и к фрагментации «блина»-сверхскопления. Возможно, эти процессы ведут к некоторому распуханию «блина» и выбрасыванию тяжелых элементов в «межблинную» среду. Тем не менее, поскольку взрывы не влияют на нейтринную фазу и слабо влияют на холодные плотные облака, их общее влияние на «блин», вероятно, не слишком велико.

7. ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Важнейшую роль в разработке современных схем образования структуры Вселенной играют численные эксперименты, позволяющие моделировать те или иные процессы образования структуры. В соответствии с заданием начальных условий эти эксперименты делятся на два типа: если в начальных данных присутствуют мелкомасштабные возмущения, то эти расчеты моделируют Е-теорию^{2, 125-134}. Если же в начальных данных присутствуют лишь крупномасштабные неоднородности, то эти расчеты моделируют процессы А-теории^{37, 38, 113, 223, 249-253}. Особняком стоит работа²⁵⁵, в которой начальные данные выбраны в соответствии с Е-моделью, но особенности вычислительной схемы привели на линейной стадии к затуханию мелкомасштабных возмущений и результаты расчетов по основным параметрам близки к А-модели.

В Е-моделях главное внимание было обращено на анализ процессов скучивания частиц в группы. На разные моменты времени либо рассчитывалась двухточечная корреляционная функция ξ (*r*), либо использовались другие параметры, определяющие степень скучивания точек. В частности, в ², ^{125–127} выделялись скопления, которые в дальнейшем сортировались по массам.

Основные трудности интерпретации результатов расчетов этих моделей связаны с малым числом частиц (при моделировании с учетом всех парных взаимодействий ^{2, 125-127} число частиц $N \approx 1000-4000$). На малых масштабах ($l \sim N^{-1/3}$) сильное влияние оказывает дискретность в распределении частиц, на больших—влияет ограниченность объема. Безусловно, результаты достоверны лишь в небольшой области пространственных масштабов, хотя обычно приводятся данные в существенно большем диапазоне. Эти соображения особенно важны в тех случаях, когда начальные возмущения отличны от «белого шума», поскольку накопление ошибок искажает влияние начального спектра.

Иная идеология заложена в численные расчеты А-моделей. Более подробное развитие теории А-моделей позволяет использовать численные расчеты для проверки и уточнения (или для установления) тех или иных принципиальных положений теории, следствия которых в дальнейшем вновь проверяются на материале моделей ^{38, 113}. При этом можно с успехом использовать и двумерные, и трехмерные модели ^{37,38,113,249-253}. Основные принципиальные результаты, полученные при сравнении теории с двух- и трехмерными моделями, заключаются в следующем.

1) Хорошо развитая сетчатая структура возникает на нелинейном этапе лишь в том случае, если в начальных данных подавлены возмущения малых масштабов.

2) Сетчатая структура полностью определяется полем тензора деформации $d_{ik} = \partial S_i / \partial q_k$ (см. гл. 5).

3) С течением времени сетчатая структура распадается, происходит собирание частиц в отдельные комплексы, последовательно сливающиеся в более крупные агрегаты. На этом этапе внешние различия в структуре между А- и Е-моделями пропадают.

Нужно подчеркнуть, что при выявлении связи начальных условий с параметрами рассчитанной картины очень важно правильно оценивать как характеристики начальных возмущений, так и их эволюцию в процессе счета.

8. СОПОСТАВЛЕНИЕ С НАБЛЮДЕНИЯМИ

В последние годы можно отметить все возрастающий интерес наблюдателей к проблемам крупномасштабной структуры. О некоторых данных мы уже упоминали при обсуждении теоретических моделей, других пока не касались.

В наблюдательном изучении структуры можно выделить два общих направления, которые могут быть названы описательным и «статистиче-ским»¹.

В рамках описательного подхода Эйбеллу²⁵⁴ удалось выявить 2742 богатых скопления галактик; выделены и описаны несколько сверхскоплений галактик^{20,256}, обнаружены «черные» области, где галактики отсутствуют.

Обсуждение наблюдательных данных, а также проблем, связанных с изучением сверхскоплений и «черных» областей, были недавно сделаны Оортом ³⁵, к обзору которого мы и отсылаем интересующихся.

Другой подход к изучению крупномасштабной структуры — статистический — получил большую известность и распространение в последние годы, прежде всего благодаря работам Пиблса и его сотрудников. Наиболее полное и исчерпывающее изложение как методических вопросов, так и полученных результатов в рамках статистического подхода содержится в недавно вышедшей книге Пиблса¹.

Самый популярный метод статистического анализа состоит в расчете корреляционных функций распределения галактик. Двухточечная корреляционная функция $\xi(r)$ определяется соотношением

$$\mathrm{d}P = \overline{n} \left(1 + \xi(r) \right) \mathrm{d}V, \tag{8.1}$$

где dP — вероятность найти галактику в малом объеме dV, отстоящем от случайно выбранной галактики на расстоянии r; n — средняя плотность галактик. Аналогично определяются трехточечная и остальные корреляционные функции.

Важнейшие результаты корреляционного анализа, кратко можно суммировать следующим образом.

1) Двухточечная корреляционная функция, рассчитанная по распределению галактик, имеет простой степенной вид в большом диапазоне расстояний ^{1,39},²⁴⁵,²⁵⁷:

$$\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-1,77}$$
, $r_0 \approx 4h^{-1}$ Muc, $0, 1h^{-1}$ Muc $< r < 10h^{-1}$ Muc. (8.2)

2) В области больших масштабов $r \ge 10h^{-1}$ Мпс ξ_1 (r) быстро убывает, и при $r > 50 h^{-1}$ Мпс существует лишь верхняя оценка $1 | \xi(r) | \le \leq 0.025$.

3) Двухточечная корреляционная функция, построенная по богатым (эйбелловским) скоплениям, отличается от галактической как по характерным масштабам ($r_0 > 20 \ h^{-1}$ Mnc), так и по амплитуде ^{258,267,272}. Анализ распределения других объектов (квазаров, радиоисточников) ^{259–264} не показал заметной корреляции.

Наряду с корреляционным анализом, распределение галактик исследовалось и другими статистическими методами ⁴⁰,⁴¹. Они все подтверждают коррелированность распределения галактик и выделяют характерный масштаб 5—10 Мпс.

Очевидно, любая теоретическая схема должна объяснять результаты корреляционного анализа. Но в различных теоретических схемах на первый план выступают разные аспекты этого анализа. В рамках Е-теории единая функциональная зависимость ξ (r) в широких пределах рассматривается как свидетельство в пользу схемы последовательного скучивания (эскалации масштабов). В то же время расхождения в корреляционных функциях для галактик и для скоплений галактик пока не нашли объяснения. В А-теории эти расхождения, по-видимому, объяснить проще, поскольку скопления соответствуют выделенным точкам начальных возмущений ²⁷⁰. Но единый функциональный вид ξ (r) в широкой области масштабов рассматривается как следствие процессов релаксации в скоплениях и, частично, в сверхскоплениях. Анализ этого вопроса на материале численных моделей ^{249,253} показал, что по мере развития структуры корреляционная функция, рассчитанная для частиц, эволюционирует, становясь все более крутой. Вероятно, это связано с образованием двумерных и одномерных плотных областей. Действительно, для двумерной (однородной) области § (r) ∞ r⁻¹ (доля площади сферы, вырезаемая плоскостью), а для одномерной области $\xi(r) \sim r^{-2}$ (при $\xi(r) > 1$), причем это определяется лишь геометрическими факторами ²⁶⁵.

В самое последнее время был предложен новый количественный метод 271, основанный на идеях теории перколяции, который позволяет решить вопрос о топологии крупномасштабной структуры: образуют ли сверхскопления единую связную систему или же они изолированы друг от друга.

Среди других многочисленных наблюдательных данных нам кажется интересным особо выделить наблюдения корреляции вытянутости скоплений галактик с вытянутостью ярчайшей галактики скопления и наблюдения корреляции взаимного положения близких скоплений с их ориентапией 35,221,222.

В духе представлений о бездиссипативном коллапсе эти данные свидетельствуют о том, что скопления и ярчайшие галактики образовались после (или в процессе) образования сверхскоплений (или более крупномасштабной структуры).

В актуальнейших наблюдениях обширных областей Вселенной, не содержащих галактик^{2,22-33}, пока что достигнута чувствительность, которая позволяет исключить лишь яркие галактики. Важнейшей задачей является понижение порога предельной яркости. При современной чувствительности результаты еще не позволяют отдать предпочтение А-моделям.

За многие полезные обсуждения изложенных выше вопросов авторы благодарны В. И. Арнольду, А. А. Клыпину, Р. А. Сюняеву и М. Ю. Хлопову.

Институт прикладной математики АН СССР им. М. В. Келдыша

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. Peebles P. J. E. The Large-scale Structure of the Universe. Princeton: Prin-
- Peebles P. J. E. The Large-scale Structure of the Universe.— Princeton: Princeton Univ. Press, 1980.
 The Large-scale Structure of the Universe/Ed. M. S. Longair, J. Einasto.— Dordrecht, Holland; Boston, USA: D. Reidel, 1978.— Перевод: Крупномасштабная структура Вселенной/Ред. М. Лонгейр, Я. Эйнасто.— М.: Мир, 1981.
 Penzias A. A., Wilson R. W.— Astrophys. J., 1965, v. 142, p. 419.
 Gamow G.— Phys. Rev., 1946, v. 70, p. 572.
 Зельдович Я. Е., Новиков И. Д. Строение и эволюция Вселенной.— М.: Наука, 1975; Engl. transl.— Chicago Univ. Press, 1983.
 Weinberg S.— The First Three Minutes.— Fontana: Collins, 1978.— Перевод: Вайнберг С. Первые три минуты.— М.: Энергоиздат, 1981.
 Longacker P.— Phys. Rept., 1981, v. 62, p. 185.

- Сондаскег Р. Рнуз. Rept., 1981, v. 62, р. 185.
 Любимов В.А., Новиков Е.Г., Нозик В.З., Третьяков Е.Ф., Козик В. С. ЯФ, 1980, т. 32, с. 301; Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 94, p. 266.

- р. 200. 9. Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю.— УФН, 1981, т. 135, с. 45. 10. Герштейн С. С., Зельдович Я. Б.— Письма ЖЭТФ, 1966, т. 4, с. 174. 11. Шварцман В. Ф. Ibid., 1969, т. 9, с. 315. 12. Kirzhnits D. A., Linde A. D.— Phys. Lett. Ser. B, 1972, v. 42, p. 471. 13. Linde A. D.— Rev. Progr. Phys., 1979, v. 42, p. 389. 14. Кардашев Н. С.— Астрон. цирк., 1967, № 430. 15. Petrosian V., Salpeter E., Szekeres P.— Astrophys. J., 1967, v. 47 p. 422. v. 147, p. 1222.
- 16. Поляков А. М. УФН, 1982, т. 136, с. 538.

- Hawking S. W.— In: Quantum Structure of Space-Time/Ed. C. J. Isham, M. J. Duff.— Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1982.
 Долгов А. Д., Зельдович Я. Б.— УФН, 1980, т. 130, с. 559.
 Зельдович Я. Б.— УФН, 1981, т. 133, с. 479.
 Де Вокулер Ж.— Астрон. ж., 1959, т. 36, с. 977.
 De Vaucouleurs G.— Astrophys. J., 1976, v. 203, p. 33.
 Joeveer M., Einasto J., Tago E. Mon. Not. RAS, 1978, v. 185, p. 357

- p. 357.
- p. 357.
 23. Gregory S. A., Thompson L. A. Astrophys. J., 1978, v. 222, p. 784.
 24. Tarenghi M., Tifft W. G., Chincarini G., Rood H. J., Thompson L. A. Ibid., 1979, v. 234, p. 793.
 25. Chincarini G., Rood H. J. Ibid., 1979, v. 230, p. 648.
 26. Einasto J., Joeveer M., Saar E. Nature, 1980, v. 283, p. 47.
 27. Einasto J., Joeveer M., Saar E. Mon Not. RAS, 1980, v. 193, p. 353

- 27. ETH as to 3., 50 eveet M., 5 a at E. Mon Not. TAS, 1860, V. 185, p. 353,
 28. Tarenghi M., Chincarini G., Rood H. J., Thompson L. A. Astrophys. J., 1980, v. 235, p. 724.
 29. Tully R. B. Ibid., 1982, v. 257, p. 389.
 30. Chincarini G., Rood H. J. Sky and Telescope, 1980, v. 59, p. 364.
 31. Chincarini G., Rood H. J., Thompson L. A. Astrophys. J., Lett.,

- 1981, v. 249, p. L47.
 32. Gregory S. A., Thompson L. A., Tifft W. J. Astrophys. J., 1981, v. 243, p. 411.
 33. Kirshner R. P., Oemler A., Schechter P. L., Shectman S. A. –
- Astrophys. J. Lett., 1981, v. 248, p. L57.
 34. Davis M., Huchra J., Latham D. W., Tonry J.— Astrophys. J., 1982, v. 253, p. 423.
 35. Oort J. H.— Preprint Sterrewacht Hyugens Laboratorium.— Leiden, 1981;
- Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1983.
- 36. Зельдович Я. Б. Астрофизика, 1970, т. 6, с. 319; Astron. and Astrophys., 1970, v. 5, p. 84.
- 37. Зельдович Я. Б.— В сб.² (перевод) С. 452.
 38. Doroshkevich A. G., Kotok E. V., Novikov I. D., Polyu-dov A. N., Shandarin S. F., Sigov Yu. S.— Mon. Not. RAS, 1980, v. 192, p. 321.
 20. Totaviš H. Killer, T. Filler, T.

- v. 192, p. 321.
 39. Totsuji H., Kihara T.— Publ. Astron. Soc. Japan, 1969, v. 21, p. 221.
 40. Shanks T.— Mon. Not. RAS, 1979, v. 186, p. 583.
 41. Rudnicki K., Zieba S.— Всб.² (перевод).— С. 257.
 42. Silk J.— Astrophys. J., 1968, v. 151, p. 459.
 43. Sachs R. K., Wolfe A. M.— Ibid., 1967, v. 147, p. 73.
 44. Sunyaev R. A., Zeldovich Ya. B.— Astrophys. and Space Sci., 1970, v. 6 p. 252. v. 6, p. 358.
- 45. Парийский Ю. Н., Петров З. Н., Чирков Л. Н.— Письма Астрон. ж., 1977, т. 3, с. 483.

- 49. Boughn S. P., Cheng E. S., Wilkinson D. T. Astrophys. J. Lett., 1981, v. 243, p. L113.
 50. Peebles P. J. E. Ibid. p. L119.
- 51. S i l k J.— In: Tenth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics/Ed. R. Ra-maty, F. C. Jones.— N. Y., 1981.— Р. 183. 52. Лифтиц Е. М.— ЖЭТФ, 1946, т. 16, с. 587.

- 53. Лифшиц Е. М., Халатников И. М.— УФН, 1963, т. 80, с. 391. 54. Реевles Р. J. Е., Үи Ј. Т.— Astrophys. J., 1970, v. 162, р. 815. 55. Чибисов Г. В.— Астрон. ж., 1972, т. 49, с. 74, с. 286. 56. Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Сюняев Р. А.— Ibid., 56. Дорошкевич А. 1., зельдович Л. В., Сюннев Г. А. — 1510., 1978, т. 55, с. 913.
 57. Silk J., Wilson M. L. — Phys. Scripta, 1980, v. 21, р. 708.
 58. Press W. H., Vishniak E. T. — Astrophys. J., 1980, v. 236, р. 323.
 59. Szalay A., Marx G. — Astron. and Astrophys., 1976, v. 49, р. 437.
 60. Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Сюняев Р. А., Хло-пов М. Ю. — Письма Астрон. ж., 1980, т. 6, с. 457.
 61. Бисноватый - Коган Г. С., Новиков И. Д. — Астрон. ж., 1980, 57. с. 809.

- r. 57, c. 899. 62. Bond J. R., Efstathiou G., Silk J.- Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45,
- p. 1980.

УФН, т. 139, вып. 1

- 63. Bond J. R., Szalay A. S.- In: Proc. Neutrino 81. Mani, Hawaii, 1981.
 64. Peebles P. J. E. Astrophys. J., 1982, v. 238, p. 415.
 65. Fayet P. In: Unification of Fundamental Particle Interactions/Ed. S. Ferrara et al. -- 1980. P. 587.
- 66. Cabibbo N., Farrara G. R., Maiani L.- Phys. Lett. Ser. B, 1981. v. 105, p. 154. 67. Pagels, H., Primak, J. R.- Preprint UCSC-TH-141-81.-1981.
- 68. Chikashige Y., Mohapatra R. N., Peccei R. D.- Phys. Rev. Lett., Ser. B, 1981, v. 98, p. 265.
 69. Cowsik R., McClelland J.- Astrophys. J., 1973, v. 180, p. 7.
- 69. Cowsik R., McClelland J.— Astrophys. J., 1973, v. 180, p. 7. 70. Marx G., Szalay A. S.— In: Proc. Neutrino 72.—1972.— V. 1, p. 123. 71. Bludman S. A.— In: Proc. Neutrino 74.— N.Y. 1974.— V. 1, p. 284.
- 72. Тгетаіпе S., Gunn J. E.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 407. 73. Зельдович Я. Б., Сюняев Р.А. Письма Астрон. ж., 1980, т. 6,
- c. 451.
- 74. Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Сюняев Р. А., Хло-пов М. Ю.— Ibid., 1980, т. 6, с. 465. 75. Дорошкевич А. Г., Хлопов М. Ю. Астрон. ж., 1981, т. 58,
- c. 913.
- 76. Doroshkevich A. G., Khlopov M. Yu., Sunyaev R. A., Szalay A. S., Zeldovich Ya. B.— Цит. в⁵¹ сб.— Р. 32.
 77. Sato H., Takahara F.— Prog. Theor. Phys., 1980, v. 64, p. 2029.
 78. Schramm D. N., Steigman G.— Astrophys. J., 1981, v. 243, p. 1.
 79. Sato H.— Цит. в⁵¹ сб.— Р. 43.
 70. Navihara F. Da La Blama Astrophys. Course and Warkshop. Variance (General Course and Variance (General Course (Genera Course (General Course (General Course (General Course (Gene

- Sato II. III. B. CO. I. 40.
 So vikov I. D. II. Plasma Astrophys. Course and Workshop. Varenna (Como), 27 August 7 September., 1981, Paris, 1981; P. 179.
 Bisnovatyi-Kogan G. S., Lukash V. N., Novikov I. D. III: Variability in Stars and Galaxies: Proc. of the 5th European Regional Meeting in Astrophysical Access of the 5th European Regional Meeting i Astronomy, Liege, 28 July-1 August, 1980. 82. O o r t J. H.- In: La structure et l'évolution de l'universe. 11 Conseil de Physi-
- que Solvey.- Bruxeles, 1958.
- 83. Gunn J. E.- In: Observational Cosmology/Ed. A. Haeder, L. Martinet, G. Tamman — Geneva Observatory, 1978. 84. Tamman G. A., Yahil A., Sandage A.-- Astrophys. J., 1979, v. 234,

- 84. Tamman G. A., Yahii A., Sandage A.- Astrophys. J., 1979, v. 234, p. 775.
 85. Rogerson Y. B., York D. C.- Astrophys. J. Lett., 1973, v. 186, p. L95.
 86. Zwicky F.- Helv. Phys. Acta, 1933, v. 6, p. 110.
 87. Rood H. J., Page T. L., Kintner E. C., King I. R.- Astrophys. J., 1972, v. 175, p. 627.
 88. Dickens R. J., Moss C.- Mon. Not. RAS, 1976, v. 174, p. 47.
 89. Abell G. O.- Astrophys. J., 1976, v. 213, p. 327.
 90. Bahcall N.- Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1976, v. 15, p. 505.
 91. Faber S. M., Gallagher J. S.- Ibid., 1979, v. 17, p. 135.
 92. Karachentsev I. D., Kopylov A. I.- Mon. Not. RAS, 1980, v. 192, p. 409.

- p. 109.
- 93. А ракелян М.А.— Итоги науки и техн. Сер. «Астрономия», 1981, т. 18, с. 83.

- 94. Giacconi R.— Цит. в⁵¹ сб.— Р. 210. 95. Einasto J., Kaasik A., Saar E.— Nature, **1974**, v. 250, p. 309. 96. Ostriker J. P., Peebles P. J. E., Yahil A.— Astrophys. J. Lett., 1974, v. 193, p. L1. 97. Rubin V. C., Ford W. K., Thonnard N.— Astrophys., 1978, v. 225,
- p. L107.
- 98. Krumm N., Salpeter E. E.— Astron. J., 1979, v. 84, p. 1138. 99. Bosma A., Van der Kruit P. C.— Astron. and Astrophys., 1979, v. 79, p. 281. 100. Rubin V. C., Ford W. K., Thonnard N.— Astrophys. J., 1980, v. 238,
- p. 471.

- 101. Roberts M. S., Whitehurst R. N.— Ibid., 1975, v. 201, p. 327. 102. Караченцев И. Д.— Астрофизика, 1980, т. 16, с. 217. 103. Sunyaev R. A., Zeldovich Ya. B.— Astron. and Astrophys., 1972, v. 20, p. 189.
- 104. Дорошкевич А. Г. Астрон. ж., 1972, т. 49, с. 1221; Astrophys. Lett., 1973, v. 14, p. 11.
- 105. Дорошкевич А. Г., Шандарин С. Ф. Астрон. ж., 1974, т. 51, с. 41.
 106. Doroshkevich A. G., Shandarin S. F., Saar E. Mon. Not. RAS, 1978, v. 184, р. 643.
 107. Зельдович Я. Б., Шандарин С. Ф. Письма Астрон. ж., 1982, т. 8,
- c. 131.

- Doroshkevich A. G., Shandarin S. F., Zeldovich Ya. B.— Comm. Astrophys., 1982, v. 9, p. 265.
 Doroshkevich A. G., Zeldovich Ya. B.—Astrophys. and Space Sci.
- 1975, v. 35, p. 43.
- 110. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И.— ДАН СССР, 1958, т. 118, c. 671.
- 111. Баренблатт Г. И., Зельдович Я. Б.— УМН, 1971, т. 26, вып. 2, c. 115.
- 112. Баренблатт Г. И. Подобие, автомодельность, промежуточная асимпто-
- тика.— М.: Гидрометеоиздат, 1978. 113. Дорош кевич А. Г., Коток Э. В., Сигов Ю. С., Шандарин С. Ф.— Препринт, ИПМ АН СССР № 68.— Москва, 1981. 114. Дорош кевич А. Г., Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.— Астрон.
- 114. Дорошкевич А. Г., Зельдович А. Б., новиков И. Д. Астрон. ж., 1967, т. 44, с. 295.
 115. Peebles P. J. E., Dicke R. H. Astrophys. J., 1968, v. 154, p. 891.
 116. Gott J. R. III, Rees M. J. Astron. and Astrophys., 1975, v. 45, p. 365.
 117. Rees M. Nature, 1978, v. 275, p. 35.
 118. Ostriker J. P., Cowie L. L. Astrophys. J. Lett., 1981, v. 243, p. L127.
 119. Jones B. J. T. Rev. Mod. Phys., 1976, v. 48, p. 107.
 120. Gott J. R. III Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1977, v. 15, p. 235.
 121. Bees M. Dir Observational Cosmology Seas-Fee VIII. Course Geneva

- 121. Rees M.- In: Observational Cosmology.- Seas-Fee. VIII Course.- Geneva
- Observatory, Sauverny, 1978. P. 259. 122. Gott G. R.— In: Les Houches. Session XXXII, 1979/Ed. R. Balian et al.— Amsterdam: North-Holland Publ., 1980. P. 564.
- 123. Jones B. J. T.— In: Proc. of 9th Texas Symposium Munich 1978/Ed. J. Ehlers et al.— N. Y.: New York Academy of Sciences, 1980.
 124. Bond J. R., Szalay A. S., Turner M. S.— Phys. Rev. Lett. 1982, v. 48,
- p. 1636.
- 125. Aarseth S. J., Gott J. R. III, Turner E. L.— Astrophys. J., 1979, v. 228, p. 664.
- 126. Turner E. L., Aarseth S. J., Gott J. R. III, Blanchard N. T., Mathien R. D. Ibid., 1979, v. 228, p. 684.
- 127. Gott J. R. III, Turner E. L., Aarseth S. J.- Ibid., 1979, v. 234, p. 13. 127. Gott J. R. HI, Furfier E. L., Aarseth S. J. – Hid., 1979, V. 234, 128. Fall M. – Mon. Not. RAS 1978, v. 185, p. 165. 129. Efstathiou G. – Ibid., 1979, v. 187, p. 117. 130. Efstathiou G., Fall M., Hogan G. – Ibid., 1979, v. 189, p. 203. 131. Efstathiou G., Jones B. J. T., – Ibid., 1979, v. 186, p. 133. 132. Aarseth S., Fall M. – Astrophys. J., 1980, v. 236, p. 43. 133. Efstathiou G., Jones B. J. T. – Comm. Astrophys., 1980

- 1980, v. 8, p. 169.
- 134. Efstathiou G., Eastwood J. W.- Mon. Not. RAS, 1981, v. 194, p. 503. 135. Rees M. J.-- Phys. Scripta, 1980, v. 21, p. 614. 136. Carr B. J., Rees M. J.- Astron. and Astrophys., 1977, v. 61, p. 705.

- 137. White S. D. M., Rees M. J.- Mon. Not. RAS, 1978, v. 183, p. 341.

- 137. White S. D. M., Rees M. J.— Nature, 1979, v. 183, p. 101.
 138. Carr B. J., Rees M. J.— Nature, 1979, v. 278, p. 605.
 139. Hogan C. J.— Mon. Not. RAS, 1979, v. 278, p. 605.
 139. Hogan C. J.— Mon. Not. RAS, 1979, v. 278, p. 605.
 140. Carr B. J.— Comm. Astrophys., 1978, v. 7, p. 161.
 141. Tohline J. E.— Astrophys. J., 1980, v. 239, p. 417.
 142. Woody D. R., Richards P. L.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 925.
 143. Woody D. P., Richards P. L.— Astrophys. J., 1981, v. 248, p. 18.
 144. Gush H.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 745.
 145. Озерной Л. М., Чернин А. Д.— Івіd., 1968, т. 45, с. 1131.
 146. Озерной Л. М., Чернин А. Д.— Івіd., 1968, т. 45, с. 1137.
 147. Озерной Л. М., Чернин А. Д.— Івіd., 1968, т. 45, с. 1137.
 149. Чернин А. Д.— Письма ЖЭТФ, 1970, т. 11, с. 317.
 149. Чернин А. Д.— Астрофизика, 1977, т. 13, с. 69.
 150. Рееbles Р. J. Е.— Astrophys. J., 1973, v. 181, p. 269.
 152. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.— Астрофизика, 1970, т. 6, с. 379.
 153. Арнольд В. И.— Функц. анализ и его прилож., 1972, т. 6, с. 3.
- 152. Больдович И. Б., повинов И. д.— Астроизика, 1970, т. 6, с. 153. Арнольд В. И.— Функц. анализ и его прилож., 1972, т. 6, с. 3. 154. Агпоld V. I.— Сотт. Pure and Appl. Math., 1976, v. 39, р. 557. 155. Арнольд В. И.— Тр. сем. им. И. Г. Петровского, 1982, вып. 8, с. 21.
- 156. Арнольд В. И. Математические методы классической механики. М.: Наука, 1974.
- 157. Арнольд В. И.— Природа, 1979, № 10, с. 54. 158. Arnold V. I., Shandarin S. F., Zeldovich Ya. B.— Geophys. and Astrophys. Fluid Dynamics, 1982, v. 20, p. 111.

- 159. Зельдович Я. Б., Мамаев А. В., Шандарин С. Ф.— УФН, 1983, т. 139, с. 153 (в этом же номере журнала).
- 160. Васильев В. А.— Функц. анализиего прилож., 1976, т. 11, с. 5. 161. Лифшиц Е. М., Судаков В. В., Халатников И. М.— ЖЭТФ, 1961, т. 40, с. 1847.)
- 162. Грищук Л. П.— ЖЭТФ, 1966, т. 51, с. 475. 163. Новиков И. Д.— Астрон. ж., 1975, т. 52, с. 1038. 164. De Vaucoleurs G.— Цит. в⁵¹ сб. Р. 90.
- 165. De marque P., McClure R. D.-In: The Evolution of Galaxies and Stellar Populations/Ed. B. M. Tinsley, R. B. Larson Yale Univ. Observ., 1977, P. 199.
 166. Schramm D. N.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1974, v. 12, p. 383.
 167. Steigmann G., Schramm D. N., Gunn J. E.— Phys. Lett., Ser. B,
- 1977, v. 66, p. 202.
- 168. Grishchuk L. P., Zeldovich Ya. B.— Цит. в¹⁷ сб. 169. Peebles P. J. Е.— Цит. в⁵¹ сб.— Р. 157.
- 170. Davis M., Lecar M., Pryor C. Astrophys. J., 1981, v. 250, p. 423. 171. Jeans J. H. Phill. Trans., 1902, v. 129, p. 44. 172. Jeans J. H. Astronomy and Cosmology, Cambridge, 1929, Lnd.; N. Y.:
- Cambridge, 1969.

- 173. Воппог W. В.— Mon. Not. RAS, 1957, v. 117, p. 104. 174. Вейнберг С. Гравитация и космология М.: Мир, 1975. 175. Грищук Л. П., Зельдович Я. Е.— Астрон. ж., 1978, т. 55, с. 209. 176. Хлебников В. И.— ЖЭТФ, 1982, т. 82, с. 1361. 177. Полнарев А. Г., Хлопов М. Ю.— Астрон. ж., 1981, т. 58, с. 706. 178. Грищук Л. П., Зельдович Я. Б.— Ibid., с. 472. 179. Зельпович Я. Б.. Курт В. Г.. Сюндев Р. А.— ЖЭТФ, 1968, г.
- 179. Зёльдович Я. Б., Курт В. Г., Сюняев Р. А.— ЖЭТФ, 1968, т. 55, c. 278.
- 180. Заботин Н.А., Насельский П. Д.— Письма Астрон. ж., 1982, т. 8, c. 67.
- 181. Silk J., White D.— Astrophys. J. Lett., 1978, v. 226, p. L103. 182. Cavaliere A., Danese L., De Zotti G.— Astron. and Astrophys., 1979, v. 75, p. 322.
- 183. Fabri R., Melchiorri F., Mencaraglia F., Natale V.— Ibid. 1979, v. 74, p. 220. 184. Sunyaev R. A., Zeldovich Ya. B.- Mon. Not. RAS, 1980, v. 190,
- p. 413. 185. Guyot M., Zeldovich Ya.B. Astron. and Astrophys., 1970, v.9,
- р. 227. 186. Розгачева И. К., Сюняев Р. А.— Письма Астрон. ж., 1981, т. 7, с. 323. 187. Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б.— Астрон. ж., 1963, т. 40,
- c. 807
- 188. Дорошкевич А. Г., Рябенький В. С., Шандарин С. Ф. Астрофизика, 1973, т. 9, с. 257.
 189. Дорошкевич А. Г. Астрофизика, 1970, т. 6, с. 581.
 190. Дорошкевич А. Г., Шандарин С. Ф. Астрон. ж., 1978, т. 55, с. 1144.
 191. Шукуров А. М. Астрофизика, 1981, т. 17, с. 469.
 192. Зельдович Я. Б., Шандарин С. Ф. Письма Астрон. ж., 1982, т. 8, 250

- c. 259.
- 193. Зельдович Я. Б.— Ibid., с. 195.

- 195. Зельдович И. Б.— Ірід., с. 195.
 194. Дорошкевич А. Г.— Астрон. ж., 1980, т. 57, с. 259.
 195. Field G. B.— Astrophys. J., 1965, v. 142, р. 531.
 196. De Fouw R. J.— Ibid., 1970, v. 160, р. 659.
 197. Vishniac E. Т.— Ibid., 1982, v. 253, р. 457.
 198. Дорошкевич А. Г., Колесник И. Г.— Астрон. ж., 1976, т. 53, с. 10.
 199. Изотов Ю. И., Колесник И. Г. Препринт ИТФ АН УССР 80-61 р.— Киев, 1980.
- 200. Searle L., Sargent W. L. W.— Astrophys. J., 1972, v. 173, p. 25. 201. Lequeux J., Viallefond F.— Astron. and Astrophys., 1980, v. 91, p. 269.
- 202. Peimbert M.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1975, v. 13, p. 113. 203. Mitchell R. J., Culhane J. L., Davidson P. J. N., Ives J. C.— Mon. Not. RAS, 1976, v. 175, p. 29P.

- 204. Reinchardt M., Roberts M. S. Astrophys. Lett., 1972, v. 12, p. 201. 205. Шандарин С. Ф. Астрон. ж., 1974, т. 51, с. 667. 206. Hawley D. L., Peebles P. J. E. Astron. J., 1975, v. 80, p. 477. 207. Jaaniste J., Saar E. Preprint A-2. Tartu University, 1977. 208. Mac Gillivray H. T., Dodd R. J., McNally B. V., Cor-win H. G. Mon. Not. RAS, 1982, v. 198, p. 605.

- 209. Mac Gillivray H. T., Dodd R. J., McNally B. V., Lighfoot S. F., Corwin H. G., Heathcote S. R.— Astrophys. and Space Sci., 1982, v. 81, p. 231.
 210. Binney J.— Mon. Not. RAS, 1976, v. 177, p. 19.
 211. Aarseth S. J., Binney J. J.— Ibid., 1978, v. 185, p. 227.
 212. Peebles P. J. E.— Astron. J., 1970, v. 75, p. 13.
 213. Клыпин А. А.— Астрон. ж., 1980, т. 57, с. 913.
 214. Дорошкевич А. Г., Клыпин А. А.— Ibid., 1981, т. 58, с. 225.
 215. Сагреузаці Р. Сауаціеге А. Santangelo P.— Astrophys. I.

- 215. Čařnevali P., Cavaliere A., Santangelo' P.— Astrophys. J., 215. Carnevall P., Cavallere A., Santangelo P. — Astrophys. J., 1981, v. 249, p. 449.
 216. Binney J. — Mon. Not. RAS, 1980, v. 190, p. 873.
 217. Bertola F., Capaccioli M. — Astrophys. J., 1975, v. 200, p. 439.
 218. Illingworth G. — Ibid., 1977, v. 218, p. L43.
 219. Schechter P. L., Gunn J. E. — Ibid., 1979, v. 229, p. 472.
 220. Efstathiou G., Ellis R. S., Carter D. — Mon. Not. RAS, 1980, v. 402 p. 034

- v. 193, p. 931.
- 221. Вілдеlli В.— Astron. and. Astrophys., 1982, v. 107, р. 338. 222. Сагtег D., Metcalfe N.— Mon. Not. RAS, 1980, v. 191, р. 325. 223. Дорошкевич А.Г., Шандарин С.Ф. Астрон. ж., 1977, с. 734. Астрон. ж., 1977, т. 54,
- 224. Partridge R. B., Peebles P. J. E. Astrophys. J., 1967, v. 148, p. 377. 225. Sunyaev R. A., Tinsley B. M., Meier D. L.— Comm. Astrophys.,
- 1978, v. 7, p. 183. 226. Davis M., Wilkinson D. T. Astrophys. J., 1974, v. 192, p. 251.

- 226. Davis M., Wilkinson D. 1.— Astrophys. J., 1974, v. 192, p. 251.
 227. Partridge R. B.— Ibid., p. 241.
 228. Tinsley B. M., Larson R. B.— Mon. Not. RAS, 1979, v. 186, p. 503.
 229. Osmer P. S.— Astrophys. J., 1982, v. 253, p. 28.
 230. Sargent W. L. W., Young P. J., Boksenberg A., Shortridge K., Lunds C., Hartwick F. D. A.— Ibid., 1978, v. 221, p. 731.
 231. Зельдович Я. Б., Клыпин А. А., Хлопов М. Ю., Чечет-кин В. М.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 1286.
 232. Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б., Померанчук И. Я.— ЯФ, 1966, т. 3. с. 4154
- т. 3, с. 1154.

- T. 5, C. 1134.
 T. 3, C. 1134.
 T. 3, C. 1134.
 T. 3, C. 1134.
 T. 4, C. 4, C.

- 239. Butcher H., Oemler A. Ir. Astrophys. J., 1978, v. 219, p. 18. 240. Koo D. C. Astrophys. J. Lett., 1981, v. 251, p. L75. 241. Doroshkevich A. G., Shandarin S. F. Mon. Not. RAS, 1977, v. 179, p. 95.

- 242. Gunn J. E. Peterson S. A.— Astrophys. J., 1965, v. 142, p. 1633. 243. Rees M. J., Ostriker J. P.— Mon. Not. RAS, 1977, v. 179, p. 451. 244. Davis M., Peebles P. J. E.— Astrophys. J. (Suppl.), 1977, v. 34, p. 425. 245. Groth E. J., Peebles P. J. E.— Astrophys. J., 1977, v. 217, p. 385. 246. Джонс Б. Дж. Е., Рис М.— Цит. в²сб. (перевод). С. 416. 247. Balzano V. A., Weedman D. W.— Astrophys. J. Lett., 1982, v. 255, p. L1.
- 248. Ögelman H. B., Maran S. P.— Astrophys. J., 1976, v. 209, p. 124. 249. Клыпин А. А., Шандарин С. Ф.— Препринт ИПМ АН СССР, № 136.— Москва, 1981.
- 250. Шандарин С. Ф.— Астрофизика, 1980, т. 16, с. 769. 251. Melott A.— Preprint of the University of Texas.— 1981. 252. Melott A. Preprint of the University of Pittsburgh.—1982.

- 253. Dekel A .- Preprint OAP-634.- California Inst. of Technology, 1982.
- 254. A bell G. O. Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1965, v. 3, p. 1. 255. Miller R. H. Preprint Univ. of Chicago. 1982.

- 255. Miller R. H.— Preprint Univ. of Chicago.—1982.
 256. Shapley H., A mes A.— Harvard Obs. Ann., 1932, v. 88, No. 2.
 257. Fall M.— Rev. Mod. Phys., 1979, v. 51, p. 21.
 258. Hauser M. G., Peebles P. J. E.— Astrophys. J., 1973, v. 185, p. 757.
 259. Webster A.— Mon. Not. RAS, 1976, v. 175, p. 61.
 260. Webster A.— Ibid., p. 71.
 261. Setti G., Woltjer L.— Astrophys. J. Lett., 1977, v. 218, p. L33.
 262. Roberts D. H., O'Dell S. L.— Astron. and Astrophys., 1979, v. 76, p. 254.
 263. Webster A.— Mon. Not. RAS, 1982, v. 199, p. 683.

- 264. Oort J. H., Arp H. C., de Ruiter H.- Astron. and Astrophys., 1981, v. 95, p. 7.
- 265. Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Шандарин С. Ф.— Препринт ИПМ АН СССР № 67.— Москва, 1980.
 266. Oort J. H.— Astron. and Astrophys., 1981, v. 94, p. 359.
 267. Ваhcall N., Soneira R. M.— Preprint Princeton University Observato-

- 267. Вапсант К., бонетта К. м. Перем. С. М. Особен-гу. 1982.
 268. Арнольд В. И., Варченко А. Н., Гусейн-Заде С. М. Особен-ности дифференцируемых отображений. М.: Наука, 1982.
 269. Sandage A., Таттап G. A. Astrophys. J., 1982, v. 256, p. 339.
 270. Doroshkevich A. G., Shandarin S. F. Mon. Not. RAS, 1978, 482 27
- v. 182, р. 27. 271. Шандарин С. Ф.— Письма Астрон. ж., 1983, т. 9, с. 232. 272. Клыпин А. А., Копылов А. И.— Ibid., с. 256.