рости должны быть в несколько раз больше в вихревой теории по сравнению с адиабатической. По этому параметру турбулентную теорию трудно согласовать с наблюдениями реликтового излучения. Большие скорости ведут к большим $\frac{\Delta T}{T}$ реликтового излучения. Приходится прибегать к предположению о рассеянии реликтового излучения ионизованным газом. Но для этого нужна большая оптическая толща: $\tau \approx 4$, газ должен быть ионизован рано, при $z \approx 50$. Возможна ли такая ранняя вторичная ионизация газа какими-то источниками энергии? Независимых соображений в пользу этого нет. Конкретные цифры, иллюстрирующие эту серьезную трудность, будут даны в § 10 этой главы.

Для оценки вихревой теории небезразлично состояние других, конкурирующих точек зрения. Особенно важно объяснить наблюдаемое вращение галактик в теориях адиабатических и энтропийных возмущений без привлечения изначального вихревого движения на стадии преобладания излучения. Если бы в других теориях (помимо вихревой) вращение галактик не получало естественного объяснения, то это бы говорило за то, что в вихревой теории, непринужденно объясняющей вращение галактик, есть рациональное зерно. Но мы уже говорили, что работы Дорошкевича (1973), Пиблса (1967а, 1969а) дали объяснение вращения галактик в адиабатической теории.

Обзор различных теорий мы начали с того, что выбор между теориями еще не сделан, разработка теорий и дискуссии продолжаются. Вышеизложенное только иллюстрирует и конкретизирует этот тезис. Параграф 10 этой главы будет посвящен сравнению различных теорий после их подробного изложения.

§ 2. Адиабатические возмущения. Предпосылки

Мы начнем с изложения теории происхождения галактик из адиабатических возмущений. Наиболее современный обзор состояния этой теории дан в докладе Дорошкевича, Сюняева, Зельдовича (1973).

Ниже рассматривается развитие возмущений после рекомбинации ($z < 1400$); рассмотрение доводится до стадии образования гравитационно связанных обособленных масс, т. е., предположительно, протоскоплений галактик.

Таким образом, рассмотрение захватывает период, когда возмущения нельзя уже считать малыми и линейная теория малых возмущений неприменима.

Формально можно было бы задаться произвольным начальным распределением плотности и скорости нейтрального газа после рекомбинации и исследовать — аналитически или численно — дальнейшую судьбу и эволюцию газа.

Однако в действительности очень важно поставить более узкую задачу и ограничиться возмущениями, получающимися из начальных адиабатических возмущений. Это составляет содержание «адиабатической теории». Такое ограничение позволит развить приближенную теорию процесса, применяя соображения о нелинейных стадиях эволюции, развитые в предыдущей главе.

Свойства адиабатических возмущений, которые используются в дальнейшем, следующие

1) Движение является потенциальным, вихрь скорости равен нулю в начальный момент и, следовательно, остается равным нулю и дальше, до момента образования ударной волны.

2) Начальные возмущения в момент рекомбинации малы. После рекомбинации следует продолжительный период, когда возмущения малы и справедлива линейная теория.

В линейной теории можно выделить затухающие и растущие возмущения. Начальная их амплитуда одного порядка, за длительный период затухающие возмущения практически исчезнут. Движение, которое предстоит продлить в нелинейную область, является растущим возмущением со всеми вытекающими отсюда следствиями: в частности, растущее движение является безвихревым.

3) Линейная теория применима к периоду до рекомбинации. Естественно предположить, что на ранней стадии амплитуда возмущений была более или менее плавной функцией длины волны.

Интервал длин волн, важный для образования галактик, не широк. В этом интервале, вероятно, можно задаться степенной зависимостью амплитуды от длины волны:

$$A_k \sim k^r, \qquad \sqrt{\Delta(M)} \sim M^{-\nu}. \tag{14.2.1}$$

Здесь $\Delta(M)$ есть величина, введенная в § 2 гл. 12, так что показатели r и ν связаны между собой:

$$\sqrt{\Delta} = \sqrt{A_k^2 k^3} \sim k^{\frac{2r+3}{2}} \sim M^{-\frac{1}{2}-\frac{r}{3}}, \quad \nu = \frac{1}{2} + \frac{r}{3}. \tag{14.2.2}$$

Затухание, связанное с диссипативными процессами, приводит к глубокому изменению вида спектра. Обобщенно функцию затухания можно записать в виде

$$e^{-ak} \sim e^{-R_c/R} \sim e^{-(M_c/M)^{1/3}}, \tag{14.2.3}$$

где M_c порядка $10^{13}\, M_\odot$ (см. гл. 10, § 2), $R_c \approx \left(\frac{M_c}{\rho}\right)^{1/3}$.

Точный вид функции не так важен — дело сводится к тому, что затухают волны, соответствующие $M < M_c$, и не изменяются волны с $M > M_c$.

4) После рекомбинации происходит перестройка движения; возникающие растущие возмущения характеризуются амплитудой

$$\sqrt{\Delta(M)} = M^{-n} e^{-(M_c/M)^{1/3}}, \quad n = \nu + \frac{1}{3} \text{ *)}. \qquad (14.2.4)$$

5) После рекомбинации можно пренебречь давлением нейтрального газа при рассмотрении эволюции возмущений. Основанием является тот факт, что $M_c \gg M_{дж}$ — джинсовской массы нейтрального газа (см. ниже § 3). Благодаря этому применима приближенная теория роста возмущений в пылевидной среде, изложенная в § 2 гл. 13.

Обратимся к картине движения, вытекающей из пунктов 1)—5).

В приближенной теории было выяснено, что с течением времени возникают области бесконечной плотности. После возникновения такой области ближайшие частицы газа наталкиваются на плотный газ и останавливаются. Ниже мы рассмотрим подробнее движение газа, его нагревание ударной волной и дальнейшую судьбу сжатого газа.

§ 3. Ударная волна

Обратимся к приближенному решению, описывающему образование «блинов» в ходе роста неоднородностей плотности (§ 2 гл. 13). Величина α [см. формулу (13.2.4)] определяет момент, когда плотность формально достигнет бесконечности, по условию

$$\alpha(s)\frac{b}{a} = 1. \qquad (14.3.1)$$

Рассмотрим частицу, в которой α максимально, $\alpha = \alpha_{max}$. Обозначим ее лагранжеву координату s_m. Достаточно локального максимума, т. е. того, что $\alpha(s_m)$ больше, чем в соседних точках, хотя где-то вдали могут существовать и другие максимумы, часть которых выше α_{max}.

Вблизи s_m можно разложить α как функцию s в ряд:

$$\alpha = \alpha_{max} + A_{ik}(s_i - s_{mi})(s_k - s_{mk}) + \ldots \qquad (14.3.2)$$

*) Отвлекаемся от модуляции амплитуды возмущений (см. гл. 10, § 6), т. е. рассматриваем амплитуду, усредненную по не слишком малому интервалу ΔM. Формула справедлива для $M > M_2 \approx 10^{17} M_\odot$, т. е. для флуктуаций, которые проходят стадию акустических колебаний до рекомбинации. Отличие n от ν связано с тем, что $\delta\rho$ в растущей моде после рекомбинации пропорционально ut/l, где u — скорость вещества в акустической волне до рекомбинации и $l \sim M^{1/3}$. Наконец, напомним, что A_k есть фурье-амплитуда возмущения плотности в акустическом режиме до затухания (в частности, на нижней границе области устойчивости, рис. 43). Эта амплитуда и численно (по порядку величины) и по зависимости от волнового вектора совпадает с амплитудой скалярного возмущения метрики, не зависящей от времени на всем протяжении от сингулярности до области устойчивости. Вероятным представляется $\nu = 0$, $n = {}^1/_3$, $r = -{}^3/_2$ (см. ниже); однако не исключены и другие значения ν, n, r.