n $[A^2(k) \sim k^n]$ получаем

$$M \sim a^{\frac{6}{3+n}} \tag{13.4.20}$$

и для флуктуаций, соответствующих (13.4.13),

$$n=4, \qquad M \sim a^{6/7}. \tag{13.4.21}$$

Аналогичные результаты могут быть получены и для функции распределения объектов по массам. Формула, обобщающая распределение по массам Пресса и Шехтера, была получена Дорошкевичем (1967). Там же была выявлена область применимости этой формулы. Если отказаться от использования резкой сферической границы выделяющегося объема и использовать для дисперсии массы в данном объеме формулу (13.4.14), то для функции распределения объектов по массам получим

$$dW \sim M^{\frac{n-3}{6}} \exp\left(-\frac{\Sigma^2}{2}\right) dM. \tag{13.4.22}$$

Для $n=0$ и $n=1$ это полностью согласуется с результатами Пресса и Шехтера. Отклонение в численных экспериментах Пресса и Шехтера от теории при $n=1$, по-видимому, связано с использованием недостаточно большого количества частиц (только 10^3 точек). Это приводит к заметному влиянию границы, т. е. частиц, расположенных в поверхностном слое, и появлению примеси возмущений со спектром $\overline{A^2(k)} \sim k^0$. Не случайно эти возмущения проявляются лишь на поздней стадии расчета и точность этого варианта много хуже точности варианта с $n=0$.

§ 5. Тепловая неустойчивость и разделение однородного газа на фазы

При наличии источников энергии и неравновесных процессов существует механизм, вызывающий неустойчивость однородного газа и приводящий к разделению однородного газа на плотные холодные облака и горячий газ малой плотности между облаками. Этот механизм, называемый тепловой неустойчивостью, не связан с действием силы тяготения. Как следствие, его эффективность (инкремент нарастания возмущений) убывает для длинных волн. Для тепловой неустойчивости характерно существование оптимального размера. Подчеркнем сразу, что первичное разделение космологической плазмы на отдельные тела не связано с тепловой неустойчивостью, так как для ее проявления необходимы источники энергии. Зато в условиях галактик с большим содержанием газа значение тепловой неустойчивости весьма велико.

Это явление, хотя оно не относится, строго говоря, к области релятивистской астрофизики, важно для образования звезд и близко к другим вопросам, рассматриваемым в этой главе.

Тепловой баланс газа, находящегося под действием внешних источников нагрева, описывается уравнением вида

$$C_P \frac{dT}{dt} = h - \rho \Psi(T), \tag{13.5.1}$$

где C_p — теплоемкость газа, первое слагаемое правой части описывает нагрев газа, второе — охлаждение.

Поступление энергии в единицу массы (функция h) в первом приближении не зависит от плотности и температуры газа. Потери энергии на излучение зависят от двойных столкновений между атомами или атома с электроном. Следовательно, эта величина пропорциональна ρ. Зависимость $\Psi(T)$ от температуры довольно сложна: при низких температурах (~ 100°K) главным процессом охлаждения является возбуждение нижнего уровня атомов углерода (и других примесей), при высоких температурах преобладает излучение водорода в линии Ly-α, при еще более высоких — свободно-свободное излучение.

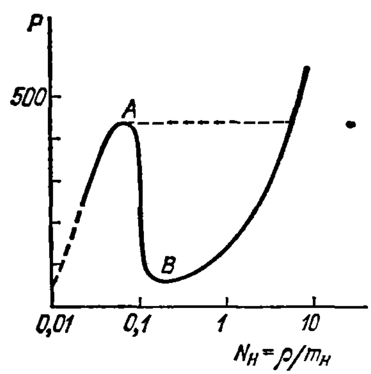

Рис. 45. Зависимость стационарного давления от плотности. Область AB неустойчива.

Для газа данного состава и при данных внешних источниках нагрева можно рассчитать стационарную температуру с помощью уравнения

$$\left.\begin{aligned} h - \rho\Psi(T) &= 0, \\ T_{\text{ст}} &= \Phi(\rho), \end{aligned}\right\} \tag{13.5.2}$$

а также давление согласно уравнению состояния газа (R — газовая постоянная, μ — молекулярный вес)

$$P_{\text{ст}} = \frac{RT_{\text{ст}}}{\mu}\rho. \tag{13.5.3}$$

Расчет дает в условиях нашей Галактики немонотонную зависимость $P_{\text{ст}}(\rho)$, качественно подобную кривой Ван-дер-Ваальса ниже критической точки (рис. 45).

Очевидно, в области между A и B, газ $\frac{dP}{d\rho} < 0$, газ неустойчив. Формальный расчет в линейном приближении подтверждает это. Возмущения растут, как $e^{\omega_T t}$, где

$$\omega_T = k \sqrt{-\frac{dP}{d\rho}}. \tag{13.5.4}$$

Эта формула справедлива постольку, поскольку ω_T^{-1} больше, чем время релаксации температуры

$$\frac{1}{t_T} = \frac{\rho}{C_p} \frac{d\Psi}{dT}. \tag{13.5.5}$$

Именно эта ситуация и носит название тепловой неустойчивости и связана с увеличением потери энергии, когда при постоянном давлении температура падает, а плотность возрастает. Отметим некоторые работы по тепловой неустойчивости: Филд (1965), Голдсмит, Хабинг и Филд (1969), Спитцер и Томаско (1968).

Представляет интерес и нестационарная задача о тепловой неустойчивости. Рассмотрим газ, не находящийся в тепловом равновесии с излучением, лишенный подогрева. Газ остывает, и можно поставить вопрос: как изменятся возмущения за время остывания? Без учета тяготения (короткие волны) возмущения растут лишь в течение ограниченного времени: при приближении к полному равновесию обязательно возникает устойчивость, устанавливается равновесная температура, и тогда условие постоянства давления приводит и к постоянной плотности. Однако это не исключает возможности сильного нарастания возмущений на этапе, далеком от равновесия.

Вернемся к системе с постоянным подогревом и стационарным неравновесным состоянием. Можно рассмотреть и конечный результат нарастания возмущений, притом точно, не ограничиваясь теорией малых возмущений. Это было сделано в важной работе Пикельнера (1967). Система стремится к состоянию, в котором при постоянном давлении она устойчива. Этим условиям соответствует разделение однородного вначале газа на две фазы — L и N. Обе фазы устойчивы и обладают равным давлением, N — плотная холодная фаза, L — разреженная горячая фаза.

Это основы теории, объясняющей происхождение в нашей Галактике облаков с $\rho \approx (3-6) \cdot 10^{-24}$ *г/см³* и $T \approx (70-100)$°K, окруженных горячим газом с $\rho \approx 4 \cdot 10^{-26}$ *г/см³* и $T \approx (5-10) \cdot 10^{3}$°K. Оценки скорости нагрева дают $h \approx 10^{40}$ *эрг/г·сек* [Пикельнер (1967)]. Необходимо отметить, что решение не является единственным. На плоскости ρ, P можно выбрать горизонтальную линию, параллельную линии LN, но лежащую ниже или выше и дающую другую пару точек.

В работе Зельдовича и Пикельнера (1969) рассмотрен вопрос о поверхности, отделяющей плотный холодный газ от горячего разреженного, при учете теплопроводности. Существует только одна пара точек и одно давление, для которых эта поверхность не движется. Если взять более высокие давления, то это приведет к конденсации разреженного газа в облака. Более низкое давление приведет к испарению облаков. Следовательно, есть лишь одно полностью стационарное состояние.

Теплопроводность — медленный процесс, и поэтому полная стационарность недостижима практически. Точное значение давления, число и объем облаков могут зависеть от деталей истории системы, а также от наличия магнитных полей и других осложняющих факторов.