

$t \rightarrow \infty$ плотность излучения при любой конечной энтропии становится малой по сравнению с плотностью вещества. И, следовательно, $\rho_{\text{вещ}} \rightarrow \frac{1}{6\pi G t^2}$ независимо от энтропии; относительное различие плотности, зависящее от различия энтропии, с течением времени стремится к нулю.

Детальное исследование длинноволновых энтропийных возмущений в наблюдениях может быть, вероятно, отложено до тех пор, пока не появятся какие-либо признаки наличия и существенной роли таких возмущений (см. § 8 гл. 14).

§ 5. Вращательные возмущения

Вращательные (вихревые) возмущения рассматривались в предыдущей главе. Здесь отметим особенности поведения вращательных возмущений в теории горячей Вселенной, связанные а) с изменением массы излучения в ходе адиабатического расширения и б) с фотонной вязкостью.

Напомним, что в данной главе проводится ньютоновское рассмотрение линейной задачи. Поэтому в дальнейшем мы снова и снова будем возвращаться к вращательным возмущениям — в трактовке общей теории относительности и в нелинейной теории, когда возникает турбулентное движение.

Каков закон эволюции вращательной скорости в простейшем случае идеальной невязкой жидкости? Рассмотрим сферу радиуса R с плотностью ρ и скоростью $\mathbf{u} = [\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}]$. Максимальное значение скорости $u_{\text{max}} = |\boldsymbol{\omega}|R$ достигается на экваторе. Момент импульса сферы равен $0,4 \frac{4}{3} \pi \rho R^5 \boldsymbol{\omega}$. Если трение отсутствует, то момент импульса сохраняется при расширении. При этом $R = R_0 a(t)$ и $\rho = \rho_0 a^{-3}(t)$ в случае вещества ($P=0$) и $\rho = \rho_0 a^{-4}(t)$ в случае излучения ($P=\varepsilon/3$). Поэтому

$$\boldsymbol{\omega} \sim a^{-2}, \quad u_{\text{max}} \sim a^{-1} \quad \text{для } P=0, \quad (10.5.1)$$

$$\boldsymbol{\omega} \sim a^{-1}, \quad u_{\text{max}} \sim \text{const} \quad \text{для } P=\varepsilon/3. \quad (10.5.2)$$

На ранних стадиях эволюции Вселенной вихревая (вращательная) скорость сохраняется при расширении!

Этот закон может быть получен более простым путем: так как при вращательном движении не возникают градиенты давления (по крайней мере в линейном приближении), то поступательное движение данного сопутствующего объема подчиняется тем же законам, что и движение невзаимодействующей частицы:

$$\tilde{p}a = \text{const}, \quad (10.5.3)$$

где \tilde{p} — импульс:

$$\tilde{p} = Mi = \rho V u. \quad (10.5.4)$$

Это снова дает

$$\rho \sim a^{-3}, \quad V \sim a^2, \quad M = \text{const}, \quad u \sim a^{-1} \quad \text{для } P = 0, \quad (10.5.5)$$

$$\rho \sim a^{-4}, \quad V \sim a^3, \quad M \sim a^{-1}, \quad u = \text{const} \quad \text{для } P = \epsilon/3. \quad (10.5.6)$$

Результат $u = \text{const}$ для $P = \epsilon/3$ можно сравнить с результатом $u = \text{const}$ для звуковых колебаний в случае $P = \epsilon/3$ (см. § 1 этой главы). Ультрарелятивистский газ с $P = \epsilon/3$ состоит из частиц (фотонов), движущихся со скоростью света c . При расширении уменьшается энергия частиц, но не их скорость. Это и приводит к результату $M \sim a^{-1}$, $u = \text{const}$ для $P = \epsilon/3$.

Вязкость первичной плазмы приводит к затуханию вращательных возмущений в малых масштабах. Скорость затухания вращательных движений и звуковых волн может отличаться лишь безразмерным множителем порядка единицы. Поэтому масштаб, в котором вязкость приводит к сильному затуханию вращательных возмущений до рекомбинации, не может сильно отличаться от результатов, полученных Силком (1968) для звуковых волн.

Так обстоит дело, если вплоть до момента рекомбинации излучение доминирует, $\rho_\nu > \rho_{\text{вещ}}$. В противоположном случае, при $\rho_\nu < \rho_{\text{вещ}}$, в отсутствие диссипации $\omega \sim a^{-2}$, $u \sim a^{-1}$ — как для частиц; кроме того, кинематическая вязкость уменьшается (см. выше), но звуковые волны затухают также за счет теплопроводности. Вихревые возмущения не сопровождаются изменением плотности и температуры, поэтому теплопроводность на них не влияет.

Вследствие этого при большой плотности, $\Omega \sim 1$, затухают вращательные возмущения лишь с $M < 4 \cdot 10^{11} M_\odot$, тогда как адиабатические возмущения затухают вплоть до $10^{13} M_\odot$.

Это обстоятельство выяснил в связи с вихревой теорией Чибисов (1972а, б).

§ 6. Сшивание возмущений при изменении уравнения состояния вещества

Момент рекомбинации сопровождается переходными явлениями в нарастающих возмущениях. Сахаров (1965) отметил, что эти явления приводят к своеобразной периодической зависимости конечной амплитуды возмущений от длины волны. Он рассматривал холодную модель Вселенной. Качественно те же явления имеют место и в горячей модели. Рассмотрим этот эффект в горячей модели. В первом приближении рассматриваем рекомбинацию как происходящую мгновенно и рассмотрим возмущение с длинами волн между длиной волны Джинса для нейтрального газа и длиной волны Джинса в плазме до рекомбинации. Соответствующий интервал масс:

$$M_1 = 5 \cdot 10^4 M_\odot \leq M \leq M_2 = 3,4 \cdot 10^{16} M_\odot.$$