

что в любом случае плотность энергии коротковолновых гравитонов окажется порядка равновесной, т. е. в соответствии с температурой остального вещества, около 1°K сегодня.

Отличие может быть, например, в пять раз в ту или другую сторону [для предположения 2) или 3)], но нет малых или больших величин типа $\frac{Gm^2}{\hbar c}$, которые входили бы в задачу.

Выше отмечено, что вследствие вымирания частиц с массой покоя $m \neq 0$ в случае 1) равновесия при t_g сегодняшняя плотность энергии гравитационных волн $\epsilon_g \approx 0,02\epsilon_\gamma$. Можно полагать, что результат $\epsilon_g < \epsilon_\gamma$ для настоящего времени остается справедливым и тогда, когда $\epsilon_g \gg \epsilon_\gamma$ в момент t_g , — начальная ситуация изменится за счет релаксации к равновесию. С другой стороны, вряд ли $\epsilon_g < < 10^{-3}\epsilon_\gamma$ опять же за счет релаксации, даже если почему-то $\epsilon_g \equiv 0$ в начальном состоянии (см., впрочем, одну оговорку ниже). Наличие гравитонов, даже в малом количестве, может оказаться существенным при анизотропном расширении, так как гравитоны становятся бесстолкновительными раньше, чем нейтрино (об этом см. раздел IV).

В заключение этого параграфа напомним те ограничивающие предположения, в которых получены изложенные выше результаты:

1) Рассматриваются лишь короткие гравитационные волны (длинные волны будут рассмотрены отдельно, см. далее).

2) Не рассматривается вариант, когда вначале вещество холодное, а энтропия набирается позднее, при $t_l \gg t_g$. В этом случае (см. раздел V) отношение $\epsilon_g/\epsilon_\gamma$ окажется малым:

$$\frac{\epsilon_g}{\epsilon_\gamma} \sim \left(\frac{t_l}{t_g}\right)^{-r} \sim \left(\frac{Gm^2}{\hbar c}\right)^q,$$

где $r, q > 0$.

§ 5. Гипотеза равномерного распределения и длинноволновое гравитационное излучение

Формально в теории малых возмущений однородной изотропной космологической модели гравитационные волны независимы от других видов возмущений, а гравитационные волны с различными волновыми векторами независимы друг от друга. Независимость здесь означает, что в дифференциальное уравнение для амплитуды данной волны не входит амплитуда других волн или других видов возмущений. Начальная амплитуда каждой волны также может быть задана произвольно, независимо от других амплитуд.

Тем не менее, задавшись определенной картиной начального состояния, можно сделать правдоподобные выводы об ожидаемых амплитудах на более поздние моменты и, в частности, для нашей эпохи.

Как уже неоднократно подчеркивалось, мы не имеем теории сингулярного состояния и о возмущениях метрики (и, в частности, о возмущениях типа гравитационных волн) в начале расширения вынуждены делать те или иные предположения. Одно из таких предположений было сделано в § 6 гл. 11. Если предположить, что вблизи сингулярности $g_{\mu\nu}$ близки к фридмановским, но отличия разных компонент независимы друг от друга, то получится вывод, который мы назвали «гипотезой равномерного распределения». Гипотеза гласит: в начальный момент возмущения метрики, связанные с возмущениями плотности (скалярные), равны возмущениям метрики, связанным с вихревыми движениями (векторным), и равны возмущениям, связанным с гравитационными волнами (тензорным) [Зельдович, Новиков (1970)]. Возмущения метрики вихревого типа затухают с расширением. Все вопросы, связанные с этим типом возмущений, уже разобраны в предыдущих главах, и мы ими интересоваться здесь не будем.

Перейдем к спектральному подходу, т. е. будем разлагать возмущения на плоские волны. Изотропия пространства приводит к выводу, что амплитуда зависит только от величины, но не от направления волнового вектора.

Гипотеза равномерного распределения говорит о равенстве двух функций — амплитуд скалярных и тензорных возмущений, являющихся функциями $|\kappa|$. Рассмотрим момент, когда длина волны становится равной горизонту, $\lambda = ct$, $\kappa\eta = 1$ (см. § 3 этой главы и § 3 гл. 11). В этот момент относительное возмущение плотности материи равно по порядку величины скалярному возмущению метрики:

$$\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{\kappa} = h_{\kappa}, \quad \kappa\eta = 1.$$

Согласно (16.3.1) и гипотезе равномерного распределения, в этот момент амплитуда возмущений метрики гравитационной волны равна h_{κ} . Значит, амплитуду гравитационной волны можно выразить через амплитуду возмущения плотности.

Для масштаба, соответствующего скоплениям галактик ($M \approx 10^{18} M_{\odot}$, в линейных единицах сегодня $\lambda \sim 30 Mpc$), получим амплитуду гравитационной волны $\sim 10^{-4}$, $h \approx 10^{-4}/t$, $\rho_g \approx 10^{-8} \bar{\rho} = 10^{-8} \rho_{\gamma}$. Здесь от отдельных фурье-амплитуд мы перешли к величинам, проинтегрированным по единичному отрезку логарифмической шкалы длин волн.

Величина ρ_g есть ϵ_g/c^2 , где ϵ_g — энергия гравитационных волн, ρ_{γ} — плотность излучения. Для рассматриваемого масштаба момент $\kappa\eta = 1$ приходится на период радиационно-доминированной плазмы, так что ρ_{γ} практически совпадает с полной плотностью. Отношение ρ_g/ρ_{γ} остается постоянным и позже, вплоть до настоящего времени. Таким образом, мы приходим к оценке плотности

энергии гравитационных волн в масштабе скоплений галактик на сегодняшний момент:

$$\rho_g (M \approx 10^{13} M_{\odot}) \approx 10^{-9} \rho_{\gamma} \approx 10^{-49} \text{ г/см}^3,$$

$$\epsilon_g \approx 10^{-20} \text{ эрг/см}^3, \quad \dot{h} = 10^{-23} \text{ сек}^{-1} = 10^{-5} H.$$

Таким образом, в том масштабе, в котором известны возмущения плотности, плотность энергии гравитационных волн мала (конечно, все только в гипотезе равномерного распределения). В еще большем масштабе об амплитуде гравитационных волн можно судить по возмущениям реликтового излучения; этот вопрос рассматривается дальше, в § 7. В масштабе, меньшем $10^{13} M_{\odot}$, возмущения реликтового излучения гравитационными волнами наблюдать трудно.

Возмущения плотности в масштабе, меньшем $M = 10^{13} M_{\odot}$, затухают до рекомбинации, но тепло, выделяемое ими при затухании, должно менять спектр реликтового излучения. Такие изменения не наблюдаются, что накладывает ограничение $\epsilon_{\text{акуст}} < 0,05 \epsilon_{\gamma}$ в диапазоне масс $10^{13} M_{\odot} > M > 10^{-5} M_{\odot}$. Гипотеза равномерного распределения дает $\epsilon_g < 0,05 \epsilon_{\gamma}$ в том же диапазоне масс.

Если предположить плоский спектр скалярных возмущений метрики, который может объяснить и структуру и энтропию Вселенной (см. § 9 гл. 23), и если считать справедливой гипотезу равномерного распределения, то приходим к выводу, что гравитационные волны вносят малый вклад в общую плотность энергии во всем диапазоне длин волн, от миллиметров до 10^{10} пс. Однако сам этот плоский спектр скалярных возмущений пока не доказан.

§ 6. Генерация гравитационных волн в современную эпоху и оценки общей плотности энергии гравитационных волн

В современную эпоху генерация гравитационных волн происходит двойными звездами и пульсарами, при взрывах сверхновых, а также в ядрах галактик и квазарах. Все эти явления хотя и связаны с космологией лишь косвенно, заслуживают рассмотрения уже потому, что желательно собрать в одном месте всю информацию о гравитационных волнах любого происхождения во Вселенной.

Гравитационные волны некосмологического происхождения рассматривались в ТТ и ЭЗ. Там большое внимание было уделено опытам Вебера по детектированию гравитационных волн; сделаны оценки энергии пакета гравитационных волн, необходимой для возбуждения веберовского детектора; отмечена трудность объяснения результатов Вебера в рамках того, что известно астрофизике. В момент написания ТТ и ЭЗ не было других экспериментальных данных.

В настоящее время можно считать установленным, что всплески и совпадения, наблюдаемые Вебером, не вызваны гравитационными