

дый момент времени t в уравнениях динамики в плотности ϵ_g нужно включать вклад «уже волн», $\lambda < ct$, но не «будущих волн», $\lambda > ct$.

Приведем окончательные результаты (см. табл. XV). Энергию гравитационных волн характеризуем отношением ее к энергии электромагнитного излучения*) с температурой $2,7^\circ\text{К}$. Длины волн приведены к настоящему времени. Напомним, что $\Omega_\gamma/\Omega_{\text{вещ}}$ лежит в пределах $5 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-8}$.

ТАБЛИЦА XV

Ограничения на возможную плотность гравитационных волн во Вселенной

Метод	ρ_g/ρ_γ	Область спектра
Нуклеосинтез	< 4	$0 < \lambda < 3 \cdot 10^{17} \text{ см}$
Развитие возмущений	< 200	$0 < \lambda < 5 \cdot 10^{26} \text{ см}$
Возраст Вселенной	$< 20\ 000$	$0 < \lambda < 10^{28} \text{ см}$

§ 7. Влияние гравитационных волн на реликтовое излучение

Как и всякое нестационарное возмущение метрики, гравитационное излучение влияет на реликтовое излучение. По общим законам оптики это влияние приводит к тому, что наблюдаемая температура излучения T становится различной в разных направлениях. Вид спектра не изменяется; в частности, если спектр был равновесным в момент рекомбинации, то он и остается равновесным, планковским в каждом данном направлении. Теорема Лиувилля в сочетании с ОТО обеспечивает изменение плотности потока фотонов пропорционально T^3 в соответствии с изменением частоты фотонов и температуры.

Таким образом, рассматриваются величины $T(\theta, \varphi)$ или $\Delta T(\theta, \varphi) = T(\theta, \varphi) - \bar{T}$ при наличии гравитационных волн. Важнейшие теоретические работы по этому вопросу выполнены в Потсдамской обсерватории Докуром (1969).

Не воспроизводя математические выкладки, дадим качественное описание результатов. Очевидно, что безразмерное изменение частоты данного луча электромагнитной волны или изменение температуры вдоль данного луча выражается через безразмерную амплитуду гравитационной волны h (для краткости не пишем индексов).

Так как в ходе расширения h уменьшается, то в ответ входят значения h на момент рекомбинации, ибо в этот момент гравитацион-

*) При этом в ответ не входит неопределенность постоянной Хаббла и плотности материи.

ные волны сильнее всего искажают реликтовое излучение. Поскольку итог измерений флуктуаций на сегодняшний момент известен: $\frac{\Delta T}{T} < 10^{-4}$, получим оценку $h(t=t_{\text{рек}}) < 10^{-4}$, что соответствует на сегодняшний день, с учетом расширения, $h_0 < 10^{-2}$. Но плотность энергии гравитационных волн зависит от \dot{h} , уже поэтому необходимо выяснить, к каким длинам волн и частотам относится оценка.

В случае коротких высокочастотных волн рекомбинацию нельзя считать мгновенной. Мы видим толщу плазмы, дающую вклад в принимаемое нами РИ, на протяжении которой укладывается много длин волн, т. е. видим одновременно несколько слоев с противоположным знаком влияния гравитационной волны. Не ослабленный этим обстоятельством эффект можно наблюдать при $\lambda_{p, \kappa} > 0,05 ct_{\text{рек}}$, что в пересчете на сегодняшнюю длину волны даст $\lambda_0 > 2 \cdot 10^{26} \text{ см}$. С другой стороны, нужно, чтобы к моменту рекомбинации мы имели дело со сформировавшейся гравитационной волной, $\lambda_g < ct_{\text{рек}}$. По совокупности получим ограничение с двух сторон: $2 \cdot 10^{26} \text{ см} < \lambda < 5 \cdot 10^{26} \text{ см}$ сегодня. При длине волны в этом интервале получим

для энергии гравитационных волн $\frac{\epsilon_g}{\epsilon_\gamma} = \frac{\Omega_g}{\Omega_\gamma}$ оценку от $4 \cdot 10^{-4}$ до 10^{-6} . Наибольшая чувствительность достигается для волн длиной, равной горизонту в момент рекомбинации. Эти волны создают неоднородности температуры ΔT в угловом масштабе порядка $\frac{ct_{\text{рек}}(1+z)_{\text{рек}}}{cl_0}$, т. е. около 0,03 радиана.

При детальном рассмотрении взаимодействия гравитационной волны с реликтовым излучением выявляются любопытные подробности, связанные с тем, что скорость гравитационной волны равна скорости света. Луч света (радиоволна), распространяющийся под малым углом к одиночной гравитационной волне, длительно подвергается воздействию одной и той же фазы волны, что усиливает воздействие. С другой стороны, гравитационная волна поперечна, что ослабляет ее воздействие на луч, скользящий под малым углом. В результате в окрестности направления распространения одиночной гравитационной волны (примем его за ось z , т. е. $\theta=0$ в сферических координатах) появляется своеобразная особенность: $\Delta T = \Delta T(0) \cos(2\varphi + \alpha)$. Возмущение температуры остается конечным, но градиент ΔT на сфере стремится к бесконечности *) вблизи оси.

Соответственно для данной длины волны в разложении на сфере по полиномам Лежандра высокие гармоники убывают медленно, по степенному закону, а не экспоненциально с номером гармоники.

*) Компоненты градиента суть $\frac{\partial}{\partial \theta}$, $\frac{1}{\theta} \frac{\partial}{\partial \varphi}$, бесконечность появляется за счет множителя $\frac{1}{\theta}$.

Для возмущений, которые становятся гравитационными волнами после рекомбинации, чувствительность, т. е. отношение $\Delta T/T$, к амплитуде h меньше; однако при данном h меньше и плотность энергии. Для волны длиной $\lambda = ct_0 = 10^{28}$ см (сегодняшний горизонт) возмущение ΔT носит квадрупольный характер — так называемая 12-часовая анизотропия, амплитуда $\Delta T/T$ порядка самого h . Оценка из наблюдений дает $h < 3 \cdot 10^{-4}$ и, соответственно, $\Omega_g < 10^{-7}$, так что $\Omega_g/\Omega_\gamma < 10^{-8}$.

Ситуация в промежуточной области $5 \cdot 10^{26}$ см $< \lambda < 10^{28}$ см ясна из интерполяции между предельными случаями. Волны с $\lambda > 10^{28}$ см в настоящее время не существуют в том смысле, что соответствующие тензорные возмущения еще не стали волнами. Большая чувствительность флуктуаций температуры к волнам $\lambda \sim 10^{26} - 5 \cdot 10^{26}$ см связана с тем, что наблюдается искажение метрики в период рекомбинации, когда впервые прекращается взаимодействие электромагнитного излучения с веществом. При этом предполагается, что вторичная ионизация, связанная с образованием скоплений, квазаров или, еще раньше, с ударными волнами, происходит достаточно поздно, при $z < 10 - 20$, так что флуктуации не «замываются» последующим рассеянием.

Короткие гравитационные волны, $\lambda < 2 \cdot 10^{26}$, дают флуктуации ΔT малые, так как эти флуктуации неизбежно «замываются» в процессе рекомбинации, который нельзя считать мгновенным*). Однако любые гравитационные волны, в том числе и короткие, участвуют в создании квадрупольного возмущения ΔT с амплитудой, соответствующей сегодняшнему h .

Для плотности энергии получим выражение (Ω_g определяется гравитационными волнами с длиной больше λ)

$$\frac{\Omega_g}{\Omega_\gamma} < 10^{-8} \left(\frac{10^{28}}{\lambda} \right)^2, \quad \lambda \leq 10^{28} \text{ см},$$

содержащее предельный случай $\lambda = 10^{28}$ см, рассмотренный выше.

Эту формулу нужно сравнить с табл. XV. Формула дает Ω_g при длине волны больше некоторой. В таблице дана плотность энергии для длин волн меньше определенной величины. Таким образом, таблица и формула дополняют друг друга.

§ 8. Пекулярное движение, вызываемое гравитационными волнами

Нельзя ли воспользоваться скоплениями галактик или входящими в эти скопления отдельными галактиками или звездами как детекторами гравитационного излучения? Этот вопрос был

*) В теорию входит время изменения оптической толщи по рассеянию на пути луча до наблюдателя.