ГРАВИТАЦИОННЫЙ ЭКРАН ИЗ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

В. К. Дубрович

Рассмотрено распространение излучения во Вселенной с учетом локальной гравитационной неоднородности, создаваемой протоскоплениями и скоплениями галактик. Расчет ведется на основе уравнений, полученных Ганном, для статистически расположенных гравитационных линз. Показано, что для наблюдений первичных пространственных флуктуаций реликтового радиоизлучения необходимо выбирать область угловых масштабов либо больше 10—20′, либо меньше 2—3′. Внутри этого интервала флуктуации сильно замыты. В то же время граничные значения масштабов должны быть заметно выделены по относительному их числу над всеми остальными масштабами.

Radiation propagation in the Universe alowing for the local gravitational inhomogeneities created by protoclusters and clusters of galaxies is considered. A calculation is made on the basis of the equations obtained by J. E. Gunn* for statistically located gravitation lenses. It is shown that for the observations of initial spatial fluctuations of the relict radiation it is necessary to select a region of angular scales either larger than 10—20′ or smaller than 2—3′. Within this interval the fluctuations are strongly blurred. At the same time near the boundary values the number of fluctuations increases.

Одним из наиболее хорошо изученных теоретически и подтвержденных экспериментально следствий общей теории относительности является свойство любого гравитирующего тела отклонять лучи света. Это может приводить к так называемому эффекту гравитационной линзы. Рассматриваются, как правило, эффекты, обусловленные отдельным гравитирующим телом или неким статистическим ансамблем «грав-линз».

Ниже мы рассмотрим гравитационное воздействие статистически расположенных скоплений галактик на излучение, приходящее с очень больших расстояний, соответствующих красным смещениям $z \geqslant 10$. Рассмотрение будем вести на основе результатов, полученных Ганном (1967). Введем обозначения. Метрику запишем в виде (в сопутствующей системе отсчета).

$$ds^2 = d\tau^2 - R^2(\tau)\,[d\psi^2 + s^2(\psi)\,(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)], \tag{1}$$

где s — инвариантный интервал; τ — временная координата; $R(\tau)$ — радиус кривизны; ψ, θ, φ — пространственные координаты; $s(\psi)$ есть $\sin\psi$, $\mathrm{sh}\,\psi$ или ψ, в зависимости от знака кривизны пространства. Кроме того, для простоты будем считать (γ — угол)

$$d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2 = d\gamma^2. \tag{2}$$

Для определения размытия изображения необходимо измерение не абсолютного угла поворота одного луча в поле нескольких гравитационных линз, а измерение угла между парой лучей. Будучи испущены из двух разных точек и проходя на разных расстояниях от одних и тех же тел, они по-разному отклоняются. Процесс отклонения при многократных «столкновениях» носит диффузионный характер. Поэтому, если нас будет интересовать изображение далеких объектов сквозь такой грави-

* J. E. Gunn. A fundamental limitation on the accuracy of angular measurements in observational cosmology. — Ap. J., 1966, **147**, N 1, p. 61.

тационный экран, мы должны будем определить дисперсию их угловых размеров. Для точечных источников, т. е. таких источников, угловые размеры которых с учетом размытия остаются меньше среднего углового расстояния между ними, нужно рассматривать задачу в приближении одного луча. При этом от одного источника возможно несколько изображений, лежащих в пределах кружка, соответствующего углу «диффузии» одного луча. Выражение для величины этой дисперсии σ получено Ганном (1967) для различных случаев. Однако численно было исследовано размытие изображений только источников малых угловых размеров. Малость здесь подразумевается по сравнению с характерными масштабами скоплений галактик. Нас же будут интересовать большие углы (порядка нескольких угловых минут), соответствующие пространственным флуктуациям температуры реликтового радиоизлучения.

Современные скопления галактик происходят из тех самых флуктуаций плотности, искажения температуры от которых мы хотим наблюдать. Поэтому с учетом разного закона эволюции размеров этих объектов можно предположить, что их угловые размеры при $z \geqslant 1$ отличаются максимум в несколько раз. В таком случае можно воспользоваться формулой для σ^2 (Ганн, 1967):

$$\sigma^2 = a \int \frac{d\tau}{R(\tau)} \left(\frac{S_{e\tau}}{S_{e0}}\right)^2 \frac{\lambda(\tau)}{\lambda_0} \frac{L(\tau)}{L} \ln \frac{d(\tau)}{L},$$

где (3)

$$a = 0.16\Omega^2 \left(\frac{L_0}{3\text{М пс}}\right)\left(\frac{\text{H}_0}{50\ \text{км/с} \cdot \text{М пс}}\right),$$

H_0 — постоянная Хаббла; Ω — отношение средней плотности материи во Вселенной к критической плотности; $S_{e\tau}$ — расстояние от источника излучения до рассеивающего тела; S_{e0} — расстояние от источника до наблюдателя; τ — момент времени, соответствующий положению рассеивателя; $\lambda(\tau)$ — ковариантная плотность рассеивателей; $L(\tau)$ — полуширина функции распределения числа галактик в скоплении; $d(\tau)$ — расстояние между парой лучей на момент τ:

$$d(\tau) = \gamma_0 R(\tau)\, S_{\tau 0};$$

γ_0 — невозмущенное значение углового размера источника. Для $L(\tau)$ можно предположить закон эволюции $L(\tau) = L_0 (\tau/\tau_0)^\alpha$, где $\alpha = 0$, 1/3, 2/3. Случай $\alpha = 0$ соответствует неизменной ширине скопления, $\alpha = 1/3$ — медленно растущей ширине, когда общее космологическое расширение еще не полностью компенсируется самогравитацией, и $\alpha = 2/3$ соответствует (при $\Omega = 1$) полному пренебрежению самогравитацией. Интегрирование (3) на достаточно больших интервалах τ должно учитывать все три значения α как функции τ. Однако для оценок мы будем рассматривать значения α по отдельности. Обратим внимание на одну особенность выражения (3) — σ^2 зависит от γ_0 только логарифмически, т. е. лучи, выходящие из достаточно далеко расположенных точек, диффундируют практически некоррелированно, что приводит к дисперсии, определяемой только длиной пути, пройденного лучами. Это в какой-то мере соответствует абсолютному отклонению луча, однако все же измеряемой величиной является угол между парой лучей.

Для вычисления интеграла (3) и для численных оценок величины σ возьмем случай $\Omega = 1$; тогда

$$ds^2 = d\tau^2 - R_0^2 (\tau/\tau_0)^{4/3} (d\psi^2 + \psi^2 d\gamma^2). \qquad (4)$$

Для $\lambda(\tau)$ имеем

$$\lambda(\tau) = \lambda_0 \left(\frac{R_0}{R(\tau)}\right)^3 = \lambda_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^2.$$

Вводя новую переменную $\theta = (\tau/\tau_0)^{1/3}$, имеем

$$\sigma^2 = a \int\limits_{\theta_e}^{\theta_0} \left(\frac{\theta - \theta_e}{1 - \theta_e}\right)^2 \theta^{3\alpha - 6} \ln \frac{d}{L}\, d\theta, \tag{5}$$

где $\theta_e = (1 + z_e)^{-1/2}$; z_e — красное смещение рассеивающей «линзы». Строго говоря, верхний предел в интеграле (5) должен быть равен единице, чтобы соответствовать сегодняшнему времени наблюдения. Однако при этом нарушилось бы условие $d > L$. С другой стороны, при $d < L$ вычисления Ганна дают $\sigma \approx 0.03\ \gamma_0$ при $z_e = 3$, так что величину интеграла от 1/2 до 1 можно будет просто сложить с (5). Для оценки σ^2 из (5) вынесем логарифм из-под интеграла и получим:

$$\sigma^2 = \frac{a \ln}{(1 - \theta_e)^2} \frac{d}{L} \left[\frac{1}{30\theta_e^3} - \frac{8}{3} + 8\theta_e - \frac{32}{5}\theta_e^2\right] \text{ при } \theta_1 = 1,\ \alpha = 0, \tag{6}$$

$$\sigma^2 = \frac{a}{(1 - \theta_e)^2} \ln \frac{d}{L} \left[\frac{1}{12\theta_e^2} - 2 + \frac{16}{3}\theta_e - L\theta_e^2\right] \text{ при } \theta_1 = 1/2,\ \alpha = 1/3, \tag{7}$$

$$\sigma^2 = \frac{a}{(1 - \theta_e)^2} \ln \frac{d}{L} \left[\frac{1}{2\theta_e} - 2 + 4\theta_e - 4\theta_e^2\right] \text{ при } \theta_1 = 1/2,\ \alpha = 2/3, \tag{8}$$

$$\sigma^2 = \frac{a}{(1 - \theta_e)^2} \ln \frac{d}{L} \left[\frac{1}{2\theta_e} - 3 + 9\theta_e - \frac{27}{2}\theta_e^2\right] \text{ при } \theta_1 = 1/3,\ \alpha = 2/3. \tag{9}$$

Нижняя граница σ при $\alpha = 2/3$ и верхняя при $\alpha = 0$ должны быть сравнены с γ_0, например $\gamma_0 = 10'$ ($= 3 \cdot 10^{-3}$). Видно, что даже при $\alpha = 2/3$ и $\Omega = 0.1$ величина σ превысит γ_0 уже при $z_e \approx 15$. Это означает, что пространственные флуктуации, образующиеся на стадии рекомбинации водорода, будут замываться. Нижняя граница по z, до которой флуктуации замываются, определяется их угловым масштабом. С другой стороны, выражение (3) справедливо при $\theta \geqslant 3.5$.

Поскольку величина интеграла (5) мало меняется от одного варианта к другому, то приближенно мы можем взять

$$\sigma^2 \approx 5a. \tag{10}$$

В то же время нельзя интегрировать до произвольно больших z_e, так как гравитационно обособленными скопления становятся, по-видимому, при $z \leqslant 30 \div 50$. До этого момента необходимо учитывать, что отличие плотности вещества $\delta\rho$ в объеме скопления становится малым по сравнению со средней плотностью ρ. Это означает, что величину a надо умножить на фактор $(\delta\rho/\rho)^2 \leqslant 10^{-8}$, а для α выбирать значение 2/3. В таком случае добавка к σ^2 за счет больших ничтожна мала, и основной эффект гравитационного рассеяния набирается на интервале $z \approx 40 \div 10$.

Для малых масштабов размытия до больших относительных величин σ/γ_0 не происходит. Однако, как отмечалось выше, они «размножаются» и своими новыми изображениями занимают кружок $\sigma = \gamma$ из (10). Количество изображений определяется числом сильных отклонений одного луча и не зависит от γ_0. Поэтому для $\gamma \leqslant \sigma$ за счет эффекта «размножения» эффективная плотность числа «источников» должна возрастать.

Таким образом, флуктуации с угловыми масштабами γ_0 от 10—15′ до 2—3′ размываются до величины $\gamma_0 = \sqrt{\gamma_0^2 + \sigma^2}$. При этом антенная температура флуктуаций уменьшается, очевидно, в отношении

$$(\gamma_0/\gamma_1)^2 = \frac{\gamma_0^2}{\gamma_0^2 + \sigma^2}.$$