Письма в АЖ, т. 11, № 5, 1985

УДК 524.8

АНИЗОТРОПИЯ РЕЛИКТОВОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, СОЗДАВАЕМАЯ ИЗОТРОПНЫМ ФОНОМ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН С ПЛОСКИМ СПЕКТРОМ

А. А. СТАРОБИНСКИЙ

Рассчитана величина анизотропии температуры реликтового электромагнитного излучения, созданной изотропным стохастическим фоном реликтовых гравитационных волн с плоским начальным спектром. При углах $\theta > 2°$ угловая зависимость корреляционной функции анизотропии практически совпадает с известной зависимостью для случая адиабатических возмущений с плоским спектром; при $\theta < 1°$ анизотропия мала. Получены верхние оценки на амплитуду гравитационных волн и ожидаемую величину квадрупольной анизотропии.

ANISOTROPY OF THE RELIC ELECTROMAGNETIC RADIATION GENERATED BY AN ISOTROPIC GRAVITATIONAL WAVE BACKGROUND WITH FLAT SPECTRUM, by A. A. Starobinskij. The temperature anisotropy of the background electromagnetic radiation generated by an isotropic stochastic relic gravitational wave background with flat initial spectrum is calculated. For the angles $\theta > 2°$, the angular dependence of the anisotropy correlation function practically coincides with the known dependence for the case of adiabatic perturbations with flat spectrum. The anisotropy is small for $\theta < 1°$. Upper limits on the amplitude of gravitational waves and the expected value of the quadrupole anisotropy are obtained.

Разработанные в последние годы космологические модели со стадией экспоненциального расширения в начале Большого Взрыва, которую называют де-ситтеровской или инфляционной стадией (Старобинский, 1980; Гут, 1981; Линде, 1982), предсказывают выделенные начальные условия для эволюции Вселенной на классической фридмановской стадии. Эти условия следующие: равенство полной плотности материи (включая космологическую постоянную, если она не равна нулю) критической с большой точностью ($|\Omega - 1| \leqslant 10^{-4}$ в настоящее время); приблизительно плоский спектр непадающих (квазиизотропных) мод адиабатических возмущений и гравитационных волн; отсутствие других мод возмущений, кроме, возможно, изоэнергетических (энтропийных). Наиболее прямым способом доказательства того, что возмущения фридмановской модели имеют плоский спектр, является обнаружение анизотропии температуры реликтового электромагнитного излучения $\frac{\Delta T}{T}(\theta, \varphi)$, созданной этими возмущениями.

Крупномасштабная анизотропия $\Delta T/T$, созданная скалярными (адиабатическими) возмущениями с плоским спектром, была рассчитана в работах Пибблса (1982), Шандарина и др. (1983) и Старобинского (1983), а также в недавней работе Эббота и Вайса (1984). В настоящей статье решена аналогичная задача для тензорных возмущений с плоским спектром, которыми являются реликтовые гравитационные волны *.

Для изотропного стохастического фона реликтовых гравитационных волн с плоским спектром возмущения метрики Фридмана (которую в соответствии с указанным выше предсказанием теории мы считаем плоской, $\Omega = 1$) имеют вид

$$h_\alpha{}^\beta \equiv -\frac{\delta g_{\alpha\beta}}{a^2(t)} = (2\pi)^{-3/2} \int d^3 k e^{j\mathbf{kr}} e_\alpha{}^\beta \frac{B}{k^{3/2}} h_k(t) c_{kj},$$

$$\langle c_{kj}, c^*_{k'j'} \rangle = \delta^{(3)}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \delta_{jj'}. \tag{1}$$

Здесь $a(t)$ — масштабный фактор метрики Фридмана; $e_\alpha{}^\beta$ — поляризационный тензор, $e_{\alpha\beta}e^{\alpha\beta} = 1$ для каждой поляризации, индекс $j = 1, 2$ обозначает два ортогональных состояния поляризации; $k = |\mathbf{k}|$; $h_k(t) = 1$ при длине волны $\lambda = 2\pi a/k \gg t$; c_{kj} — случайные гауссовы величины с единичной дисперсией. В работе принято $c = \hbar = 1$. Величина B зависит от конкретной модели де-ситтеровской (инфляционной) стадии и может слабо (логарифмически) зависеть от k. При вычислении $\Delta T/T$ можно пренебречь этой зависимостью от k и считать величину B постоянной. Для моделей, в которых де-ситтеровская стадия создается скалярным полем с плотностью энергии $\varepsilon_V = -p_V = 3H^2/8\pi G$, где H — кривизна мира де Ситтера,

$$B^2 = 16\pi G H^2 = \frac{128}{3}\pi^2 G^2 \varepsilon_V \tag{2}$$

(Старобинский, 1979). Если ε_V и H слабо зависит от k, то надо брать их величину в тот момент, когда рассматриваемая волна выходит из-под де-ситтеровского горизонта ($k/a(t) = H(t)$). Если за создание де-ситтеровской стадии ответственны квантово-гравитационные эффекты, то формула (2) неприменима; соответствующее значение B см. в работах автора (Старобинский, 1982, 1983).

В отличие от случая адиабатических (скалярных) возмущений в случае гравитационных волн анизотропия температуры реликтового электромагнитного излучения $\Delta T/T$ вызывается только эффектом Сакса — Вольфа и в приближении мгновенной рекомбинации дается известной формулой:

$$\frac{\Delta T}{T} = -\frac{1}{2}\int_{\eta_{rec}}^{\eta_0} \frac{\partial h_{\alpha\beta}}{\partial\eta} e^\alpha e^\beta \, d\eta, \tag{3}$$

* Следует отметить, что первым анизотропию температуры реликтового излучения, вызванную реликтовыми гравитационными волнами, рассматривал Докур (1969).

где интеграл берется вдоль траектории светового луча с касательным вектором e^α, $\eta = \int dt/a(t)$, η_0 соответствует настоящему моменту, а η_{rec} — моменту рекомбинации. Если в настоящее время доминирует пыль, то $a(t) \propto t^{2/3}$, и тогда $(\eta_0/\eta_{rec}) \approx Z_{rec}^{1/2} \approx 30$.

Разложим $\Delta T/T$ по нормированным скалярным угловым сферическим гармоникам:

$$\frac{\Delta T}{T} = \sum_{lm} \left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{lm} Y_{lm}(\theta, \varphi). \tag{4}$$

Тогда и $h_\alpha{}^\beta$ удобно разложить по нормированным тензорным сферическим гармоникам в трехмерном плоском пространстве, удовлетворяющим условиям:

$$\Delta h_{\alpha\beta} + k^2 h_{\alpha\beta} = 0,\ h^\beta_{\alpha,\,\beta} = 0,\ h_\alpha{}^\alpha = 0,$$
$$\int h_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\ \mathbf{r})\, h^{*\alpha\beta}(\mathbf{k}',\ \mathbf{r})\, d^3r = \delta(k - k')\, \delta_{ll'}\delta_{mm'}\delta_{jj'}. \tag{5}$$

Поместим центр сферических координат в точку наблюдения. Тогда только компонента $e^r \neq 0$, и из (3) видно, что ненулевой вклад в $\Delta T/T$ вносят только четные тензорные гармоники, у которых $h_r{}^r \neq 0$. Нечетные гармоники имеют $h_r{}^r = 0$ и не дают вклада в $\Delta T/T$. Нормированная, согласно (5), компонента $h_r{}^r$ равна:

$$h_r{}^r = \left(\frac{1}{2k^3}(l-1)\,l\,(l+1)(l+2)\right)^{1/2} r^{-5/2} J_{l+\frac{1}{2}}(kr)\, Y_{lm}(\theta,\ \varphi). \tag{6}$$

Остальные компоненты $h_\alpha{}^\beta$ можно найти в работе Редже и Уилера (1957), нам они не понадобятся. Таким образом, при подстановке (1) в (3) надо величину $(2\pi)^{-3/2}\exp(i\mathbf{kr})\, e_{\alpha\beta}e^\alpha e^\beta$ заменить на $h_r{}^r$ из (6).

Если $l < \Omega_\gamma^{-1/2} \approx 100$, то наличие радиационно-доминированной стадии, предшествующей стадии $p = 0$, не отражается на амплитуде гравитационных волн. Тогда

$$h_k(\eta) = 3\sqrt{\frac{\pi}{2}}\, x^{-3/2} J_{3/2}(x),\ \ x = k\eta. \tag{7}$$

Подставляя (1), (6) и (7) в (3) и сравнивая с (4), находим выражение для случайных гауссовых величин $(\Delta T/T)_{lm}$. Их дисперсии не зависят от m (следствие изотропии) и равны:

$$\left\langle\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2_{lm}\right\rangle = B^2\,\frac{9\pi}{16}(l-1)\,l\,(l+1)(l+2)\int_0^\infty \frac{db}{b}\, I_l^2(b),$$
$$I_l(b) = \int_{k\eta_{rec}}^{b} \frac{J_{5/2}(x)\, J_{l+1/2}(b-x)}{x^{3/2}\,(b-x)^{5/2}}\, dx,\ \ b = k\eta_0. \tag{8}$$

Начнем с расчета квадрупольной компоненты анизотропии ($l = 2$). Этот вопрос рассматривался ранее в работах Рубакова и др. (1982), Веряскина и др. (1983), а также Фаббри и Поллока (1983) с помощью разложения по плоским волнам, причем полученные там результаты различаются в 1.5 раза. Нижний предел в интеграле для I_2 можно положить равным нулю. Интеграл имеет вид свертки и вычисляется с помощью преобразования Лапласа. После несложных, но длительных вычислений получаем

$$I_2(b)=\frac{1}{\pi b^2}\Big[\frac{6}{b^2}\Big(1-\frac{45}{b^2}+\frac{105}{b^4}\Big)F_1(b)+$$
$$+\frac{60}{b^3}\Big(1-\frac{21}{2b^2}\Big)F_2(b)+\cos b\Big(\frac{1}{6}+\frac{25}{b^2}-\frac{630}{b^4}\Big)+$$
$$+\frac{\sin b}{b}\Big(\frac{1}{2}-\frac{190}{b^2}+\frac{1260}{b^4}\Big)\Big], \tag{9}$$

$$F_1(b)=\sin b\,\mathrm{Si}\,(2b)+\cos b\,(\mathrm{Ci}\,(2b)-\ln 2b-\gamma),$$
$$F_2(b)=\cos b\,\mathrm{Si}\,(2b)-\sin b\,(\mathrm{Ci}\,(2b)-\ln 2b-\gamma)=\frac{dF_1(b)}{db},$$

где $\gamma=0.577\ldots$ — постоянная Эйлера. После этого интеграл $\int\limits_0^\infty db\,b^{-1}I_2^2(b)$ вычислялся численно. Основной вклад в него ($\sim 90\%$) вносит область $2\leqslant b\leqslant 6$, т. е. моды с длиной волны порядка современного горизонта (но несколько больше его) *. Окончательный результат имеет вид

$$\langle(\Delta T/T)^2_{2m}\rangle = B^2\cdot 3.676\cdot 10^{-3}. \tag{10}$$

Формула (10) с точностью 3% согласуется с результатом Фаббри и Поллока (1983) (правая часть формулы (14) их работы должна быть удвоена). При сравнении с наблюдательными данными обычно используют усредненную по сфере полную среднеквадратичную амплитуду квадруполя, которая определяется формулой

$$\Big(\frac{\delta T}{T}\Big)_Q=\Big(\frac{5}{4\pi}\Big\langle\Big(\frac{\Delta T}{T}\Big)^2_{2m}\Big\rangle\Big)^{1/2}=B\cdot 3.824\cdot 10^{-2}. \tag{11}$$

Вычислим теперь $\Delta T/T$ для больших l, $1\ll l<\eta_0/\eta_{rec}\sim 30$. При этом по-прежнему можно полагать нижний предел в интеграле для $I_l\,(b)$ равным нулю. Основной вклад в этот интеграл вносит область $\eta\sim\eta_0/l$, $x\sim b/l$, соответствующая моменту, когда длина волны рассматриваемой моды сравнивается с растущим горизонтом. Для вычисления $I_l\,(b)$ следует заменить $J_{l+1/2}\,(b-x)$ на его асимптотическое выражение при больших значениях $(b-x)$ и $(l+1/2)$, после чего верхний предел в интеграле можно положить равным бесконечности. Получившиеся интегралы сводятся к табличному интегралу Вебера — Шафхейтлина. Возводя в квадрат и пренебрегая быстро осциллирующими членами, которые дадут малый вклад в интеграл по b в (8), получаем, что при $l\gg 1$

* В области сверхдлинных волн $b<1$, где $I_2\,(b)\approx b^2/225\,\pi$, наши результаты совпадают с результатом Грищука и Зельдовича (1978).

$$\overline{I_l^2}(b)=\frac{2}{9\pi^2}\frac{1}{b^5\sqrt{b^2-\left(l+\frac{1}{2}\right)^2}}F^2\left(1,\ -\frac{3}{2},\ \frac{1}{2};\ 1-\frac{\left(l+\frac{1}{2}\right)^2}{b^2}\right)+$$
$$+\frac{1}{8}b^{-11}\sqrt{b^2-\left(l+\frac{1}{2}\right)^2}\left(l+\frac{1}{2}\right)^4,\quad b>l+\frac{1}{2},$$
$$I_l^2(b)\simeq 0,\quad b<l+\frac{1}{2},\tag{12}$$
$$F\left(1,\ -\frac{3}{2},\ \frac{1}{2};\ x^2\right)=1-\frac{3}{2}x^2-\frac{3}{4}(1-x^2)\,x\ln\frac{1+x}{1-x},$$

где F — гипергеометрическая функция (в данном случае она выражается через элементарные функции), а черта над I^2 означает усреднение по осцилляциям.

Интеграл по b в (8) вычисляется аналитически. Окончательный результат имеет вид

$$\left\langle\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2_{lm}\right\rangle=B^2\left(l+\frac{1}{2}\right)^{-2}\frac{1}{36\pi}\left(1+\frac{48\pi^2}{385}\right)\simeq$$
$$\simeq B^2\left(l+\frac{1}{2}\right)^{-2}1.972\cdot 10^{-2},\ \ 1\leqslant l<\frac{\eta_0}{\eta_{rec}}\sim 30.\tag{13}$$

Зависимость от l полностью совпадает с той, которая получается в случае плоского спектра адиабатических возмущений при $l\gg 1$.

Следует отметить, что вообще результат (13) не только качественно, но и количественно мало чувствителен к исходным предположениям. Для сравнения посмотрим, что было бы, если бы Вселенная в настоящий момент еще оставалась радиационно-доминированной; $p=\frac{1}{3}\varepsilon$, $a(t)\propto t^{1/2}$ (хотя это и противоречит наблюдательным данным). Тогда вместо (7) имеем

$$h_k(\eta)=\sqrt{\pi/2}\,x^{-1/2}J_{1/2}(x).\tag{14}$$

Повторяя вычисления, находим, что в этом случае при $l\gg 1$

$$\left\langle\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2_{lm}\right\rangle=B^2\left(l+\frac{1}{2}\right)^{-2}\frac{1}{24\pi}\left(1+\frac{8\pi^2}{105}\right)\simeq$$
$$\simeq B^2\left(l+\frac{1}{2}\right)^{-2}2.324\cdot 10^{-2}.\tag{15}$$

Зависимость от l та же, что и в (13), а коэффициент отличается всего на 20%.

Представим $\Delta T/T$ для произвольного $l\lesssim 30$ в виде

$$\left\langle\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2_{lm}\right\rangle=1.972\cdot 10^{-2}\frac{B^2}{l(l+1)}C_l,\tag{16}$$

где C_l — поправочные коэффициенты, $C_l\to 1$ при $l\gg 1$ (в случае адиабатических возмущений $C_l\equiv\mathrm{const}$). Тогда, сравнивая (16) с (10), видим, что $C_2\simeq 1.118$. При $l=3$ и $l=4$ прямой численный расчет по формуле (8) дает $C_3\simeq 0.878$; $C_4\simeq 0.819$, что согласуется с результатами Рубакова и др. (1982) и Фаббри и Поллока (1983). Отсюда следуют два важных вывода: 1) нет существенной выделенности квадрупольной составляющей; 2) мультипольные зависимости крупномасштабной ($\theta > 2°$) анизотропии температуры реликтового излучения, созданной гравитационными волнами и адиабатическими возмущениями с плоским спектром, совпадают с точностью порядка 10—20%, т. е. практически они неотличимы. С такой же точностью будут совпадать и корреляционные функции $\Delta T/T$. Напомним, что зависимость от l вида (13) при $l \gg 1$ означает логарифмическую расходимость корреляционной функции на малых углах: $\xi \propto \ln(1/\theta)$.

Представляет интерес вопрос об относительной величине вкладов гравитационных волн и адиабатических возмущений с плоским спектром в крупномасштабную анизотропию $\Delta T/T$. Это отношение зависит от конкретной модели де-ситтеровской стадии. Используя формулу (16) и значения амплитуд возмущений, возникающих в модели автора (Старобинский, 1980; эти значения приведены в другой работе Старобинский, 1983)), находим, что в этой модели

$$\delta = \left(\left\langle\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2_{lm}\right\rangle_g \Big/ \left\langle\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2_{lm}\right\rangle_{ad}\right)^{1/2} = \frac{3}{\ln(k_1/k_{hor})} \simeq 5\%, \qquad (17)$$

где $a/k_1 \sim 1 \div 10^5$ см в настоящий момент. Этот результат уже упоминался ранее (Старобинский, 1983). В моделях, связанных с фазовым переходом в горячей Вселенной, величина δ, как правило, еще меньше. С другой стороны, в моделях, где де-ситтеровская стадия создается классическим скалярным полем с потенциалом $V(\Phi) = \lambda_n \Phi^n/n$, δ существенно больше. Из (2) получаем в этом случае

$$B = \left(\frac{n}{4\pi G}\ln\left(\frac{k_1}{k_{hor}}\right)\right)^{n/4} G\lambda_n^{1/2} 8\pi\sqrt{\frac{2}{3n}}; \qquad (18)$$
$$\delta \simeq 2.5\left(\frac{n}{2\ln(k_1/k_{hor})}\right)^{1/2}.$$

В частности, в модели хаотического раздувания (Линде, 1983) $n = 4$, и тогда $\delta \simeq 0.5$. Таким образом, существуют модели, в которых вклад гравитационных волн в крупномасштабную анизотропию $\Delta T/T$ сравним со вкладом адиабатических возмущений.

Существенное различие между гравитационными волнами и адиабатическими возмущениями с плоским спектром возникает при исследовании $\Delta T/T$ в малых углах ($\theta < 2°$). В этой области анизотропия температуры реликтового излучения, созданная адиабатическими возмущениями, по-прежнему сохраняет вид (13) или (16) с C_l, слабо зависящими от l, вплоть до углов $\theta \sim 10'$, где происходит резкое обрезание, вызванное немгновенностью рекомбинации и силковским затуханием. Угловой корреляционный радиус $\Delta T/T$ при этом порядка $10'$. В случае гравитационных волн с плоским спектром быстрое падение $\Delta T/T$ начинается уже с углов $\theta \sim 1.5°$. Это вызвано тем, что гравитационные волны, вносящие основной вклад в $\Delta T/T$ на данных угловых масштабах, имеют длину волны, меньшую горизонта в момент рекомбинации, и их амплитуда успевает упасть к этому моменту вследствие адиабатического затухания. Немгновенность рекомбинации становится существенной на значительно более малых углах

($\theta \leqslant 10'$) и ускоряет падение $\Delta T/T$ с ростом l. Однако область $\theta < 1^\circ$ уже несущественна при вычислении полной среднеквадратичной флуктуации $\Delta T/T$. Поэтому величина $\langle(\Delta T/T)^2\rangle$, созданная гравитационными волнами с плоским спектром, практически не зависит от деталей процесса рекомбинации.

Пусть η_{eq} — момент равенства плотностей энергии вещества и излучения ($\eta_{eq}/\eta_0 \sim \Omega_\gamma^{1/2} \sim 0.01$), а Δ — характерная длительность процесса рекомбинации $\left(\Delta/\eta_{res} = \frac{1}{2}\,\Delta Z_{rec}/Z_{rec} \sim 0.05 \div 0.1\right)$. Тогда можно показать, что (вывод будет дан в другой работе):

$$\left\langle\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2_{lm}\right\rangle \propto B^2\left(\frac{\eta_0}{\eta_{rec}}\right)^4\left(l+\frac{1}{2}\right)^{-6},\ \frac{\eta_0}{\eta_{rec}} < l < \frac{\eta_0}{\eta_{eq}};$$

$$\propto B^2\,\frac{\eta_0^2\eta_{eq}^2}{\eta_{rec}^4}\left(l+\frac{1}{2}\right)^{-4},\ \frac{\eta_0}{\eta_{eq}'} < l < \frac{\eta_0}{\Delta}; \tag{19}$$

$$\propto B^2\,\frac{\eta_0^6\eta_{eq}^2}{\eta_{rec}^4\Delta^4}\left(l+\frac{1}{2}\right)^{-8},\ l > \frac{\eta_0}{\Delta}.$$

Формулы (13) и (19) дают полную картину поведения $\Delta T/T$ при $l \gg 1$. Отметим, что зависимость l^{-8} при $l \to \infty$ не зависит от конкретного вида закона изменения оптической толщи в процессе рекомбинации.

Рассчитаем полную среднеквадратичную флуктуацию $\langle(\Delta T/T)^2\rangle$, создаваемую гравитационными волнами с плоским спектром. Как видно из (19), при вычислении можно пренебречь немгновенностью рекомбинации и изменением закона расширения Вселенной при $\eta < \eta_{eq}$. Расчет приводится прямолинейно с использованием формул (3), (1) и (7) без разложения плоских волн по сферическим. Окончательный ответ имеет вид (считается, что $\eta_{rec} \ll \eta_0$)

$$\left\langle\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2\right\rangle = \sum_{l=2}^{\infty}\frac{2l+1}{4\pi}\left\langle\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2_{lm}\right\rangle =$$

$$= \frac{B^2}{72\pi^2}\left[\left(1+\frac{48\pi^2}{385}\right)\ln\frac{\eta_0}{\eta_{rec}} - \frac{432}{385}\zeta(3) + \frac{232}{1155}\right] =$$

$$= 3.14\cdot 10^{-3}B^2\left(\ln\frac{\eta_0}{\eta_{rec}} - 0.515\right) \approx 0.9\cdot 10^{-2}B^2, \tag{20}$$

где $\zeta(x)$ — дзета-функция Римана. В последнем члене в (20) подставлено $Z_{rec} \simeq 10^3$. Формулы (10), (13) и (20) являются основными результатами настоящей работы.

Сравнивая (20) и (13) и используя приведенную в другой работе (Старобинский, 1983) корреляционную функцию, которая соответствует зависимости (16) при $C_l = \mathrm{const}$, можно получить оценку $\theta_c \simeq 7^\circ$ для углового корреляционного радиуса флуктуаций $\Delta T/T$. Этот радиус определяется условием

$$\xi(\theta_c) \equiv \left\langle\frac{\Delta T}{T}(0)\,\frac{\Delta T}{T}(\theta_c)\right\rangle = \frac{1}{2}\,\xi(0) = \frac{1}{2}\left\langle\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2\right\rangle \tag{21}$$

Из наблюдений Фиксена и др. (1983) и Секкарелли и др. (1983) следует, что $\langle \Delta T_1 \Delta T_2 \rangle < 0.01$ мК^2 при $6° < \theta < 180°$. Отсюда вытекает верхняя оценка на B:

$$B < 5 \cdot 10^{-4}, \ \sqrt{G}H < 7 \cdot 10^{-5} \tag{22}$$

(второе неравенство относится только к моделям с де-ситтеровской стадией, созданной скалярным полем). Верхняя оценка на B, получаемая из измерений квадрупольной составляющей анизотропии, оказывается (как и в случае адиабатических возмущений) более чем в 3 раза хуже. Более того, из оценки (22) следует, что ожидаемая величина полной квадрупольной анизотропии (11) составляет $(\delta T)_Q \lesssim 0.05$ мК, что существенно ниже достигнутого к настоящему времени верхнего наблюдательного предела. Такое же утверждение имеет место и в случае адиабатических возмущений с плоским спектром (Старобинский, 1983).

Спектральная плотность энергии реликтовых гравитационных волн в диапазоне частот $10^{-15} \leqslant \nu \leqslant 10^{10}$ Гц, соответствующая возмущениям метрики (1), дается формулой (Старобинский, 1979, 1982):

$$\frac{\nu}{\varepsilon_\gamma} \frac{d\varepsilon_g}{d\nu} = \frac{B^2}{24\pi^2} \varkappa, \tag{23}$$

где ε_γ — полная плотность энергии реликтового электромагнитного излучения, $\varkappa$ — поправочный коэффициент порядка единицы, связанный с наличием других частиц. Из оценки (22) вытекает, что величина (23) меньше 10^{-9}, что делает бесперспективным поиск этих гравитационных волн в прямых опытах, в том числе по шуму излучения пульсаров (см. обзор Бертотти и др., 1983).

ЛИТЕРАТУРА

Бертотти и др. (Bertotti B., Carr B. J., Rees M. J.). Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 1983, v. 203, p. 945.

Веряскин А. В., Рубаков В. А. и Сажин М. В. Астрон. журн., 1983, т. 60, с. 26.

Грищук Л. П. и Зельдович Я. Б. Астрон. журн., 1978, т. 55, с. 209.

Гут (Guth A. H.). Phys. Rev. D, 1981, v. 23, p. 347.

Докур (Dautcourt G.). Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 1969, v. 144, p. 255.

Линде (Linde A. D.). Phys. Letters, 1982, v. 108B, p. 389.

Линде А. Д. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, с. 149.

Пибблс (Peebles P. J. E.). Astrophys. J. (Letters), 1982, v. 263, p. L1.

Редже и Уилер (Regge T., Wheeler J. A.). Phys. Rev., 1957, v. 108, p. 1063.

Рубаков В. А., Сажин М. В. и Веряскин А. В. Phys. Letters, 1982, v. 115 B, p. 189.

Секкарелли и др. (Ceccarelli C., Melchiorri F., Pietranera L., Dall'Oglio G., Olivo Melchiorri B.). Astrophys. J. (Letters), 1983, v. 269, p. L27.

Старобинский А. А. Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 719.

Старобинский А. А. Phys. Letters, 1980, v. 91B, p. 99.

Старобинский А. А. В кн.: Квантовая гравитация. Тр. второго семинара «Квантовая теория гравитации». М.: Изд-во ИЯИ, 1982, с. 58.

Старобинский А. А. Письма в Астрон. журн., 1983, т. 9, с. 579.

Фаббри и Поллок (Fabbri R., Pollock M. D.). Phys. Letters, 1983, v. 125B, p. 445.

Фиксен и др. (Fixsen D. J., Cheng E. S., Wilkinson D. T.). Phys. Rev. Letters, 1983, v. 50, p. 620.

Шандарин С. Ф., Дорошкевич А. Г. и Зельдович Я. Б. Успехи физ. наук, 1983, т. 139, с. 83.

Эббот и Вайс (Abbott L. F., Wise M. B.). Phys. Letters, 1984, v. 135B, p. 279.

Ин-т теоретической физики
им. Л. Д. Ландау АН СССР, Москва

Поступила в редакцию
9 октября 1984 г.