

# СПЕКТР ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В СЦЕНАРИИ ДВОЙНОЙ ИНФЛЯЦИИ

*М.И.Зельников<sup>1)</sup>, В.Ф.Муханов<sup>2)</sup>*

*<sup>1)</sup>Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР  
117924, Москва*

*<sup>2)</sup>Институт ядерных исследований АН СССР  
117312, Москва*

Поступила в редакцию 17 июня 1991 г.

Обнаружено, что спектр реликтовых гравитационных волн, образующихся в сценарии двойной инфляции может иметь ярко выраженные модуляции.

Двойная инфляция, т.е. две последовательные инфляционные стадии с разными скоростями расширения, характерна для моделей, содержащих несколько скалярных полей или поддерживающих наряду с ними члены, квадратичные по кривизне <sup>1-5</sup>. Сценарий двойной инфляции может приводить к существенно разным величинам возмущений плотности энергии на больших и на малых масштабах <sup>1,2</sup>. Благодаря данному свойству он рассматривается как один из кандидатов на объяснение вероятного отклонения спектра неоднородностей плотности в больших масштабах от плоского спектра Гаррисона - Зельдовича <sup>6</sup>.

Для получения информации об инфляционной модели кроме изучения формы спектра возмущений плотности полезно исследовать спектр стохастических гравитационных волн, возникающих на стадии инфляции <sup>7,8</sup>. В отличие от спектра неоднородностей плотности, он не зависит от поведения эффективных масс скалярных полей и определяется исключительно историей расширения  $a(t)$ . В связи с вышесказанным представляется интересным изучение возможных спектров гравитационных волн, возникающих в сценарии двойной инфляции, тем более, что недавно был предложен еще один способ измерения их амплитуды на масштабах  $1 - 3000 h^{-1}$  Мпс с помощью наблюдения гравитационных линз <sup>9</sup>.

В качестве простейшего примера сценария двойной инфляции мы выбираем модель со следующим действием:

$$S = - \int d^4x \sqrt{-g} \left\{ \frac{1}{2} \nabla_\mu \varphi \nabla^\mu \varphi + U(\varphi) + \frac{1}{2} \nabla_\mu \chi \nabla^\mu \chi + V(\chi) \right\}.$$

Здесь буквой  $\varphi$  обозначено поле, которое доминирует на первой инфляционной стадии. Если изначально  $U(\varphi) \gg V(\chi)$ , то эта стадия заканчивается осцилляциями поля  $\varphi$ , которые доминируют вплоть до того момента, когда их плотность энергии упадет ниже  $V(\chi)$ . Таким образом, в данной модели между двумя инфляционными стадиями существует период, когда эффективное уравнение состояния  $p = 0$ .

Если поле  $\varphi$  взаимодействует с какими-нибудь другими полями, то на промежуточной стадии могут доминировать продукты его распада. Рассмотрим достаточно общий случай, когда на этой стадии эффективное уравнение состояния  $p = (\gamma - 1)\rho$ . Тогда поведение параметра Хаббла можно аппроксимировать следующей формулой:

$$H = \begin{cases} H_1, & a < a_1 \\ H_1(a_1/a)^{3\gamma/2}, & a_1 < a < a_2 \\ H_2, & a_2 < a \end{cases} \quad (1)$$

Следует отметить, что подобная промежуточная стадия с  $\ddot{a} < 0$  отсутствует, если  $U(\varphi)$  изначально не намного больше  $V(x)$ . Рассмотрим возмущения метрики  $h_{\mu\nu}$

$$g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = -dt^2 + a^2(t)dx^i dx_i + h_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu,$$

$$\mu, \nu = 0, 1, 2, 3. \quad i, j = 1, 2, 3.$$

Гравитационным волнам отвечает та часть  $h_{\mu\nu}$ , для которой  $h_{j,i}^i = h_i^i = 0$ . В калибровке  $h_{0\mu} = 0$  соответствующий квантовый оператор может быть представлен в следующем виде <sup>10</sup>:

$$\begin{aligned} h_{ij}(\vec{x}, t) = & \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \{ m_i m_j \hat{a}_R(\vec{k}) \phi(\vec{k}, t) \exp(i\vec{k}\vec{x}) + \\ & + m_i^* m_j^* \hat{a}_L(\vec{k}) \phi(\vec{k}, t) \exp(i\vec{k}\vec{x}) + (\text{эрмит.сопр.,}) \} \end{aligned}$$

где индексы  $R$  и  $L$  обозначают два состояния поляризации,  $m_j = e_j^{(1)} + ie_j^{(2)}$ ,  $e_j^{(1,2)}$  - два единичных чисто пространственных вектора, ортогональных к  $k_j$  и друг к другу.  $[\hat{a}_R(k_1), \hat{a}_R^+(k_2)] = \delta(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$ , и то же для  $L$ .

Спектр образовавшихся гравитационных волн определяется функцией  $\phi$ , которая удовлетворяет уравнению

$$\ddot{\phi} + 3\frac{\dot{a}}{a}\dot{\phi} + \frac{k^2}{a^2}\phi = 0. \quad (2)$$

Вакуумному состоянию, инвариантному относительно группы де Ситтера, соответствует следующее поведение  $\phi$  при  $a < a_1$ :

$$\phi(\vec{k}, t) = 8\pi^2 G^{1/2} k^{-3/2} \left( H - \frac{ik}{a} \right) \exp \left( \frac{ik}{Ha} - \frac{ik}{Ha_0} \right), \quad (3)$$

где  $a_0$  - произвольная константа,  $H = \dot{a}/a$ ,  $G$  - гравитационная постоянная.

Решая уравнение (2) при условиях (1, 3), мы находим спектр гравитационных волн при  $a \gg a_2$ . Этот спектр для  $\gamma = 4/3$  (излучение), полученный аналитически, изображен на рис.1. В случае произвольного  $\gamma$  при  $H_1 \gg H_2$  асимптотики спектра выглядят следующим образом:

$$|\phi|k^{3/2} = D \begin{cases} H_1/H_2, & k \ll H_2 a_2 \\ F \left( \frac{k}{2H_1 a_1} \right)^{-\alpha} \left| \sin \left[ \frac{ak}{H_2 a_2} - \beta \right] \right|, & H_2 a_2 \ll k \ll H_1 a_1 \\ 1, & k \gg H_1 a_1 \end{cases}, \quad (4)$$

$$\text{где } F = (4\pi)^{-1/2} (3\gamma/2 - 1)^{\frac{2}{3\gamma-2}} \Gamma \left( \frac{3\gamma+2}{2(3\gamma-2)} \right),$$

$$D = 8\pi^2 H_2 G^{1/2}, \quad \alpha = 3\gamma/(3\gamma - 2), \quad \beta = \pi/(3\gamma - 2).$$

Причиной появления модуляции спектра служит то, что моды с  $H_2 a_2 \ll k \ll H_1 a_1$  вторично входят под хаббловский горизонт и начинают осциллировать. Поскольку начальные фазы были синхронизированы первой стадией инфляции,

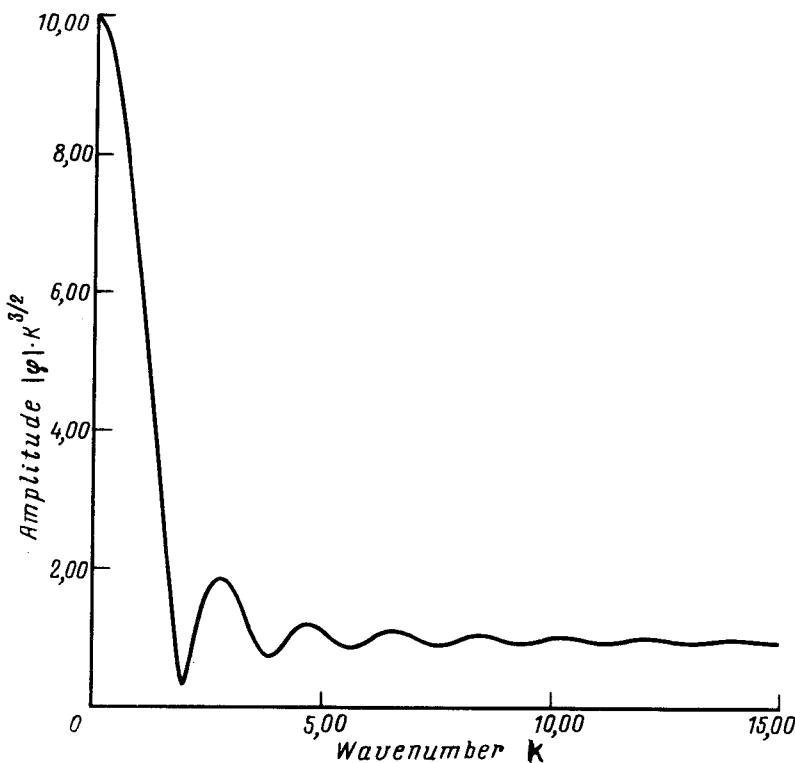


Рис. 1. Спектр гравитационных волн для случая  $\gamma = 4/3$ ,  $H_1/H_2 = 10$ . Волновое число отложено в единицах  $H_2 a_2$ . Среднеквадратичная амплитуда гравитационных волн  $|\phi|k^{3/2}$  отложена в единицах  $8\pi^2 G^{1/2} H_2$  ( $G$  - гравитационная постоянная)

а время осцилляций зависит от  $k$ , эти моды выходят из-под горизонта уже с разными фазами.

Таким образом обнаружено, что двойная инфляция с промежуточной стадией замедления ( $\ddot{a} < 0$ ) генерирует гравитационные волны с модулированным спектром, наблюдение которого может стать недвусмысленным свидетельством в пользу теорий поля, допускающих такой сценарий. Кроме того, как видно из (4), сравнение высот соседних максимумов может дать нам информацию об уравнении состояния вещества, доминирующего на промежуточной стадии. Следует заметить, что спектры такого типа формируются не только в рассмотренной простой модели, но и во всех других сценариях двойной инфляции с достаточно продолжительной промежуточной стадией замедления. В большинстве случаев в этих сценариях такие же особенности возникают и в спектре возмущений плотности <sup>11</sup>.

- 
1. Silk J., Turner M.S. Phys. Rev., 1987, D35, 419.
  2. Kofman L.A., Pogosyan D.Yu. Phys. Lett., 1988, B214, 508.
  3. Старобинский А.А. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 124.
  4. Kofman L.A., Linde A.D. Nucl. Phys., 1987, B282, 555.
  5. Kofman L.A., Linde A.D., Starobinsky A.A. Phys. Lett., 1985, 157B, 361.

6. Bardeen J.M., Bond J.R., Efstathiou G. *Astroph. Jour.*, 1987, 321, 28
7. Грищук Л.П. ЖЭТФ, 1974, 67, 825.
8. Allen B. *Phys. Rev.*, 1988, D37, 2078.
9. Allen B. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 63, 2017.
10. Allen B. *Nucl. Phys.*, 1987, B287, 743.
11. Mukhanov V.F., Zelnikov M.I. Brown University preprint, 1990, BROWN-HET-768.