Письма в ЖЭТФ, том 40, вып. 11, стр. 496 – 498 10 декабря 1984 г.

ГЕНЕРАЦИЯ ИЗОТЕРМИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПЛОТНОСТИ В РАЗДУВАЮЩЕЙСЯ ВСЕЛЕННОЙ

А.Д.Линде

Показано, что наряду с адиабатическими возмущениями плотности в раздувающейся Вселенной могут генерироваться изотермические возмущения с амплитудой, достаточной для последующего образования галактик.

1. Проблема возникновения начальных возмущений плотности, необходимых для последующего образования галактик, является одной из наиболее трудных и важных проблем современной космологии. Значительный успех в этой области был достигнут в последние годы, когда было показано, что на стадии экспоненциального расширения в сценарии раздувающейся Вселенной генерируются возмущения плотности ρ со спектром $(\delta\rho(l)/\rho)$ практически не зависящим от масштаба возмущений l (так называемый плоский спектр, или спектр Зельдовича [1]), причем амплитуда возмущений в ряде моделей может иметь величину $(\delta\rho/\rho) \sim 10^{-4}$, необходимую для образования галактик [2]. При этом, однако, практически во всех работах о генерации возмущений в раздувающейся Вселенной речь шла лишь об адиабатических возмущениях. Подразумевалось, что другие типы возмущений (например, изотермические) если и возникают, то всегда остаются пренебрежимо малыми по сравнению с адиабатическими [3]. Это обстоятельство, в совокупности с выводом о почти абсолютно плоском спектре возмущений и о близости плотности Вселенной к критической, приводило ряд авторов к сомнениям в возможности совместить предсказания некоторых вариантов сценария раздувающейся Вселенной с теорией образования крупномасштабной структуры Вселенной [4] и с малостью квадрупольной анизотропии реликтового излучения [5]. Цель настоящей работы – показать, что в довольно широком классе теорий наряду с адиабатическими возмущениями могут генерироваться и изотермические возмущения достаточно большой амплитуды, причем их спектр может несколько отличаться от плоского.

2. Прежде всего, напомним, в несколько упрощенном виде, основной механизм генерации неоднородностей в раздувающейся Вселенной [2]. С этой целью рассмотрим Вселенную с масштабным фактором $a \sim e^{Ht}$, содержащую скалярное поле φ с эффективным потенциалом $V(\varphi)$ и с достаточно малой эффективной массой, $m^2(\varphi) = d^2 V/d\varphi^2 \ll H^2$. В этом случае у поля φ генерируются флуктуации, которые с течением времени приобретают спектр

$$< (\delta\varphi)^2 > \sim \frac{H^2}{4\pi^2} \int_k^H \left(\frac{k}{H}\right)^{2m^2/3H^2} d\ln k \qquad (1)$$

в длинноволновой области, $k \ll H$ [6, 7]. Это приводит к возникновению неоднородностей плотности ρ_φ поля φ с амплитудой

$$\frac{\delta\rho_\varphi(k)}{\rho_\varphi} \sim \frac{\delta\varphi(k)}{\varphi}, \qquad (2)$$

где φ – величина классического поля φ в рассматриваемый момент, $\delta\varphi(k)$ – амплитуда флуктуаций поля φ в логарифмическом масштабе импульсов k,

$$\delta\varphi(k) \sim \frac{H}{2\pi} \left(\frac{k}{H}\right)^{m^2/3H^2}. \qquad (3)$$

Видно, что при $m^2 \ll H^2$ мы получаем возмущения плотности с плоским спектром. Дальнейшая эволюция этих возмущений определяется тем, как поля φ взаимодействуют с остальными типами элементарных частиц.

3. В современной теории элементарных частиц фигурирует большое число видов скалярных полей, часть из которых может практически не взаимодействовать с остальными типами частиц (так называемый "скрытый сектор" теории, см., например, [8]). Рассмотрим в качестве простейшего примера теорию двух не взаимодействующих друг с другом полей φ_1 и φ_2 с эффективными потенциалами $V(\varphi_i) = \frac{m_i^2}{2}\varphi_i^2 + \frac{\lambda_i}{4}\varphi_i^4$ при $\lambda_1 \ll \lambda_2$, $m_1 \ll m_2$, и предположим, что поле φ_2, в отличие от поля φ_1, находится в скрытом секторе. Как показано в [9], при $\varphi_i \gtrsim M_p$ ($M_p \sim 10^{19}$ ГэВ – планковская масса) поля φ_i скатываются в минимумы $V(\varphi_i)$ очень медленно из-за возникновения членов с "трением" $3H\dot{\varphi}_i$ в уравнениях для полей φ_i, и в это время Вселенная экспоненциально расширяется. При этом обычно оказывается, что из-за бóльшей кривизны потенциала $V(\varphi_2)$ режим медленного скатывания впервые кончается именно у поля φ_2, когда хаббловская "постоянная" $H(\varphi_1,\varphi_2) = \sqrt{(8\pi/M_p^2)(V(\varphi_1) + V(\varphi_2))}$ становится меньше чем эффективная масса $m(\varphi_2) = \sqrt{d^2V/d\varphi_2^2}$, которая при больших φ_2 равна $\sqrt{3\lambda_2}\varphi_2$. Поэтому за последнюю стадию раздувания отвечает самое легкое из полей φ_i. Раздувание кончается при $\varphi_1 \sim (M_p/3)$, когда $H \sim \sqrt{\lambda_1}M_p$ [9]. В этом случае из (2) следует, что [2]

$$\frac{\delta\rho_1}{\rho_1} \sim \sqrt{\lambda_1}. \tag{4}$$

Соответствующие неоднородности после распада частиц поля φ_1 и разогрева Вселенной приводят к неоднородности распределения температуры газа ультрарелятивистских частиц, т. е. к *адиабатическим* возмущениям с амплитудой, определяемой *наименьшей* из констант λ_i (4).

Заметим, что за счет члена с "трением" $3H\dot{\varphi}_2$ поле φ_2 от значения $\varphi_2 \sim M_p$ быстро скатывается не до нуля, а до того значения, когда кривизна потенциала $V(\varphi_2)$ станет в несколько раз меньше чем $H^2(\varphi_1)$,

$$m^2(\varphi_2) \sim \lambda_2\varphi_2^2 \sim CH^2(\varphi_1) = \frac{8\pi C}{3M_p^2}V(\varphi_1), \tag{5}$$

где $C < 1$. После этого снова наступает режим медленного падения поля φ_2, сменяющийся быстрым падением лишь после окончания раздувания. В указанном режиме кроме флуктуаций поля φ_1 генерируются также флуктуации поля φ_2, приводящие, согласно (2), (3), (5), к возмущениям плотности этого поля порядка

$$\frac{\delta\rho_2}{\rho_2} \sim \frac{\delta\varphi_2}{\varphi_2} \sim \sqrt{\lambda_2}. \tag{6}$$

Возмущения плотности (6) не связаны с возмущениями температуры (4), и в этом смысле являются изотермическими. На первых порах общая плотность вещества будет определяться релятивистским газом, возникшим за счет распада поля φ_2 [7, 9]. Однако в дальнейшем доля энергии, заключенная в поле φ_2, будет расти, так как по предположению частицы φ_2 не распадаются на другие частицы, и их плотность энергии в расширяющейся Вселенной падает медленнее, чем энергия релятивистского газа. Можно показать, например, что при $m_2/\sqrt{\lambda_2} \sim 10^{10}$ ГэВ именно частицы φ_2 должны давать сейчас основной вклад в плотность вещества во Вселенной [10]. В этом случае основные возмущения плотности будут *изотермическими*, и будут определяться *наибольшей* из констант λ_i, см. (4), (6).

Аналогичный механизм образования возмущений работает и в более сложных моделях, таких как модели с аксионами, причем, в отличие от того, что утверждалось в [3], изотермические возмущения в этих моделях также могут быть велики. Особенно интересным эффектом, возникающим в аксионных моделях, является обрезание плоского спектра изотермических возмущений в области больших длин волн. Дело в том, что эффективный потенциал в подобных моделях периодичен по φ: $V(\varphi) \sim 1 - \cos(\varphi/\varphi_0)$. Вклад коротковолновых флуктуаций с $k \gtrsim k_0$ в величину $\overline{\delta\varphi} = \sqrt{\langle(\delta\rho)^2\rangle}$ (1) при $k_0 \sim H \exp \times \times \left(-\frac{4\pi^4\varphi_0^2}{H^2}\right)$ начинает превосходить $\pi\varphi_0$, т. е. максимальную эффективную амплитуду поля φ в теории. Это и приводит к тому, что формула (2) для $\delta\rho(k)/\rho$ при $k \ll k_0$ перестает быть справедливой и спектр $\delta\rho(k)/\rho$ при $k \ll k_0$ обрезается. Сущность обсуждаемого эффекта легче всего понять для случая однородного "возмущения" поля φ, $k \to 0$. Действительно, ясно, что при дисперсии $\sqrt{\langle(\delta\varphi)^2\rangle} \gg \pi\varphi_0$ появление любого значения φ от $-\pi\varphi_0$ до $\pi\varphi_0$ становится практически равновероятным. В этом случае из-за периодичности $V(\varphi)$ спектр $\delta\rho(k)/\rho$ полностью перестает зависеть от наличия у поля φ произвольной постоянной части $\delta\varphi(0)$. Скорость убывания $\delta\rho(k)/\rho$ в области больших масштабов $l \gtrsim k_0^{-1}$ модельно-зависима и определяется соотношением между φ_0 и H.

Вывод, который нам хотелось бы сделать, состоит в том, что хотя зачастую основными возмущениями генерирующимися в сценарии раздувающейся Вселенной являются адиабатические возмущения с плоским спектром, из этого "правила" имеются важные и интересные исключения. Как нам кажется, полученные выше результаты делают возможным более гибкий подход к проблеме образования галактик и к вопросу об анизотропии реликтового излучения.

Мне приятно выразить свою глубокую благодарность А.Г.Дорошкевичу, Л.А.Кофману, В.Ф.Муханову, И.Д.Новикову, А.А.Старобинскому, М.Ю.Хлопову и Г.В.Чибисову за многочисленные важные для меня обсуждения.

Литература

1. *Zeldovich Ya.B.* Mon. Not. R. Astron. Soc., 1972, **160**, 1 p.
2. *Муханов В.Ф., Чибисов Г.В.* Письма в ЖЭТФ, 1981, **33**, 549; *Hawking S.W.* Phys. Lett., 1982, **115B**, 295; *Starobinsky A.A.* Phys. Lett., 1982, **117B**, 175; *Guth A.H., Pi S.-Y.* Phys. Rev. Lett., 1982, **49**, 1110; *Bardeen J., Steinhardt P., Turner M.* Phys. Rev., 1983, **D28**, 679.
3. *Axenides M., Brandenberger R., Turner M.* Phys. Lett., 1983, **126B**, 178.
4. *Davies M., Efstathiou G., Frenk C.E., White S.M.* Preprint NSF-ITP/84-129, 1984.
5. *Старобинский А.А.* Письма АЖ, 1983, **9**, 579; *Лукаш В.Н., Насельский П.Д., Новиков И.Д.* Препринт ИКИ, 1984.
6. *Bunch T., Davies P.* Proc. Roy. Soc., 1978, **360 A**, 117.
7. *Linde A.D.* Rep. Prog. Phys., 1984, **47**, 925.
8. *Ferrara S.* Phys. Rep., 1984, **105**, 5; *Nilles H.P.* Phys. Rep., to be published.
9. *Линде А.Д.* Письма в ЖЭТФ, 1983, **38**, 149.
10. *Goncharov A.S., Linde A.D., Vysotsky M.I.* Preprint ITEP-149, 1984, to be published in Phys. Lett.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 октября 1984 г.