

СУПЕРГРАВИТАЦИЯ И РАЗДУВАЮЩАЯСЯ ВСЕЛЕННАЯ

А.Д.Линде

Предложена реализация нового сценария раздувающейся Вселенной в рамках супергравитации $N = 1$. Показано, что при этом можно получить неоднородности плотности $\delta\rho/\rho \sim 10^{-4}$ необходимые для образования галактик и одновременно решить проблему реликтовых монополей.

Как известно, новый сценарий раздувающейся Вселенной ¹ (см. также ²) открывает принципиальную возможность решить одновременно целый ряд космологических проблем, таких как проблемы горизонта, плоскостности, однородности и изотропии Вселенной, а также проблемы реликтовых монополей, доменных стенок и гравитино. Оказалось, однако, что полностью реализовать этот сценарий в простейших теориях Великого Объединения не удастся, так как при этом не получается достаточно сильного раздувания Вселенной ^{3, 4} и, кроме того, после раздувания Вселенной в этих теориях образуются неоднородности плотности $\delta\rho/\rho$ с „плоским” спектром, необходимым для последующего образования галактик ⁵, но с амплитудой, сильно превосходящей нужную амплитуду $\delta\rho/\rho \sim 10^{-4}$ ^{4, 6}. Для того, чтобы справиться с этой трудностью, в ^{7, 8} было предложено использовать суперсимметричные теории с масштабом нарушения симметрии порядка планковской массы $M_p \sim 10^{19}$ ГэВ. Оказалось, что в этих теориях в принципе возможно получить и сильное раздувание Вселенной, и неоднородности плотности желаемой амплитуды ⁹. Однако как утверждали авторы работ ^{7, 8}, в рамках их подхода не удастся решить проблему реликтовых монополей, поскольку монополи в этом сценарии образуются уже после окончания раздувания Вселенной. Кроме того, более подробное исследование простейших моделей, использованных в ^{7, 8}, показало, что сам сценарий, предложенный в ^{7, 8}, нуждается в модификации ¹⁰. Поэтому возник вопрос, можно ли действительно реализовать новый сценарий раздувающейся Вселенной в рамках суперсимметричных теорий и решить при этом проблему реликтовых монополей.

С целью изучить этот вопрос рассмотрим, следуя ¹¹, супергравитацию $N = 1$ взаимодействующую с киральным суперполем Φ . Эффективный потенциал относительно первой (скалярной) компоненты этого поля z выглядит следующим образом ¹¹:

$$V(z, z^*) = e^{\frac{1}{2}zz^*} \left(2 \left| \frac{dg}{dz} \right|^2 + \frac{1}{2} z^* z |g|^2 - 3 |g^2|^2 \right), \quad (1)$$

где $g(z) = \mu^3 f(z)$, μ – некоторый параметр размерности массы, $f(z)$ – произвольная функция. Для простоты все размерные величины выражены в единицах $M_p/\sqrt{8\pi}$. Нас будет интересовать фазовый переход с нарушением симметрии в теории (1) за счет возникновения действительной части φ поля z . Из-за свободы в выборе $f(z)$ эффективный потенциал $V(\varphi)$ (1) может иметь произвольный вид, с тем лишь условием, что $V(\varphi_0) = 0$, где φ_0 соответствует минимуму $V(\varphi)$. Это условие необходимо для обращения космологического члена в нуль в настоящую эпоху. Простейший потенциал указанного типа имеет следующий вид:

$$V(\varphi) = 3\mu^6 \left(1 - \alpha^2 \varphi^2 + \frac{\alpha^4}{4} \varphi^4 \right), \quad (2)$$

откуда $\varphi_0 = \sqrt{2}/\alpha$.

На ранних стадиях эволюции Вселенной температура была велика, симметрия была восстановлена и поле φ равнялось нулю ¹². С расширением Вселенной температура быстро падала, эффективный потенциал принимал вид (2), но при малых α и μ нарушение симметрии осуществлялось очень медленно. Как показано в ^{2, 3}, амплитуда возникающего при

этом поля φ растет следующим образом:

$$\varphi^2 \approx \frac{\mu^6}{16\pi^2 \alpha^2} \left(e^{4\mu^3 \alpha^2 (t - t_0)} - 1 \right), \quad (3)$$

где t_0 — момент начала процесса нарушения симметрии. Поле φ достигает своего равновесного значения $\varphi_0 = \sqrt{2}/\alpha$ за время

$$\Delta t_1 \sim 6\mu^{-3} \alpha^{-2}. \quad (4)$$

Большую часть этого времени величина $V(\varphi)$ (2) практически не отличалась от своего значения при $\varphi = 0$, и Вселенная расширялась экспоненциально (раздувалась) по закону

$$a(t) = a_0 \exp[\mu^3 (t - t_0)], \quad (5)$$

где $a(t)$ — масштабный фактор Вселенной¹. Квантовые флуктуации поля φ во время процесса нарушения симметрии нарастают и приводят к появлению неоднородностей плотности $\delta\rho$. Пользуясь формулами работ^{3, 5}, где исследовался этот процесс, нетрудно получить выражение для относительной амплитуды этих флуктуаций $\delta\rho(l)/\rho$, отвечающей неоднородностям $\delta\rho$ в масштабе l на момент окончания раздувания Вселенной:

$$\frac{\delta\rho(l)}{\rho} \sim \frac{\mu^3}{4\pi^{3/2} \alpha} (\mu^3 l)^2 \alpha^2. \quad (6)$$

Для неоднородностей плотности в масштабе галактик $l \sim e^{50} \mu^{-3}$ ^{3, 5}, так что

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim \frac{\mu^3 \exp(10^2 \alpha^2)}{20\alpha}. \quad (7)$$

Видно, что нужное значение $\delta\rho/\rho \sim 10^{-4}$ возникает, например, при $\alpha \sim \mu \sim 10^{-1}$ (точнее, при $\mu^3 \sim 10^{-4}$). При этом, в соответствии с предсказанием Зельдовича⁴, спектр $\delta\rho(l)/\rho$ практически не зависит от l (6). При указанных значениях α и μ Вселенная, согласно (4), (5), раздувается примерно в e^{600} раз в период экспоненциального расширения (5). Этого вполне достаточно для реализации нового сценария раздувающейся Вселенной¹.

Рассмотрим теперь вопрос о рождении реликтовых монополей в этом сценарии. Согласно (4), при $\alpha \sim \mu \sim 10^{-1}$ длительность периода раздувания Вселенной $\Delta t_1 \sim (10^{11} \text{ ГэВ})^{-1}$, причем в течение большей части этого периода температура Вселенной практически равна нулю¹. Поэтому почти одновременно с началом раздувания Вселенной начинается процесс нарушения симметрии в теориях Великого Объединения, который происходит за характерное время $\Delta t_2 \sim M_x^{-1} \sim (10^{15} \text{ ГэВ})^{-1}$. Таким образом, фазовый переход в теориях Великого Объединения происходит не после раздувания Вселенной, как предполагалось в^{6, 7}, а задолго до конца раздувания ($\Delta t_2 \ll \Delta t_1$). Плотность монополей, образующихся во время этого фазового перехода, в результате последующего раздувания Вселенной уменьшается практически до нуля.

Вообще говоря, можно было бы опасаться, что после раздувания Вселенная снова нагреется до температуры, превосходящей критическую температуру восстановления симметрии в теориях Великого Объединения $T_c \sim 10^{15} \text{ ГэВ}$, после чего снова произойдет фазовый переход с образованием монополей. Однако анализ процесса разогрева Вселенной в рассматриваемом сценарии показывает, что температура Вселенной T_p после раздувания оказывается на много порядков ниже T_c ($T_p \sim 10^{11} \text{ ГэВ}^{10}$), так что после раздувания монополи уже больше не образуются.

Таким образом, в рассматриваемой простой модели можно полностью реализовать новый сценарий раздувающейся Вселенной. При этом удается получить спектр неоднородностей, нужный для образования галактик, и естественным образом решить проблему реликтовых монополей.

В заключение мне хотелось бы выразить глубокую признательность М.И.Высоцкому, А.С.Гончарову, Р.Э.Каллош, В.Ф.Муханову и Г.В.Чибисову за полезные обсуждения.

Литература

1. *Linde A.D.* Phys. Lett., 1982, **108B**, 389.
2. *Albrecht A., Steinhardt P.J.* Phys. Rev. Lett., 1982, **48**, 1220.
3. *Linde A.D.* Phys. Lett., 1982, **116B**, 335.
4. *Starobinsky A.A.* Phys. Lett., 1982, **117B**, 175.
5. *Zeldovich Ya. B.* Mon. Not. R. Astr. Soc., 1972, **160**, 1p.
6. *Hawking S.W.* Phys. Lett., 1982, **115B**, 295; *Guth A.H., Pi S.-Y.* Phys. Rev. Lett., 1982, **49**, 1110; *Bardeen J., Steinhardt P.J., Turner M.S.* Preprint EFI-83-13, 1983.
7. *Ellis J., Nanopoulos D.V., Olive K.A., Tamvakis K.* CERN preprint TH. 3404, 1982.
8. *Nanopoulos D.V., Olive K.A., Srednicki M., Tamvakis K.* Phys. Lett., 1983, **123B**, 41.
9. *Ellis J., Nanopoulos D.V., Olive K.A., Tamvakis K.* Phys. Lett., 1983, **120B**, 331.
10. *Linde A.D.* Primordial inflation without primordial monopoles, Lebedev Phys. inst. preprint, №151, 1983.
11. *Cremmer E., Julia B., Scherk J., Ferrara S., Girardello L., van Niewenhuizen P.* Nucl. Phys., 1979, **B 147**, 105.
12. *Киржниц Д.А.* Письма в ЖЭТФ, 1972, **15**, 745; *Kirzhnits D.A., Linde A.D.* Phys. Lett., 1972, **42B**, 471.

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

Поступила в редакцию
29 апреля 1983г.