

ОТСУТСТВИЕ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ В ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ ФРИДМАНА

А.Д.Линде

Показано, что учет зависимости масс частиц от температуры в расширяющейся Вселенной Фридмана приводит к практически полному подавлению рождения частиц с массами $m \lesssim 10^{17}$ ГэВ.

1. Одной из наиболее интересных проблем, лежащих на стыке космологии и теории элементарных частиц, является проблема рождения частиц в расширяющейся Вселенной. За 15 лет, прошедших после постановки проблемы¹, в этой области было получено много ярких и впечатляющих результатов, см. по этому поводу². Однако практически все эти результаты относились к модели Вселенной, которая изначально не содержала вещества, а не к принятой в настоящее время модели горячей Вселенной³. Как будет показано ниже, соответствующий учет высокотемпературных эффектов ведет к сильной модификации существующей картины рождения частиц в ранней Вселенной.

2. В качестве примера рассмотрим теорию скалярного поля массы m_0 с лагранжианом

$$L = \frac{1}{2} (\phi_{;\mu})^2 - \frac{1}{2} \left(m_0^2 + \frac{R}{6} \right) \phi^2 - \frac{\lambda}{4} \phi^4 \quad (1)$$

в плоском мире Фридмана с метрикой

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2).$$

Для изучения рождения частиц поля ϕ удобно сделать конформное преобразование, перейдя к метрике

$$ds^2 = a^2(\eta) (d\eta^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2), \quad (2)$$

где

$$\eta = \int a^{-1}(t) dt,$$

и к преобразованному полю

$$\psi = a(\eta)\phi.$$

Уравнение движения для поля ψ в метрике (2)

$$\frac{d^2\psi}{d\eta^2} - \Delta\psi + a^2(\eta)m_0^2\psi + \lambda\psi^3 = 0 \quad (3)$$

описывает поле с переменной "массой"

$$M(\eta) = m_0 a(\eta).$$

Неадиабатичность изменения величины $M(\eta)$ с ростом η и приводит к рождению частиц поля ψ , а, следовательно, и частиц поля ϕ ². Мера неадиабатичности характеризуется величиной

$$\delta = M^{-2}(\eta) \frac{dM}{d\eta} = m_0^{-1} a^{-1}(\eta) \frac{da}{dt}, \quad (4)$$

причем при малых значениях δ вероятность рождения частиц подавлена фактором $\exp\left(-\frac{1}{\delta}\right)^2$.

При расширении Вселенной по закону

$$a(t) = a_0 t^q, \quad 0 < q < 1,$$

где t – время от начала расширения, параметр неадиабатичности (4) равен

$$\delta = q/m_0 t, \quad (5)$$

откуда следует, что в ранней Вселенной должны были рождаться частицы любой ненулевой массы m_0 , причем процесс рождения происходил при $t \lesssim m_0^{-1}$, а при $t \gg m_0^{-1}$ рождение частиц было экспоненциально подавлено².

3. Учтем теперь, что в веществе с температурой $T \gg m_0$ эффективная масса частиц поля ϕ модифицируется⁴,

$$m^2(T) = m_0^2 + \frac{\lambda}{4} T^2, \quad (6)$$

и уравнение (3) приобретает вид

$$\frac{d^2 \psi}{d\eta^2} - \Delta \psi + a^2(\eta) \left(m_0^2 + \frac{\lambda}{4} T^2 \right) \psi + \lambda \psi^3 = 0. \quad (7)$$

Заметим также, что согласно стандартным предположениям теории горячей Вселенной³, величина aT во время расширения Вселенной практически не меняется, $aT \approx a_0 T_0$. В этом случае при $\lambda T^2 \gg m_0^2$

$$M(\eta) \approx \frac{\sqrt{\lambda}}{2} T_0 a_0 + \frac{m_0^2 a^2}{\sqrt{\lambda} T_0 a_0}, \quad (8)$$

причем первый член в правой части (8) много больше второго члена и не зависит от η . Параметр адиабатичности δ при этом равен

$$\delta = M^{-2}(\eta) \frac{dM}{d\eta} \approx \frac{m_0^2}{\left(\frac{\sqrt{\lambda}}{2} T \right)^3} a^{-1} \frac{da}{dt}. \quad (9)$$

Нетрудно понять, что величина δ (9) при $\lambda T^2 \gg m_0^2$ гораздо меньше чем величина δ (4) (5), вычисляемая без учета зависимости масс частиц от температуры (12).

4. Для того чтобы оценить роль уменьшения неадиабатичности за счет зависимости масс частиц от температуры, напомним, что расширение ранней Вселенной, заполненной частицами, взаимодействующими согласно современным теориям слабым, сильным и электромагнитным взаимодействиям, описывается уравнением

$$a^{-1} \frac{da}{dt} = \sqrt{\frac{4\pi^3 N}{45}} \frac{T^2}{M_P}, \quad (10)$$

где $M_P \approx 1,2 \cdot 10^{19}$ ГэВ – планковская масса, N – эффективное число степеней свободы (типов частиц), $N \sim 200$ в простейших теориях^{3,5}. Учтем также, что в указанных теориях за счет взаимодействия поля ϕ с большим количеством полей других типов коэффициент $\lambda/4$ перед T^2 в (6) заменяется некоторым коэффициентом $c \sim 1$ ⁶. В этом случае из (15), (16) следует, что при $T \gtrsim m_0$

$$\delta \approx \frac{20 m_0^2}{c^3 T M_P}. \quad (11)$$

При $c \approx 1$ из (17) следует, что рождение скалярных частиц в горячей Вселенной Фридмана происходит лишь если

$$m_0 \gtrsim 5 \cdot 10^{17} \text{ ГэВ}. \quad (12)$$

Можно показать, что аналогичный вывод справедлив и для векторных и спинорных частиц. В то же время скалярные частицы без конформной добавки $\frac{1}{6} R$ к квадрату массы (1) рождаются при произвольном значении m_0 (если $R \neq 0$), но в любом случае оказывается, что рождение частиц при $T \lesssim 5 \cdot 10^{17}$ ГэВ прекращается.

Полученные выводы существенно отличаются от результатов предыдущих исследований, проведенных без учета высокотемпературных эффектов². Представляло бы интерес выяснить возможное значение указанных эффектов для теории рождения частиц в анизотропной Вселенной.

Мне приятно поблагодарить В.И.Манько, А.А.Старобинского и В.П. Фролова за обсуждение вопросов, затронутых в настоящей работе.

Литература

1. *Parker L.* Phys. Rev. Lett., 1968, 21, 562; *Sexl R.U., Urbantke H.K.* Acta Phys. Austriaca, 1967, 26, 339; *Бронников К.А., Тагиров Э.А.* Препринт Р2-4151, ОИЯИ, 1968; *Гриб А.А., Мамаев С.Г.* ЯФ, 1969, 10, 1276. *Зельдович Я.Б.* Письма в ЖЭТФ, 1970, 12, 443; *Зельдович Я.Б., Старобинский А.А.* ЖЭТФ, 1971, 61, 2161.
2. *Parker L.* In: Asymptotic Structure of Spacetime (Ed. by F.Esposito, L.Witten, Plenum, New-York) 1977; *Гриб А.А., Мамаев С.Г., Мостепаненко В.М.* Квантовые эффекты в интенсивных внешних полях, М.: Атомиздат, 1980.
3. *Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.* Строение и эволюция Вселенной, М.: Наука, 1975.
4. *Киржниц Д.А., Линде А.Д.* ЖЭТФ, 1974, 67, 1263.
5. *Langacker P.* Phys. Rep., 1981, 72C, 187.
6. *Linde A.D.* Phys. Lett., 1981, 99B, 391.

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

Поступила в редакцию
25 марта 1982 г.