Письма в ЖЭТФ, том 48, вып. 6, стр. 297 –299 *25 сентября 1988 г.*

ГРАВИТАЦИОННЫЕ ИНСТАНТОНЫ И ОТЩЕПЛЕНИЕ РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ВСЕЛЕННОЙ

В.А.Рубаков, П.Г.Тиняков

В модели гравитационного поля, взаимодействующего с полями материи, найден инстантон, описывающий отщепление от плоской Вселенной замкнутой Вселенной малого размера, которая затем классически расширяется в режиме раздувания. Существование таких инстантонов открывает возможность самозарождения системы расширяющихся Вселенных.

В последнее время широко обсуждается возможность отщепления замкнутых Вселенных малого размера от большой (в том числе плоской) Вселенной [1-3]. Эти процессы, связываемые с квантовыми флуктуациями топологии, могут приводить к интересным физическим следствиям [1-7], таким, как разрушение квантовой когерентности, нелокальность, обращение в нуль космологической постоянной и т.д. Возможный подход к описанию процессов отщепления основывается на классических решениях евклидовых уравнений поля (гравитационных инстантонах). Явный пример такого инстантона найден в работе [3]. Его метрика имеет $O(4)$-инвариантный вид

$$ds^2 = d\tau^2 + a^2(\tau)\, d\Omega_3^2$$

и соответствует евклидову многообразию, изображенному на рис. 1*а*.

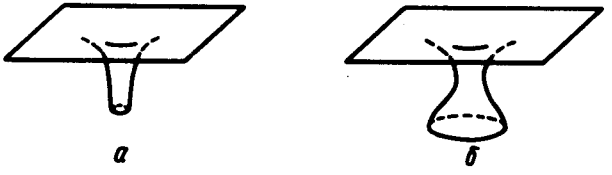

Рис. 1

Можно показать, что аналитическое продолжение указанного решения при $\tau = 0$ к метрике с лоренцевой сигнатурой, $\tau \to it$, представляет собой замкнутую Вселенную, классически сжимающуюся от радиуса $a_0 \equiv a(\tau = 0)$ до $a = 0$. Таким образом, инстантон работы [3] описывает отщепление сжимающейся Вселенной. В этой работе мы покажем, что в некоторых моделях существуют гравитационные инстантоны, описывающие отщепление расширяющихся Вселенных и имеющие вид, изображенный на рис. 1*б* (при аналитическом продолжении, которое осуществляется при $\dot{a} = 0$, имеем $\ddot{a} \to -\ddot{a}$, поэтому многообразия рис. 1*а* и 1*б* действительно соответствуют отщеплению сжимающейся и расширяющейся Вселенной).

Рассмотрим модель, заданную евклидовым действием

$$S = \int d^4x \sqrt{g} \left[-\frac{1}{2\kappa} R + \frac{1}{6} H^2_{\mu\nu\lambda} + \frac{1}{2} (\partial_\mu \varphi)^2 + V(\varphi) \right], \qquad (1)$$

где $H_{\mu\nu\lambda} = \nabla_{[\mu} A_{\nu\lambda]}$ – напряженность аксионного поля, $V(\varphi)$ имеет вид, изображенный на рис. 2*а*. Будем искать решение в $O(4)$-инвариантном виде (1), причем $\varphi = \varphi(\tau)$, $H_{0ij} = 0$, $H_{ijk} = N\epsilon_{ijk}$, где N не зависит от τ. Нас интересует решение уравнений поля

$$\ddot{\varphi} + 3\frac{\dot{a}}{a}\dot{\varphi} = \frac{dV}{d\varphi}, \qquad (2)$$

$$\dot{a}^2 - 1 = \frac{\kappa}{3} a^2 \left(\frac{1}{2} \dot{\varphi}^2 - V(\varphi) \right) - \frac{\kappa}{3} \frac{N^2}{a^4}, \qquad (3)$$

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^{\cdot} = -\frac{1}{a^2} + \kappa \frac{N^2}{a^6} - \frac{\kappa}{2} \dot{\varphi}^2, \qquad (4)$$

с граничными условиями $\dot{a}(0) = \dot{\varphi}(0) = 0$; $a(\tau) \to \tau$, $\varphi(\tau) \to \varphi_\infty$ при $\tau \to \infty$.

Уравнение (2) формально описывает движение частицы с "координатой" φ в потенциале $-V$ (рис. 2*б*) с "вязким трением" $3\dot{a}/a$. Граничные условия соответствуют движению с нулевой начальной скоростью из некоторой точки $\varphi(\tau = 0) = \varphi_0$ в точку $\varphi(\tau = \infty) = \varphi_\infty$. Такое движение возможно, если при некоторых τ "трение" отрицательно ($\dot{a}/a < 0$), что согласуется с рис. 1*б*.

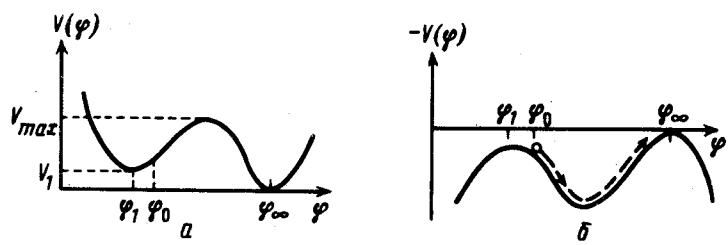

Рис. 2

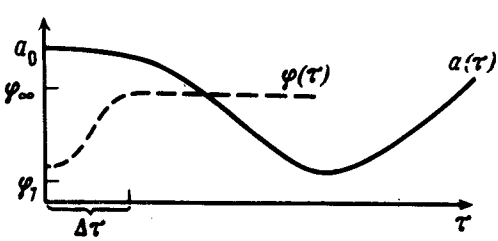

Рис. 3

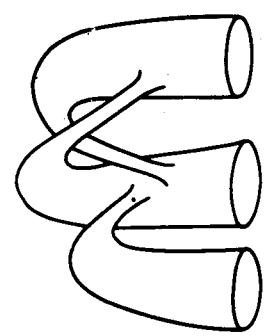

Рис. 4

Рассмотрим случай $V_1/V_{max} \sim \kappa V_{max} (\Delta\tau)^2 \ll 1$, $\kappa^{3/2} V_1 \ll N^{-1}$, где $\Delta\tau$ – характерное время скатывания в пренебрежении трением. Тогда эволюция $a(\tau)$ и $\varphi(\tau)$ происходит в два этапа: сначала φ меняется от $\varphi_0 \approx \varphi_1$ до значений, близких к φ_∞ при практически постоянном $a = a_0 \approx \sqrt{3/\kappa V_1}$, а затем $a(\tau)$ изменяется при постоянном $\varphi \approx \varphi_\infty$, стремясь к асимптотике $a(\tau \to \infty) = \tau$. Действительно, из (3), (4) следует, что на первом этапе $\dot{a}/a \approx -\kappa/2 \int_0^\tau \dot{\varphi}^2 d\tau$, и изменение a пренебрежимо мало: $\Delta a/a_0 \sim \kappa V_{max} (\Delta\tau)^2$. При этом рабо-

та (отрицательной) силы трения оценивается величиной $A = -3\int \frac{\dot{a}}{a}\ \dot{\varphi}^2\, d\tau \sim \kappa V^2_{max}(\Delta\tau)^2$, что достаточно для достижения точки $\varphi = \varphi_\infty$. При больших τ (на втором этапе) влиянием поля φ можно пренебречь, и решение сшивается с инстантоном работы [3], для которого $a(\tau \to \infty) = \tau$. Вид решения схематически изображен на рис. 3.

В рассматриваемом приближении евклидово действие для найденного инстантона равно

$$S = 2\pi^2 a_0^3 \int_{\varphi_0}^{\varphi_\infty} d\varphi\, \sqrt{2V}\,(1 + O(NV_1\kappa^{3/2}))\,.$$

Отметим, что $S \gg 1$, что указывает на применимость квазиклассического приближения. Следует отметить, что значения параметров инстантона далеки от планковских.

Аналитическое продолжение (при $\tau = 0$) описанного решения к лоренцевой сигнатуре соответствует классическому расширению замкнутой Вселенной, заполненной скалярным полем осциллирующим вблизи $\varphi = \varphi_1$. С течением времени осцилляции затухают, и расширение выходит на режим раздувания с постоянной Хаббла $\sqrt{\kappa V_1/3}$.

Существование инстантонов, описывающих отщепление расширяющихся Вселенных, открывает возможность самозарождения Вселенной или системы Вселенных, как изображено на рис. 4. Эта возможность связана с отсутствием понятия времени в квантовой гравитации в неклассической области. Не исключено, что именно в рамках такой картины реализуется идея о самосогласованном динамическом определении значений констант связи, в том числе объяснение равенства нулю космологической постоянной.

Авторы благодарны Т.Бэнксу, Д.Гроссу, В.А.Кузьмину, Г.В.Лаврелашвили, А.Д.Линде, В.А.Матвееву и С.Ю.Хлебникову за плодотворные обсуждения.

Литература

1. *Hawking S.W.* Phys. Lett. B, 1987, **195**, 337.
2. *Лаврелашвили Г.В., Рубаков В.А., Тиняков П.Г.* Письма в ЖЭТФ, 1987, **46**, 134.
3. *Giddings S., Strominger A.* Preprint HUTP-87/A067.
4. *Coleman S.* Preprint HUTP-88/A008, HUTP-88/A022.
5. *Giddings S., Strominger A.* Preprint HUTP-88/A006.
6. *Banks T.* Santa Cruz preprint, SCIPP 88/09, 1988, March.
7. *Lavrelashvili G.V., Rubakov V.A., Tinyakov P.G.* Nucl. Phys. B, 1988, **299**, 757; Proceedings of Int. Seminar "Quarks-88", in press.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 июля 1988 г.