

УДК: 524.8:531.51

## НЕПЕРТУРБАТИВНЫЕ ПОПРАВКИ К КЕЛЕРОВСКОМУ ПОТЕНЦИАЛУ И ПРОБЛЕМА ФИКСАЦИИ ДИЛАТОНА

А.А.СААРЯН, В.Л.САРГСЯН

Поступила 24 марта 1999

Принята к печати 30 апреля 1999

В рамках эффективной струнной гравитации проведен анализ грави-дилатонных космологических моделей Фридмана-Робертсона-Уокера с дилатонным потенциалом, генерируемым конденсатом калибрино и непертурбативными поправками к келеровскому потенциалу. Исследован вопрос фиксации дилатона такими потенциалами. Показано, что наличие области значений дилатона с отрицательно определенным потенциалом приводит к возможности существования смешанных моделей расширения-сжатия с плоским пространством. Для качественно различных случаев построены соответствующие фазовые картины, иллюстрирующие возможность фиксации дилатона.

1. *Введение.* Одним из основных предсказаний низкоэнергетической эффективной теории струн является наличие в гравитационном секторе скалярного поля дилатона (см., например, [1]). В струнной феноменологии важная роль этого поля обусловлена тем, что его вакуумные средние определяют значения гравитационной и калибровочных констант связи. В частности, изменение дилатона в космологических масштабах приводит к соответствующим вариациям физических констант, включая постоянную тонкой структуры. Возможность подобных вариаций существенно ограничена современными наблюдательными данными. В связи с этим приобретает важное значение проблема фиксации дилатона. Она является одним из важных направлений исследований в струнной космологии и тесно связана с проблемой нарушения суперсимметрии. В обычно рассматриваемых механизмах непертурбативные эффекты типа конденсации калибрино в скрытом секторе калибровочной группы генерируют нетривиальный дилатонный потенциал (см. [2-4] и приведенные там ссылки). Космологическая эволюция приводит к естественной фиксации дилатона в минимумах этого потенциала. Однако конкретные исследования показали, что в моделях с одним конденсатом соответствующий потенциал не имеет локального минимума (см. ниже), а для фиксации дилатона при феноменологически приемлемых значениях необходимы, по крайней мере, два конденсата (так называемые "racetrack"-модели).

Альтернативная возможность подавления космологических вариаций дилатона в моделях с одним конденсатом калибрино предложена в работах [5-7]. В этом сценарии наличие локального минимума дилатонного потенциала обусловлено непертурбативными поправками к келеровскому потенциалу. Значения потенциала и его второй производной в точке минимума определяют космологическую постоянную и эффективную массу дилатона.

В работах [8,9] проведен качественный анализ струнных космологических моделей при наличии дилатонного потенциала, без конкретизации его формы. Обсуждались особенности моделей с потенциалами, принимающими отрицательные значения в некоторых интервалах значений поля дилатона. В качестве примера были рассмотрены потенциалы, генерируемые двумя конденсатами калибрино. Ниже проводится подобный анализ моделей с одним конденсатом калибрино и непертурбативными поправками к келеровскому потенциалу. Рассмотрен вопрос фиксации дилатона при наличии таких поправок.

В разделе 2 обсуждается структура соответствующего скалярного потенциала. Он выражается через суперпотенциал и келеровский потенциал стандартным образом. Последний параметризуется тремя постоянными. Далее рассматривается грави-дилатонная космологическая модель и выписана соответствующая система уравнений в общем конформном представлении. Для моделей с плоским пространством эта система может быть представлена в виде автономной динамической системы второго порядка. В разделе 3 проводится качественный анализ для двух типов качественно различных потенциалов. Найдены особые точки и выявлен их характер. Фазовые картины динамической системы изображены на рис.1.

*2. Непертурбативные поправки к келеровскому потенциалу и уравнения модели.* Низкоэнергетическим пределом суперструнных теорий являются 10D супергравитации, описывающие безмассовые моды струнных возбуждений. Для теории струн типа I и для гетеротической струны симметрия является  $N=1$  суперсимметрией, в то время, как для струнных теорий типа IIA и IIB имеется  $N=2$  суперсимметрия.

Ниже мы будем рассматривать случай  $N=1$  супергравитации. Наличие локальной суперсимметрии налагает сильные ограничения на возможную структуру соответствующего лагранжиана. Его бозонная часть полностью определяется тремя функциями: калибровочной функцией  $f_{ab}$ , келеровским потенциалом  $K$  и суперпотенциалом  $W$ . Первая из них,  $f_{ab}$ , является голоморфной функцией киральных суперполей и дилатона и определяет форму калибровочных кинетических членов лагранжиана. Суперпотенциал  $W$  является голоморфной функцией киральных суперполей и определяет потенциал материальных полей. И, наконец, келеровский потенциал  $K$  является действительной функцией киральных суперполей и дилатона. Его

вторые производные определяют метрику кинетических членов скалярных компонент материальных суперполей. В  $N=1$  супергравитации скалярный потенциал выражается через келеровский потенциал и суперпотенциал следующим образом:

$$V = e^K |W|^2 \left[ \left( K^i + \frac{W^i}{W} \right) (K_j)^{-1} \left( K_j + \frac{\bar{W}_j}{W} \right) - 3 \right], \quad (1)$$

где индексы  $i, j$  означают производные по различным полям. Если источником нарушения суперсимметрии является конденсация калибрино в скрытом секторе калибровочной группы, то соответствующий суперпотенциал для случая одного конденсата и единственного модульного поля имеет вид

$$W(S, T) = ce^{-\alpha S} / \eta^6(T), \quad (2)$$

где  $c = -\beta/6e$ ,  $\alpha = -3k/2\beta$ ,  $\beta$  - однопетлевой коэффициент бета функции калибровочной группы скрытого сектора ( $\beta = 3N/16\pi^2$  для группы  $SU(N)$ ),  $k$  - уровень Каца-Муди калибровочной группы (обычно  $k=1$ ),  $\eta(T)$  - функция Дедекинда. В (2) предположено, что обусловленный механизмом Грина-Шварца однопетлевой вклад равен нулю. Поле  $S$  связано с полем дилатона  $\phi$  в эффективном струнном действии соотношением  $S_R \equiv \text{Re } S = e^{-2\phi}$  и часто также называется дилатоном.

С точки зрения проблемы фиксации дилатона определяющим является дилатонная зависимость скалярного потенциала. Поэтому в (1) мы положим  $i = S, j = \bar{S}$  и потенциал примет вид

$$V_E = e^K \left| \frac{ce^{-\alpha S}}{\eta^6(T)} \right| \left[ \frac{|K^S - \alpha|^2}{K_{\bar{S}}} - 3 \right]. \quad (3)$$

В древесном приближении для келеровского потенциала  $K = K_0 = -\log(S + \bar{S})$  соответствующий потенциал  $V_E$  не имеет минимума относительно  $S$ : при заданном  $T$  функция  $V(S)$  стремится к  $-\infty$  при  $S_R \rightarrow 0$  и  $V \rightarrow 0$  при  $S_R \rightarrow \infty$  и имеет положительный максимум при  $S_R \sim 0.1$ . Следовательно, в зависимости от начального значения  $S_R$  это поле будет стремиться к бесконечности (область слабой связи) или к нулю (область сильной связи). Оба эти случая нереалистичны, так как  $S_R$  определяет значение калибровочной постоянной и из наблюдательных данных следует, что  $S_R \sim 2$ .

Как уже отмечалось во введении, одной из возможностей генерации потенциала с соответствующим минимумом является наличие второго конденсата ("racetrack" модели). Другая возможность, которую мы будем рассматривать в этой работе, связана с возможными непертурбативными поправками к келеровскому потенциалу. Следуя [5], будем предполагать, что эти поправки можно параметризовать следующим образом:

$$e^{K(S_R)} = e^{K_0(S_R)} + e^{K_{\varphi}(S_R)}, \quad e^{K_{\varphi}} = dS_R^{n/2} e^{-b\sqrt{S_R}}. \quad (4)$$

Отметим, что проведенный ниже анализ легко обобщается и для второго случая параметризации непertурбативных поправок, рассмотренного в [5].

Рассмотрим гравитационную однородную и изотропную космологическую модель, основанную на эффективном струнном действии с потенциалом (3) и келеровским потенциалом (4). Заметим, что потенциал (3) записан в эйнштейновском (E-) конформном представлении, в котором часть действия, содержащая скаляр Риччи, та же, что и в ОТО. Другим важным конформным представлением является струнное представление, метрика которого совпадает с метрикой соответствующей  $\sigma$ -модели. Однако с точки зрения физической интерпретации получаемых решений, в зависимости от используемых единиц измерения длины и времени, удобными являются другие представления. Поэтому в дальнейшем мы будем работать в общем конформном представлении, связанном со струнным представлением преобразованием метрики

$$g_{\mu\nu} = e^{-c\varphi} \tilde{g}_{\mu\nu}, \quad (5)$$

где постоянная  $c$  определяет конкретное представление. Здесь и ниже тильда над буквами будет указывать на соответствующие величины в струнном представлении. Выбирая  $c = 4/(D-2)$ ,  $D$  - размерность пространства-времени, получаем E-представление.

Для рассматриваемой здесь космологической модели  $D$ -мерный интервал в общем конформном представлении может быть представлен в виде Фридмана-Робертсона-Уокера

$$ds_D^2 = dt^2 - R^2(t) dl_n^2, \quad (6)$$

где  $dl_n$  - элемент длины в  $n$ -мерном пространстве постоянной кривизны,  $n = D-1$ ,  $R(t)$  - масштабный фактор. Вследствие однородности модели поле дилатона зависит только от времени,  $\varphi = \varphi(t)$ . Заметим, что синхронная временная координата  $t$  и масштабный фактор зависят от конформного представления и связаны с соответствующими величинами в струнном представлении соотношениями

$$dt = e^{-c\varphi/2} d\tilde{t}, \quad R_t = e^{-c\varphi/2} \tilde{R}_t. \quad (7)$$

В представлении, определяемом параметром  $c$ , система космологических уравнений, описывающая гравитационную модель с плоским пространством, имеет вид [8]

$$\begin{aligned} \ddot{\varphi} + \dot{\varphi}(nH + b\dot{\varphi}) &= -e^{f\varphi} V'(\varphi), \\ \dot{H} + H(nH + b\dot{\varphi}) &= ne^{f\varphi} [fV'(\varphi)/2 + 8V(\varphi)/(n-1)^2], \\ \frac{8e^{f\varphi}}{n-1} V(\varphi) &= (nH + b\dot{\varphi})^2 - nH^2 - \frac{4-b^2}{n-1} \dot{\varphi}^2, \end{aligned} \quad (8)$$

где точка и штрих означают производные по  $t$  и  $\varphi$ , соответственно,

$$b = c(n-1)/2 - 2, \quad f = c - 4/(n-1), \quad V(\varphi) = \frac{n-1}{8} V_E(\varphi). \quad (9)$$

Здесь дилатонный потенциал  $V_E(\varphi)$  имеет вид (3) с поправками (4) и  $S_R = e^{-2\varphi}$ . Заметим, что в эйнштейновском представлении  $f=0$ .

### 3. Качественный анализ и проблема фиксации дилатона.

Прежде чем перейти к анализу общего решения системы (8) с потенциалом из (3) заметим, что эта система имеет решение с постоянным дилатоном  $\varphi = \varphi_0$  (об анизотропных решениях с постоянным дилатоном см. [8]), являющимся экстремумом потенциала:

$$V'(\varphi_0) = 0, \quad V(\varphi_0) \geq 0, \quad (10)$$

где второе условие следует из уравнения связи (последнее уравнение (8)). Соответствующее решение описывает пространство-время де-Ситтера и имеет вид

$$R = R_0 e^{H_0 t}, \quad H_0 = \frac{2}{n-1} (2nV_0 e^{f\varphi_0})^{1/2}, \quad V_0 = V(\varphi_0), \quad (11)$$

где  $R_0$  - постоянная интегрирования.

Определив  $H$  из уравнения связи

$$H = -\frac{f\dot{\varphi}}{2} \mp \frac{2}{(n-1)\sqrt{n}} \sqrt{\dot{\varphi}^2 + 2e^{f\varphi} V(\varphi)} \quad (12)$$

и подставив в первое уравнение системы, получим автономную динамическую систему второго порядка:

$$\dot{\varphi} = x, \quad \dot{x} = \frac{f x^2}{2} \pm \frac{2x\sqrt{n}}{n-1} \sqrt{x^2 + 2e^{f\varphi} V(\varphi)} - e^{f\varphi} V'(\varphi). \quad (13)$$

В эйнштейновском представлении  $f=0$  и согласно (12) верхний/нижний знак в (13) соответствует моделям сжатия/расширения этого представления. Эти два случая связаны между собой преобразованием  $t \rightarrow -t, x \rightarrow -x$ . Для неотрицательных потенциалов соответствующие модели эйнштейновского представления разделены классически недоступной областью

$$|H| < \frac{2}{n-1} \sqrt{\frac{2V(\varphi)}{n}}, \quad V(\varphi) \geq 0. \quad (14)$$

Функция  $H$  может обратиться в нуль только в нулях потенциала  $V(\varphi)$ . Поскольку в случае неотрицательных потенциалов в этих точках  $V'(\varphi)=0$ , то они являются особыми точками (см. ниже), и траектории достигают этих точек за бесконечный интервал синхронной времени E-представления. Отсюда следует, что для неотрицательных потенциалов в E-представлении  $H$  никогда не меняет знак и, следовательно, не существуют смешанные

модели расширения–сжатия. Для потенциалов, принимающих отрицательные значения в некоторых областях значений поля дилатона (в частности, такие области характерны для непертурбативных потенциалов, генерируемых механизмом конденсации колибрино, см. ниже), часть фазовой плоскости  $(\varphi, x)$  системы (13), определяемая неравенствами

$$V(\varphi) < 0, \quad x^2 < -2e^{f\varphi}V(\varphi), \quad (15)$$

является классически недоступной. Нетрудно убедиться, что граница этой области,

$$x = \pm \sqrt{-2e^{f\varphi}V(\varphi)}, \quad (16)$$

является решением динамической системы.

Для общего случая потенциала  $V(\varphi)$  качественный анализ динамической системы (13) был проведен в работах [8,9]. Кратко остановимся на основных результатах этого анализа. В конечной части фазовой плоскости  $(\varphi, x)$  особыми для системы (13) являются точки  $(\varphi_0, 0)$ , определяемые соотношениями (10). Следует различать следующие случаи:

1.  $V_0'' < 0$ , особая точка неустойчива и является седлом.

2.  $0 < V_0'' \leq \frac{2nV_0}{(n-1)^2}$ , устойчивый узел (звездный узел для случая знака равенства).

3.  $0 < \frac{2nV_0}{(n-1)^2} < V_0''$ , устойчивый фокус, невырожденный и вырожденный в случаях  $V_0 \neq 0$  и  $V_0 = 0$  соответственно. Вращение фазовых траекторий вокруг особой точки происходит по направлению движения часовой стрелки.

4.  $V_0 > 0$ ,  $V_0^{(i)} = 0$ ,  $i = 1, \dots, m-1$ ,  $V_0^{(m)} \neq 0$ ,  $m \geq 3$ . Одно из собственных чисел равно нулю, и особая точка является вырожденной. Она имеет характер а) седла, при четном  $m$  и  $V_0^{(m)} < 0$ ; б) устойчивого узла, при четном  $m$  и  $V_0^{(m)} > 0$ ; в) особой точкой с одним устойчивым узловым сектором и двумя седловыми, при нечетном  $m$ .

5.  $V_0 = V_0'' = 0$ , оба собственных числа равны нулю, особая точка является устойчивым фокусом.

Для исследования поведения фазовых траекторий на бесконечности удобно произвести компактификацию фазового пространства  $(\varphi, x)$  с помощью соотношений

$$\varphi = \frac{\rho}{1-\rho} \cos\theta, \quad x = \frac{\rho}{1-\rho} \sin\theta, \quad 0 \leq \rho \leq 1, \quad 0 \leq \theta \leq 2\pi, \quad (17)$$

что позволяет включить в исследуемую схему также бесконечно удаленные точки пространства  $(\varphi, x)$ . Качественный характер фазовой картины завистит от поведения потенциала на бесконечности. Общий случай исследован в

[9]. Здесь же мы будем рассматривать потенциал (3) с одним конденсатом калибрино и с непертурбативными поправками к келеровскому потенциалу вида (4). Поведение этого потенциала на бесконечности следующее:

$$V(\varphi) \sim e^{-2\varphi} \exp(-\alpha e^{-2\varphi}); \quad \varphi \rightarrow -\infty \quad (18)$$

$$V(\varphi) \sim -e^{m\varphi}, \quad m = \max(2, -p), \quad \varphi \rightarrow +\infty. \quad (19)$$

Параметром пертурбативного разложения в области слабой связи ( $\varphi \ll -1$ ) является  $e^{2\varphi}$ . Так как потенциал  $V(\varphi)$  имеет непертурбативный характер, то, как и следовало ожидать, в области слабой связи он стремится к нулю быстрее любой конечной степени  $e^{2\varphi}$ . Из общего анализа работы [9] следует, что на окружности  $\rho = 1$  особыми являются следующие точки:

1.  $\theta = \pi/2$ , неустойчивый вырожденный узел. Траектории, описывающие модели расширения E-представления, выходят из особой точки, находясь левее точки  $\theta = \pi/2$ .

2.  $\theta = \pi$ , устойчивый узел. Траектории входят в особую точку из сектора  $\theta > \pi$ .

3.  $\theta = 3\pi/2$ , неустойчивый вырожденный узел. Траектории выходят в область  $\theta > 3\pi/2$ .

Из проведенного выше качественного анализа следует, что для устойчивой фиксации дилатона в моделях расширения E-представления необходимо наличие у потенциала  $V(\varphi)$  локального минимума  $\varphi = \varphi_0$ , причем реалистические значения калибровочных констант получаются при  $e^{2\varphi} \sim 2$ . Значение потенциала в точке минимума  $V(\varphi_0)$ , будет соответствовать космологической постоянной и поэтому должно удовлетворять определенным ограничениям, следующим из наблюдательных данных о плотности энергии Вселенной. Наличие непертурбативных поправок в (4) приводит к тому, что вторая производная келеровского потенциала может обратиться в нуль. Вообще говоря, это приводит к сингулярностям в скалярном потенциале. Однако, как показано в [5,10], существует область значений параметра  $d$ , когда сингулярность превращается в локальный максимум, который уменьшается с уменьшением  $d$  и исчезает при некотором значении этого параметра. Таким образом, в зависимости от значения  $d$  возможны два качественно различных типа несингулярных потенциалов.

Потенциалы первого типа не имеют минимума при конечных значениях дилатона и имеют вид, изображенный на рис.1а. В частности, к этому типу относится потенциал с одним конденсатом калибрино без поправок к келеровскому потенциалу ( $d=0$ ). Для них единственной особой точкой на конечной части фазовой плоскости  $(\varphi, x)$  является точка  $(\varphi_0, 0)$ , где  $\varphi = \varphi_0$  максимум потенциала. Эта точка является седлом и поэтому соответствующие потенциалы не могут фиксировать дилатон.

Потенциалы второго типа имеют локальный минимум при конечном

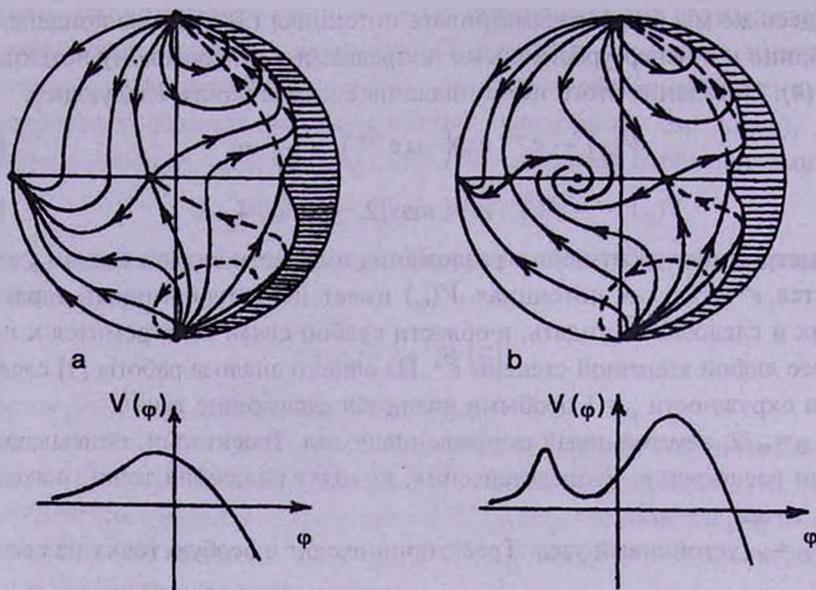


Рис.1. Фазовые картины космологических моделей E-представления для двух качественно различных типов дилатонного потенциала. Потенциал генерируется одним конденсатом калибрино и непертурбативными поправками к келеровскому потенциалу. Фазовая плоскость  $(\varphi, x)$  компактифицировано согласно (17). Классически недоступная область (15) заштрихована. Сплошные/пунктирные линии соответствуют моделям расширения/сжатия.

значении дилатона и отделенный от области слабой связи локальным максимумом. Как уже отмечалось выше, особая точка, соответствующая минимуму, является устойчивым фокусом или узлом в зависимости от значения потенциала и его второй производной в этой точке. Заметим, что для параметров потенциала, рассмотренных в [10], для точки, соответствующей локальному минимуму,  $V_0''/V_0 \sim 10^3$ , т.е. выполнено условие  $0 < A^2 V_0/2 < V_0''$ , и особая точка является невырожденным устойчивым фокусом (см., фокус на рис.1b).

Как уже отмечалось выше, для неотрицательных потенциалов модели расширения и сжатия E-представления разделены классически недоступной областью (15), и не существуют смешанные модели расширения-сжатия с плоским пространством. Ситуация существенно иная для потенциалов отрицательно определенных в некоторых интервалах значений дилатона. Как это следует из выражения (12), теперь в E-представлении ( $f=0$ ) функция  $H(t)$  обращается в нуль на границе (16) недоступной области (15). В этой точке, согласно (8),  $\dot{H} = 8\pi V(\varphi)/(n-1)^2 < 0$ , и поэтому если в начальной стадии модель расширяется, то в некоторый момент времени расширение останавливается и переходит в стадию сжатия, когда  $H < 0$ .

На рис.1, на основе проведенного выше анализа, построены фазовые картины E-представления для двух качественно различных типов потенциалов

в моделях с одним конденсатом калибрино и непертурбативными поправками к келеровскому потенциалу типа (4). Соответствующие фазовые диаграммы в других представлениях можно получить конформным преобразованием. Для потенциалов первого типа (рис.1а) сплошные линии соответствуют моделям расширения, пунктирные — сжатия. Все модели расширения (кроме особых, соответствующих неустойчивым сепаратрисам седловых точек) начинают эволюцию в точках ( $\rho = 1, \theta = \pi/2, 3\pi/2$ ) в областях слабой и сильной связи соответственно.

На рис.1а единственной особой точке в конечной части фазового пространства соответствует максимум потенциала. Она имеет характер седла и неустойчива. Траектории, лежащие левее ее устойчивых сепаратрис, соответствуют моделям бесконечного расширения и заканчивают свою эволюцию в области слабой связи в устойчивом узле ( $\rho = 1, \theta = \pi$ ). Фазовые траектории правее устойчивых сепаратрис седла описывают смешанные модели расширения—сжатия. После начальной стадии расширения с возрастающим или убывающим дилатоном соответствующие сплошные траектории в некоторый конечный момент синхронного времени  $E$ - представления достигают границы (16) классически недоступной области. В этой точке расширение останавливается и далее переходит в стадию сжатия (пунктирные линии) и траектории отражаются от границы. Все модели сжатия, кроме особых, соответствующих сепаратрисам седла, заканчивают эволюцию в сингулярных точках ( $\rho = 1, \theta = \pi/2, 3\pi/2$ ). Таким образом, потенциалы этого типа не могут фиксировать дилатон при конечных значениях.

Для потенциалов второго типа (рис.1b) имеются три особые точки, соответствующие локальному минимуму и двум локальным максимумам. Последние являются седлами и неустойчивы. Первая же точка является устойчивым фокусом или узлом, в зависимости от соотношений значений потенциала и его второй производной в точке минимума (см. выше). На рис.1b изображен случай фокуса, когда  $2nV_0 < (n-1)^2 V_0''$ . Качественный характер эволюции моделей, соответствующих траекториям, лежащим левее/правее устойчивых сепаратрис левого/правого максимума, тот же, что и для примера рис.1а и обсуждался выше. Теперь появляется новый класс моделей, описываемых траекториями, лежащими в области между устойчивыми сепаратрисами седловых точек. Для них космологическая эволюция приводит к фиксации дилатона в точке локального минимума потенциала. Решения с переменным дилатоном стремятся к решению (11) и в конечной стадии осцилляции дилатона затухают. Затухание происходит по экспоненциальному закону

$$\varphi = \varphi_0 + \exp\left(-\frac{\sqrt{2nV_0}}{n-1}t\right) \cos\left(\sqrt{\frac{2nV_0}{(n-1)^2} + V_0''}t + \theta_0\right), \quad (20)$$

при  $V_0 \neq 0$ , и по степенному закону

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{n-1}{\sqrt{n}} \frac{\cos(\sqrt{V_0''} t)}{\sqrt{V_0''} t}, \quad (21)$$

при  $V_0 = 0, V_0'' \neq 0$ . В последнем случае асимптотическое поведение параметра Хаббла имеет вид  $H \sim 1/t$ . Доля траекторий, приводящих к фиксации дилатона в результате расширения, зависит от ширины области притягивания локального минимума потенциала, а также от высот локальных максимумов. Отметим, что для потенциалов (3) с поправками из (4) высота локального минимума, отделяющая область слабой связи от решений с затухающими вариациями дилатона (левый максимум потенциала рис.1б), сильно зависит от значения параметра  $d$  и обычно намного меньше высоты правого максимума.

В сценариях нарушения суперсимметрии массы дилатона и модулярных полей обычно оказываются порядка массы гравитино. Поскольку эти поля участвуют только в гравитационных взаимодействиях, то их поздний распад приводит к ряду проблем в космологии [11]. Как показано в [10], наличие непертурбативных поправок к келеровскому потенциалу приводит к возможности естественного разрешения этих проблем. Это связано с тем, что в выражение для массы дилатона,  $m_\varphi^2 = (V''/K'')_{\varphi=\varphi_0} \sim m_{3/2}^2 (K'')^{-1}$ ,  $m_{3/2}$  - масса гравитино, входит множитель  $(K'')^{-1}$ . В точке минимума потенциала обычно этот множитель принимает большие значения ( $K'' \ll 1$ ) и  $m_\varphi \gg m_{3/2} \sim 1\text{Tev}$ , что позволяет избежать ряд указанных выше проблем.

4. *Заключение.* В данной работе мы рассмотрели космологическую эволюцию однородных и изотропных грави-дилатонных моделей с дилатонным потенциалом, генерируемым конденсатом калибрино и непертурбативными поправками к келеровскому потенциалу. В частности, исследовалась возможность фиксации дилатона такими потенциалами. Для потенциалов с локальным минимумом существуют три качественно различных класса моделей с плоским пространством. Для двух из них модели расширения и сжатия разделены классически недоступной областью. При наличии областей дилатона с отрицательно определенным потенциалом (такие области характерны для большинства потенциалов, генерируемых механизмом конденсации калибрино) возможны также смешанные модели расширения-сжатия. Дилатон фиксируется только для моделей, соответствующие фазовые траектории которых лежат в области между устойчивыми сепаратрисами седловых точек, соответствующих локальным максимумам. (см. рис.1б). Для остальных моделей дилатон стремится к бесконечности в ходе космологической эволюции. Для потенциалов же типа рис.1а фиксация дилатона при конечных

значениях невозможно. К этому типу относятся также потенциалы, генерируемые одним конденсатом калибрино и с нулевыми непертурбативными поправками к келеровскому потенциалу.

Работа выполнена в рамках гранта 96-855 Министерства науки и просвещения Республики Армения.

Ереванский государственный  
университет, Армения

## NONPERTURBATIVE CORRECTIONS TO THE KAHLER POTENTIAL AND PROBLEM OF DILATON STABILIZATION

A.A.SAHARIAN, V.L.SARGSYAN

The Friedman-Robertson-Walker type gravi-dilaton cosmological models are considered within the framework of low-energy effective string gravity. The corresponding dilaton potential is generated via gaugino condensation and by nonperturbative corrections to the Kahler potential. The issue of dilaton stabilization is investigated. It is shown that the existence of regions with negative valued potential leads to the possibility of spatially flat expansion-contraction models. For qualitatively different cases the phase diagrams, illustrating the possibility of dilaton stabilization, are presented.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *М.Грин, Дж.Шварц, Э.Виттен*, Теория суперструн. т.1, 2, Мир, М., 1990.
2. *М.Светиц et al.*, Nucl. Phys., **B361**, 194, 1991.
3. *В. de Carlos, J.A.Casas, С.Муноз*, Nucl. Phys., **B399**, 623, 1993.
4. *F.Quevedo*, Gaugino Condensation, Duality and Supersymmetry Breaking, prepr. CERN-TH/95-308, hep-th/9511131.
5. *J.A.Casas*, Phys. Lett., **B384**, 103, 1996.
6. *В.Бинетруй, М.К.Гаиллард, У.-У.Уу*, Nucl. Phys., **B493**, 27, 1997.
7. *В.Бинетруй, М.К.Гаиллард, У.-У.Уу*, Phys. Lett., **B412**, 288, 1997.
8. *А.А.Саарян*, Астрофизика, **40**, 233, 1997.

9. *А.А.Саарян*, *Астрофизика*, **40**, 518, 1997.
10. *T.Barreiro, B. de Carlos, E.J.Copeland*, On non-perturbative corrections to the Kahler potential, prepr. SUSX-TH/97-024, hep-th/9712443.
11. *T.Banks, M.Berkooz, S.Shenker, G.Moore, P.Steinhardt*, *Phys. Rev. D.*, **52**, 3452, 1995.