АСТРОФИЗИКА

ТОМ 40 ФЕВРАЛЬ, 1997 ВЫПУСК 2

УДК: 524.8:531.51

О СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ С ДИЛАТОННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ. I

А.А.СААРЯН

Поступила 9 сентября 1996
Принята к печати 11 октября 1996

Проблемы плоских направлений и нарушения суперсимметрии являются основными, до сих пор неразрешенными, проблемами при сравнении теории струн с низкоэнергетической физикой. Возможный непертурбативный дилатонный потенциал может играть важную роль в их разрешении. В данной работе рассмотрены D - мерные низкоэнергетические струнные космологические модели с дилатонным потенциалом. Для некоторых простых потенциалов выписаны точные решения. Методами качественной теории динамических систем исследована картина космологической эволюции грави-дилатонной модели для различных случаев поведения потенциала в области сильной связи. Обсуждаются особенности моделей с потенциалами, принимающими отрицательные значения в некоторых интервалах значений поля дилатона. Рассмотрен конкретный механизм генерации непертурбативного потенциала, основанный на конденсации калибрино в скрытом секторе калибровочной группы.

1. *Введение.* Одним из наиболее характерных черт суперсимметричных теорий является наличие плоских направлений в пространстве полей и, как следствие, вырождение вакуумного состояния. В отличие от обычных теорий, где такое вырождение снимается квантовыми поправками, в суперсимметричных теориях теоремы о неперенормировке гарантируют стабильность плоских направлений в любом порядке теории возмущений [1,2]. Набор этих направлений обычно называют пространством модулей, а поля, параметризирующие их - модулями (moduli fields). Наличие этих полей может иметь важные следствия в физике ранней Вселенной, включая образование когерентных скалярных конденсатов и бариогенезис [3,4]. Более того, они являются естественными кандидатами на роль инфлатона в моделях космологической инфляции (см. [5-9] и приведенные там ссылки).

В любой реалистической теории суперсимметрия должна быть нарушена в области низких энергий, причем масштаб расщепления масс в супермультиплетах ~ 1 Тэв, если суперсимметрия является решением проблемы иерархий. Поскольку, именно благодаря суперсимметрии плоские направления устойчивы относительно квантовых поправок, то при ее нарушении возможна генерация потенциала вдоль этих направлений. В обычно рассматриваемых механизмах суперсимметрия нарушается в скрытом секторе теории и передается на плоские направления гравитационными взаимодействиями. Наиболее популярным среди них является механизм конденсации калибрино (gaugino condensation) [10] (а также [11] и приведенные там ссылки).

В настоящее время среди суперсимметричных теорий наиболее перспективной является теория суперструн [12,13]. Она является единственным кандидатом фундаментальной теории, объединяющая все известные физические взаимодействия, включая гравитацию. Универсальным модулем, присутствующим во всех вариантах теории струн, является дилатон - скалярное поле, значение которого определяет калибровочные константы. Дилатон обладает плоским потенциалом во всех порядках струнной теории возмущений, по крайней мере, до тех пор, пока суперсимметрия остается ненарушенной [14-16]. Это же относится к другим полям модулей, характеризующим конкретные компактификации, т.е. форму и размер внутренних пространств. В различных состояниях вырожденного вакуума значения модулей различны. В частности, эти состояния отличаются значениями калибровочных констант и поэтому физически неэквивалентны. Если теория струн является фундаментальной теорией, из которой в пределе низких энергий следует стандартная модель, она должна ответить на вопрос, каким образом происходит выбор того или иного основного состояния? Предполагается, что здесь фундаментальную роль играют непертурбативные эффекты, генерирующие нетривиальный потенциал вдоль плоских направлений (иной механизм фиксации вакуумного ожидания дилатона петлевыми поправками см. [17]). Они придают определенные значения вакуумным ожиданиям полям модулей, тем самым определяя значения фундаментальных констант, а также геометрию и топологию компактифицированных подпространств. Как уже отмечалось выше, этот процесс существенным образом связан с механизмом нарушения суперсимметрии в теории струн, проблема, которая несмотря на многие интересные подходы, до сих пор остается неразрешенной. О генерации нетривиального модулярного потенциала в пределе низких энергий свидетельствует и то, что в случае плоских потенциалов соответствующие поля являются безмассовыми и приводят к дополнительным универсальным дальнодействующим взаимодействиям, существование которых ограничено экспериментами типа Этвеша, подтверждающими принцип эквивалентности [18,19]. Более того, космологическая эволюция этих полей проявилась бы в виде вариаций физических констант, возможность, которая также существенно ограничена современными наблюдательными данными [20].

В последние годы все более возрастающее число работ по исследованию струнных эффектов в ранних стадиях эволюции Вселенной и их возможных проявлений в настоящую эпоху, привели к формированию нового направления космологических исследований - струнной космологии[21]. Эти исследования важны как с точки зрения наблюдательной проверки теории струн (см., например, [21-23] о возможности детектирования в будущих гравитационно-волновых экспериментах фонового гравитационного излучения, генерируемого в стадии дилатонно-кинетической инфляции), так и для разрешения проблем современной космологии. В частности, полученные на COBE [25,26] даные об анизотропии реликтового фонового излучения приводят к ряду ограничений на вид и параметры модулярных потенциалов, если они являются источником инфляции. Исследование космологических моделей в теории струн проводилось как на основе низкоэнергетического эффективного полевого действия (см., например, [21,27-32] и приведенные там ссылки), так и в рамках более фундаментального подхода конформной теории поля [33-35], в котором учитываются все высшие поправки по натяжению струны. Методы квантовой космологии в теории струн рассматриваются в [36-38]. Струнным космологическим моделям с непертурбативным дилатонным потенциалом посвящены работы [39-48].

Данная статья является продолжением предыдущих работ автора [31,32,49] по струнной космологии, в которой учитываются эффекты непертурбативного дилатонного потенциала, без конкретизации механизма его генерации. В разделе 2 обсуждается структура низкоэнергетического струнного эффективного действия с дилатонным потенциалом. В общем конформном представлении соответствующие уравнения поля эквивалентны системе уравнений обобщенной D - мерной скалярно-тензорной теории с зависящим от поля дилатона негравитационным лагранжианом. Рассмотрена однородная анизотропная космологическая модель. В разделе 3 уравнения модели конкретизированы для грави-дилатонного плоского случая с нулевым полем Калба-Рамона. Рассмотрены решения с постоянным дилатонным полем. Отмечается, что экстремумы с отрицательными значениями потенциала не могут быть точками покоя соответствующих космологических моделей. Показано, что в ходе космологической эволюции анизотропные решения стремятся к изотропным или уходят в бесконечность фазового пространства. В дальнейшем рассмотрены изотропные модели. Соответствующая динамическая система является точно решаемой для экспоненциальных потенциалов (раздел 4). Во второй части данной работы проведен качественный анализ изотропных моделей для различных случаев поведения дилатонного потенциала в области сильной связи. Исследованы особенности грави - дилатонных космологических моделей с потенциалами, принимающие отрицательные значения в некоторых областях значений дилатона. Там же рассмотрен реалистический пример потенциала, генерируемого конденсацией калибрино в скрытом секторе калибровочной группы.

2. *Уравнения модели.* Пертурбативная теория струн содержит два параметра: напряженность струны α' с размерностью обратного квадрата массы и безразмерная струнная постоянная связи g_c. Первый из них определяет масштаб длины (или массы) в теории и контролирует струнные эффекты: при $\alpha' \to 0$ теория становится эффективной теорией поля. Второй параметр g_c контролирует квантовые поправки и является параметром петлевого разложения. В ведущем порядке по α' струнное низкоэнергетическое эффективное действие имеет вид (о различных методах вывода этого действия см. [50-52])

$$S = \int d^D x \sqrt{|\tilde{G}|}\, e^{-2\varphi}\left[-\frac{1}{16\pi G_D}\left(\tilde{R} + 4\tilde{\partial}^M \varphi \partial_M \varphi + \tilde{V}(\varphi) - \frac{1}{12} H^2\right) + \right. \tag{2.1}$$
$$\left. + \tilde{L}_m\left(G_{MN,\Psi}\right)\right],$$

где $\tilde{G}_{MN}$ - D - мерная метрика, φ - поле дилатона, $H^2 = H_{MNP} H^{MNP}$ $H_{MNP} = 3\partial_{[P} B_{MN]}$-напряженность антисимметричного поля Калба-Рамона B_{MN}. Они являются бозонными универсальными полями всех струнных построений и составляют гравитационный сектор теории (здесь и ниже символ ~ над буквами указывает на величины в струнном конформном представлении). Струнная постоянная связи g_c выражается через среднее значение дилатона согласно $g_c = e^{\varphi}$. Лагранжиан $\tilde{L}_m$ включает вклад других полей, в частности, суперсимметричных партнеров указанных выше бозонных полей, если исходная теория струн является суперсимметричной. Функция $\tilde{V}(\varphi)$ - дилатонный потенциал, который в древесном приближении является постоянным, пропорциональный разности D-D_{cr}, где D_{cr} - критическая размерность ($D_{cr} = 26$ в теории бозонных струн, $D_{cr} = 10$ в теории суперструн). Вследствие теорем о неперенормировке в суперсимметричных теориях, возможный нетриви-альный дилатонный потенциал должен иметь непертурбативный характер. Наличие такого потенциала может разрешить две основные проблемы струнной феноменологии (см., например, [53]): снятие вакуумного вырождения и нарушение суперсимметрии. В зависимости от масштаба энергии возможны два типа непертурбативных эффектов: струнные с планковским масштабом и теоретико-полевые. Если суперсимметрия является решением проблемы иерархии масс, то ее нарушение должно произойти при низких энергиях, когда теоретико-полевые эффекты доминируют. В зависимости от того, какого типа эффекты преобладают при снятии вырождения, возможны два сценария [11]. В первом из них обе

обе доминантные непертурбативные эффекты, ответственные за снятие вырождения и нарушение суперсимметрии, являются теоретико-полевыми. В частности, один и тот же механизм может решить обе эти задачи (примером является конденсация калибрино в скрытом секторе калибровочной группы [10,11;54-58]). При этом поле дилатона (и вообще поля модулей), после нарушения суперсимметри, приобретают массу ~ 1 Тэв. Наличие таких полей приводит к так называемой проблеме космологических модулей (см., например, [59]): если они стабильны, то замыкают Вселенную за времена меньше космологических, если не стабильны - нарушают нуклеосинтез, вследствие того, что участвуют только в гравитационных взаимодействиях и поэтому являются долгоживущими. Несмотря на ряд интересных подходов (см., например, [60]), в настоящее время эта проблема остается одной из неразрешенных в струнной феноменологии.

Во втором сценарии вырождение снимается струнными эффектами, а суперсимметрия нарушается теоретико-полевыми эффектами. Здесь дилатон и поля модулей фиксируются при высоких энергиях с массами порядка планковской, избегая проблему космологических модулей. Основная трудность при реализации этого сценария связана с отсутствием в настоящее время непертурбативной теории струн (несмотря на значительный прогресс в этом направлении [61]). Проблемы могут возникать также в связи с нарушением суперсимметрии.

В данной работе мы рассмотрим струнные космологические модели без конкретизации непертурбативного механизма генерации дилатонного потенциала. Из теоретических соображений следует, что в области слабой связи такой потенциал стремится к нулю как двойная экспонента:

$$\tilde{V}(\varphi) \sim \exp\left[-\sigma' \exp(-2\varphi)\right], \qquad \varphi \to -\infty, \tag{2.2}$$

где σ - модельно зависящая положительная постоянная. Если генерация потенциала является механизмом фиксации дилатона, то функция $\tilde{V}(\varphi)$ должна иметь минимум (по крайней мере локальный) при современном значении дилатона $\varphi = \varphi_0$ с космологической постоянной $\tilde{V}(\varphi_0)$, удовлетворяющей наблюдательным ограничениям. Далее, разрешение проблемы Дайна-Сайберга [62] требует, чтобы этот минимум был разделен от области слабой связи локальным максимумом. Что касается области сильной связи, то мы будем рассматривать различные случаи поведения функции $\tilde{V}(\varphi)$ в этой области, в частности, при $\varphi \to +\infty$.

В зависимости от того, какой процесс лежит в основе акта измерения, физическими являются различные конформные представления метрики. Поэтому динамическую картину космологической эволюции удобно рассматривать в общем конформном представлении, связанном со струнным представлением преобразованием D - мерной метрики

$$G_{MN} = e^{-c\varphi}\tilde{G}_{MN} \tag{2.3}$$

с произвольной постоянной c. Введя новое скалярное поле

$$\Phi = e^{b\varphi}, \qquad b \equiv c(D-2)/2-2 \tag{2.4}$$

действие (2.1) запишем в виде

$$S = \int d^D x\sqrt{|G|}\left[\frac{1}{16\pi G_D}\left(-\Phi R+\omega\,\partial^M\Phi\partial_M\Phi/\Phi - \Phi V_c(\Phi)\right)+L\right], \tag{2.5}$$

где введены обозначения

$$L = L_m + \frac{1}{192\pi G_D}\Phi^{1-2c/b}H^2, \qquad L_m = \Phi^{1+c/b}\tilde{L}_m(\Phi^{c/b}G_{MN},\psi), \tag{2.6}$$

$$\omega = -1+(4/b^2-1)/(D-2), \qquad V_c(\Phi) = \Phi^{c/b}\tilde{V}(\varphi). \tag{2.7}$$

При $b=0$, соответствующим выбору

$$c = 4/(D-2), \tag{2.8}$$

получаем эйнштейновское представление. В общем же случае действие (2.5) описывает обобщенную D - мерную скалярно-тензорную теорию Йордана-Бранса-Дикке со скалярным потенциалом и нетривиальной зависимостью негравитационного лагранжиана от поля Φ.

Замечание. Если предположить, что связанные с внутренними подпространствами степени свободы заморожены, то соответствующее четырехмерное действие можно получить простой редукцией действия (2.5). После переобозначения полей и констант оно примет вид (2.5) *cD=4*. Таким образом, действие (2.5) описывает как многомерные $(D>4)$, так и четырехмерные модели с фиксированными внутренними степенями свободы.

Вариация (2.5) приводит к следующим уравнениям поля

$$R_{MN} - \frac{1}{2}G_{MN}R = \frac{8\pi G_D}{\Phi}T_{MN} + \frac{1}{2}G_{MN}V_c + \frac{\omega}{\Phi^2}\Big(\partial_M\Phi\partial_N\Phi - \\ -\frac{1}{2}G_{MN}\,\partial_P\Phi\partial^P\Phi\Big) + \Phi^{-1}\left(D_M D_N\,\Phi - G_{MN}\,\Box\Phi\right), \tag{2.9}$$

$$\Box\Phi - \frac{1}{2\Phi}\partial_M\Phi\partial^M\Phi + \frac{\Phi}{2\omega}\left[R + V_c + \Phi V_c'(\Phi) - \frac{16\pi G_D}{\sqrt{|G|}}\frac{\delta\left(L\sqrt{|G|}\right)}{\delta\Phi}\right] = 0, \tag{2.10}$$

$$D_M\left(\Phi^{1-2c/b}H^{MNP}\right) = \partial_M\left(\sqrt{|G|}\Phi^{1-2c/b}H^{MNP}\right)/\sqrt{|G|} = 0, \tag{2.11}$$

где D_M - ковариантная производная относительно G_{MN}, $\Box = G^{MN}D_M D_N$ -

многомерный ковариантный даламбертиан,

$$T_{MN} = \frac{2}{\sqrt{|G|}} \frac{\delta\left(L\sqrt{|G|}\right)}{\delta G^{MN}} = T_{MN}^{(m)} + T_{MN}^{(H)},$$

$$T_{MN}^{(H)} = \frac{\Phi^{1-2c/b}}{32\pi G_D}\left(H_{MKL} H_N^{\ KL} - \frac{1}{6} H^2 G_{MN}\right). \tag{2.12}$$

Исключая R с помощью свертки уравнения (2.9):

$$R = -\frac{16\pi G_D T}{(D-2)\Phi} - \frac{DV_c}{D-2} + \frac{\omega}{\Phi^2}\partial_P\Phi\partial^P\Phi + \frac{D-1}{D-2}\frac{\Box\Phi}{\Phi}, \tag{2.13}$$

уравнения для метрики и скалярного поля можно записать в виде

$$R_{MN} = \frac{8\pi G_D}{\Phi}\left(T_{MN} - \frac{G_{MN}T}{D-2}\right) + \frac{\omega}{\Phi^2}\partial_M\Phi\partial_N\Phi +$$
$$+\Phi^{-1}\left(D_M D_N\Phi + \frac{G_{MN}}{D-2}\Box\Phi\right) - \frac{G_{MN}}{D-2}V_c(\Phi), \tag{2.14}$$

$$\Box\Phi = 2\pi G_D b^2\left[\mathrm{T} + \frac{D-2}{\sqrt{|G|}}\Phi\frac{\delta\left(L\sqrt{|G|}\right)}{\delta\Phi}\right] + \frac{b^2}{8}\Phi\left[2V_c - (D-2)V_c'(\Phi)\right]. \tag{2.15}$$

Ковариантные уравнения непрерывности для тензоров энергии - импульса $T_{MN}^{(i)}$, $i = m, H$ теперь имеют вид.

$$D_M T_N^{(i)M} = -\frac{1}{\sqrt{|G|}}\frac{\delta\left(L_i\sqrt{|G|}\right)}{\delta\Phi}\partial_N\Phi, \quad i = m, H. \tag{2.16}$$

Эти уравнения выполняются по отдельности, вследствие отсутствия непосредственного взаимодействия между полями ψ и H.

Рассмотрим D-мерную однородную космологическую модель с пространственно - временной структурой $R\otimes M^1\otimes\ldots\otimes M^n$, где R соответствует временной координате, M^i, $i = 1,\ldots,n$ -максимально симметричное пространство размерности n_i, $\sum n_i = D-1$. Метрику запишем в виде

$$G_{MN} = \mathrm{diag}\left(1,\ldots,-R_i^2(t)\, g_{l_i m_i}^{(i)},\ldots\right), \tag{2.17}$$

где R_i - масштабный фактор подпространства M^i с метрикой $g_{l_i m_i}^{(i)}$ и тензором Риччи $R_{l_i m_i}^{(i)} = k_i(n_i - 1)\, g_{l_i m_i}^{(i)}$, $k_i = 0, \pm 1$, а индексы l_i, m_i

принимают значения, соответствующие этому подпространству. Заметим, что синхронная временная координата t и масштабные факторы зависят от конформного представления и связаны с соответствующими величинами в струнном представлении соотношениями

$$dt = e^{-c\varphi/2} d\tilde{t}, \quad R_i = e^{-c\varphi/2} \tilde{R}_i. \tag{2.18}$$

Они будут использованы ниже для сравнения картины космологической эволюции в различных конформных представлениях.

Из уравнений поля следует, что для метрики (2.17) соответствующий тензор энергии - импульса (2.12) диагонален и может быть представлен в виде

$$T_M^N = \mathrm{diag}\left(\varepsilon, \ldots, -\delta_{m_i}^{n_i} p_i, \ldots\right). \tag{2.19}$$

Введя обозначения

$$a_i = p_i / \varepsilon, \quad \alpha = \frac{\Phi}{\varepsilon\sqrt{|G|}} \frac{\delta\left(L\sqrt{|G|}\right)}{\delta\Phi}, \quad \bar{a} = 1 - \sum_i n_i a_i \tag{2.20}$$

уравнения поля (2.14), (2.15) для метрики (2.17) можно записать в виде

$$\dot{y}_i + y_i \sum_{l=0}^{n} y_l + k_i n_i \left(n_i - 1\right) / R_i^2 + n_i V_i(\Phi) = 8\pi G_D \cdot b_i n_i \varepsilon / \Phi, \quad i = 0, \ldots, n, \tag{2.21}$$

$$16\pi G_D \varepsilon / \Phi + V_c(\Phi) = \sum_{i,l=0}^{n} a_{il} y_i y_l + \sum_{i=0}^{n} k_i n_i \left(n_i - 1\right) / R_i^2, \quad k_0 = 0, n_0 = 1, \tag{2.22}$$

где точка над буквой означает производную по времени,

$$y_i = n_i \dot{R}_i / R_i, \quad i = 0, \ldots, n, \; R_0 \equiv \Phi, \tag{2.23}$$

$$\begin{aligned} V_0 &= \left[-2V_c + (D-2)\Phi V'_c\right] b^2 / 8, \; V_i = \\ &= -\left[2(\omega + 1)V_c + \Phi V'_c\right] b^2 / 8, \; i = 1, \ldots, n, \end{aligned} \tag{2.24}$$

$$b_0 = \frac{b^2}{4}\left[\bar{a} + (D-2)\alpha\right], \quad b_i = a_i + \frac{b^2}{4}\left[(\omega + 1)\bar{a} - \alpha\right], \; i = 1, \ldots, n, \tag{2.25}$$

$$a_{il} = 1 - \delta_{il} / n_i, \quad i = 1, \ldots, n, \; a_{00} = -\omega. \tag{2.26}$$

Уравнения в эйнштейновском представлении получаются отсюда предельным переходом $b \to 0$ с учетом (2.4). Для тензора энергии - импульса (2.17) уравнение непрерывности имеет вид

$$\dot{\varepsilon} / \varepsilon + \sum_{i=1}^{n} \left(1 + a_i\right) y_i + \alpha y_0 = 0. \tag{2.27}$$

Космологические модели, описываемые системой (2.21), (2.22) с нулевым дилатонным потенциалом и плоскими подпространствами

$M^I(k_I = 0)$ подробно исследованы в работах [31,32]. Для случая постоянных a_I (следовательно и b_I) и α в параметрическом виде найдено общее решение. В ранние и поздние стадии эволюции это решение стремится к особым решениям со степенной зависимостью масштабных факторов и поля Φ от времени. В зависимости от параметров модели исследованы различные возможные сценарии эволюции. Выявлены условия, при которых происходит динамическая компактификация дополнительных измерений. Показано, что естественным источником такой компактификации может служить поле Калба-Рамона. Для большинства решний космологическая эволюция переводит систему из области слабой связи в область сильной связи, где становятся важными эффекты дилатонного потенциала. Здесь мы рассмотрим эти эффекты в чисто грави-дилатонной плоской модели без материи и поля Калба-Рамона.

3. *Грави-дилатонная плоская модель.* Рассмотрим эволюцию космологической модели, описываемую уравнениями (2.21), (2.22) при $k_I = 0$ и $\varepsilon = 0$. Запишем эти уравнения в виде динамической системы непосредственно через поле дилатона:

$$\dot{\varphi} = x, \quad \dot{x} = -xy - e^{f\varphi} V'(\varphi),$$

$$\dot{y}_I = -y\,y_I + n_I e^{f\varphi}\left[fV'(\varphi)/2 + 8V(\varphi)/(D-2)^2\right], \quad I = 1,\dots,n, \tag{3.1}$$

$$\frac{8e^{f\varphi}}{D-2}V(\varphi) = y^2 - \sum_{I=1}^{n} n_I^{-1} y_I^2 - (\omega+1)\,b^2 x^2,$$

где введены следующие обозначения

$$f = 2b/\,(D-2) = c - 4/(D-2), \qquad y = \sum_{I=1}^{n} y_I + bx = \left[\ln\left(\Omega e^{b\varphi}\right)\right]^{\cdot} \tag{3.2}$$

$$V(\varphi) = \frac{D-2}{8}\exp\left(\frac{4\varphi}{D-2}\right)\tilde{V}(\varphi), \tag{3.3}$$

а Ω - сопутствующий объем многомерного пространства. Эта система имеет особенно простой вид в эйнштейновском представлении, когда $b = f = 0$. Рассмотрим сначала решения с постоянным дилатонным полем. Из (3.1) следует, что такие решения существуют лишь в точках $\varphi = \varphi_0$ экстремума потенциала (3.3):

$$V'(\varphi_0) = 0. \tag{3.4}$$

Суммируя уравнение (3.1) для y_I по всем значениям I, получим уравнение для $y = \dot{\Omega}/\Omega$:

$$\dot{y}+y^2=2V_0e^{f\varphi_0}A^2,\quad A\equiv 2\frac{\sqrt{D-1}}{D-2},\quad V_0=V(\varphi_0). \tag{3.5}$$

Отсюда следует, что соответствующими решениями для масштабных факторов являются:

а) при $V_0\geq 0$, $y=\pm A\sqrt{2V_0e^{f\varphi_0}}$ - пространство типа де-Ситтера:

$$R_i=R_{i0}\exp\left(\frac{\pm\tau}{D-1}\right),\quad \tau\equiv A\sqrt{2|V_0|e^{f\varphi_0}}\cdot t,\quad i=1,\dots,n, \tag{3.6}$$

где R_{i0} - постоянные интегрирования. В частности, случаю $V_0=0$ соответствует пространство - время Минковского;

б) при $V_0=0$, $y\neq 0$ - решение типа Казнера:

$$R_i=R_{i0}|t|^{y_{i0}},\quad \Omega=\Omega_0|t|,\quad i=1,\dots,n, \tag{3.7}$$

где y_{i0} - постоянные интегрирования, связанные соотношениями

$$\sum_{i=1}^{n}n_iy_{i0}=\sum_{i=1}^{n}n_iy_{i0}^2=1; \tag{3.8}$$

в) при $V_0>0$, $y\neq\pm A\sqrt{2V_0e^{f\varphi_0}}$:

$$R_i=R_{i0}|\mathrm{sh}\tau|^{1/(D-1)}\left(\frac{\mathrm{ch}\tau-1}{\mathrm{ch}\tau+1}\right)^{y_{i0}},\quad \Omega=\Omega_0|\mathrm{sh}\tau|, \tag{3.9}$$

$$\sum n_iy_{i0}=0,\quad \sum n_iy_{i0}^2=\frac{D-2}{4(D-1)}.$$

В пределе $t\to\infty$ это решение стремится к решению де-Ситтера (3.6). Предельным переходом $V_0\to 0$ отсюда можно получить также решение (3.7).

г) и, наконец, при $V_0<0$

$$R_i=R_{i0}|\cos\tau|^{1/(D-1)}\left(\frac{1+\sin\tau}{1-\sin\tau}\right)^{y_{i0}},\quad \Omega=\Omega_0|\cos\tau|,$$

$$\sum n_iy_{i0}=0,\quad \sum n_iy_{i0}^2=\frac{D-2}{4(D-1)}0. \tag{3.10}$$

Заметим, что решение (3.7) - (3.10) существенно анизотропны: не существуют значения постоянных интегрирования y_{i0}, при которых они становятся изотропными. В частности, не существуют изотропные решения с постоянным дилатоном для экстремумов с отрицательными значениями потенциала.

Вернемся снова к системе (3.1). Суммируя уравнение для y_i, по всем значениям i можно получить замкнутую динамическую систему меньшей размерности относительно набора функций (φ, x, y):

$$\dot{\varphi} = x, \quad \dot{x} = -xy - e^{f\varphi} V'(\varphi), \quad \dot{y} = -y^2 + e^{f\varphi}\left(fV'/2 + 2A^2 V\right) \tag{3.11}$$

с дополнительным ограничением

$$\left(y + fx/2\right)^2 \geq A^2\left(x^2 + 2e^{f\varphi} V\right), \tag{3.12}$$

которое является непосредственным следствием последнего уравнения (3.1) и неравенства

$$\sum_{i=1}^{n} n_i^{-1} y_i^2 \geq \left(\sum_{i=1}^{n} y_i^2\right) / (D-1). \tag{3.13}$$

В (3.13), следовательно и в (3.12), знак равенства имеет место для изотропных решений. (3.12) определяет область в фазовом пространстве (φ, x, y), в которой лежат траектории динамической системы (3.11), причем изотропным решениям соответствуют траектории, лежащие на границе этой области. Например, для потенциала $V(\varphi) = m^2 \varphi^2 / 2$ область (3.12) в эйнштейновском представлении является внутренностью конуса с вершиной в начале координат и осью симметрии y. При этом для моделей, описываемых траекториями в верхнем (нижнем) полупространстве, полный объем многомерного пространства увеличивается (уменьшается).

Для динамической системы (3.11) особыми являются точки $(\varphi_0, 0, y_0)$ фазового пространства (φ, x, y), для которых

$$V'(\varphi_0) = 0, \quad y_0^2 = 2A^2 e^{f\varphi_0} V_0. \tag{3.14}$$

Отсюда, в частности, следует, что экстремумы потенциала с отрицательными значениями V_0 не могут быть точками покоя соответствующих космологических моделей. Для изотропных моделей этот результат был указан в работах [40,59]. Следует отметить также, что модели, соответствующие особым точкам с $V_0 > 0$, обязательно являются нестатическими. Им соответствуют решения (3.6). Далее, из второго равенства (3.14) получаем, что особым точкам соответствует знак равенства в (3.12) и поэтому этим точкам соответствуют изотропные космологические модели. Отсюда следует, что в ходе космологической эволюции анизотропные решения будут стремиться к изотропным решениям или уходить в бесконечность фазового пространства (φ, x, y). Например, фазовые траектории, соответст-вующие решению (3.9), являющиеся вертикальными полупрямыми, входят в особую точку, соответствующую решению (3.6) при $\tau \to \infty$.

В конце этого пункта отметим следующее. Система космологических уравнений (3.1) с потенциалами $V(\varphi) \sim e^{\beta\varphi}$, β- произвольная постоянная, эквивалентна моделям с нулевым потенциалом и с дополнительным источником для которого величины a_i, α (см. (2.20) - (2.22)) постоянные. Такие модели подробно исследованы в [31, 32], где в параметрическом виде найдено общее решение и исследовано его поведение в различных предельных случаях.

Далее мы рассмотрим изотропный случай. Подробный анализ анизотропных моделей будет проведен в следующей нашей работе.

4. *Изотропная модель. Некоторые случаи точно решаемых потенциалов.* В изотропной грави-дилатонной космологической модели $R_1 = R_2 = \ldots = R_n = R$ и в условии (3.12) имеет место знак равенства. Это позволяет понизить порядок динамической системы (3.11), исключив одну из трех функций (φ, x, y). В качестве исходных выберем функции φ, x. Соответствующая динамическая система имеет вид

$$\dot{\varphi} = x, \qquad \dot{x} = f x^2/2 \pm Ax\sqrt{x^2 + 2e^{f\varphi}V(\varphi)} - e^{f\varphi}V'(\varphi), \tag{4.1}$$

где A и f определены согласно (3.5), (3.2), а масштабный фактор D - 1-мерного пространства выражается через решение этой системы следующим образом

$$h = \frac{\dot{R}}{R} = -\frac{f}{2}x \mp \frac{2}{(D-2)\sqrt{D-1}}\sqrt{x^2 + 2e^{f\varphi}V(\varphi)}. \tag{4.2}$$

Уравнения (4.1) и (4.2) имеют особенно простой вид в эйнштейновском представлении, когда $f = 0$. В частности, в этом представлении моделям расширения (сжатия) соответствует нижний (верхний) знак. Как это следует из системы (4.1), (4.2), модели, описываемые верхним знаком, получаются из моделей с нижним знаком заменой

$$t \to -t, \qquad x \to -x, \tag{4.3}$$

причем, для потенциалов $V(\varphi) \geq 0$ в эйнштейновском представлении они разделены классически недоступной областью

$$-A\sqrt{2V(\varphi)}/(D-1) < h < A\sqrt{2V(\varphi)}/(D-1), \qquad V(\varphi) \geq 0, \tag{4.4}$$

так как, согласно (4.2), в этом представлении классически доступной является лишь та область фазовой плоскости (φ, h), для которой

$$|h| \geq A\sqrt{2V(\varphi)}/(D-1). \tag{4.5}$$

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. вторую часть данной работы), и траектории достигают этих точек за бесконечное время. Таким образом, для неотрицательных потенциалов в эйнштейновском представлении h

никогда не меняет знак и, следовательно, не существуют смешанные модели расширения - сжатия или наоборот. Сначала рассмотрим этот случай, причем мы ограничимся лишь моделями расширения (нижний знак в (4.1) и (4.2)), так как модели сжатия получаются отсюда заменой (4.3) (особенности потенциалов, принимающих отрицательные значения в некоторых областях, будут рассмотрены во второй части).

Замечание. Сжатие и расширение являются конформно-инвариантными понятиями при

$$b^2 < \frac{4}{D-1}.$$

В конформных представлениях, не удовлетворяющих этому условию, моделям расширения эйнштейновского представления соответствуют смешанные модели. В частности, это относится к струнному представлению.

Итак, пусть дилатонный потенциал удовлетворяет условию

$$V(\varphi) \geq 0 \tag{4.6}$$

для всех значений φ. В этом случае для траекторий динамической системы (4.1) доступной является вся фазовая плоскость (φ, x). Исследование качественных свойств решений этой системы для общего вида потенциала будет проведено во второй части работы. Здесь мы рассмотрим частные примеры, когда она точно интегрируема. Заметим сначала, что при отсутствии потенциала вид фазовых траекторий определяется уравнением

$$x = \pm x_0 \exp\left[(f/2 \mp A)\varphi\right], \qquad x_0 > 0, \qquad \text{при} \qquad V(\varphi) = 0 \tag{4.7}$$

со следующими временными зависимостями дилатона и масштабного фактора

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{(D-2)\ln|t|}{b \mp 2\sqrt{D-1}}, \quad h = \frac{b \mp 2/\sqrt{D-1}}{b \mp 2\sqrt{D-1}} \cdot \frac{1}{t}, \quad 0 < \left(2\sqrt{D-1} \mp b\right)t < \infty, \tag{4.8}$$

где φ_0, связанная с x_0 постоянная интегрирования. В частности, в эйнштейновском ($b = 0$) и струнном ($b = -2$) представлениях отсюда находим

$$\varphi = \varphi_0 \pm \frac{1}{A}\ln|t|, \qquad h = \frac{1}{(D-1)t}, \qquad 0 < t < \infty, \tag{4.9}$$

$$\varphi = \varphi_0 \pm \frac{\ln|t|}{A\left(1 \pm 1/\sqrt{D-1}\right)}, \qquad h = \frac{\pm 1}{\sqrt{D-1}\,t}, \qquad 0 < t < \infty. \tag{4.10}$$

Решения с верхним знаком являются моделями расширения в обоих представлениях, в то время как в струнном представлении решения с нижним знаком - модели сжатия. (4.8) соответствует выбору нижнего знака в (4.1). Решения для верхнего знака получаются из (4.8) изменением направления времени. Соответствующее решение (4.10) (с нижним знаком и $-\infty < t < 0$) лежит на основе, так называемых, pre-big-bang моделей струнной космологии [27,63].

Для рассмотрения других примеров, дифференциальное уравнение фазовых траекторий системы (4.1):

$$\frac{dx}{d\varphi} = \frac{f}{2}x \pm A\sqrt{x^2 + 2e^{f\varphi}V(\varphi)} - e^{f\varphi}V'(\varphi)/x \tag{4.11}$$

удобно записать через конформно инвариантную функцию $X(\varphi)$ (выбираем нижний знак):

$$\frac{dX(\varphi)}{d\varphi} = -A - \frac{V'}{2V\,\mathrm{th}\,X}, \qquad x = \sqrt{2e^{f\varphi}V(\varphi)}\,\mathrm{sh}\,X(\varphi), \tag{4.12}$$

где второе соотношение является определением $X(\varphi)$. Пусть потенциал имеет вид

$$V(\varphi) = V_0\,e^{\beta\varphi} \tag{4.13}$$

с произвольной постоянной β. Как уже отмечалось выше, соответствующие решения грави-дилатонной космологической модели в общем анизотропном случае могут быть получены из формул работы [31]. В дальнейшем нам понадобятся соотношения, определяющие вид фазовых траекторий в плоскости (φ, x). Из (4.12) непосредственно видно, то при $|\beta| < 2A$ эта система имеет особое решение

$$x = -\frac{\beta\sqrt{2V_0}}{\sqrt{4A^2 - \beta^2}}\exp[(f+\beta)\varphi/2], \qquad |\beta| < 2A \tag{4.14}$$

со следующей зависимостью от времени

$$\varphi = -\frac{2}{f+\beta}\ln\left[\frac{\beta(f+\beta)\sqrt{2V_0}}{2\sqrt{4A^2-\beta^2}}t\right], \quad h = \frac{\beta f + 16/(D-2)^2}{\beta(f+\beta)t}, \quad \beta(f+\beta)t > 0 \tag{4.15}$$

(при $\beta = 0$ имеем изотропный случай расмотренного выше решения де-Ситтера). В представлении с конформным параметром

$$c = 4/(D-2) - \beta, \tag{4.16}$$

величина $(f+\beta)$ обращается в нуль и вместо (4.15) имеем решение с линейным дилатоном:

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{\beta\sqrt{2V_0}}{\sqrt{4A^2-\beta^2}}t, \quad h = \sqrt{\frac{V_0/2}{4A^2-\beta^2}\left[\frac{16}{(D-2)^2} - \beta^2\right]}, \quad R = R_0 e^{ht}. \tag{4.17}$$

Для некритических струн в древесном приближении функция $\widetilde{V}(\varphi)$ является постоянной и, поэтому, согласно (3.3),

$$\beta = 4/(D-2). \tag{4.18}$$

В этом случае представление (4.16) совпадает со струнным и решение

(4.17), как частный случай, воспроизводит известное решение с линейным дилатоном в плоском пространстве - времени [64].

Общее решение уравнения (4.11) для потенциала (4.13) в параметрическом виде определяется из выражений

$$x = \sqrt{2V_0}\,\exp\left[(f+\beta)\varphi/2\right]\cdot \operatorname{sh} X,$$

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{4A}{4A^2-\beta^2}\left(X - \frac{\beta}{2A}\ln\left|\operatorname{sh} X + \frac{\beta}{2A}\operatorname{ch} X\right|\right), \quad \text{при} \quad \beta^2 \neq 4A^2, \tag{4.19}$$

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{1}{4A}\left(2X \pm e^{\mp 2X}\right), \qquad \text{при} \quad b = \pm 2A.$$

В дальнейшем нам понадобится асимптотический вид фазовых траекторий, описываемых этим решением, на бесконечности фазовой плоскости (φ, x):

$$\pm\sqrt{V_0/2}\,\exp\left[\left(\frac{f}{2}\mp A\right)\varphi\right], \qquad (\beta \pm 2A)\varphi \to -\infty, \quad \beta \neq \mp 2A,$$

$$x \sim \pm\sqrt{\pm 2V_0 A\varphi}\,\exp\left[\left(\frac{f}{2}\mp A\right)\varphi\right], \quad \varphi \to \pm\infty, \qquad \beta = \mp 2A. \tag{4.20}$$

В этих асимптотических областях отношение $e^{f\varphi}V(\varphi)/x^2$ стремится к нулю, а (4.19) стремится к решению с нулевым потенциалом (4.7). Для особого решения (4.14) это отношение постоянно.

Для общего решения (4.19) зависимость от времени поля дилатона и масштабного фактора определяется функцией $X = X(t)$. Эту функцию можно найти из уравнения

$$\dot X = -A\sqrt{2V_0}\,\exp\left[(f+\beta)\varphi/2\right]\left(\operatorname{sh} X + \frac{\beta}{2A}\operatorname{ch} X\right) \tag{4.21}$$

с учетом (4.19). В общем конформном представлении решение этого уравнения выражается через гипергеометрические функции, которые мы здесь выписывать не будем. При заданном β картина космологической эволюции выглядит наиболее просто в представлении (4.16). Соответствующие решения имеют вид

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{2}{4A^2-\beta^2}\left[\pm 2A\ln(\operatorname{th}\tau) + \beta\ln(\operatorname{sh}2\tau)\right],$$

$$\tau = \frac{1}{4}\sqrt{2V_0\left(4A^2-\beta^2\right)}\,t, \ t>0, \ \ln R = \ln R_0 + \frac{1}{4A^2-\beta^2}\times \tag{4.22}$$

$$\times\left\{\left[\frac{16}{(D-2)^2}-\beta^2\right]\ln(\operatorname{sh}2\tau) \mp \frac{4\beta}{\sqrt{D-1}}\ln(\operatorname{th}\tau)\right\}$$

при $|\beta| < 2A$,

$$\varphi = \varphi_0 - \left(\tau^2 - 2\ln\tau\right)\beta/8A^2, \qquad \tau = A\sqrt{2V_0}\,t, \;\; t > 0,$$
$$\ln R = \ln R_0 + \frac{1}{4(D-1)}\left[2D\ln\tau - (D-2)\tau^2\right] \tag{4.23}$$

при $|\beta| = 2A$,

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{2}{\beta^2 - 4A^2}\left\{-2A\ln|\mathrm{tg}\,\tau| + \beta\ln|\sin 2\tau|\right\},$$
$$\tau = \frac{\beta}{4}\sqrt{2V_0\left(1 - 4A^2/\beta^2\right)}\,t,$$
$$\ln R = \ln R_0 + \frac{1}{\beta^2 - 4A^2}\left\{\left[\beta^2 - \frac{16}{(D-2)^2}\right]\ln|\sin 2\tau| + \frac{4\beta}{\sqrt{D-1}}\ln|\mathrm{tg}\,\tau|\right\}, \tag{4.24}$$
$$-\,\mathrm{arctg}\sqrt{\frac{\beta + 2A}{\beta - 2A}} \le \tau \le \mathrm{arctg}\sqrt{\frac{\beta - 2A}{\beta + 2A}}$$

при $|\beta| > 2A$. Решения с верхним знаком в (4.1) получаются отсюда изменением направления времени. В древесном приближении теории некритических струн параметр β определяется из (4.18). Соответствующее решение получено в работах [63,65] и является частным случаем формул (4.22).

В конце этого раздела остановимся на особенностях потенциалов с отрицательными значениями в некоторых областях значений поля дилатона. В частности, такие области характерны для непертурбативных потенциалов, генерируемых механизмом конденсации калибрино (см. вторую часть данной работы). В этом случае для моделей, описываемых системой (4.1), часть фазовой плоскости (φ, x) определяемая неравенством

$$V(\varphi) < 0, \qquad x^2 < -2e^{f\varphi}V(\varphi), \tag{4.25}$$

является классически недоступной. Нетрудно видеть, что граница этой области

$$x = \pm\sqrt{-2e^{f\varphi}V(\varphi)} \tag{4.26}$$

является решением уравнения (4.11), а, следовательно, и фазовой траекторией системы (4.1). Случай потенциала $V = V_0 e^{\beta\varphi}$, $V_0 < 0$ можно рассмотреть аналогично вышеприведенному. Выпишем лишь аналог решения (4.14):

$$x = \frac{\pm\sqrt{-2V_0}}{\sqrt{1 - 4A^2/\beta^2}}\exp\left[(f+\beta)\varphi/2\right], \qquad |\beta| > 2A. \tag{4.27}$$

Отметим также, что асимптотическое поведение общего решения остается тем же, что и в (4.20), так как в этих областях вклад потенциалных членов пренебрежимо мал.

Во второй части работы проведен качественный анализ космологических моделей в фазовых плоскостях (φ,x) и (φ,h) для общего случая дилатонного потенциала. Исследована возможность возникновения инфляционных стадий расширения. Рассмотрены модели с реалистическим дилатонным потенциалом, генерируемым в результате конденсации калибрино в скрытом секторе калибровочной группы. Показано, что в случае двух конденсатов такой потенциал не может фиксировать дилатон на конечном значении.

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

Ереванский государственный
университет, Армения

ON STRING COSMOLOGY WITH DILATON POTENTIAL. I

A.A.SAHARIAN

The problems of flat directions and supersymmetry breaking are so far unresolved ones to extract a relation between string theory and low-energy physics. The nonperturbative dilaton potential can play an important role for the resolution of both problems. In this work D - dimensional low-energy string cosmological models with dilaton potential are considered. For the some simple potentials the exact solutions are found. The features of models with negative defined potentials are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Grisaru, W.Siegel, M.Rocek*, Nucl. Phys., **B159**, 429, 1979.
2. *N.Seiberg*, Phys. Lett., **B318**, 469, 1933.
3. *S.Thomas*, Supersymmetry in the Early Universe. Proceedings of PASCOS/ HOPKINS 1995, Baltimore, Maryland, March 22-25, 1995.
4. *M.Dine, L.Randall, S.Thomas*, Nucl. Phys., **B461**, 291, 1996.

5. *P.Binetruy, M.K.Gaiilard*, Phys. Rev. D., **34**, 3069, 1986.
6. *S.Thomas*, Moduli Inflation from Dinamical Supersymmetry Breaking, preprint SLAC-PUB-95-6762.
7. *G.G.Ross, S.Sarkar*, Nucl. Phys., **B461**, 597, 1996.
8. *G.Dvali*, Inflation Induced SUSY Breaking and Flat Vacuum Directions, preprint IFUP-TH-10-95, hep-ph/9503375.
9. *T.Banks, M.Berkooz, S.Shenker, G.Moore, P.Steinhardt*, Phys. Rev. D., **52**, 3452, 1995.
10. *H.P.Nilles*, Phys. Lett., **B115**, 193, 1982.|
11. *F.Quevedo*, Gaugino Condensation, Duality and Supersymmetry Breaking, preprint CERN-TH/95-308, hep-th/9511131.
12. *М.Грин, Дж.Шварц, Э.Виттен*, Теория суперструн, т.1, 2, Мир, М., 1990.
13. *С.В.Кетов*, Введенис в квантовую теорию струн и суперструн, Наука, Новосибирск, 1990.
14. *E.Witten*, Nucl. Phys., **B268**, 79, 1986.
15. *C.Burgess, A.Font, F.Quevedo*, Nucl. Phys., **B272**, 661, 1986.
16. *M.Dine, N.Seiberg*, Phys Rev. Lett., **57**, 2626, 1986.
17. *T.Damour, A.M.Polyakov*, Nucl. Phys., **B423**, 532, 1994.
18. *T.R.Taylor, G.Veneziano*, Phys. Lett., **B213**, 459, 1988.
19. *J.Ellis et al.*, Phys. Lett., **B228**, 264, 1989.
20. *P.Sisterna, H.Vucetich*, Phys. Rev. D., **41**, 1034, 1990; **44**, 3096, 1991.
21. *G.Veneziano*, String Cosmology Basic Ideas and General Results. Talk presented at the 3rd Colloque Cosmologie, Paris, 7-9 June, 1995.
22. *R.Brustein, M.Gasperini, M.Giovanini, G.Veneziano*, Phys. Rev. D., **51**, 6744, 1995.
23. *R.Brustein, M.Gasperini, G.Veneziano*, Peak and End Point of the Relic Gravition Background in String Cosmology, preprint CERN-TH/96-37, hep-th/9604084.
24. *R.Brustein, M.Gasperini, M.Giovanini, G.Veneziano*, Phys. Lett., **B361**, 45, 1995.
25. *G.Smoot et al.*, Astrophys. J., **396**, L1, 1992.
26. *K.M.Gorski et al.*, Astrophys. J., **430**, L89, 1994.
27. *M.Gasperini, G.Veneziano*, Astropart. Phys., **1**, 317, 1993.
28. *E.J.Copeland, A.Lahiri, D.Wands*, Phys. Rev. D., **50**, 4868, 1994; **51**, 1569, 1995.
29. *K.Behrndt, S.Fцrste*, Nucl. Phys., **B430**, 441, 1994.
30. *J.Levin, K.Freese*, Nucl. Phys., **B421**, 635, 1994.
31. *А.А.Саарян*, Астрофизика, **38**, 291, 1995; **38**, 447, 1995.
32. *А.А.Саарян*, Астрофизика, **39**, 279, 1996.
33. *D.Lьst*, Cosmological String Bacgrounds, preprint CERN-TH 6850/93.
34. *E.Kiritsis, C.Kounnas*, Phys. Lett., **B331**, 51, 1994.
35. *J.Ellis, N.E.Mavromatos, D.V.Nanopoulos*, Mod. Phys. Lett., **A10**, 1685, 1995.
36. *M.C.Bento, O.Bertolami*, Class Quantum Grav., **12**, 1919, 1995.

37. *J.E.Lidsey*, Phys. Rev. D., 52, R5407, 1995.
38. *M.Gasperini, J.Maharana, G.Veneziano*, Graceful Exit in Quantum String Cosmology, preprint CERN-TH/96-32.
39. *N.Caloper, K.A.Olive*, Univ. Minnesota preprint UMN-TH-1011, 1991.
40. *J.Garcia-Bellido, M.Quiros*, Nucl. Phys., **B385**, 558, 1992.
41. *A.A.Tseytlin*, String Cosmology and Dilaton, in Proceedings of the 1992 Erice workshop "String Quantum Gravity and Physics at the Planck scale", ed. N.Sanchez (World Scientific, 1993).
42. *N.R.Stewart*, Mod. Phys. Lett., **A7**, 983, 1992.
43. *R.Brustein, P.Steinhardt*, Phys. Lett., **B302**, 196, 1993.
44. *R.Brustein, G.Veneziano*, Phys. Lett., **B329**, 429, 1994.
45. *N.Caloper, R.Madden, K.A.Olive*, Axions and Graceful Exit Problem in String Cosmology, Univ. Minnesota preprint UMN-TH-1414/95, hep-th/9510117.
46. *N.Caloper, R.Madden, K.A.Olive*, Nucl. Phys., **B452**, 677, 1995.
47. *R.Easther, K.Maeda, D.Wands*, Tree-level String Cosmology, SUSSEX-AST-95/9-1; hep-th/9509074.
48. *C.Angelantonj, L.Amendola, M.Litterio, F.Occhionero*, Phys. Rev. D., **51**, 1607, 1995.
49. *А.А.Саарян*, Астрофизика, **38**, 101, 1995.
50. *C.G.Callan, D.Friedan, E.J.Martinec, M.J.Perry*, Nucl. Phys., **B262**, 593, 1985.
51. *E.S.Fradkin, A.A.Tseytlin*, Phys. Lett., **B158**, 316, 1985; Nucl Phys., **B261**, 1, 1986.
52. *D.J.Gross, J.D.Sloan*, Nucl. Phys., **B291**, 41, 1987.
53. *F.Quevendo*, Lectures on Superstring Phenomenology, Lectures given at V Latin American Workshop on Particles and Fields, Puebla, Mexico, 1995.
54. *J.P.Derendinger, L.E.Ibznez, H.P.Nilles*, Phys. Lett., **B155**, 65, 1985.
55. *M.Dine, R.Rohm, N.Seiberg, E.Witten*, Phys. Lett., **B156**, 55, 1985.
56. *J.A.Casas, Z.Lalak, C.Mьnoz, G.G.Ross*, Nucl. Phys., **B347**, 243, 1990.
57. *M.Cvetic, A.Font, L.Ibznez, D.Lьst, F.Quevedo*, Nucl. Phys., **B361**, 194, 1991.
58. *B.Binetruy, M.K.Gaillard*, Phys. Lett., **B365**, 87, 1996.
59. *T.Banks, M.Berkooz, P.J.Steinhardt*, Phys. Rev. D., **52**, 705, 1995.
60. *L.Randall, S.Thomas*, Solving the Cosmological Moduli Priblem with Weak scale Inflation. Preprint MIT-CTR-2331, hep-ph/9407248.
61. *J.Polchinski*, hep-th/9511157.
62. *M.Dine, N.Seiberg*, Phys. Lett., **B162**, 299, 1985.
63. *G.Veneziano*, Phys. Lett., **B265**, 287, 1991.
64. *I.Antoniadis, C.Bachas, J.Ellis, D.V.Nanopoulos*, Nucl. Phys., **B328**, 117, 1988.
65. *M.Mueller*, Nucl. Phys., **B337**, 37, 1990.