# УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ АНТИСКАЛЯРНОГО ПОЛЯ

**Э.Г. Мычелкин**

*Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова Национального центра космических исследований и технологий, Алматы, Казахстан.*

*Рассмотрены уравнения состояния антискалярного поля и их следствия.*

**Введение.**

Фундаментальная роль скалярных полей в физике частиц и гравитации, можно сказать, очевидна. Достаточно указать на эффекты спонтанного нарушения симметрии, инициируемые скалярными полями, в электрослабых взаимодействиях Стандартной модели и в инфляционной космологии. Однако, «скаляризация» современной физики имеет и свои отрицательные стороны. Так, что касается проблем «темной энергии» (ТЭ) во Вселенной, здесь главное – как преодолеть сам факт многообразия предлагаемых ad hoc скалярных полей при отсутствии адекватного объяснения их происхождения.

Развиваемый антискалярный подход к гравитации [1-36] может, в принципе, претендовать на однозначное решение проблем ТЭ. Для этого, разумеется, необходимо его тщательное обоснование. Сущность подхода основана на утверждении, что существует универсальное скалярное поле, которое порождается всеми заряженными фермионами во Вселенной, так как имеет «электрическое» (квази-электростатическое) происхождение: $\phi=(\phi_+ + \phi_-)/\sqrt{2}$ и, одновременно, способно отвечать за эффекты кривизны пространства-времени, в соответствии с общей идеей Папапетру [1] о том, что псевдориманова метрика может быть индуцирована скалярным полем: $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(\phi(x^\mu))$.

Таким образом, имеется хорошо определенное скалярное поле, принципиально неустранимое из уравнений теории гравитации, то есть прежде всего из уравнений типа Эйнштейна. Проблема в том, как правильно и однозначно ввести это фоновое поле.

Динамические проявления скалярного поля определяются, как известно, его уравнениями состояния, которые задают соотношения между плотностью энергии и давлением, то есть между соответствующими компонентами тензора энергии-импульса (ТЭИ). Однако, следует иметь ввиду, что при одном и том же уравнении состояния динамика полей может быть совершенно различной, в зависимости от того, с каким знаком входит в полевые уравнения ТЭИ. В данном подходе этот знак отрицателен.

**Времени-подобный градиент антискалярного поля.**

Макроскопическое фоновое скалярное поле может быть совместимо лишь с очень малой эффективной массой носителей. Минимальное антискалярное представляется обычным безмассовым скалярным полем

$$T^{sc}_{\mu\nu} = \partial_\mu\phi\partial_\nu\phi - \tfrac{1}{2} g_{\mu\nu}\partial_\alpha\phi\partial^\alpha\phi \ . \qquad (1)$$

Согласно принципу антискалярности

$$T^{antisc}_{\mu\nu} = -T^{sc}_{\mu\nu}, \qquad (2)$$

этот ТЭИ должен входить в уравнения Эйнштейна (обозначения стандартные) с отрицательным знаком:

$$G_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu} \Rightarrow$$
$$G_{\mu\nu} = 8\pi G (T^{matter}_{\mu\nu} - T^{sc}_{\mu\nu}) \qquad (3)$$

Здесь греческие индексы, как обычно, пробегают значения $\alpha = 0,1,2,3$. Сигнатура метрики $(+---)$. Латинские индексы (в дальнейшем) изменяются от 1 до 3.

В общем случае ТЭИ (1) может быть расширен за счет потенциала самодействия $V(\phi)$ и космологического члена $\Lambda g_{\mu\nu}$, значение и допустимость которых должны обсуждаться отдельно.

Если градиент антискалярного поля времени-подобен, то есть пропорционален единичному времени-подобному векторному полю, отвечающему за все допустимые системы отсчета $\{u^{\mu}\}$ (здесь $\alpha = const$):

$$\partial_{\mu}\phi \equiv \partial\phi / \partial x^{\mu} = \alpha u_{\mu}, \quad u_{\beta}u^{\beta} = 1, \qquad (4)$$

то ТЭИ антискалярного поля (2), примет вид:

$$T_{\mu\nu}^{antisc} = -T_{\mu\nu}^{sc} = -\alpha^2 u_{\mu}u_{\nu} + \tfrac{1}{2}\alpha^2 g_{\mu\nu}. \qquad (5)$$

a) Сопоставляя теперь (5) со стандартным ТЭИ идеальной жидкости

$$T_{\mu\nu}^{perfect} = (\varepsilon + p)u_{\mu}u_{\nu} - pg_{\mu\nu}, \qquad (6)$$

имеем: $\varepsilon + p = -\alpha^2$ , $\alpha^2 = -2p$ , откуда

$$p = \varepsilon. \qquad (7)$$

b) Максимально жесткое состояние (7) следует также и непосредственно из уравнения (5) по известному правилу: $\varepsilon = T_0^0$ , $p = -\frac{1}{3}T_i^i$ . Тогда для антискалярного поля, используя декартовы пространственные координаты, находим $T_0^0 = -\frac{1}{3}T_i^i = -\alpha^2/2$ , в полном соответствии с (7).

**Физические следствия для жесткого уравнения состояния.**

Так называемые жесткие уравнения состояния (то есть за ультрарелятивистским пределом $p = \varepsilon/3$), включая (7), являются типичными для антискалярного поля.

Рассмотрим *следствия* этого состояния:

1. *Лоренц-инвариантность.* Условие (7) лоренц-инвариантно, поскольку в случае плоского пространства–времени определено для любых инерциальных систем отсчета $\{u^{\mu}\}$. При этом является инвариантным условие (в системе единиц с $c = 1$):

$$dp / d\varepsilon = c^2 = 1 . \qquad (8)$$

Это означает, что волновые процессы в фоновом антискалярном поле должны распространяться со скоростью света, инвариантной во всех системах отсчета. Другими словами, постоянство скорости света может быть объяснено существованием среды, обладающей уравнением состояния (7), каковой и является антискалярное поле.

2. *Соответствие термодинамике.* Из уравнения состояния (7) принцип антискалярности (2) вытекает также как термодинамическое требование.

Действительно, рассмотрим уравнения Эйнштейна для идеальной жидкости (6) с баротропным уравнением состояния:

$$p = \omega\varepsilon. \qquad (9)$$

При этом давление, как функция температуры $T$ , будет выражается известной формулой:

$$p = nT = CT^{1+1/\omega}, \qquad (10)$$

где $n$ – эффективная плотность числа частиц, или обратный удельный объем, $C$ – константа, определяемая начальными условиями. Теперь, взяв след от уравнений Эйнштейна (здесь $8\pi G/c^4 = \kappa$)

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \tfrac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}^{perfect}, \qquad (11)$$

после преобразований, находим

$$8\pi GC(3 - 1/\omega)T^{1+1/\omega} = R < 0. \qquad (12)$$

Последнее неравенство означает, что скаляр Риччи $R$ в данном случае существенно отрицательная величина. Но тогда для жесткого уравнения состояния (7), то есть в (9) при $\omega = 1$, получаем из (12) выражение: $T^2 < 0$, не имеющее физического смысла (отрицательный квадрат температуры).

Чтобы избежать очевидного противоречия, необходимо (и достаточно) в уравнениях (12) изменить знак перед ТЭИ для всех жестких сред, то есть при $1/3 < \omega \le 1$ , включая антискалярное поле. При этом приходим к корректному соотношению:

$$8\pi GC(3 - 1/\omega)T^{1+1/\omega} = -R > 0, \qquad (13)$$

что и требовалось. В отличие от (13), соотношение (12) справедливо лишь в случае обычных сред с $0 < \omega \le 1/3$.

3. *Устойчивость.* Из уравнения состояния (7) следует, что антискалярное поле представляет устойчивую среду.

Действительно, термодинамическое условие устойчивости $\partial^2\varepsilon/\partial n^2 > 0$ в общем случае (9), (10) нетрудно привести к виду:

$$\omega(\omega+1)n^{\omega-1} > 0\,,\ \ n = p/T\,, \tag{14}$$

которое при $\omega = 1$ заведомо выполняется, что и требовалось.

**Сферически-симметричное электрическое скалярное поле.**

Как уже отмечалось, антискалярное поле имеет электрическое происхождение, поэтому важно сопоставить уравнения состояния антискалярного и электрического полей. В статическом пределе из (1) и (2) следует:

$$T_{ij}^{antisc} = -\partial_i\phi\partial_j\phi + \tfrac{1}{2}g_{ij}\partial_k\phi\partial^k\phi\,. \tag{15}$$

В то же время электромагнитное поле с вектор-потенциалом $A_\mu$ : $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ обладает ТЭИ

$$T_{\mu\nu}^{elm} = \tfrac{1}{4\pi}(F_\mu^\alpha F_{\alpha\nu} - \tfrac{1}{4}g_{\mu\nu}F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta})\,, \tag{16}$$

и в отсутствие излучения сводится к электрическому с $A_\mu = (\phi_\pm, 0, 0, 0)$, где $\phi_\pm$ – скалярное поле, создаваемое зарядами (фермионами). Тогда имеем (квазистатика)

$$F_{i0} = \partial_i\phi_\pm\,,\ \ F^{i0} = -g^{ij}\partial_j\phi_\pm\,,$$

и в результате тензор (16) приводится к виду:

$$4\pi T_{ij}^{elm} = -\partial_i\phi_\pm\partial_j\phi_\pm + \tfrac{1}{2}g_{ij}\partial_k\phi_\pm\partial^k\phi_\pm\,. \tag{17}$$

Если множитель $1/4\pi = \sqrt{1/4\pi}\sqrt{1/4\pi}$, зависящий от принятых единиц, включить в $\phi_\pm$, то тензор энергии-импульса квазистатичес-ких электрических полей (17) точно (*вплоть до общего знака «минус»*) сводится к ТЭИ антискалярного поля. Следовательно, эти поля обладают одним и тем же уравнением состояния и входят в уравнения Эйнштейна только в антискалярном режиме.

Так, в случае сферических координат, как нетрудно показать, используя определения $\varepsilon = T_0^0$, $p_r = -T_1^1$, соответствующее уравнение состояния имеет вид, аналогичный (7), а именно:

$$\varepsilon = p_r\,, \tag{18}$$

где $p_r$ – компонента радиального давления, создаваемого сферически-симметричным электрическим скалярным полем.

Фактически здесь произведено (1+3)-разбиение тензора энергии-импульса на времени-подобную и пространственно-подобные составляющие. Если всюду перейти к 4-потенциалу $A_\mu$, то при этом нулевую (скалярную) компоненту $\phi = \phi_\pm = A_0$ можно представлена в формально «ковариантном» виде $\phi = A_\mu u^\mu$, где $u^\mu$ – поле 4-скоростей инерциальных систем отсчета. Именно тогда в статическом пределе ТЭИ электромагнитного поля преобразуется в тензор энергии-импуль-са скалярного поля $\phi$ с теми же симметриями, но с общим знаком «минус», как было показано выше. Электрически-нейтральная суперпозиция таких полей и означает переход к (безмассовому) антискалярному полю, имеющему электромагнитное происхождение.

В ОТО к скалярному полю нередко добавляют деситтеровский или антидеситте-ров-ский космологический член и другие слагаемые. В данном подходе такая процедура становится однозначной (см. ниже).

**Грави-электрический баланс.**

Именно в результате отмеченного совпадения симметрий известное статическое ре-шение уравнений Эйнштейна-Максвелла, полученное в 1947 году независимо Маджумдаром [1] и Папапетру[1], фактически сводится к фундаментальному решению, полученному в 1953 году Папапетру [1] для произвольного электрически-нейтрального скалярного (на самом деле, как затем оказалось, антискаляр-ного) поля:

$$ds^2 = e^{-2\phi}dt^2 - e^{2\phi}(dr^2 + r^2 d\Omega^2) = e^{-2Gm/r}dt^2 - e^{2Gm/r}(dr^2 + r^2 d\Omega^2). \tag{19}$$

Точное совпадение имеет место при выполнении условия гравитационно-электричес-кого баланса

$$|e_\pm| = \sqrt{G}m\,, \tag{20}$$

когда квази-кулоновские силы отталкивания одноименных зарядов скомпенсированы квази-ньютоновскими силами притяжения соответствующих масс.

**Отсутствие «черных дыр».**

В приближении слабых полей выражение (19) почти неотличимо от знаменитого вакуумного решения Шварцшильда. Поэтому так называемые «решающие эксперименты» по проверке эффектов общей теории относительности в ближнем космосе в метрике (19) также выполняются, что, очевидно, говорит об адекватности антискалярного подхода.

В сильных полях из (19), с учетом уравнения состояния (18), для компактных областей масштабов гравитационного радиуса, следуют термодинамические соотношения для антискалярного поля, соответствующие известным квантовым формулам Хоукинга в термодинамике черных дыр. Это было показано ранее (см. наши работы в журнале ПЭОС и в приведенном для удобства более полном списке литературы [2-36]), что также является свидетельством жизнеспособности антискалярного подхода.

Однако, как явно следует из (19), в решении Папапетру нет особенностей типа «горизонта событий». Таким образом, в данном подходе такие экзотические объекты как «черные дыры» или «белые дыры» отсутствуют. Соответственно, нет оснований говорить всерьез о явлениях типа необратимого «гравитационного коллапса». Речь может идти лишь о существовании и исследовании компактных объектов с довольно близкими свойствами с точки зрения удаленного наблюдателя (динамика пробных тел, эффекты линзирования, и т.д.).

**Природа антискалярного поля и космический эксперимент.**

Отметим, что громоздкое скалярное решение уравнений Эйнштейна (с обычным «правильным» знаком перед ТЭИ (1)), полученное в 1948 году советским физиком Фишером и затем в 1969 году переоткрытое] Дженисом-Ньюменом-Виникуром, сводится точно к решению Папапетру (19) в случае аналитического предельного перехода от абсолютной величины скалярного заряда (то есть источника поля) к массе: $-q^2 \to m^2$.

При этом логарифмическое скалярное поле также сводится к антискалярному полю с ньютоновским потенциалом (здесь для краткости гравитационная постоянная $G = 1$):

$$\phi = \frac{q}{2\sqrt{m^2+q^2}} \ln\left(1 - \frac{2\sqrt{m^2+q^2}}{r}\right)$$

$$\Rightarrow \quad \phi \to i\phi = im/r \,. \tag{21}$$

Это сведение скалярного заряда к массе в (21) означает, что фактическими источниками универсального антискалярного поля являются массы, связанные с электрическими зарядами балансовым условием (20). Итак, простая суперпозиция электрических полей $\phi_\pm$ образует нейтральное антискалярное поле $\phi = (\phi_+ + \phi_-)/\sqrt{2}$ (множитель $1/\sqrt{2}$ поставлен для удобства). Поэтому можно утверждать, что универсальное гравитирующее скалярное поле с представленными здесь уравнениями состояния действительно порождается всеми заряженными фермионами во Вселенной.

Итак, получены два уравнения состояния безмассового антискалярного поля жесткого типа (7) и (18). Состояние $p = \varepsilon$ определено в случае существования времениподобной конгруенции $\{u^\mu\}$, состояние $\varepsilon = p_r$ соответствует сферически-симметричным статическим конфигурациям. Данные состояния отвечают необходимым физическим требованиям (таким как устойчивость, постоянство скорости света, термодинамическое обоснование) и согласуются с современным экспериментом. Наконец, сопоставление с электромагнитным полем приводит к выводу об «электрической» природе нейтрального антискалярного поля.

В этом приближении существование антискалярного поля, как уже отмечалось, достаточно для объяснения всех «решающих» экспериментов по проверке общей теории относительности в ближнем космосе. Однако, пренебрежение массовым членом ставит под вопрос законность применения полученных соотношений на космологических масштабах.

**Учет космологической постоянной и эффективной массы антискалярного поля.**

***Космологическая постоянная*** может быть представлена идеальной жидкостью с жестким вакуумным уравнением состояния с отрицательным давлением $p = \omega\varepsilon$ при $\omega = -1$, при этом $\Lambda$-члену в уравнениях Эйнштейна: $G_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = \kappa\, T_{\mu\nu}$, или, что то же,

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}\left(T_{\mu\nu} + \frac{\Lambda c^4 g_{\mu\nu}}{8\pi G}\right), \qquad (22)$$

соответствует плотность энергии $\varepsilon_{vac} \equiv \varepsilon_\Lambda = \Lambda c^4 / 8\pi G$.

Согласно (22), динамика системы с тензором энергии-импульса типа идеальной жидкости в изотропных координатах $ds^2 = dt^2 - a^2(t)d\vec{r}^{\,2}$ описывается уравнением на масштабный фактор $a(t)$ (производные по времени $t = x^0 / c$ обозначены 'точками'):

$$(22) \Rightarrow \frac{\ddot{a}}{ac^2} - \frac{\Lambda}{3} = -\frac{4\pi G}{3c^4}(\varepsilon + 3p), \qquad (23)$$

где в $\varepsilon$ и $p$ символически суммируются плотность энергии и давление от всех составляющих (matter, dark matter, dark energy). В данной работе учитываем только космологический фон, то есть DE. Из (23) следует, что для моделирования ускоренного расширения Вселенной нужна среда с вакуумоподобным уравнением состояния $p < -\varepsilon / 3$. Фабрикой таких сред и являются всевозможные скалярные поля. В рамках антискалярного подхода мы принимаем, что космологический член является постоянной составляющей фонового скалярного поля, то есть сразу включаем его в полный ТЭИ:

$$T_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}^{antiscalar} = -T_{\mu\nu}^{scalar},$$

$$T_{\mu\nu}^{scalar} = \tfrac{1}{4\pi}\{\phi_\mu\phi_\nu - \tfrac{1}{2} g_{\mu\nu}(\phi_\alpha\phi^\alpha - \mu^2\phi^2) + (\Lambda / 8\pi G) g_{\mu\nu}\},$$

(24) причем масса $\mu^2$ считается тахионной:

$$\mu^2 = -m^2 .$$

Тогда из уравнений Эйнштейна при единственно возможном тахионном условии

$$|\Lambda| = -(1/3)m^2 . \qquad (25)$$

находятся решения как для метрики:

$$ds^2 = dt^2 - \exp\{-|\Lambda|(t - t_0)^2\} \times (dr^2 + r^2 d\Omega^2) \qquad (26)$$

так и для скалярного поля

$$\kappa\phi^2 = -|\Lambda|(t - t_0)^2, \kappa = const . \qquad (27)$$

Отсюда и из (24), используя определения $\varepsilon = T_0^0$, $p = -\frac{1}{3}T_i^i$, получаем уравнение состояния антискалярного поля с учетом космологического члена и массы эффективных носителей поля:

$$w = \frac{-3\Lambda(t - t_0)^2 / 2 + 1}{3\Lambda(t - t_0)^2 / 2}, \qquad (28)$$

которое асимптотически при $t \to \infty$ стремится к де-ситтеровскому состоянию $w = -1$. При $w < -1/3$ приходим к ускоренному расшире-нию Вселенной. Но это уравнение состояния антискалярного поля (28) не допускает фантомных состояний с $w < -1$.

Ключевым моментом приведенного вывода является идея Швингера о том, что у квазистатических полей должны быть свои носители («статоны»), тахионная масса которых, как следует из условия интегрируемости полевых уравнений (25), оказывается чрезвычайно малой величиной: $|\Lambda| = -m^2/3$, $|m| = m_\phi \approx 10^{-33} eV \approx 10^{-65} g$. Эта величина имеет фундаментальное значение для космологии, задавая характерный масштаб массы.

**Заключительные комментарии.**

Можно выделить три основных аспекта:

***I. Особенности и принципы построения тензора энергии-импульса массивного антискалярного поля.***

Главная особенность построения антискалярного поля – отрицательный знак перед полным тензором энергии-импульса скалярного поля в уравнениях Эйнштейна

$$T_{\mu\nu}^{scalar} = \phi_\mu \phi_\nu - \tfrac{1}{2} g_{\mu\nu} (\phi_\alpha \phi^\alpha - \mu^2 \phi^2)$$
$$+(\Lambda/8\pi G) g_{\mu\nu} \to -T_{\mu\nu}^{scalar} \qquad (*)$$

получает глубокое математическое (на основе тождества Элерса), термодинамическое (в соответствии с условиями равновесия) и электродинамическое (на основе уравнений Эйнштейна-Максвелла) обоснование. При этом космологическая постоянная в исходном выражении (*), как и следовало, положительна: $\Lambda = |\Lambda| > 0$. Однако в результате «антискаляризации» (показано стрелкой в конце (*)) окончательный знак космологического члена в уравнениях Эйнштейна становится отрицательным.

Массовый член в исходном выражении (*) изначально принимается отрицательным, то есть (трансцендентно) тахионным: $\mu^2 = -m^2$. В дальнейшем это оправдывается условиями интегрируемости в элементарных функциях. Члены (потенциалы) самодействия (если в таковых возникает необходимость) могут быть включены в зависимость $\mu = \mu(\phi)$.

В соответствии с принципом Папапетру, для физических метрик имеют смысл только решения вида: $g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(\phi(x^\alpha))$. Это объясняется тем, что в антискалярном подходе все эффекты кривизны пространства-времени индуцированы фундаментальным скалярным полем (см.(*)), которое в принципе не может быть исключено из полевых уравнений.

В соответствии с условиями интегрируемости полевых уравнений, массовый и космологический члены являются слагаемыми (составляющими тензора энергии-импульса антискалярного поля) одного порядка и могут быть исключены (в приближении малых масштабов ближнего космоса) или включены (для космологических масштабов) только *одновременно*. Резюмируем:

***ВЫВОД I:*** Таким образом, анализ особенностей и принципов построения тензора энергии-импульса массивного антискалярного поля показывает, что указанное фундаментальное фоновое скалярное поле естественным образом удовлетворяет (перечисленному) ряду физических и математических требований, которые делают данный подход уже при его формулировании максимально однозначным [35,36]. Это чрезвычайно важно ввиду экспоненциально возрастающего числа различных подходов к решению проблем темной энергии во Вселенной, для которых, как правило (и увы), отсутствует достаточно серьезное теоретическое обоснование.

***II. Решение уравнения Клейна-Гордона для массивного антискалярного поля с космологической постоянной.***

Как известно, уравнение Клейна-Гордона для массивного скалярного поля в статическом пределе приводит к экспоненциально спадающим с удалением от источника решениям типа Юкавы для скалярного потенциала. При включении космологической постоянной эти решения соответствующим образом модифицируются.

В рассматриваемом случае массивного антискалярного поля существенным моментом является тахионный характер поля (отрицательный массовый член, неотделимый от постоянной составляющей поля, то есть от космологического члена).

Специальный интерес представляют космологические решения.

Следовало убедиться в существовании действительных решений уравнения Клейна-Гордона с мнимой массой, совместных с уравнениями Эйнштейна.

Соответствующие полевые уравнения приводятся к виду (обозначения стандартные, сигнатура метрики ( $+---$ ), $G_{\mu\nu}$ – тензор Эйнштейна, $T_{\mu\nu}^{scalar}$ определяется формулой (*) – см. выше):

$$G_{\mu\nu} = \kappa\{-(T_{\mu\nu})^{scalar}\},$$

$$\partial_\mu(\sqrt{-g}g^{\mu\nu})\partial_\nu\phi - m^2\sqrt{-g}\phi = 0.$$

Тогда во фридмановской метрике $ds^2 = dt^2 - a^2(t)(dr^2 + r^2 d\Omega^2)$ уравнение на квадрат скалярного поля $\Phi = \phi^2$ не зависит от масштабного фактора $a(t)$:

$$\left[\frac{d\Phi}{dt}\right]^2 = \frac{4m^2}{3\kappa}\frac{\Phi + (|\Lambda|/\kappa m^2)}{\Phi - (1/3\kappa)}\Phi.$$

Отсюда при тахионном условии интегрируемости $m^2 = -3|\Lambda|$ находится линейное по времени решение для $|\phi|$, которое содержит только фундаментальные постоянные $\Lambda$ и $\kappa$: $|\phi| = \sqrt{\Lambda/\kappa}(t - t_0)$.

Масштабный фактор находится по формуле: $a(\phi) = \exp\{-\kappa|\phi|^2/2\}$.

***ВЫВОД II:*** Решение уравнения Клейна-Гордона, совместное с соответствующими уравнениями Эйнштейна для массивного антискалярного поля с космологической постоянной во фридмановской метрике является линейным по времени. При этом логарифм экспоненциального масштабного фактора отрицателен и квадратичен по полю [35,36], что примечательно и в корне отличает от деситтеровского и антидеситтеровского подходов, не содержащих реалистического фонового скалярного поля.

### *III. Уравнение состояния для массивного антискалярного поля с космологической постоянной.*

Полученные значения скалярного поля и
масштабного фактора

$$\kappa\phi^2 = -|\Lambda|(t - t_0)^2,$$
$$a(\phi) = \exp\{-\kappa|\phi|^2/2\}$$

подставляются в выражение (*) для тензора энергии-импульса массивного антискалярного поля с космологической постоянной.

Тогда с использованием определений $\varepsilon = T_0^0$ и $p = -\frac{1}{3}T_i^i$ находится следующее уравнение состояния: $p = w\varepsilon$, где

$$w = \frac{-3\Lambda(t - t_0)^2/2 + 1}{3\Lambda(t - t_0)^2/2}.$$

Ключевым моментом здесь является идея Швингера о том, что у квазистатических полей должны быть свои носители («статоны»), тахионная масса которых, как следует из условий интегрируемости полевых уравнений, оказывается малой величиной: $|\Lambda| = -m^2/3$, $|m| = m_\phi \approx 10^{-33}eV \approx 10^{-65}g$. Данная величина имеет фундаментальное значение для космологии, задавая характерный масштаб масс.

***ВЫВОД III***. Баротропное уравнение состояния $p = w\varepsilon$ антискалярного поля с учетом космологического члена и массы носителей показывает, что для найденного значения $w = w(t)$ состояние поля асимптотически при $t \to \infty$ стремится к деситтеровскому с $w = -1$. Согласно полевым уравнениям, начиная с момента, когда $w < -1/3$, это уравнение состояния стимулирует ускоренное расширение Вселенной, которое может продолжаться вплоть до определенного момента, зависящего от начальных условий. Затем расширение должно смениться сжатием.

Данное уравнение состояния массивного антискалярного поля не допускает фантомных состояний с $w < -1$, что не вполне корректно с релятивистской точки зрения. Это с самого начала отличает антискалярный метод от всех других подходов к проблеме темной энергии с произвольными неидентифицированными скалярными полями.

**Литература.** **[1.]** *Papapetrou A./* Zeitschr.f.Naturf. 1953; Proc.Roy.Irish Ac.1947; *Majumdar A.* Phys.Rev. 1947. **[2.]** *Mychelkin E.G.* / Geometrized Scalar Gravity as a New Physical Paradigm. // Physical Interpretation of Relativity Theory: Proceedings of International Meeting PIRT-2003. Moscow 30 June – 3 July 2003. Moscow, Liverpool, Sunderland, 2003. P.239-240. **[3.]** *Мычелкин Э.Г.* / Термодинамика классического скалярного вакуума и концепция антискалярного поля. // Журнал проблем эволюции открытых систем. Выпуск пятый. Том 2 (июль-декабрь). Алматы. Эверо. 2003. С. 52-57. **[4.]** *Мычелкин Э.Г.* / Происхождение и тахионный характер фонового скалярного поля. // Журнал проблем эволюции открытых систем. Выпуск пятый. Том 2 (июль-декабрь). Алматы. Эверо. 2003. С. 57-62 . **[5.]** *Mychelkin E.G.* / Foundations of Geometrized Scalar Gravity and Physical Vacuum. // Report on the XII$^{th}$ International Conference on “Selected Problems of Modern Physics” (PQFT, Blokhintsev’03) JINR, Dubna, June 8-11, 2003. 5 p. **[6.]** *Mychelkin E.* / Scalar Gravity – It is Seriously. // Report on the II$^{nd}$ International Conference on “Gravitation, Cosmology and Relativistic Astrophysics” (Gravitation’2003), KNU, Kharkov, Ukraina, June 23-27, 2003. 7 p. **[7.]** *Мычелкин Э.Г.* / Математические и физические основания и лагранжева форма геометризованной скалярной гравитации. // Журнал проблем эволюции открытых систем. Выпуск пятый. Том 1 (январь-июнь). Алматы. Эверо. 2003. С. 60-67. **[8.]** *Mychelkin E.G.* / Geometrized Scalar Gravity and Beyond // 10$^{th}$ Marcel Grossmann Meeting, 20-28 July 2003, Rio de Janeiro, Brazil – thesis, 2 p. **[9.]** *Mychelkin E.G.* / Generalized Killing-type Symmetries and Geometrized Scalar Gravity. // Report on the Joint International Scientific Conference “New Geometry of Nature” (GeoN), Aug 25 – Sep 5, 2003, Kazan State University, Kazan, Russia. Proceedings of GeoN, Vol.I: Mathematics. Mechanics. Geophysics. Kazan State University, Kazan, 2003. P.215-220. **[10.]** *Mychelkin E.G.* / The Scalar Gravity Look to Depths of Universe Due to Tachyon Character of Scalar Field. // Report on the Joint International Scientific Conference “New Geometry of Nature” (GeoN), Aug 25 – Sep 5, 2003, Kazan State University, Kazan, Russia. Proceedings of GeoN, Vol.I: Mathematics. Mechanics. Geophysics. Kazan State University, Kazan, 2003. P.221-223. **[11.]** *Mychelkin E.G.* / The Typical Solutions of Scalar Gravity Equations and Their Consequences for Astronomy. // Report on the Joint International Scientific Conference “New Geometry of Nature” (GeoN), Aug 25 – Sep 5, 2003, Kazan State University, Kazan, Russia. Proceedings of GeoN, Vol.I: Mathematics. Mechanics. Geophysics. Kazan State University, Kazan, 2003. P.224-227. **[12.]** *Mychelkin E.G., Pankratova I.N.* / Bifurcation Analysis of Some Great Equations and the Universe Evolution. // Report on the Joint International Scientific Conference “New Geometry of Nature” (GeoN), Aug 25 – Sep 5, 2003, Kazan State University, Kazan, Russia. **[13.]** *Mychelkin E.G.* / The Scalar Vacuum Concept As a New Physical Paradigm. // Report on the Joint International Scientific Conference “New Geometry of Nature” (GeoN), Aug 25 – Sep 5, 2003, Kazan State University, Kazan, Russia. **[14.]** *Mychelkin E.G.* / Inevitability of Antiscalar Gravity. // Proceedings of International Scientific Meeting ‘Number, Time, Relativity’. 10-13 Aug 2004, Moscow, Russia. Editors: D.Pavlov, G.Asanov. Bauman Moscow State Technical University. P.47-52. **[15.]** *Mychelkin E.G.* / Non-Standard Approach to Standard Models. // Всероссийская астрономическая конференция ВАК-2004 «Горизонты Вселенной». 3-10 июня 2004. Труды ГАИШ, т.75. Тезисы докладов. Москва, Россия, 2004. С.176. **[16.]** *Mychelkin E.G.* / Gamov’s Big Bang and Scalar Field Background. // Proceedings of the Gamov Memorial International Conference GMIC-100. 8-14 Aug 2004. Odessa, Ukraina, 2004. **[17.]** *Mychelkin E.G.* / Antiscalar Gravitation – New Outlook// Beyond Einstein Conference. 12-15 May 2004, Stanford, USA – Poster DE10 T. **[18.]** *Mychelkin E.G.* / Antiscalar Gravity and Triple Bounce// Beyond Einstein Conference. 12-15 May 2004, Stanford, USA – Poster DE11 T. **[19.]** *Mychelkin E.G.* / Antiscalar Gravity (stiff view on situation). // 6$^{th}$ Alexander Friedmann International Seminar on Gravitation & Cosmology. 28 June – 3 July 2004. Cargese, France. – Poster. **[20.]** *Mychelkin E.G.* / Antiscalar Gravity. // Report for ACGRG4. January 7-9, 2004. Melbourne, Australia. – Poster, 10 p. **[21.]** *Мычелкин Э.Г.* / Космологическая постоянная в антискалярной гравитации. // Журнал проблем эволюции открытых систем. Выпуск шестой. Том 2. Алматы. Эверо. 2004. **[22.]** *Мычелкин Э.Г.* / Введение в скалярный вакуум. // Тезисы докладов конференции «Первые Фесенковские чтения. Современная астрофизика: традиции и перспективы». 14-16 июня 2005. АФИФ, Алматы, 2005. С. 12-14. **[23.]** *Мычелкин Э.Г., Савельев В.Л., Чечин Л.М.* / Гравитация и электромагнетизм: статоны без фантомов. // Тезисы 12-й Всероссийской гравитационной конференции конференции. 20-26 июня 2005 г. Казань. С. 58-60. **[24.]** *Мычелкин Э.Г.* / Уравнения Эйнштейна без гильбертовского лагранжиана и проблем энергии. // 12-я Всероссийская гравитационная конференция. 20-26 июня 2005 г. Казань. Доклад. **[25.]** *Mychelkin E.G.* / Classical Scalar Vacuum: The Modern Treatment. // Physical Interpretation of Relativity Theory: Proceedings of International Meeting PIRT-2005. Moscow 4 -7 July 2005.. Moscow, Liverpool, Sunderland, 2005. P.104-105. **[26.]** *Mychelkin E.G.* / Staton Gravity As Equivalent of Antiscalar Approach (A Fresh View On The Nature of Gravitational Interaction). // Physical Interpretation of Relativity Theory: Proceedings of International Meeting PIRT-2005. Moscow 4 -7 July 2005. Moscow, Liverpool, Sunderland, 2005. P.370-371. **[27.]** *Mychelkin E.* /Survey of Antiscalar Approach to Gravity // MG11 Marcel Grossmann Meeting – Berlin, FUB – July 23-29, 2006. Section AT1 Alternative Theories. P.9. Report. (http://www.icra.it/MG/mg11/) **[28.]** *Mychelkin E.* /Antiscalar Gravity and Neutrino Background //MG11 Marcel Grossmann Meeting – Berlin – July 23-29, 2006. Section AP2 Astroparticles Physics. Neutrino masses. P.8. Report. (http://www.icra.it/MG/mg11/) **[29.]** *Mychelkin E.* /Antiscalar Approach to Gravity and Standard Model //ICHEP'06 XXXIII International ('Rochester') Conference on High Energy Physics – Moscow, RAS – July 26 – August 2, 2006. Poster. (http://ihep06/jinr.ru) **[30.]** *Мычелкин Э.Г.* / Космологическая постоянная как последний квантовый рубеж. // Журнал проблем эволюции открытых систем. Алматы. Эверо. 2006. Выпуск 8(1). С. 40-43. **[31.]** *Мычелкин Э.Г.* /Гравитация без проблем энергии и новая парадигма //Вторые Фесенковские чтения «Современная астрофизика: традиции и перспективы». Тезисы докладов. Алматы, 18-20 июня, 2007. – С. 72-73. **[32.]** *Мычелкин Э.Г.* /Уравнения Эйнштейна-Максвелла и космический фон //Журнал проблем эволюции открытых систем. Т.2, 2008. **[33.]** *Мычелкин Э.Г.* /Антискалярный подход к теории гравитации, космический вакуум и Стандартная модель // RUSGRAV-13: International conference on gravitation, cosmology and astrophysics. June 23-28, 2008, PFUR, Moscow, Russia. Abstracts. С. 43-44. **[34.]** *Мычелкин Э.Г.* / Уравнения Эйнштейна-Максвелла и космологический фон. // Журнал проблем эволюции открытых систем. Алматы. Эверо. 2008. Выпуск 10 (том 1). С. 1-12. **[35.]** Mychelkin E., PervushinV., Saveliev V. /The special status of Scalar field in Gravitation, Electrodynamics and Yang-Mills theories //XV International conference PIRT: Physical Interpretations of Relativity Theories. Moscow, BMSTU, 06-09 July 2009. http://www.space-lab.ru/phys/PIRT_2009.php?lang=eng July 06. **[36.]** Mychelkin E. /Two fundamental fieds//MG12: Twelfth Marcel Grossman Meeting. Paris, UNESCO, 12-18 July 2009. http://www.icra.it/MG/mg12 Parallel Session MGAT3b (Theoretical Issues in GR), July 16.

***Принято в печать 22.02.2009***

**УДК 530.1**

УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ АНТИСКАЛЯРНОГО ПОЛЯ

**Мычелкин Э.Г.**
*Национальный центр космических исследований и технологий,*
*Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан.*

Рассмотрены уравнения состояния антискалярного поля и их следствия.

АНТИСКАЛЯР ОРІСТІНІН ЖАГДАЙДЫНЫН ТЕНДЕУЛЕРІ.

**Мычелкин Э.Г.**
*Улттык Fарыштык зерттеулер мен технологиялар Орталыгы,*
*В.Г. Фесенков атындагы Астрофизика институты.*

Нэтижелерімен антискаляр орістінін жагдайдынын тендеулері талкыланады.

EQUATIONS OF STATE OF ANTISCALAR FIELD

**Mychelkin E. G.**
*National Center of Space Researches and Technologies,*
*Fesenkov Astrophysical Institute*

Equations of state of antiscalar field and their consequences are considered.