ФИЗИКА

С.В. Болохов

О КОНФОРМНОЙ ГЕНЕРАЦИИ МАСС ФЕРМИОНОВ В 8-МЕРНОЙ МОДЕЛИ КАЛУЦЫ-КЛЕЙНА

В работе анализируется фермионный сектор 8-мерной модели Калуцы-Клейна. Исследуется механизм генерации масс спинорных полей с использованием конформных (вейлевских) преобразований, что может трактоваться как геометрический аналог механизма Хиггса, используемый в современных калибровочных теориях взаимодействий. Затрагивается проблема планковских масс в модели данного типа.

Ключевые слова: многомерная гравитация, теория Калуцы-Клейна, фермионы, объединение взаимодействий, конформные преобразования, планковская масса.

S.V. Bolokhov

ON THE CONFORMAL GENERATION OF FERMION MASSES IN THE 8-DIMENSIONAL KALUZA—KLEIN MODEL

Fermion sector of the 8-dimensional Kaluza–Klein model is analyzed. Mechanism of generating masses for spinor fields via conformal (Weyl) transformations is investigated. It can be considered as geometric analogue of the Higgs mechanism used in the modern gauge theories. The problem of Planck masses is also discussed.

Keywords: multidimensional gravity, Kaluza-Klein theory, fermions, unification of interactions, conformal transformations, Planck mass.

1. Введение

Одной из главных задач современной теоретической физики является построение объединенной теории фундаментальных взаимодействий. Важным шагом на пути к пониманию природы взаимодействий оказалось открытие калибровочной инвариантности, что позволило построить ряд достаточно реалистичных объединенных теорий. Таковыми являются, например, общеизвестная Стандартная модель и ряд ее обобщений на более широкие калибровочные группы ($SU(5)$, $SU(10)$ и т.д.), включая суперсимметричные расширения. В последнее время такие модели рассматриваются как низкоэнергетический предел более общей теории, а именно, теории суперструн, построение которой на сегодняшний день еще не завершено.

Современные струнные модели с необходимостью строятся в пространстве высшего числа измерений и существенно используют идеологию моделей типа Калуцы – Клейна (КК). Нам представляется, что анализ самостоятельных вариантов таких моделей (вне их связи с теорией струн) имеет большой теоретический и методологический интерес.

Напомним, что в классическом варианте теория Калуцы-Клейна строится на многообразии вида $M_{4+d} = V_4 \times B_d$, где V_4 соответствует 4-мерному физическому пространству-времени, а B_d есть компактное («внутреннее») пространство дополнительных измерений, степени свободы которого позволяют геометризовать калибровочные поля – переносчики взаимодействий. Первоначальный 5-мерный вариант теории Калуцы [1], нацеленный на геометризацию электромагнетизма, может быть легко обобщен на случай неабелевых полей за счет увеличения размерности и выбора подходящей топологии пространства B_d. Часто полагают, что последнее должно допускать группу изометрий, изоморфную калибровочной группе. Например, в случае калибровочной группы $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ Стандартной модели соответствующее пространство дополнительных измерений можно выбрать в виде $CP^2 \times S^2 \times S^1$.

Существует, однако, более простой подход, когда дополнительные измерения компактифицированы в обычный тор $S^1\times\ldots\times S^1$, а неабелева структура векторных полей целиком определяется специальным способом их вложения в матрицу метрического тензора. В данной работе мы будем следовать именно этому подходу. Ранее показано [2 – 4], что в рамках 8- и 7-мерной моделей данного типа достигается соответствие с лагранжианом сильного и электрослабого секторов стандартной модели. Существенным при этом является использование конформных преобразований для перенормировки планковских масс векторных бозонов [5].

В данной статье мы даем краткий обзор принципов 8-мерной модели грави-сильных взаимодействий (более детально см. [2, 4]) и анализируем массовый сектор фермионов с учетом выбранной конформной калибровки модели.

2. Краткий обзор 8D теории грави-сильных взаимодействий

В теории используется 8-мерное многообразие $M_8=V_4\times B_4$ сигнатуры $(+---;----)$, где 4-мерная гиперповерхность V_4 отождествляется с физическим пространством-временем, а внутреннее пространство B_4 есть 4-тор $S^1\times S^1\times S^1\times S^1$. Соглашения об индексах: большие латинские (A,B,...=0,...,7) нумеруют координаты в M_8, нижние греческие ($\alpha,\beta,\ldots=0,1,2,3$) относятся к V_4, нижние латинские (a,b,...=4,5,6,7) обозначают координаты в B_4. “Локальные” индексы, нумерующие компоненты величин, спроектированных на тетраду (октаду), заключены в скобки.

Пусть G_{MN} — метрика в M_8. Стандартным образом вводится локальная ортонормированная октада $G_{M(A)}$:

$$G_{M(A)}G^{(A)}_N=G_{MN},\quad G_{M(A)}G^{M}_{(B)}=\eta_{(AB)}, \tag{1}$$

где $\eta_{(AB)}$ — метрика Минковского в касательном пространстве TM^8. Конкретный выбор октадного базиса соответствует выбору обобщенной “системы отсчета” [4,6].

Удобно также использовать усеченный октадный метод (4+1+1+1+1-расщепление), когда из G_{MN} явно выделяется 4D-часть g_{MN}:

$$G_{MN}=g_{MN}+G_{M(s)}G^{(s)}_N,\quad g_{MN}\equiv G_{M(\alpha)}G^{(\alpha)}_N,\quad g_{MA}G^{A}_{(s)}G^{(s)}_N=0. \tag{2}$$

Концепция обобщенной “системы отсчета” предполагает, что наблюдатель оперирует лишь с тензорными величинами, спроецированными на 4D-сечение, характеризуемое тензором g_{MN}, и на направления, определенные тетрадой $G_{A(s)}$, $s=4,5,6,7$. В нашем случае 4D-гиперповерхность совпадает с V_4. Используя произвол в выборе координат x^s, можно осуществить калибровку системы отсчета путем подходящей ориентации координатного базиса по отношению к векторам октады. Мы используем так называемую 4-хронометрическую калибровку [4,5], в которой

$$G_{A(B)}=\begin{pmatrix} G_{\alpha(\beta)} & G_{\alpha(b)} \\ G_{a(\beta)}=0 & G_{a(b)}=diag \end{pmatrix}. \tag{3}$$

В данной калибровке g_{AB} автоматически имеет ненулевые компоненты лишь с 4D-индексами α,β, что позволяет этот тензор с метрикой на V_4. Из физических соображений $g_{\alpha\beta}$ полагается зависящим только от 4D-координат x^μ. Евклидовой структуре метрики на 4-торе отвечают простые условия $G^{a}_{(b)}=\sigma\delta^{a}_{b}$, где σ = const. Четверка векторов $G_{\alpha(s)}$, $s=4\ldots7$, зависит от всех координат x^M и, в соответствии с общими принципами теорий Калуцы-Клейна, содержит информацию о калибровочных бозонах (в нашем случае, глюонах).

Компактификация дополнительных измерений в 4-тор означает, что зависимость всех физических полей от координат имеет следующий характер:

$$\Phi(x^M)=\phi(x^\mu)\exp[ik\beta x^4+i\gamma(\varepsilon_5x^5+\varepsilon_6x^6+\varepsilon_7x^7)], \tag{4}$$

где β, γ характеризуют периоды компактификации, а величины $k,\varepsilon_5,\varepsilon_6,\varepsilon_7$ суть безразмерные целочисленные гармоники. Выделенность координаты x^4 обусловлена тем, что она имеет клейновский характер (ответственна за геометризацию масс частиц), в то время как остальные дополнительные координаты являются калуцевскими, т.е. описывают заряд частиц (здесь – хроматический).

Согласно калибровочной теории сильных взаимодействий, кварки могут находиться в трех цветовых состояниях $q_{(i)},\ i=1,2,3,$ физическая эквивалентность которых выражается в наличии цветовой $SU(3)$-симметрии. В рассматриваемой 8-мерной геометрической теории для описания кварков предлагается использовать следующую зависимость:

$$q_{(1)}\sim\exp(i\gamma x^5),\ q_{(2)}\sim\exp(i\gamma x^6),\ q_{(3)}\sim\exp(i\gamma x^7). \tag{5}$$

Цветовая симметрия означает равенство периодов компактификации калуцевских координат x^5,x^6,x^7, определяющих хроматические заряды соответствующих кварковых состояний согласно (5).

Физические глюонные поля, зависящие от координат x^μ, вводятся как коэффициенты гармонического разложения функций $G_{\alpha(s)}$ на торе:

$$G_{\alpha(s)}\sim a_sA_\alpha+b_sB_\alpha+x_s^\pm X_\alpha^{(\pm)}e^{\pm i\gamma(x^5-x^6)}+y_s^\pm Y_\alpha^{(\pm)}e^{\pm i\gamma(x^5-x^7)}+z_s^\pm Z_\alpha^{(\pm)}e^{\pm i\gamma(x^6-x^7)}, \tag{6}$$

где A_α, B_α — хроматически нейтральные глюонные поля (соответствующие диагональным матрицам Гелл-Манна λ_3,λ_8), $X_\alpha^{(\pm)},Y_\alpha^{(\pm)},Z_\alpha^{(\pm)}$ – 6 заряженных глюонных полей, а безразмерные константы $a_s,b_s,x_\alpha^\pm,y_\alpha^\pm,z_\alpha^\pm$ определяются из принципа соответствия.

Несмотря на то, что разложение (6) формально означает комплексность 8-мерной метрики G_{AB}, в ходе размерной редукции эффективное действие и метрика $g_{\alpha\beta}$ 4D-физического пространства-времени являются вещественными.

Основной объект 8-мерной геометрической теории – 8-мерное действие

$$^8S=\int d^8x\widetilde{L}=\int d^8x\sqrt{-G^{(8)}}\left[-\frac{^8R}{2\kappa c}+\frac{1}{2}i\overline{\Psi}\Gamma^M\nabla_M\Psi\right]+h.c., \tag{7}$$

где $\kappa=8\pi G/c^4$, ^8R есть 8D-скалярная кривизна, $G^{(8)}=\det(G_{MN})$, Γ^M — набор матриц Дирака, удовлетворяющих условию $\{\Gamma^M,\Gamma^N\}=2G^{MN}$; $\Psi(x)$ есть спинорное поле материи, а ∇_M — ковариантная производная спинора. Мы используем стандартную систему единиц h=c=1.

Размерная редукция предполагает интегрирование (“усреднение”) 8D-действия $^8S=\int d^8x\widetilde{L}$ по периодам дополнительных измерений:

$$\int d^8x\widetilde{L}\to\int d^4x\sqrt{-g}\ {}^4L_{eff}, \tag{8}$$

где ${}^4L_{eff}$ — 4D-лагранжиан грави-сильных взаимодействий. Перед усреднением необходимо представить все геометрические величины, входящие в (7), в 4+1+1+1+1-расщепленном виде в соответствии с (2), (3), (5), (6).

Бозонный сектор теории представлен 8D-скалярной кривизной, которая в ходе редукции переходит в выражение [2]:

$$<{}^8R> \;\rightarrow\; {}^4R + L_{Y.-M.SU(3)} + R_{(m)}, \tag{9}$$

где первый член ${}^4R$ — обычная 4D-кривизна (лагранжиан Эйнштейна-Гильберта ОТО). Второй член есть кинетическая часть лагранжиана калибровочных SU(3)-полей. Третье слагаемое $R_{(m)}$ в (9) приводит к проблеме планковских масс векторных полей ($M_{Pl} \cong 10^{19}$ GeV), поскольку содержит квадратичные комбинации производных $\partial_s G_{\alpha(s)},\ r,s = 4,5,6,7$. Их можно перенормировать подходящим конформным преобразованием исходной метрики G_{AB}, так как при этом в (9) появляется дополнительный конформный член, который может скомпенсировать массовое слагаемое $R_{(m)}$ [5].

3. Фермионный сектор 8D КК-теории

Согласно (7), плотность 8-мерного лагранжиана фермионной материи $\Psi(x)$ имеет вид:

$$\widetilde{L}_F = \frac{1}{2}\sqrt{-G^{(8)}}\, i(\overline{\Psi}\Gamma^M \nabla_M \Psi) + h.c. \tag{10}$$

Матрицы Дирака представляются в виде $\Gamma^M = \Gamma^{(A)} G^M_{(A)}$, где $\Gamma^{(A)}$ суть образующие алгебры Клиффорда C(1,7), удовлетворяющие свойству $\{\Gamma^{(A)}, \Gamma^{(B)}\} = 2\eta^{(AB)}$. Дираковское сопряжение определено как $\overline{\Psi} = \Psi^+\Gamma^{(0)}$. Объекты $\Gamma^{(A)}$ в 8D-случае допускают реализацию 16-рядными квадратными матрицами. Соответствующее представление строится на базе обычных 4-мерных дираковских матриц по известным правилам блочного удвоения.

Ковариантная производная спинора есть $\nabla_M \Psi = \partial_M \Psi - T_M \Psi$. Спиновая связность представлена коэффициентами Фока-Иваненко: $T_M = \frac{1}{4}\Delta_{M(AB)}\Gamma^{(A)}\Gamma^{(B)}$, где $\Delta_{M(AB)}$ обозначают коэффициенты вращения Риччи [4, 6].

Легко показать, что оператор $\Gamma^M \partial_M$, записанный в 4+1+1+1+1-расщепленном виде с учетом 4-хронометрической калибровки, имеет вид:

$$\Gamma^M \partial_M = \Gamma^\mu \partial_\mu + \sum_s \sigma G_{\mu(s)} \Gamma^\mu \partial_s + \sum_s \sigma \Gamma^{(s)} \partial_s. \tag{11}$$

Тогда плотность лагранжиана (10) можно записать в виде

$$\widetilde{L}_F = \frac{1}{2}\sqrt{-G^{(8)}}\, i \times \left(\overline{\Psi}\Gamma^\mu \partial_\mu \Psi + \overline{\Psi}\sum_s \sigma G_{\mu(s)}\Gamma^\mu \partial_s \Psi + \overline{\Psi}\sum_s \sigma \Gamma^{(s)}\partial_s \Psi - \overline{\Psi}\Gamma^M T_M \Psi \right) + h.c. =$$
$$= \widetilde{L}_{free} + \widetilde{L}_{\text{int}} + \widetilde{L}_{mass} + \widetilde{L}_{anomal}, \tag{12}$$

где $\widetilde{L}_{free}$ – лагранжиан свободного фермионного поля, $\widetilde{L}_{\text{int}}$ – вклад взаимодействия фермионов с векторными бозонами, $\widetilde{L}_{mass}$ – массовый вклад, а $\widetilde{L}_{anomal}$ – слагаемые, содержащие коэффициенты вращения Риччи и описывающие взаимодействие с гравитацией и аномальные моменты [4].

Рассмотрим массовую часть фермионного лагранжиана:

$$\widetilde{L}_{mass} \equiv \frac{1}{2}\sqrt{-G^{(8)}}\,i\left(\overline{\Psi}\sum_s \sigma\Gamma^{(s)}\partial_s\Psi\right) + h.c. \tag{13}$$

16-компонентное спинорное поле Ψ можно разложить на четыре 4-компонентных спинора ψ_f, f = 1, …, 4:

$$\Psi = \begin{pmatrix}\psi_1\\ \psi_2\\ \psi_3\\ \psi_4\end{pmatrix}, \quad \overline{\Psi} = (\overline{\psi}_4, \overline{\psi}_3, \overline{\psi}_2, \overline{\psi}_1), \quad \overline{\psi} = \psi^+\gamma^{(0)}. \tag{14}$$

Спиноры ψ_f содержат цветовой триплет $q_{(i)}(x^\mu),\ i = 1, 2, 3,$ фундаментального представления группы SU(3) (рассматривается один аромат):

$$\psi_f = c_f\left(q_{(1)}e^{i\gamma x^5} + q_{(2)}e^{i\gamma x^6} + q_{(3)}e^{i\gamma x^7}\right)e^{ik\beta x^4}, \quad f = 1,\ldots,4, \tag{15}$$

где c_f — комплексные константы порядка единицы, а k – целое число.

Отсюда ясно, что выражение (13) действительно носит массовый характер, так как содержит квадратичные комбинации полей $q_{(i)}$.

4. Конформные преобразования в фермионом секторе

При конформных (вейлевских) преобразованиях метрика умножается на ненулевую скалярную функцию $\xi^2(x)$ (конформный фактор, в нашем случае необязательно вещественный): $G_{AB} \to \xi^2(x)G_{AB}$. Геометрические величины, связанные с метрикой, также преобразуются:

$$\Gamma^M \to \xi^{-1}\Gamma^M, \quad \sqrt{-G^{(8)}} \to \xi^8\sqrt{-G^{(8)}}, \quad T_M \to T_M + \frac{1}{4}\partial_L(\ln\xi)\times\left[\Gamma^L, \Gamma_M\right]. \tag{16}$$

Скалярная кривизна (геометрическая часть полного лагранжиана КК-теории) тоже преобразуется, причем добавочный конформный член содержит квадратичные комбинации бозонных полей и позволяет перенормировать их планковские массы подходящим выбором конформного фактора [5].

Конформные преобразования спиноров предполагаются следующими:

$$\Psi(x) \to \xi^\omega(x)\Psi(x), \quad \overline{\Psi}(x) \to \overline{\Psi}(x)\overset{*}{\xi}{}^\omega(x). \tag{17}$$

Значение ω (конформный вес спинорного поля) a priori не фиксировано. Обычно его выбор производится из эвристических соображений: конформной инвариантности уравнений движения или действия, канонической размерности поля и т.д. Так, выбор $\omega = (1 - N)/2$ обеспечивает (при вещественном конформном факторе) конформную инвариантность действия безмассового дираковского поля в N измерениях [7]. Мы рассматриваем общий случай произвольного конформного веса $\omega \neq 0$. В этом случае закон преобразования плотности фермионного лагранжиана (10) выглядит следующим образом:

$$\widetilde{L}_F \to \widetilde{L}'_F = (\overset{*}{\xi}{}^\omega\xi^\omega\xi^7)\frac{1}{2}\sqrt{-G^{(8)}}\,i(\overline{\Psi}\Gamma^M\nabla_M\Psi) + \frac{\Omega(\omega)}{2}\sqrt{-G^{(8)}}\,i(\overline{\Psi}\Gamma^M\Psi)\xi^7(\overset{*}{\xi}{}^\omega\partial_M\xi^\omega) + h.c. \tag{18}$$

где $\Omega(\omega) = 1 + 7/(2\omega)$. (Случай $\omega = 0$ является предельным).

Анализ бозонного сектора [5] показывает, что конформный фактор $\xi(x)$, дающий перенормировку масс векторных бозонов, можно выбрать в виде

$$\xi(x) = \left(1 + \phi_1 e^{i\beta x^4} + \phi_2 e^{-i\beta x^4} + \phi_3 e^{i\gamma(x^5+x^6+x^7)} + \phi_4 e^{-i\gamma(x^5+x^6+x^7)}\right)^{1/3}, \tag{19}$$

где ϕ_i (i=1...4) — некоторые малые величины.

В ранних вариантах рассматриваемой КК-теории [8] коэффициенты ϕ_i зависели от координат x^μ и рассматривались как скалярные поля в 4D-пространстве-времени (и могли играть роль хиггсовского поля). В данной работе мы для простоты полагаем их константами.

Учет конформных преобразований в фермионном секторе приводит к тому, что процедура размерной редукции (включающая усреднение по дополнительным координатам) применяется к лагранжиану, модифицированному согласно (18).

5. Массы фермионов в 8D-теории

Рассмотрим массовую часть (13) фермионного лагранжиана:

$$\widetilde{L}_{mass} = \frac{1}{2}\sqrt{-G^{(8)}}\, i\sigma\overline{\Psi}\sum_{s=4}^{7}\Gamma^{(s)}\partial_s\Psi + h.c. \tag{20}$$

При конформных преобразованиях данное выражение модифицируется следующим образом:

$$\widetilde{L}'_{mass} = (\overset{*}{\xi}{}^{\omega}\xi^{\omega}\xi^{7})\frac{1}{2}\sqrt{-G^{(8)}}\, i\sigma\overline{\Psi}\sum_{s}\Gamma^{(s)}\partial_s\Psi + \frac{\Omega(\omega)}{2}\sqrt{-G^{(8)}}\, i\sigma\sum_{s}(\overline{\Psi}\Gamma^{(s)}\Psi)\xi^{7}(\overset{*}{\xi}{}^{\omega}\partial_s\xi^{\omega}) + h.c. \tag{21}$$

Данное выражение необходимо представить в терминах кварковых полей согласно (14), (15) и проинтегрировать (усреднить) по $x^s,\ s = 4\ldots 7$. Легко показать, что усреднение можно проводить независимо для комбинаций, содержащих конформный фактор, и комбинаций вида $\overline{\Psi}\Gamma^{(s)}\Psi$. Опуская непосредственное, но несколько громоздкое вычисление, приводим результат во 2-м порядке по φ_i:

$$< \widetilde{L}'_{mass} > = -\frac{\sqrt{-G^{(8)}}}{2}\sigma\sum_{i=1}^{3}\overline{q}_{(i)}\left[\gamma F(\operatorname{Re} A + 3\Omega(\omega)B_2)I + \beta F_4(k\operatorname{Re} A + \Omega(\omega)B_1)i\gamma_5\right]q_{(i)}, \tag{22}$$

где введены следующие обозначения:

$$F_1 = (c_1^*c_1 - c_2^*c_2 + c_3^*c_3 - c_4^*c_4), \quad F_2 = i(c_2^*c_1 - c_1^*c_2 + c_4^*c_3 - c_3^*c_4),$$

$$F_3 = i(c_4^*c_1 + c_3^*c_2 - c_2^*c_3 - c_1^*c_4), \quad F_4 = (c_1^*c_1 + c_2^*c_2 + c_3^*c_3 + c_4^*c_4),$$

$$A = 2 + \frac{2\omega}{3}\left(\frac{\omega}{3} - 1\right)\left(\phi_1^*\phi_2^* + \phi_3^*\phi_4^*\right) + \frac{2(\omega+7)(\omega+4)}{9}\left(\phi_1\phi_2 + \phi_3\phi_4\right) + \frac{2\omega(\omega+7)}{9}\sum_{i=1}^{4}|\phi_i|^2$$

$$B_1 = \frac{2\omega^2}{9}\left(|\phi_1|^2 - |\phi_2|^2\right), \quad B_2 = \frac{2\omega^2}{9}\left(|\phi_3|^2 - |\phi_4|^2\right). \tag{23}$$

Разложим кварковое поле q на левое и правое поля $q_L = 1/2(1-\gamma_5)q,\ q_R = 1/2(1+\gamma_5)q$ и переопределим их унитарным фазовым вращением

$$\begin{pmatrix} q_L \\ q_R \end{pmatrix} \to \begin{pmatrix} e^{i\phi} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \qquad \phi = \frac{1}{2}Arg\left[\gamma F(\operatorname{Re} A + 3\Omega(\omega)B_2) + i\beta F_4(k\operatorname{Re} A + \Omega(\omega)B_1)\right], \tag{24}$$

что окончательно приводит квадратичную форму (22) к виду

$$< \widetilde{L}'_{mass} > = -\sqrt{-G^{(8)}} \times m_q\sum_{i=1}^{3}\overline{q}_{(i)}q_{(i)}, \tag{25}$$

где токовая масса m_q кваркового поля $q = (q_{(1)}, q_{(2)}, q_{(3)})$ после нормировки на коэффициент при кинетическом члене равна

$$m_q = \frac{\sigma}{F_4 \operatorname{Re} A} \sqrt{\gamma^2 F^2 (\operatorname{Re} A + 3\Omega(\omega) B_2)^2 + \beta^2 F_4{}^2 (k \operatorname{Re} A + \Omega(\omega) B_1)^2} \quad (26)$$

Анализ показывает, что при выборе k=0 и $\gamma F \sim 1$ (этого всегда можно достичь, если константы c_f очень близки друг к другу) и с учетом малости величин ϕ_i (так что $\beta B_1 << M_{Pl}$) масса фермионов $m_q \sim \sqrt{\gamma^2 F^2 + \beta^2 B_1{}^2}$ имеет физически приемлемый (не планковский) порядок и состоит из двух вкладов – собственного $(\sim \gamma F)$ и конформного $(\sim \beta B_1)$. Если же $F = 0$ (если положить все коэффициенты c_f одинаковыми, что выглядит естественно из соображений симметрии и минимизации числа свободных параметров), то собственная массовая часть исчезает, и вклад в массу оказывается чисто конформным: $m_q \cong \sigma\beta|\Omega(\omega)B_1|/2 << M_{Pl}$. Заметим, что он отличен от нуля при $\omega \neq -7/2$, т.е. определяется отклонением конформного веса спинорного поля Ψ от его канонической размерности. Данный вариант интересен, так как демонстрирует возможный механизм генерации масс фермионов, полностью обусловленный скалярным полем конформного фактора, что может рассматриваться как геометрический аналог механизма Хиггса в Стандартной модели.

Авторам представляется, что полученные результаты представляют интерес в рамках многомерных теорий Калуцы – Клейна, идеи и методы которых широко используются в современной теоретической физике, в частности, в контексте многочисленных струнных моделей.

Библиографический список

Kaluza, T. Zum Unitätsproblem in der Physik / T. Kaluza // Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin, Math. Phys. – 1921. – K1. – P. 966.

Vladimirov Yu.S., Gubanov A.N. 8-Dimensional Geometric Model of Gravi-Strong Interaction / Yu.S.Vladimirov, A.N.Gubanov // Grav. and Cosmol. – 1998. – V. 4. – P. 193-198.

Vladimirov Yu.S., Minkov A.G., 7-Dimensional geometric model of gravi-electroweak interactions / Yu.S. Vladimirov, A.G. Minkov // Grav. and Cosmol. – 1998. – V.4, N.2. – p. 103-106.

Владимиров, Ю.С. Геометрофизика [Текст] / Ю.С. Владимиров. – М.: БИНОМ, 2005.

Klimenkov V.A., Vladimirov Yu.S. Renormalization of Planck masses of vector bosons in the eight-dimensional geometric theory / V.A.Klimenkov, Yu.S.Vladimirov // Grav. and Cosmol. – 2004. – V.10. – P.77-82.

Владимиров, Ю.С. Системы отсчета в теории гравитации [Текст] / Ю.С. Владимиров. – М.: Энергоиздат, 1982.

Биррелл, Н., Девис, П. Квантованные поля в искривленном пространстве-времени [Текст] / Н. Биррелл, П. Девис. – М.: Мир, 1984.

Владимиров, Ю.С. Размерность физического пространства-времени и объединение взаимодействий [Текст] / Ю.С. Владимиров. – М.: Изд-во МГУ, 1987.

А.С. Киселев

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ПРОБЛЕМА В ПЯТИМЕРНОМ ПРОСТРАНСТВЕ-ВРЕМЕНИ

В работе получен ряд решений для пятимерной изотропной космологической модели, построенной на базе ОТО. Материя, заполняющая Вселенную, представлялась в виде идеальной жидкости. Показано, что в рамках пятимерной космологии можно объяснить современные наблюдаемые данные о характере эволюции Вселенной.

Ключевые слова: пятимерная космология, эволюция Метагалактики, ускоренное расширение.