

ГЕОМЕТРИЗИРОВАННАЯ ФИЗИКА ВАКУУМА. ЧАСТЬ III. ИСКРИВЛЕННЫЙ УЧАСТОК ВАКУУМА

Михаил Батанов-Гахман¹

(1) Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),
Институт № 2 “Авиационные и ракетные двигатели и энергетические установки”,
ул. Волоколамское шоссе 4, Москва – Россия, 125993
(e-mail: alsignat@yandex.ru)

АННОТАЦИЯ

Данная статья является третьей частью научного проекта под общим названием «Геометризированная физика вакуума на основе Алгебры сигнатур». В первых двух статьях [1,2] исследовалась идеальная (т.е. неискривленная и неподвижная) локальная область вакуума и были заложены основы Алгебры сигнатур. В этой статье рассмотрены возможности описания искривленного и подвижного состояния той же области вакуума на основании математического аппарата Алгебры сигнатур. Раскрыты причины многостороннего и многослойного рассмотрения вакуумной протяженности и скручивания внутри-вакуумных процессов в спиралевидные жгуты. Введен тензор 4-деформаций и компоненты вектора относительного удлинения при двухстороннем и 16-стороннем рассмотрении искривлений локальной области вакуума. На основании кинематических моделей высказаны предположения: об инертных свойствах вакуумных слоев; о возможности смещения вакуумных слоев относительно друг друга со скоростью, значительно превышающей скорость света; о возможности «разрыва» локальной области вакуума. Предложенные кинематические модели движения вакуумных слоев могут потужить теоретическим основанием для развития «нулевых» (т.е. вакуумных) технологий.

ABSTRACT

This article is the third part of a scientific project under the general title "Geometrized vacuum physics based on the Algebra of Signatures". In the first two papers [1,2], the ideal (i.e., non-curved and immobile) local region of vacuum was studied and the foundations of the Algebra of Signatures were laid. This article considers the possibilities of describing the curved and moving state of the same vacuum region on the basis of the mathematical apparatus of the Algebra of Signatures. The reasons for the multilateral consideration of vacuum extension and twisting of intra-vacuum processes into spiral bundles are disclosed. The 4-strain tensor and components of the relative elongation vector are introduced for two-sided and 16-sided consideration of the curvature of the local vacuum region. On the basis of kinematic models, the following assumptions were made: about the inert properties of vacuum layers; about the possibility of displacement of vacuum layers relative to each other at a speed significantly exceeding the speed of light; about the possibility of "rupture" of the local region of vacuum. The proposed kinematic models of the movement of vacuum layers can be a theoretical basis for the development of "zero" (i.e., vacuum) technologies.

Ключевые слова: вакуум, геометризированная физика вакуума, сигнатура, алгебра сигнатур.

Keywords: vacuum, geometrized vacuum physics, signature, algebra of signature.

ПРЕДЫСТОРИЯ И ВВЕДЕНИЕ

Данная работа является третьей из цикла статей под общим названием «Геометрическая физика вакуума». В предыдущих двух статьях [1, 2] были изложены основы Алгебры сигнатур и Алгебры сигнатур, полученные на основании исследования идеальной (т.е. неискривленной и неподвижной) области вакуума.

В этой статье рассмотрена возможность расширения возможностей Алгебры сигнатур для описания искривлений того же участка вакуума.

В §1 статьи [1] было показано, что в результате зондирования идеального участка вакуума лучами света с длиной волны $\lambda_{m,n}$ (из поддиапазона $\Delta\lambda = 10^m \div 10^n$ см) с трех взаимно перпендикулярных направлений, получается световая кубическая решетка (смотрите рис. 1 статье [1]). Такая высвеченная из пустоты решетка с длиной ребра кубической ячейки $\varepsilon_{m,n} \sim 100\lambda_{m,n}$ (рис. 1 в [1]), была названа $\lambda_{m,n}$ -вакуумом (или $3D_{m,n}$ -ландшафтом).

Также в статье [1] было показано, что если аналогичным образом прозондировать исследуемый участок идеального вакуума лучами света с другими длинами волн, то получим бесконечное количество $\lambda_{m,n}$ -вакуумов (т.е. $3D_{m,n}$ -решеток с длиной ребра кубической ячейки $\varepsilon_{m,n} \sim 100 \cdot \lambda_{m,n}$) вложенных друг в друга подобно матрешкам (рис. 1, или рис. 2 в статье [1]).

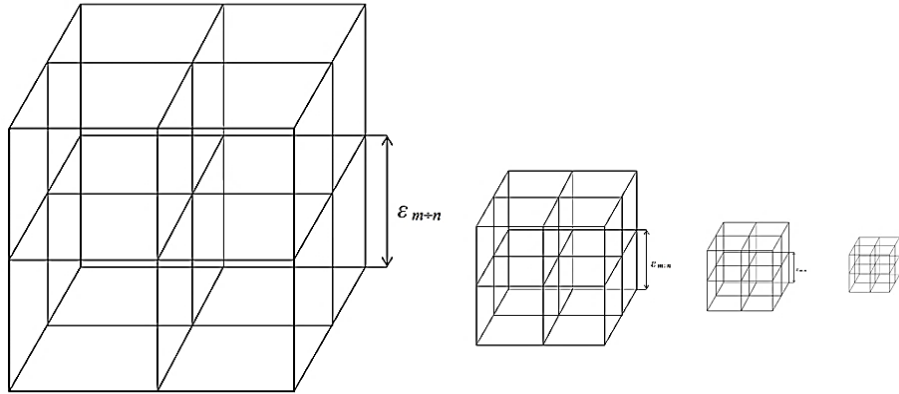


Рис. 1: Дискретный набор вложенных друг в друга $\lambda_{m,n}$ -вакуумов одного и того же 3-мерного объема пустоты, где $\lambda_{m,n} > \lambda_{m+1,n+1} > \lambda_{m+2,n+2} > \lambda_{m+3,n+3} \dots$

Как уже отмечалось в §2 статьи [1], если исследуемый участок вакуума не искривлен, то все $\lambda_{m,n}$ -вакуумы будут представляться в виде идеальных кубических $3D_{m,n}$ -решеток, которые отличаются друг от друга только длиной ребра кубической ячейки $\varepsilon_{m,n} \sim 10^2 \lambda_{m,n}$ (рис. 1).

Однако, если исследуемый участок вакуума искривлен, то все $\lambda_{m,n}$ -вакуумы будут несколько отличаться друг от друга в силу того, что лучи света (т.е. эйконалы) с разной длиной волны имеют разную толщину (т.е. круговое сечение эйконала, рис. 2, или рис. 3 в [1]), что приводит к усреднению искривлений вакуума в пределах толщины луча.

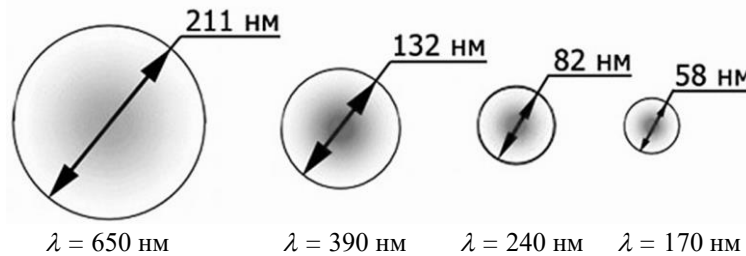


Рис. 2: Экспериментальные данные о толщине луча лазера в зависимости от длины волны λ соответствующего монохроматического излучения

В этом случае каждый $\lambda_{m,n}$ -вакуум (т.е. световой $3D_{m,n}$ -ландшафт) будет уникальным. То есть каждый $\lambda_{m,n}$ -вакуум – это только один 3-мерный «срез» искривленной области вакуума. Для полного описания искривленного участка вакуума необходимо иметь бесконечный набор искривленных $\lambda_{m,n}$ -вакуумов, вложенных друг в друга (смотрите рис. 3 или рис. 4 в [1]).

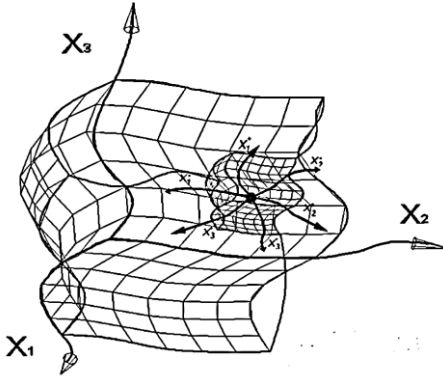


Рис. 3: Иллюстрация искривленного $\lambda_{m,n}$ -вакуума, вложенного в искривленный $\lambda_{f,d}$ -вакуум (где $\lambda_{f,d} > \lambda_{m,n}$)

Таким образом, локальный объем искривленного участка вакуума – это бесконечно сложная система состоящая из бесконечного количества вложенных друг в друга $\lambda_{m,n}$ -вакуумов.

Ситуация однако упрощается тем, что во всем изученном диапазоне длин электромагнитных волн все $\lambda_{m,n}$ -вакуумы подчиняются одним и тем же физическим и геометрическим законам. Поэтому методика описания одного искривленного участка $\lambda_{k,r}$ -вакуума автоматически распространяются на все остальные $\lambda_{m,n}$ -вакуумы.

Ниже развивается математический аппарат Алгебры стигматур, предназначенный для исследования локального объема только одного искривленного $\lambda_{m,n}$ -вакуума. Но этот математический аппарат пригоден для исследования не только всех $\lambda_{m,n}$ -вакуумов, но и любых других деформированных сплошных сред, в которых волновые возмущения распространяются с постоянной скоростью.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОД

1 Искривленный участок $\lambda_{m,n}$ -вакуума

Рассмотрим искривленный участок вакуума. Если длина волны $\lambda_{m,n}$ пробных монохроматических лучей света значительно меньше размеров неровностей вакуума, то на этом участке кубическая ячейка $\lambda_{m,n}$ -вакуума (т.е. кубическая ячейка $3D_{m,n}$ -ландшафта, ограниченная этими лучами) будет искривлена (рис. 4а).

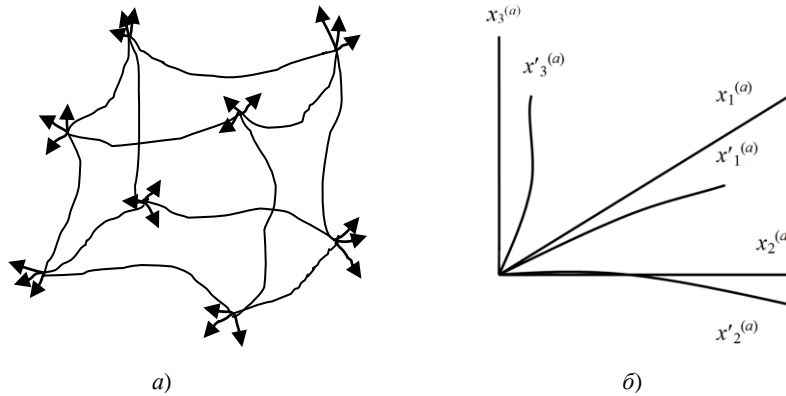


Рис. 4: а) Искривлённая кубическая ячейка $\lambda_{m,n}$ -вакуума;
б) Один из углов искривленной кубической ячейки $\lambda_{m,n}$ -вакуума

Рассмотрим одну из восьми вершин искривленного куба $\lambda_{m,n}$ -вакуума (рис. 4а). Заменяем искаженные ребра, выходящие из данной вершины, искаженными осями криволинейной системы координат $x'^{0(a)}, x'^{1(a)}, x'^{2(a)}, x'^{3(a)}$ (рис. 4б). Те же ребра исходного, идеального куба обозначим псевдодекартовой системой координат $x^{0(a)}, x^{1(a)}, x^{2(a)}, x^{3(a)}$.

В районе вершины рассматриваемого угла (рис. 4б), его искажения можно разложить на две составляющие: 1) изменение длин (сжатие или расширение) осей $x'^{0(a)}, x'^{1(a)}, x'^{2(a)}, x'^{3(a)}$ при сохранении прямых углов между этими осями; 2) отклонения углов между осями $x'^{0(a)}, x'^{1(a)}, x'^{2(a)}, x'^{3(a)}$ от прямых углов (т.е. 90°) при сохранении их длин.

Рассмотрим данные искажения по отдельности.

1) Пусть возле вершины при искривлении изменились только длины осей $x'^{0(a)}, x'^{1(a)}, x'^{2(a)}, x'^{3(a)}$, тогда эти оси можно выразить через оси исходного идеального куба $x^{0(a)}, x^{1(a)}, x^{2(a)}, x^{3(a)}$ с помощью соответствующих преобразований координат [3]:

$$\begin{aligned} x'^{0(a)} &= \alpha_{00}^{(a)} x^{0(a)} + \alpha_{01}^{(a)} x^{1(a)} + \alpha_{02}^{(a)} x^{2(a)} + \alpha_{03}^{(a)} x^{3(a)}; \\ x'^{1(a)} &= \alpha_{10}^{(a)} x^{0(a)} + \alpha_{11}^{(a)} x^{1(a)} + \alpha_{12}^{(a)} x^{2(a)} + \alpha_{13}^{(a)} x^{3(a)}; \\ x'^{2(a)} &= \alpha_{20}^{(a)} x^{0(a)} + \alpha_{21}^{(a)} x^{1(a)} + \alpha_{22}^{(a)} x^{2(a)} + \alpha_{23}^{(a)} x^{3(a)}; \\ x'^{3(a)} &= \alpha_{30}^{(a)} x^{0(a)} + \alpha_{31}^{(a)} x^{1(a)} + \alpha_{32}^{(a)} x^{2(a)} + \alpha_{33}^{(a)} x^{3(a)}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\text{где } \alpha_{ij}^{(a)} = dx'^{i(a)} / dx^{j(a)} \quad (2)$$

– якобиан преобразования, или компоненты тензора удлинений.

2) Пусть теперь возле вершины искажения связаны только с изменением углов между осями системы координат $x'^{0(a)}, x'^{1(a)}, x'^{2(a)}, x'^{3(a)}$, а длины этих осей остаются неизменными. В этом случае достаточно рассмотреть только изменение углов между базисными векторами $\mathbf{e}'_0{}^{(a)}, \mathbf{e}'_1{}^{(a)}, \mathbf{e}'_2{}^{(a)}, \mathbf{e}'_3{}^{(a)}$ искаженной системы отсчета.

Из векторного анализа известно, что базисные вектора искаженного 4-базиса $\mathbf{e}'_0{}^{(a)}, \mathbf{e}'_1{}^{(a)}, \mathbf{e}'_2{}^{(a)}, \mathbf{e}'_3{}^{(a)}$ могут быть выражены через исходные базисные вектора $\mathbf{e}_0{}^{(a)}, \mathbf{e}_1{}^{(a)}, \mathbf{e}_2{}^{(a)}, \mathbf{e}_3{}^{(a)}$ ортогонального 4-базиса посредством следующей системы линейных уравнений [3]:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}'_0{}^{(a)} &= \beta^{00(a)} \mathbf{e}_0{}^{(a)} + \beta^{01(a)} \mathbf{e}_1{}^{(a)} + \beta^{02(a)} \mathbf{e}_2{}^{(a)} + \beta^{03(a)} \mathbf{e}_3{}^{(a)}; \\ \mathbf{e}'_1{}^{(a)} &= \beta^{10(a)} \mathbf{e}_0{}^{(a)} + \beta^{11(a)} \mathbf{e}_1{}^{(a)} + \beta^{12(a)} \mathbf{e}_2{}^{(a)} + \beta^{13(a)} \mathbf{e}_3{}^{(a)}; \\ \mathbf{e}'_2{}^{(a)} &= \beta^{20(a)} \mathbf{e}_0{}^{(a)} + \beta^{21(a)} \mathbf{e}_1{}^{(a)} + \beta^{22(a)} \mathbf{e}_2{}^{(a)} + \beta^{23(a)} \mathbf{e}_3{}^{(a)}; \\ \mathbf{e}'_3{}^{(a)} &= \beta^{30(a)} \mathbf{e}_0{}^{(a)} + \beta^{31(a)} \mathbf{e}_1{}^{(a)} + \beta^{32(a)} \mathbf{e}_2{}^{(a)} + \beta^{33(a)} \mathbf{e}_3{}^{(a)}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\text{где } \beta^{pm(a)} = (\mathbf{e}'_p{}^{(a)} \cdot \mathbf{e}_m{}^{(a)}) = \cos(\mathbf{e}'_p{}^{(a)} \wedge \mathbf{e}_m{}^{(a)}) \quad (4)$$

– направляющие косинусы.

Системы уравнений (1) и (3) могут быть представлены в компактном виде:

$$x'^i{}^{(a)} = \alpha_{ij}^{(a)} x^{j(a)}, \quad (5)$$

$$\mathbf{e}'_p{}^{(a)} = \beta^{pm(a)} \mathbf{e}_m{}^{(a)}. \quad (6)$$

здесь и далее используется «правило суммирования Эйнштейна».

Для примера, запишем вектор (48) в [1]

$$ds'^{(7)} = \mathbf{e}'_i{}^{(7)} dx'^i{}^{(7)}. \quad (7)$$

в искаженном 4-базисе, с учетом выражений (5) и (6) вектор (7) можно представить в виде

$$ds'^{(7)} = \beta^{pm(7)} \mathbf{e}_m{}^{(7)} \alpha_{pj}^{(7)} dx^{j(7)}. \quad (8)$$

Искажения остальных 7 трехгранных углов искривленного куба $\lambda_{m,n}$ -вакуума (рис. 4) (т.е. пятнадцати оставшихся 4-базисов, показанных рис. 5, или рис. 7 в [1]), описываются аналогичным образом.

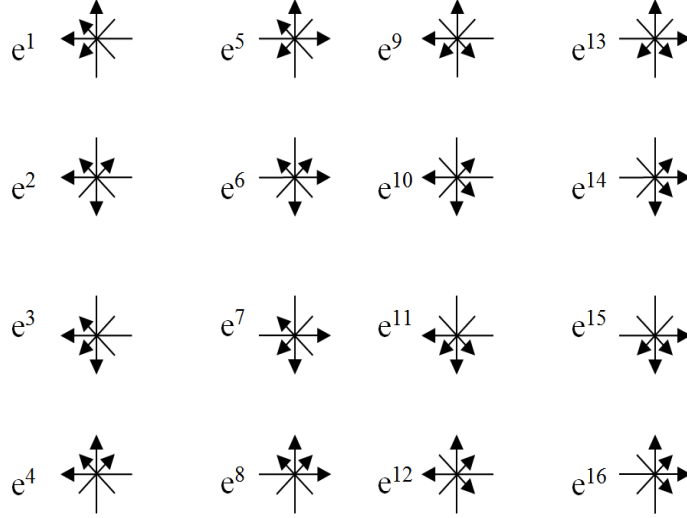


Рис. 5: Шестнадцать 4-базисов, связанных с восемью углами куба $\lambda_{m,n}$ -вакуума (повторение рис. 7 в [1])

Таким образом, все шестнадцать 4-базисов (смотрите рис. 5), связанных с искаженными трехгранными углами куба $\lambda_{m,n}$ -вакуума (рис. 4) могут быть представлены векторами

$$ds'^{(a)} = \beta^{pm(a)} \mathbf{e}_m^{(a)} \alpha_{pj}^{(a)} dx^{j(a)}, \quad (9)$$

где $a = 1, 2, \dots, 16$.

2 Искривленные метрические 4-пространства

Рассмотрим два вектора (48) и (49) в [1], заданных в 5-м и 7-м искривленных аффинных пространствах

$$ds'^{(5)} = \beta^{ln(5)} \mathbf{e}_n^{(5)} \alpha_{lj}^{(5)} dx^j, \quad (10)$$

$$ds'^{(7)} = \beta^{pm(7)} \mathbf{e}_m^{(7)} \alpha_{pi}^{(7)} dx^i. \quad (11)$$

Найдем скалярное произведение этих векторов

$$ds'^{(7,5)2} = ds'^{(7)} ds'^{(5)} = \beta^{pm(7)} \mathbf{e}_m^{(7)} \alpha_{pi}^{(7)} \beta^{ln(5)} \mathbf{e}_n^{(5)} \alpha_{lj}^{(5)} dx^i dx^j = c_{ij}^{(7,5)} dx^i dx^j, \quad (12)$$

$$\text{где } c_{ij}^{(7,5)} = \beta^{pm(7)} \mathbf{e}_m^{(7)} \alpha_{pi}^{(7)} \beta^{ln(5)} \mathbf{e}_n^{(5)} \alpha_{lj}^{(5)} \quad (13)$$

– компоненты метрического тензора (7,5)-го метрического 4-пространства.

Таким образом, получена метрика (7,5)-го метрического 4-пространства

$$ds'^{(7,5)2} = c_{ij}^{(7,5)} dx^i dx^j \quad (14)$$

с сигнатурой (53) в [1] (+ + + −) и метрическим тензором

$$c_{ij}^{(7,5)} = \begin{pmatrix} c_{00}^{(7,5)} & c_{10}^{(7,5)} & c_{20}^{(7,5)} & c_{30}^{(7,5)} \\ c_{01}^{(7,5)} & c_{11}^{(7,5)} & c_{21}^{(7,5)} & c_{31}^{(7,5)} \\ c_{02}^{(7,5)} & c_{12}^{(7,5)} & c_{22}^{(7,5)} & c_{32}^{(7,5)} \\ c_{03}^{(7,5)} & c_{13}^{(7,5)} & c_{23}^{(7,5)} & c_{33}^{(7,5)} \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Аналогично, скалярное попарное произведение двух любых из 16-и векторов (9)

$$ds'^{(a)} = \beta^{pm(a)} \mathbf{e}_m^{(a)} \alpha_{pi}^{(a)} dx^i, \quad (16)$$

$$ds'^{(b)} = \beta^{ln(b)} \mathbf{e}_n^{(b)} \alpha_{lj}^{(b)} dx^j \quad (17)$$

приводит к формированию атласа, состоящего из $16 \times 16 = 256$ всевозможных искривленных 4-листов (т.е. метрических 4-пространств) с метриками

$$ds'^{(a,b)2} = c_{ij}^{(a,b)} dx^i dx^j, \quad (18)$$

где $a = 1, 2, 3, \dots, 16$; $b = 1, 2, 3, \dots, 16$, с соответствующими сигнатурами (11) в [2] и метрическими тензорами

$$c_{ij}^{(a,b)} = \begin{pmatrix} c_{00}^{(a,b)} & c_{10}^{(a,b)} & c_{20}^{(a,b)} & c_{30}^{(a,b)} \\ c_{01}^{(a,b)} & c_{11}^{(a,b)} & c_{21}^{(a,b)} & c_{31}^{(a,b)} \\ c_{02}^{(a,b)} & c_{12}^{(a,b)} & c_{22}^{(a,b)} & c_{32}^{(a,b)} \\ c_{03}^{(a,b)} & c_{13}^{(a,b)} & c_{23}^{(a,b)} & c_{33}^{(a,b)} \end{pmatrix}, \quad (19)$$

$$\text{где } c_{ij}^{(a,b)} = \beta^{pm(a)} \mathbf{e}_m^{(a)} \alpha_{pi}^{(a)} \beta^{ln(b)} \mathbf{e}_n^{(b)} \alpha_{lj}^{(b)} \quad (20)$$

– компоненты метрического тензора (a,b) -го искривленного метрического 4-пространства.

3 Первый этап компактификации искривленных измерений

Подобно тому, как это было сделано в §3 в [2], на первом этапе компактификация дополнительных искривленных математических измерений в Алгебре сигнатур выполняется усреднение метрических 4-пространств с одной и той же сигнатурой.

Например, для метрик с сигнатурой $(- + - +)$ имеем следующий усредненный метрический тензор

$$c_{ij}^{(p)} = \begin{pmatrix} c_{00}^{(p)} & c_{10}^{(p)} & c_{20}^{(p)} & c_{30}^{(p)} \\ c_{01}^{(p)} & c_{11}^{(p)} & c_{21}^{(p)} & c_{31}^{(p)} \\ c_{02}^{(p)} & c_{12}^{(p)} & c_{22}^{(p)} & c_{32}^{(p)} \\ c_{03}^{(p)} & c_{13}^{(p)} & c_{23}^{(p)} & c_{33}^{(p)} \end{pmatrix} = \frac{1}{16} \left\{ \begin{aligned} & \begin{pmatrix} c_{00}^{(14,2)} & c_{10}^{(14,2)} & c_{20}^{(14,2)} & c_{30}^{(14,2)} \\ c_{01}^{(14,2)} & c_{11}^{(14,2)} & c_{21}^{(14,2)} & c_{31}^{(14,2)} \\ c_{02}^{(14,2)} & c_{12}^{(14,2)} & c_{22}^{(14,2)} & c_{32}^{(14,2)} \\ c_{03}^{(14,2)} & c_{13}^{(14,2)} & c_{23}^{(14,2)} & c_{33}^{(14,2)} \end{pmatrix} + \\ & \begin{pmatrix} c_{00}^{(13,1)} & c_{10}^{(13,1)} & c_{20}^{(13,1)} & c_{30}^{(13,1)} \\ c_{01}^{(13,1)} & c_{11}^{(13,1)} & c_{21}^{(13,1)} & c_{31}^{(13,1)} \\ c_{02}^{(13,1)} & c_{12}^{(13,1)} & c_{22}^{(13,1)} & c_{32}^{(13,1)} \\ c_{03}^{(13,1)} & c_{13}^{(13,1)} & c_{23}^{(13,1)} & c_{33}^{(13,1)} \end{pmatrix} + \\ & \dots \\ & \begin{pmatrix} c_{00}^{(1,13)} & c_{10}^{(1,13)} & c_{20}^{(1,13)} & c_{30}^{(1,13)} \\ c_{01}^{(1,13)} & c_{11}^{(1,13)} & c_{21}^{(1,13)} & c_{31}^{(1,13)} \\ c_{02}^{(1,13)} & c_{12}^{(1,13)} & c_{22}^{(1,13)} & c_{32}^{(1,13)} \\ c_{03}^{(1,13)} & c_{13}^{(1,13)} & c_{23}^{(1,13)} & c_{33}^{(1,13)} \end{pmatrix} \end{aligned} \right\}, \quad (21)$$

где p соответствует 14-й сигнатуре $(-+-+)$, согласно следующей условной нумерации сигнатур:

$$\text{sign}(c_{ij}^{(p)}) = \begin{pmatrix} (+ + + +)^1 & (+ + + -)^5 & (- + + -)^9 & (+ + - +)^{13} \\ (- - - +)^2 & (- + + +)^6 & (- - + +)^{10} & (- + - +)^{14} \\ (+ - - +)^3 & (+ + - -)^7 & (+ - - -)^{11} & (+ - + +)^{15} \\ (- - + -)^4 & (+ - + -)^8 & (- + - -)^{12} & (- - - -)^{16} \end{pmatrix} \quad (22)$$

Данная матрица с пронумерованными сигнатурами соответствует матрице сигнатур (32) в [2].

В результате выполнения операции (21) получается усредненная метрика

$$\langle ds^{(-+-+)^2} \rangle = c_{ij}^{(14)} dx^i dx^j, \text{ с сигнатурой } (-+-+). \quad (23)$$

Аналогично, в результате усреднения типа (21) – (23) из 256 метрик (18) искривленных метрических 4-пространств можно получить $256 : 16 = 16$ усредненных метрик с 16-ю возможными сигнатурами

$$\begin{aligned} \langle ds^{(+--+)^2} \rangle & \quad \langle ds^{(++++)^2} \rangle & \quad \langle ds^{(----)^2} \rangle & \quad \langle ds^{(+--+)^2} \rangle \\ \langle ds^{(---+)^2} \rangle & \quad \langle ds^{(+---)^2} \rangle & \quad \langle ds^{(-+--)^2} \rangle & \quad \langle ds^{(+--+)^2} \rangle \\ \langle ds^{(-+++)^2} \rangle & \quad \langle ds^{(----)^2} \rangle & \quad \langle ds^{(+++ -)^2} \rangle & \quad \langle ds^{(-++-)^2} \rangle \\ \langle ds^{(+--+)^2} \rangle & \quad \langle ds^{(---+)^2} \rangle & \quad \langle ds^{(+--+)^2} \rangle & \quad \langle ds^{(---+)^2} \rangle, \end{aligned} \quad (24)$$

где $\langle \rangle$ - означает усреднение.

Если аддитивное наложение (или усреднение) всех этих 16-ти усредненных метрик (24) приравнять нулю

$$\begin{aligned} ds_\Sigma^2 = \frac{1}{16} \sum_{p=1}^{16} c_{ij}^{(p)} dx^i dx^j = \frac{1}{16} [& c_{ij}^{(1)} dx^i dx^j + c_{ij}^{(2)} dx^i dx^j + c_{ij}^{(3)} dx^i dx^j + c_{ij}^{(4)} dx^i dx^j + \\ & + c_{ij}^{(5)} dx^i dx^j + c_{ij}^{(6)} dx^i dx^j + c_{ij}^{(7)} dx^i dx^j + c_{ij}^{(8)} dx^i dx^j + \\ & + c_{ij}^{(9)} dx^i dx^j + c_{ij}^{(10)} dx^i dx^j + c_{ij}^{(11)} dx^i dx^j + c_{ij}^{(12)} dx^i dx^j + \\ & + c_{ij}^{(13)} dx^i dx^j + c_{ij}^{(14)} dx^i dx^j + c_{ij}^{(15)} dx^i dx^j + c_{ij}^{(16)} dx^i dx^j] = 0, \end{aligned} \quad (25)$$

то данное выражение можно использовать для в среднем плоского $\lambda_{m,n}$ -вакуума. Вместе с тем оно является условием соблюдения $\lambda_{m,n}$ -вакуумного баланса.

Напомним, что «условие вакуумного баланса» было сформулировано в введении статьи [1], и это базовое утверждение о том, что, в частности, какие бы выпукло-вогнутые искривления (флуктуации) не происходили бы с локальным участком $\lambda_{m,n}$ -вакуума, в среднем по всей данной области они равны нулю.

В этом случае все $16 \times 16 = 256$ компонентов 16-ти усредненных метрических тензоров $c_{ij}^{(p)}$ могут быть случайными функциями времени. Но, согласно условию $\lambda_{m,n}$ -вакуумного баланса, эти метрико-динамические флуктуации должны так переливаться друг в друга, чтобы суммарная метрика (25) в среднем оставалась равной нулю.

На основании суммарной метрики (25) может быть развита $\lambda_{m,n}$ -вакуумная термодинамика, рассматривающая сложнейшие, около-нулевые «переливания» локальных $\lambda_{m,n}$ -вакуумных искривлений. Могут быть введены представления о $\lambda_{m,n}$ -вакуумной энтропии и температуре (суть хаотичности и интенсивности локальных $\lambda_{m,n}$ -вакуумных флуктуаций). Можно говорить об «охлаждении» $\lambda_{m,n}$ -вакуума до «замораживания», о его «подогреве» до «испарения» и о многих других эффектах, схожих с процессами, протекающими в атомистических сплошных средах.

Особенности $\lambda_{m,n}$ -вакуумной термодинамики связаны с процессами, когда градиенты $\lambda_{m,n}$ -вакуумных флуктуаций приближаются к скорости света ($dc_{ij}^{(p)}/dx_a \sim c$) или к нулю ($dc_{ij}^{(p)}/dx_a \sim 0$). Детальное рассмотрение $\lambda_{m,n}$ -вакуумной термодинамики и торсионных полей выходит за рамки настоящей статьи. Однако некоторые аспекты данного направления исследований рассмотрены в [3,4,5].

4 Второй этап компактификации искривленных математических измерений

Подобно тому, как это было сделано в §7.2 в [2], выражение (25) можно свести к двум слагаемым

$$\frac{1}{2}(\langle ds^{(+2)} \rangle + \langle ds^{(-2)} \rangle) = \frac{1}{2}(\langle g_{ij}^{(+)} \rangle dx^i dx^j + \langle g_{ij}^{(-)} \rangle dx^i dx^j) = 0, \quad (26)$$

$$\text{где } \langle g_{ij}^{(+)} \rangle dx^i dx^j = \langle g_{ij}^{(+---)} \rangle dx^i dx^j = \frac{1}{7} \sum_{p=1}^7 c_{ij}^{(p)} dx^i dx^j, \text{ с сигнатурой } (+---) \quad (27)$$

– квадратичная форма, являющаяся результатом усреднения семи метрик из списка (24) с сигнатурами, входящими в числитель левого ранжира (43) в [2] или (29);

$$\langle g_{ij}^{(-)} \rangle dx^i dx^j = \langle g_{ij}^{(-+++)} \rangle dx^i dx^j = \frac{1}{7} \sum_{q=8}^{14} c_{ij}^{(q)} dx^i dx^j, \text{ с сигнатурой } (-+++), \quad (28)$$

– квадратичная форма, являющаяся результатом усреднения семи усредненных метрик из списка (24) с сигнатурами, входящими в числитель правого ранжира (43) в [2] или (29).

(29)

$$\begin{aligned} (+ + + +) + (- - - -) &= 0 \\ (- - - +) + (+ + + -) &= 0 \\ (+ - - +) + (- + + -) &= 0 \\ (- - + -) + (+ + - +) &= 0 \\ (+ + - -) + (- - + +) &= 0 \\ (- + - -) + (+ - + +) &= 0 \\ \underline{(+ - + -)} + \underline{(- + - +)} &= 0 \\ (+ - - -)_+ + (- + + +)_+ &= 0. \end{aligned}$$

Таким образом, из всей совокупности $\lambda_{m,n}$ -вакуумных флуктуаций можно выделить две усредненные стороны:

1) усредненную «внешнюю» сторону 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума (или *субконт*, смотрите §2.7 в [2]) с усредненной метрикой

$$\langle ds^{(\pm---)^2} \rangle = \langle ds^{(+2)} \rangle = \langle g_{ij}^{(+)} \rangle dx^i dx^j, \text{ с сигнатурой } (+---), \quad (30)$$

$$\text{где } \langle g_{ij}^{(+)} \rangle dx^i dx^j = \langle g_{ij}^{(+---)} \rangle dx^i dx^j = \frac{1}{7} \sum_{p=1}^7 c_{ij}^{(p)} dx^i dx^j, \quad (31)$$

$$\text{здесь } g_{ij}^{(+)} = \begin{pmatrix} g_{00}^{(+)} & g_{10}^{(+)} & g_{20}^{(+)} & g_{30}^{(+)} \\ g_{01}^{(+)} & g_{11}^{(+)} & g_{21}^{(+)} & g_{31}^{(+)} \\ g_{02}^{(+)} & g_{12}^{(+)} & g_{22}^{(+)} & g_{32}^{(+)} \\ g_{03}^{(+)} & g_{13}^{(+)} & g_{23}^{(+)} & g_{33}^{(+)} \end{pmatrix} \quad (32)$$

- компоненты метрического тензора *субконта* (т.е. «внешней» стороны 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума).

2) усредненную «внутреннюю» сторону 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума (или *антисубконт*, смотрите §2.7 в [2]) с усредненной метрикой

$$\langle ds^{(-+++)^2} \rangle = \langle ds^{(-2)} \rangle = \langle g_{ij}^{(-)} \rangle dx^i dx^j, \text{ с сигнатурой } (-+++), \quad (33)$$

$$\text{где } \langle g_{ij}^{(-)} \rangle dx^i dx^j = \langle g_{ij}^{(-+++)} \rangle dx^i dx^j = \frac{1}{7} \sum_{q=8}^{14} c_{ij}^{(q)} dx^i dx^j, \quad (34)$$

здесь
$$g_{ij}^{(-)} = \begin{pmatrix} g_{00}^{(-)} & g_{10}^{(-)} & g_{20}^{(-)} & g_{30}^{(-)} \\ g_{01}^{(-)} & g_{11}^{(-)} & g_{21}^{(-)} & g_{31}^{(-)} \\ g_{02}^{(-)} & g_{12}^{(-)} & g_{22}^{(-)} & g_{32}^{(-)} \\ g_{03}^{(-)} & g_{13}^{(-)} & g_{23}^{(-)} & g_{33}^{(-)} \end{pmatrix}. \quad (35)$$

- компоненты метрического тензора антисубконта (т.е. «внутренней» стороны 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума).

Напомним, что двухсторонняя модель $\lambda_{m,n}$ -вакуума, то есть результат усреднения сложных метрико-динамических флуктуаций $\lambda_{m,n}$ -вакуума до двухстороннего уровня рассмотрения, названа в §2.7 в [2] « 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуумом», т.к. в этом случае в рамках рассмотрения остается только $4 + 4 = 8 = 2^3$ математических измерений.

Для сокращения записей знаки усреднения $\langle \rangle$ компонент метрических тензоров (32) и (35) опущены.

Еще раз отметим, что в [1] формально были ввели два понятия:

- субконт (т.е. субстанциональный континуум или внешняя сторона 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума с усредненной метрикой (30) и с сигнатурой $(+ - - -)$ пространства Минковского);
- антисубконт (т.е. антисубстанциональный континуум или внутренняя сторона 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума с усредненной метрикой (33) и с сигнатурой $(- + + +)$ антипространства Минковского).

Вымышленные понятия субконт и антисубконт введены для упрощения и облегчения нашего восприятия сложнейших внутри-вакуумных процессов.

Таким образом, из сложно флуктуирующего $\lambda_{m,n}$ -вакуума (рис. 6) мы за счет упрощения и усреднения выделили только один усредненный 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуум с двумя взаимно противоположными 4-мерными сторонами: субконтом и антисубконтом (рис. 7).



Рис. 6: Фрактальная иллюстрация сложнейших внутри-вакуумных процессов

На рис. 7 условно показан усредненный участок двухстороннего $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума, *внешняя* сторона которого (*субконт*) описывается усредненной метрикой $\langle ds^{(+---)^2} \rangle$ (30), а *внутренняя* сторона (*антисубконт*) описывается усредненной метрикой $\langle ds^{(-+++)^2} \rangle$ (33).

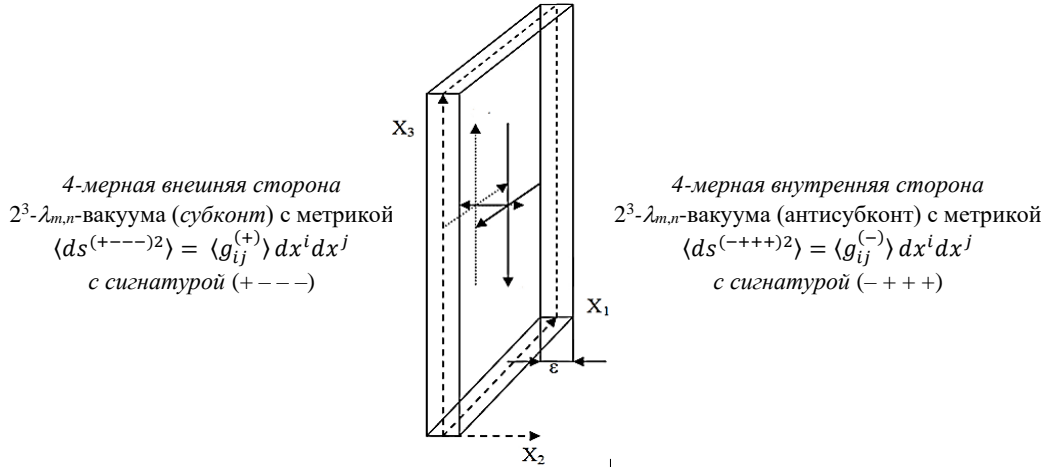


Рис. 7: Упрощенная иллюстрация двухстороннего участка $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума, *внешняя* сторона которого (*субконт*) описывается усредненной метрикой $\langle ds^{(+---)^2} \rangle$ (30) с сигнатурой (+---), а его *внутренняя* сторона (*антисубконт*) описывается метрикой $\langle ds^{(-+++)^2} \rangle$ (33) с противоположной сигнатурой (-+++), при $\varepsilon \rightarrow 0$

Поясним важность как минимум двухстороннего рассмотрения на простом примере. Возьмем лист бумаги и изобразим на двух его сторонах одинаковые по длине линии (отрезки) в одном и том же месте (рис. 8 а,б)

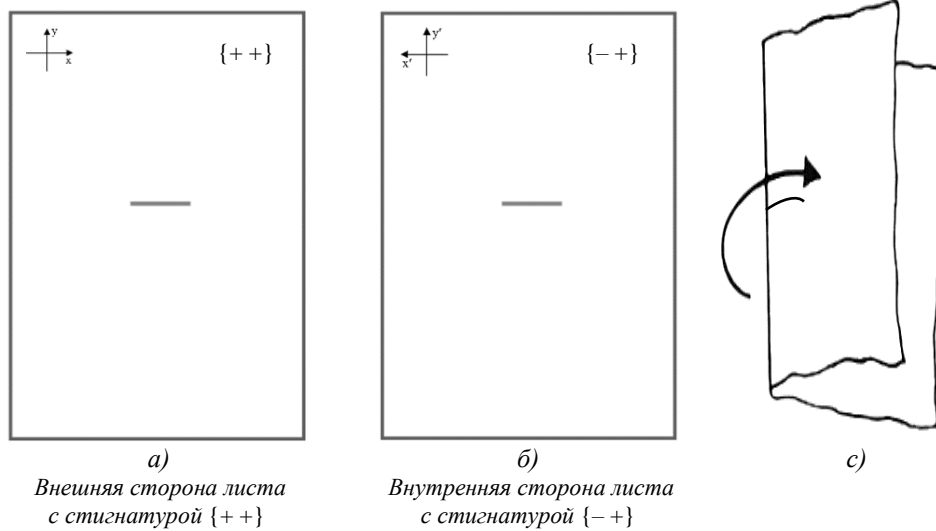


Рис. 8: Две стороны одного листа бумаги

Системы отсчета XU или $X'U'$ на двух противоположных сторонах листа бумаги имеют разные сигнатуры, соответственно {++} и {-+}. Чтобы это понять, возьмите лист бумаги, и на чертите на нем систему отсчета XU (как на рис. 8а). Затем переверните лист, на обратной его стороне в том же самом месте, точно так же изобразите систему отсчета $X'U'$. Если сравните эти системы отсчета, то обнаружите что оси X и X' направлены в разные стороны, поэтому их сигнатуры отличаются.

Если данный лист бумаги неизогнут, то системы отсчета с стигматурами $\{+ +\}$ и $\{+ -\}$ равноправны, т.е. любая из них может задать координаты начерченных линий.

Однако если данный лист изогнуть (рис. 8с), то линия на внешней стороне листа (рис. 8а) незначительно расширится, а линия на внутренней стороне листа (рис. 8б) практически на столько же сожмется. Другими словами, расширение одной линии неминуемо приводит к сжатию другой линии, начерченной на противоположной стороне листа.

Поэтому неизбежно как минимум двухстороннее рассмотрение процесса искривления листа бумаги. В противном случае, одностороннее рассмотрение приведет не только к потере информации об исследуемом процессе, но и в некоторых случаях к парадоксальным и ошибочным выводам. Кроме того, двухсторонний подход сразу учитывает условие вакуумного баланса, которое гласит, что любое действие сопровождается противодействием. В рассмотренном случае расширение одной линии неминуемо сопровождается сжатием другой линии, поэтому, если пренебречь толщиной листа, то его усредненная деформация этих линий стремится к нулю.

На самом деле, лист бумаги имеет толщину ε (рис. 7). Поэтому в его толще всегда можно выделить куб с длиной ребра ε (рис. 7 и 9).

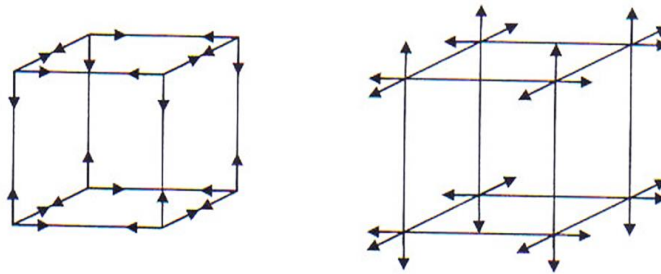


Рис. 9: Куб, выделенный в толще листа бумаги (или в какой-либо другой сплошной среде, включая вакуум)

В случае изгибании листа все шестнадцать 3-базисов, связанных с трехгранными углами такого деформированного куба, искажаются по-разному (рис. 4). Поэтому Алгебра сигнатур развивает математический аппарат, который изначально учитывает искажения сразу всех шестнадцати 3-базисов, показанных на рис. 9.

Только в случае, когда толщина листа бумаги на столько мала, что ею можно пренебречь, допустимо упростить задачу до двухстороннего рассмотрения.

Одностороннее рассмотрение, т.е. исследование искривления только одной стороны листа бумаги возможно, но неминуемо приведет к принципиальной незавершенности математической модели исследуемого процесса.

Применительно к физике вакуума мы вынуждены констатировать, что пустота (т.е. вакуум), выполняющая роль окружающего нас пространства, имеет как минимум две стороны: 1) *внешнюю*, т.е. пространство Минковского с сигнатурой $(+ - - -)$ и 2) *внутреннюю*, т.е. антипространство Минковского с сигнатурой $(- + + +)$ (рис. 7). Одностороннее рассмотрение неминуемо приведет к тупиковым и незавершенным направлениям научного поиска.

Например, метрика, являющаяся решением уравнений общей теории относительности (ОТО) А. Эйнштейна с сигнатурой $(+ - - -)$ может описывать только одностороннюю космологическую модель Вселенной, которая в принципе не может быть завершенной. Нужна еще, как минимум, метрика-решение тех же уравнений с противоположной сигнатурой $(- + + +)$. Более полная космологическая модель должна учитывать все 16 метрик-решений уравнений ОТО с сигнатурами (29). Только такая космологическая модель может претендовать на логичную полноту и завершенность. Проект космологической модели с учетом метрик-решений со всеми 16-ю возможными сигнатурами будет представлен в последующих статьях данного проекта.

5 Тензор 4-деформаций $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума в случае упрощенного двухстороннего рассмотрения

5.1 Тензоры 4-деформаций двух сторон $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума

Предположим, что упрощенная двухсторонняя модель $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума, представленная в предыдущем параграфе (рис. 7), удовлетворяет заданной точности рассмотрения.

Пусть исходное неискривленное состояние исследуемого участка *внешней* стороны $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума (т.е. *субконта*) характеризуется нулевой усредненной метрикой (30)

$$ds_0^{(+---)2} = ds_0^{(+)^2} = g_{ij0}^{(+)} dx^i dx^j, \text{ с сигнатурой } (+---). \quad (36)$$

Здесь и далее для сокращения записей знак усреднения $\langle \rangle$ удален, при этом условно предполагается, что

$$ds^{(+---)2} = \langle ds^{(+---)2} \rangle, \quad ds^{(+)^2} = \langle ds^{(+)^2} \rangle \text{ и } g_{ij}^{(+)} = \langle g_{ij}^{(+)} \rangle.$$

В декартовой системе координат метрика (36) принимает вид

$$ds_0^{(+)^2} = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (36a)$$

при этом

$$g_{ij0}^{(+)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (37)$$

В случае искривления того же участка субконта, его метрико-динамическое состояние определяется усредненной метрикой

$$ds^{(+---)2} = ds^{(+)^2} = g_{ij}^{(+)} dx^i dx^j, \text{ с той же сигнатурой } (+---). \quad (38)$$

Отличие искривленного состояния исследуемого участка субконта от его неискривленного состояния определяется разницей [3]

$$ds^{(+)^2} - ds_0^{(+)^2} = (g_{ij}^{(+)} - g_{ij0}^{(+)}) dx^i dx^j = 2\varepsilon_{ij}^{(+)} dx^i dx^j, \quad (39)$$

$$\text{где } \varepsilon_{ij}^{(+)} = 1/2(g_{ij}^{(+)} - g_{ij0}^{(+)}) \quad (40)$$

– тензор 4-деформаций локального участка субконта.

Относительное удлинение (или сокращение) искривленного участка субконта равно [3]

$$l^{(+)} = \frac{ds^{(+)} - ds_0^{(+)}}{ds_0^{(+)}} = \frac{ds^{(+)}}{ds_0^{(+)}} - 1. \quad (41)$$

Откуда следует

$$ds^{(+)^2} = (1 + l^{(+)})^2 ds_0^{(+)^2}. \quad (42)$$

Подставляя (42) в (39) с учетом (40), получим [3]

$$\varepsilon_{ij}^{(+)} = 1/2 [(1 + l_i^{(+)})^2 - 1] g_{ij0}^{(+)}, \quad (43)$$

или в развернутом виде

$$\varepsilon_{ij}^{(+)} = 1/2 [(1 + l_i^{(+)}) (1 + l_j^{(+)}) \cos \beta_{ij}^{(+)} - \cos \beta_{ij0}^{(+)}] g_{ij0}^{(+)}, \quad (44)$$

где

$\beta_{ij0}^{(+)}$ – угол между осями x^i и x^j системы отсчета, «вмороженной» в исходное неискривленное состояние исследуемого участка субконта;

$\beta_{ij}^{(+)}$ – угол между осями $x^{i'}$ и $x^{j'}$ искаженной системы отсчета «вмороженной» в искривленное состояние того же участка субконта.

При $\beta_{ij0}^{(+)} = \pi/2$ выражение (44) принимает вид

$$\varepsilon_{ij}^{(+)} = 1/2 [(1 + l_i^{(+)}) (1 + l_j^{(+)}) \cos \beta_{ij}^{(+)} - 1] g_{ij0}^{(+)}. \quad (45)$$

Для диагональных компонентов тензора 4-деформаций $\varepsilon_{ii}^{(+)}$ выражение (45) упрощается

$$\varepsilon_{ii}^{(+)} = 1/2 [(1 + l_i^{(+)})^2 - 1] g_{ii0}^{(+)}, \quad (46)$$

откуда следует [3]

$$l_i^{(+)} = \sqrt{1 + \frac{2\varepsilon_{ii}^{(+)}}{g_{ii0}^{(+)}}} - 1 = \sqrt{1 + \frac{g_{ii}^{(+)} - g_{ii0}^{(+)}}{g_{ii0}^{(+)}}} - 1 = \sqrt{\frac{g_{ii}^{(+)}}{g_{ii0}^{(+)}}} - 1. \quad (47)$$

Если деформации участка субконта $\varepsilon_{ij}^{(+)}$ малы, то, разложив выражение (47) в ряд, и, ограничившись первым членом данного ряда, получим относительное удлинение локального участка субконта [3]

$$l_i^{(+)} \approx \frac{\varepsilon_{ii}^{(+)}}{g_{ii0}^{(+)}}. \quad (48)$$

Аналогично, деформация локального участка внутренней стороны $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума (антисубконта) определяется выражением

$$ds^{(-)2} - ds_0^{(-)2} = (g_{ij}^{(-)} - g_{ij0}^{(-)}) dx^i dx^j = 2\varepsilon_{ij}^{(-)} dx^i dx^j, \quad (49)$$

$$\text{где } \varepsilon_{ij}^{(-)} = 1/2 (g_{ij}^{(-)} - g_{ij0}^{(-)}) \quad (50)$$

– тензор 4-деформаций локального участка антисубконта;

$$ds_0^{(-+++)2} = ds_0^{(-)2} = g_{ij0}^{(-)} dx^i dx^j \text{ с сигнатурой } (-+++), \quad (51)$$

– метрика неискривленного состояния локального участка антисубконта. В декартовой системе координат метрика (51) принимает вид

$$ds_0^{(-)2} = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2 \quad (51a)$$

при этом $g_{ij0}^{(-)} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix};$ (51b)

в свою очередь

$$ds^{(-++ +)^2} = ds^{(-)^2} = g_{ij}^{(-)} dx^i dx^j \text{ с той же сигнатурой } (-++ +) \quad (52)$$

– метрика искривленного состояния локального участка антисубконта.

Относительное удлинение (или сокращение) локальной участка антисубконта определяется выражением

$$l^{(-)} = \frac{ds^{(-)} - ds_0^{(-)}}{ds_0^{(-)}} = \frac{ds^{(-)}}{ds_0^{(-)}} - 1. \quad (53)$$

5.2 Тензор 4-деформаций $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума в случае двухстороннего рассмотрения

Определим тензор 4-деформаций локального участка двухстороннего $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума как среднее значение деформаций двух его сторон

$$\varepsilon_{ij}^{(\pm)} = 1/2 (\varepsilon_{ij}^{(+)} + \varepsilon_{ij}^{(-)}) = 1/2 (\varepsilon_{ij}^{(+- - -)} + \varepsilon_{ij}^{(-++ +)}), \quad (54)$$

или, с учетом выражений (40) и (50), получим

$$\varepsilon_{ij}^{(\pm)} = 1/2 (g_{ij}^{(+)} + g_{ij}^{(-)}) - 1/2 (g_{ij0}^{(+)} + g_{ij0}^{(-)}) = 1/2 (g_{ij}^{(+)} + g_{ij}^{(-)}), \quad (55)$$

т.к. из условия $\lambda_{m,n}$ -вакуумного баланса (48) в [2] $ds^{(+- - -)^2} + ds^{(-++ +)^2} = 0$ следует:

$$g_{ij0}^{(+)} + g_{ij0}^{(-)} = g_{ij0}^{(+- - -)} + g_{ij0}^{(-++ +)} = 0. \quad (56)$$

Относительное удлинение (или сокращение) $l_i^{(\pm)}$ локального участка двухстороннего $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума определяется выражением

$$l_i^{(\pm)} = 1/2 (l_i^{(+)} + l_i^{(-)}), \quad (57)$$

где

$$l_i^{(+)} = \sqrt{1 + \frac{2\varepsilon_{ii}^{(\pm)}}{g_{iio}^{(+)}}} - 1 = \sqrt{1 + \frac{g_{ii}^{(+)} + g_{ii}^{(-)}}{g_{iio}^{(+)}}} - 1, \quad (58)$$

$$l_i^{(-)} = \sqrt{1 + \frac{2\varepsilon_{ii}^{(\pm)}}{g_{iio}^{(-)}}} - 1 = \sqrt{1 + \frac{g_{ii}^{(+)} + g_{ii}^{(-)}}{g_{iio}^{(-)}}} - 1 = \sqrt{1 - \frac{g_{ii}^{(+)} + g_{ii}^{(-)}}{g_{iio}^{(+)}}} - 1, \quad (59)$$

т.к. согласно условию $\lambda_{m,n}$ -вакуумного баланса (56) $g_{ij0}^{(-)} = -g_{ij0}^{(+)}$.

Подставляя выражения (58) и (59) в (57), получим

$$l_i^{(\pm)} = 1/2 \left(\sqrt{1 + \frac{g_{ii}^{(+)} + g_{ii}^{(-)}}{g_{iio}^{(+)}}} + \sqrt{1 - \frac{g_{ii}^{(+)} + g_{ii}^{(-)}}{g_{iio}^{(+)}}} \right) - 1. \quad (60)$$

Из этого выражения видно, что относительное удлинение (или сокращение) локального участка двухстороннего $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума $l_i^{(\pm)}$ может быть комплексным числом.

В этой связи отметим следующее важное обстоятельство. Если обе стороны выражения (55) умножить на $dx^i dx^j$, то получим усредненную квадратичную форму

$$ds^{(\pm)2} = \frac{1}{2} (ds^{(+2)} + ds^{(-2)}) = \frac{1}{2} (ds^{(+---)2} + ds^{(-+++2}), \quad (61)$$

которая напоминает теорему Пифагора $c^2 = a^2 + b^2$.

Это означает, что отрезки линий $(\frac{1}{2})^{1/2} ds^{(+)}$ и $(\frac{1}{2})^{1/2} ds^{(-)}$, которые лежат на двух взаимно противоположных сторонах двухстороннего $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума всегда взаимно перпендикулярны по отношению друг к другу, т.е. $ds^{(+)} \perp ds^{(-)}$ (рис. 10а). При этом две линии, направленные в одном и том же направлении, могут быть всегда взаимно перпендикулярны только в том случае, когда они образуют двойную спираль (рис. 10б).

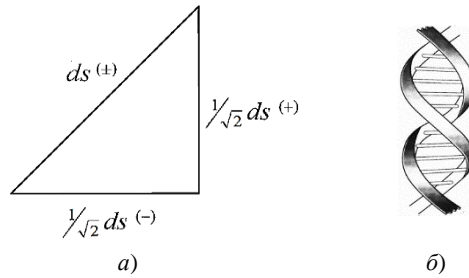


Рис. 10: а) Взаимно перпендикулярные отрезки $(\frac{1}{2})^{1/2} ds^{(+)}$ и $(\frac{1}{2})^{1/2} ds^{(-)}$; б) Если спроецировать двойную спираль на плоскость, то в месте пересечения ее линии $ds^{(+)}$ и $ds^{(-)}$ всегда взаимно перпендикулярны

Таким образом, усредненная метрика (61) соответствует отрезку «жгута», состоящего из двух взаимно перпендикулярных спиралей $s^{(+)}$ и $s^{(-)}$. При этом, так же как относительное удлинение локального участка двухстороннего $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума $l_i^{(\pm)}$ (60), такой участок «двойной спирали» можно описать комплексным числом

$$ds^{(\pm)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (ds^{(+)} + i ds^{(-)}),$$

квадрат модуля которого равен выражению (61).

Далее k -жгутом будем называть результат усреднения метрик с разными сигнатурами (где k – число усредняемых метрик, т.е. число «нитей» в «жгуте»). Например, усредненная метрика (61) называется 2-жгутом, так как она «скручена» из 2-х линий («нитей»): $ds^{(+)} = ds^{(+---)}$ и $ds^{(-)} = ds^{(-+++)}$.

Приведем еще один аргумент в пользу взаимной перпендикулярности отрезков линий $ds^{(+)}$ и $ds^{(-)}$:

На рис. 8 было показано, что системы отсчета ХУ или Х'У' на двух противоположных сторонах листа бумаги имеют разные стигнатуры $\{++\}$ и $\{+-\}$. Для того, чтобы получить полностью противоположную стигнатуру $\{--\}$, необходимо сначала изобразить на листе систему отсчета ХУ, затем повернуть этот лист на 90° по часовой стрелке, затем перевернуть его на другую сторону и точно также начертить систему отсчета Х'У' на том же месте, где система отсчета ХУ (рис. 11). В результате получится система отсчета У'Х' с полностью противоположной стигнатурой $\{--\}$ по отношению к системе ХУ.

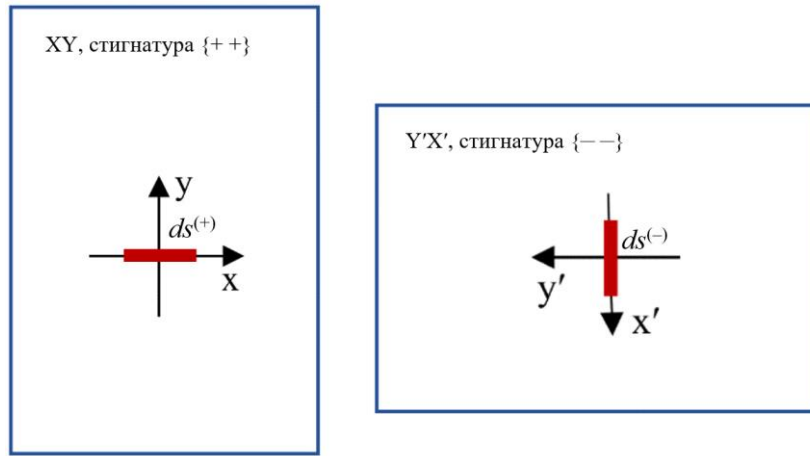


Рис. 11: Две стороны одного пространства с полностью противоположными стигнатурами $\{++\}$ и $\{--\}$

Если с одной стороны листа начертить линию $ds^{(+)}$ вдоль оси X (рис. 11), а с другой полностью противоположной стороны начертить такую же линию $ds^{(-)}$ вдоль оси X' , то окажется что линии $ds^{(+)}$ и $ds^{(-)}$ взаимно перпендикулярны. Такое перекрещивание линий $ds^{(+)}$ и $ds^{(-)}$ имеет место в каждой локальной области листа, что напоминает перекрещивание нитей ткани (рис. 12а).

Если гипотетический лист с двумя полностью противоположными сторонами (т.е. с противоположными стигнатурами $\{++\}$ и $\{--\}$) согнуть так, как показано на рис. 8с, то линия $ds^{(+)}$ растянется, а соответствующая ей линия $ds^{(-)}$ на другой стороне такого листа останется прежней (т.е. недеформированной). При этом сожмется линия на перпендикулярной оси Y' . Это, в итоге, приводит к скручиванию линий $ds^{(+)}$ и $ds^{(-)}$ в спиралевидные жгуты (рис. 12а).

Применительно к модели двухстороннего участка $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума с полностью противоположными сторонами, т.е. с сигнатурами $(+---)$ и $(-+++)$ (рис. 7), приходим к выводу, что переплетенные линии $ds^{(+---)}$ и $ds^{(-+++)}$ образуют ткань 3-мерной протяженности. Другими словами, $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума это не просто двусторонняя 8-мерная протяженность, а это результат переплетения двух его сторон, подобно нитям ткани (рис. 12б).

Деформация одной стороны такой протяженности неминуемо приводит к перпендикулярному контр - отклику на другой его стороне. Это является причиной свертывания локальных участков такой двухсторонней протяженности в двойные спирали (рис. 10 а,б и рис. 12б).

Сложно представить 3-мерную тканевую структуру двусторонней 8-мерной протяженности $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума, но математика Алгебры сигнатур учитывает повсеместное переплетение линий $ds^{(+---)}$ и $ds^{(-+++)}$ автоматически, так как суммируются не сами эти линии, а их квадратичные формы $ds^{(+---)2}$ и $ds^{(-+++2)}$ (61), которые задают метрики этих протяженностей.

5.3 Тензор 4-деформаций искривляемого $2^6\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума в случае шестнадцати-стороннего рассмотрения

На следующем более глубинном 16-стороннем уровне рассмотрения количество математических измерений получается $16 \times 4 = 64 = 2^6$, поэтом на данном уровне предметом рассмотрения является $2^6\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуум.

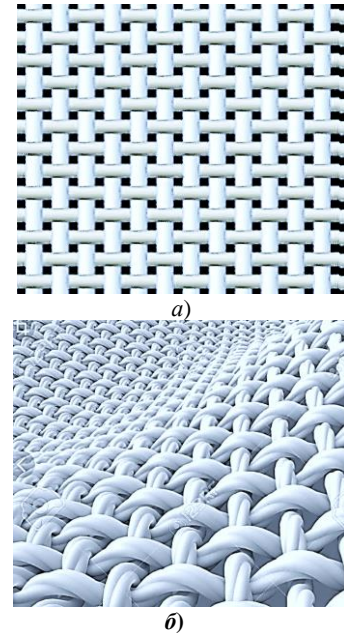


Рис. 12: Сплетенные нити ткани

Метрико-динамические свойства локального участка $2^6\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума характеризуются суперпозицией (т.е. аддитивным наложением или усреднением) шестнадцати метрик со всеми 16-ю возможными сигнатурами (29), т.е. 16-жгутом (согласно определению k -жгута после выражения (61)):

$$\begin{aligned} ds_\Sigma^2 = 1/16 (ds^{(----)^2} + ds^{(++++)^2} + ds^{(---+)^2} + ds^{(--+)^2} + \\ + ds^{(--+)^2} + ds^{(+-+)^2} + ds^{(-+-)^2} + ds^{(+--)^2} + \\ + ds^{(---+)^2} + ds^{(----)^2} + ds^{(++++)^2} + ds^{(---+)^2} + \\ + ds^{(--+)^2} + ds^{(---+)^2} + ds^{(--+)^2} + ds^{(---+)^2}). \end{aligned} \quad (62)$$

В этом случае имеем 16 тензоров 4-деформаций всех 16-ти типов искривленных 4-пространств с разными сигнатурами (или топологиями, смотрите §2.4 в [2])

$$\varepsilon_{ij}^{(p)} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{ij}^{(1)} & \varepsilon_{ij}^{(2)} & \varepsilon_{ij}^{(3)} & \varepsilon_{ij}^{(4)} \\ \varepsilon_{ij}^{(5)} & \varepsilon_{ij}^{(6)} & \varepsilon_{ij}^{(7)} & \varepsilon_{ij}^{(8)} \\ \varepsilon_{ij}^{(9)} & \varepsilon_{ij}^{(10)} & \varepsilon_{ij}^{(11)} & \varepsilon_{ij}^{(12)} \\ \varepsilon_{ij}^{(13)} & \varepsilon_{ij}^{(14)} & \varepsilon_{ij}^{(15)} & \varepsilon_{ij}^{(16)} \end{pmatrix}, \quad (63)$$

где согласно выражению (25)

$$\varepsilon_{ij}^{(p)} = 1/2 (c_{ij}^{(p)} - c_{ij0}^{(p)}) \quad (64)$$

– тензор 4-деформаций p -го 4-пространства, $p=1, 2, \dots, 16$, где:

$c_{ij0}^{(p)}$ – метрический тензор неискривленного участка p -го 4-пространства с соответствующей сигнатурой;

$c_{ij}^{(p)}$ – метрический тензор того же, но искривленного участка p -го 4-пространства с той же сигнатурой.

По аналогии с выражением (54), при 16-стороннем уровне рассмотрения общий тензор 4-деформаций $\varepsilon_{ij\Sigma}^{(16)}$ локального искривленного участка $2^6\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума определим как среднее значение

$$\varepsilon_{ij\Sigma}^{(16)} = \frac{1}{16} (\varepsilon_{ij}^{(1)} + \varepsilon_{ij}^{(2)} + \varepsilon_{ij}^{(3)} + \dots + \varepsilon_{ij}^{(16)}) = \frac{1}{16} \sum_{p=1}^{16} \varepsilon_{ij}^{(p)}. \quad (65)$$

При этом относительное удлинение локального участка $2^6\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума $l_{i\Sigma}^{(16)}$ в этом случае задается усредненным гиперкомплексным числом 16-го ранга

$$l_{i\Sigma}^{(16)} = 1/\sqrt{16} (\eta_1 l_i^{(1)} + \eta_2 l_i^{(2)} + \eta_3 l_i^{(3)} + \dots + \eta_{16} l_i^{(16)}), \quad (66)$$

$$\text{где } l_i^{(p)} = \sqrt{1 + \frac{2\varepsilon_{ii}^{(p)}}{c_{ii}^{(p)}}} - 1, \quad (67)$$

η_m – ортонормированный базис из 16-ти единичных объектов ($m=1, 2, 3, \dots, 16$), удовлетворяющих антикоммутиационному соотношению алгебры Клиффорда

$$\eta_m \eta_n + \eta_n \eta_m = 2\delta_{mn}, \quad (68)$$

где δ_{mn} – единичная 16×16 -матрица.

В этом случае искривленный участок 16-жгута состоит из шестнадцати переплетенных «цветных» линий (нитей):

$$ds_{(16)} = 1/\sqrt{16} (\eta_1 ds^{(+--+)} + \eta_2 ds^{(++++)} + \eta_3 ds^{(----)} + \eta_4 ds^{(+--+)} + (69) \\ + \eta_5 ds^{(----)} + \eta_6 ds^{(++++)} + \eta_7 ds^{(----)} + \eta_8 ds^{(+--+)} + \\ + \eta_9 ds^{(----)} + \eta_{10} ds^{(----)} + \eta_{11} ds^{(++++)} + \eta_{12} ds^{(----)} + \\ + \eta_{13} ds^{(++++)} + \eta_{14} ds^{(----)} + \eta_{15} ds^{(++++)} + \eta_{16} ds^{(----)}).$$

Цвета этих линий условно соответствуют цветам сигнатур (т.е. типам топологий данных 4-мерных пространств), которые формально присвоены этим пространствам в рамках вакуумной хромо-динамики:

Красный	(+ + + +)	+	(- - - -)	Анти-красный	(70)
Желтый	(- - - +)	+	(+ + + -)	Анти-желтый	
Оранжевый	(+ - - +)	+	(- + + -)	Анти-оранжевый	
Зеленый	(- - + -)	+	(+ + - +)	Анти-зеленый	
Голубой	(+ + - -)	+	(- - + +)	Анти-голубой	
Синий	(- + - -)	+	(+ - + +)	Анти-синий	
<u>Фиолетовый</u>	<u>(+ - + -)</u>	+	<u>(- + - +)</u>	<u>Анти-фиолетовый</u>	
Белый	(+ - - -) ₊	+	(- + + +) ₊	Черный	

Формальная раскраска 16-ти линий (или нитей) $ds^{(+--+)}$, $ds^{(----)}$, $ds^{(++++)}$, $ds^{(----)}$, ..., $ds^{(----)}$ позволяет представить сплетенную из них «ткань» 2^6 - $\lambda_{m,l}$ -вакуума в цветном виде (рис. 6 и 13).



Рис. 13: Фрактальная иллюстрация искривленной ткани 2^6 - $\lambda_{m,l}$ -вакуума, сплетенной из 16-ти «цветных» линий (нитей)

Каждое «цветное» 4-пространство с соответствующей сигнатурой (т.е. топологией) (70) можно формально представить как сплошную пластично-упругую среду соответствующего цвета. Такие 4-пространства, обладающие упругопластическими свойствами, можно интерпретировать как «цветные» эфиры. Но в отличие от теории эфира, в геометризированной физике вакуума, основанной на Алгебре сигнатур (Алсигне), имеется не один эфир, а в зависимости от уровня рассмотрения, таких эфиров может быть 2 («белый» и «черный») или $2^4 = 16$ (с «цветами» (70)) или $2^8 = 256$ (с различными оттенками цветов (70)) и т.д. до бесконечности. При этом все эти формальные «цветные» эфиры Алсигны переплетены в единый 3-мерный «ковёр» (рис. 6 и 14), т.е. образуют единое переплетенное и бурлящее 3-мерное пространство. Такое 3-мерное в среднем плоское (т.е. «нулевое») пространство в каждой локальной области напоминает многомерное многообразие Калаби-Яу. Кроме того, «цветные» эфиры Алсигны носят иллюзорный характер и предназначены только для того, чтобы облегчить восприятие и осознание сложнейших внутри-вакуумных процессов.

Если все искривленные линейные формы $ds^{(+--+)}$, $ds^{(----)}$, $ds^{(++++)}$, ..., $ds^{(----)}$ удастся представить в диагональном виде, то в соответствии с (65) и (66) в [2] выражение (69) можно представить в спинтензорном виде

$$ds_{(16)} = \frac{1}{\sqrt{16}} \left[\sqrt{g_{00}^{(1)}} dx_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{11}^{(1)}} dx_1 \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{22}^{(1)}} dx_2 \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{33}^{(1)}} dx_3 \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} + \right. \\ + \sqrt{g_{00}^{(2)}} dx_0 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{11}^{(2)}} dx_1 \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{22}^{(2)}} dx_2 \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{33}^{(2)}} dx_3 \begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} + \\ + \sqrt{g_{00}^{(3)}} dx_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{11}^{(3)}} dx_1 \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{22}^{(3)}} dx_2 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{33}^{(3)}} dx_3 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \\ + \sqrt{g_{00}^{(4)}} dx_0 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{11}^{(4)}} dx_1 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{22}^{(4)}} dx_2 \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{33}^{(4)}} dx_3 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \\ + \sqrt{g_{00}^{(5)}} dx_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{11}^{(5)}} dx_1 \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{22}^{(5)}} dx_2 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{33}^{(5)}} dx_3 \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} + \\ + \sqrt{g_{00}^{(6)}} dx_0 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{11}^{(6)}} dx_1 \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{22}^{(6)}} dx_2 \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{33}^{(6)}} dx_3 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \left. \right] \quad (71)$$

$$\begin{aligned}
& + \sqrt{g_{00}^{(7)}} dx_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{11}^{(7)}} dx_1 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{22}^{(7)}} dx_2 \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{33}^{(7)}} dx_3 \begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} + \\
& + \sqrt{g_{00}^{(8)}} dx_0 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{11}^{(8)}} dx_1 \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{22}^{(8)}} dx_2 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{33}^{(8)}} dx_3 \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} + \\
& + \sqrt{g_{00}^{(9)}} dx_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{11}^{(9)}} dx_1 \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{22}^{(9)}} dx_2 \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{33}^{(9)}} dx_3 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \\
& + \sqrt{g_{00}^{(10)}} dx_0 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{11}^{(10)}} dx_1 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{22}^{(10)}} dx_2 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{33}^{(10)}} dx_3 \begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} + \\
& + \sqrt{g_{00}^{(11)}} dx_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{11}^{(11)}} dx_1 \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{22}^{(11)}} dx_2 \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{33}^{(11)}} dx_3 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \\
& + \sqrt{g_{00}^{(12)}} dx_0 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{11}^{(12)}} dx_1 \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{22}^{(12)}} dx_2 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{33}^{(12)}} dx_3 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \\
& + \sqrt{g_{00}^{(13)}} dx_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{11}^{(13)}} dx_1 \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{22}^{(13)}} dx_2 \begin{pmatrix} 0 & -i \\ -i & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{33}^{(13)}} dx_3 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \\
& + \sqrt{g_{00}^{(14)}} dx_0 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{11}^{(14)}} dx_1 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{22}^{(14)}} dx_2 \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{33}^{(14)}} dx_3 \begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} + \\
& + \sqrt{g_{00}^{(15)}} dx_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{11}^{(15)}} dx_1 \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{22}^{(15)}} dx_2 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{33}^{(15)}} dx_3 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \\
& + \sqrt{g_{00}^{(16)}} dx_0 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{11}^{(16)}} dx_1 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{22}^{(16)}} dx_2 \begin{pmatrix} 0 & i \\ i & 0 \end{pmatrix} + \sqrt{g_{33}^{(16)}} dx_3 \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \Big].
\end{aligned}$$

В рамках Алгебры сигнатур возможны значительно более глубокие уровни рассмотрения метрико-динамических свойств искривленного участка $\lambda_{m,n}$ -вакуума, при этом количество компонент метрического тензора, характеризующие его метрико-динамические свойства, может возрастать до бесконечности (смотрите § 2.9 в [2]).

6. Физический смысл компонент метрического тензора

6.1 Ненулевые компоненты метрического тензора

Пусть усредненные метрико-динамические состояния двух 4-мерных сторон локального участка 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума задаются метриками (30) и (33) (рис. 7). Рассмотрим ненулевые компоненты метрических тензоров (32) и (35) этих метрик

$$g_{\alpha\beta}^{(+)} = \begin{pmatrix} \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & g_{11}^{(+)} & g_{21}^{(+)} & g_{31}^{(+)} \\ \dots & g_{12}^{(+)} & g_{22}^{(+)} & g_{32}^{(+)} \\ \dots & g_{13}^{(+)} & g_{23}^{(+)} & g_{33}^{(+)} \end{pmatrix}, \quad g_{\alpha\beta}^{(-)} = \begin{pmatrix} \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & g_{11}^{(-)} & g_{21}^{(-)} & g_{31}^{(-)} \\ \dots & g_{12}^{(-)} & g_{22}^{(-)} & g_{32}^{(-)} \\ \dots & g_{13}^{(-)} & g_{23}^{(-)} & g_{33}^{(-)} \end{pmatrix}, \quad (72)$$

здесь индексы греческого алфавита α, β соответствуют 3-мерному рассмотрению (т.е. $\alpha, \beta = 1, 2, 3$).

Скалярная кривизна локального двухстороннего участка 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума в рамках Алгебры сигнатур определяется комплексным числом

$$R^{(\pm)} = R^{(+)} + iR^{(-)}, \quad (73)$$

$$|R^{(\pm)}| = \sqrt{R^{(+)^2} + R^{(-)^2}}, \quad (74)$$

$$\varphi = \arctg \left(\frac{R^{(-)}}{R^{(+)}} \right), \quad (75)$$

где скалярная кривизна каждой из двух сторон $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума определяется так же, как в общей теории относительности (ОТО)

$$R^{(+)} = g^{\alpha\beta(+)} R_{\alpha\beta}^{(+)} \quad \text{и} \quad R^{(-)} = g^{\alpha\beta(-)} R_{\alpha\beta}^{(-)}, \quad (76)$$

где

$$R_{\alpha\beta}^{(+)} = \frac{\partial \Gamma_{\alpha\beta}^{l(+)}}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma_{\alpha l}^{l(+)}}{\partial x^\beta} + \Gamma_{\alpha\beta}^{l(+)} \Gamma_{lm}^{m(+)} - \Gamma_{\alpha l}^{m(+)} \Gamma_{m\beta}^{l(+)} \quad (77)$$

– тензор Риччи внешней стороны локального участка $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума (т.е. *субконта*);

$$R_{\alpha\beta}^{(-)} = \frac{\partial \Gamma_{\alpha\beta}^{l(-)}}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma_{\alpha l}^{l(-)}}{\partial x^\beta} + \Gamma_{\alpha\beta}^{l(-)} \Gamma_{lm}^{m(-)} - \Gamma_{\alpha l}^{m(-)} \Gamma_{m\beta}^{l(-)} \quad (78)$$

– тензор Риччи внутренней стороны локального участка $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума (т.е. *антисубконта*); ;

$$\Gamma_{\alpha\beta}^{\lambda(+)} = \frac{1}{2} g^{\lambda\mu(+)} \left(\frac{\partial g_{\mu\beta}^{(+)}}{\partial x^\alpha} + \frac{\partial g_{\alpha\mu}^{(+)}}{\partial x^\beta} - \frac{\partial g_{\alpha\beta}^{(+)}}{\partial x^\mu} \right) \quad (79)$$

– символы Кристоффеля локального участка субконта;

$$\Gamma_{\alpha\beta}^{\lambda(-)} = \frac{1}{2} g^{\lambda\mu(-)} \left(\frac{\partial g_{\mu\beta}^{(-)}}{\partial x^\alpha} + \frac{\partial g_{\alpha\mu}^{(-)}}{\partial x^\beta} - \frac{\partial g_{\alpha\beta}^{(-)}}{\partial x^\mu} \right) \quad (80)$$

– символы Кристоффеля антисубконта.

Особенностью развиваемой здесь геометризированной физики вакуума заключается обеспечении условия вакуумного баланса

$$S = \iiint \frac{1}{2} (R^{(+)} + R^{(-)}) dx dy dz = 0, \quad (81)$$

то есть чтобы «выпуклости» и «вогнутости» (или сжатия и растяжения) по всей 3-мерной деформированной области $\lambda_{m,n}$ -вакуума в среднем полностью компенсировали друг друга (рис. 14).

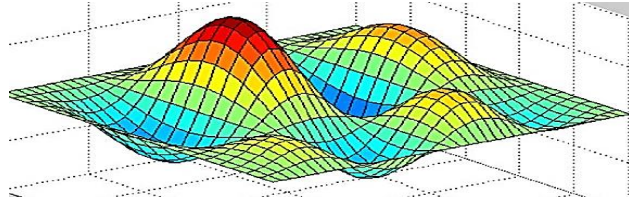


Рис. 14: Двухмерная иллюстрация выпукло-вогнутой двухсторонней поверхности со стигнатурами сторон $\{++\}$ и $\{-+\}$. Эта искривленная поверхность такая, что в среднем она плоская. При этом та деформация, которая с внешней стороны выглядит как выпуклость, с внутренней стороны она выглядит как вогнутость. Вместе с тем следует учитывать, что если стигнатуры сторон такой двусторонней поверхности полностью противоположны $\{++\}$ и $\{--\}$, то деформации на двух ее сторонах не только взаимно противоположны, но и взаимно перпендикулярны (смотрите § 5.2)

Итак, при двухстороннем рассмотрении ненулевые компоненты метрических тензоров (72) $g_{\alpha\beta}^{(+)}$ и $g_{\alpha\beta}^{(-)}$ взаимосвязаны и описывают искривление 3-мерной протяженности двухстороннего $\lambda_{m,n}$ -вакуума.

6.2 Нулевые компоненты метрического тензора

Для выяснения физического смысла нулевых компонент метрических тензоров (32) и (35)

$$g_{i0}^{(+)} = \begin{pmatrix} g_{00}^{(+)} & g_{10}^{(+)} & g_{20}^{(+)} & g_{30}^{(+)} \\ g_{01}^{(+)} & \dots & \dots & \dots \\ g_{02}^{(+)} & \dots & \dots & \dots \\ g_{03}^{(+)} & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}, \quad g_{0j}^{(-)} = \begin{pmatrix} g_{00}^{(-)} & g_{10}^{(-)} & g_{20}^{(-)} & g_{30}^{(-)} \\ g_{01}^{(-)} & \dots & \dots & \dots \\ g_{02}^{(-)} & \dots & \dots & \dots \\ g_{03}^{(-)} & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}, \quad (82)$$

воспользуемся кинематикой слоев двухстороннего 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума.

Под кинематикой вакуумных слоев подразумевается такой раздел геометризированной физики вакуума, основанной на Алгебре сигнатур (Алсигне), в котором перемещения (движения) различных сторон $\lambda_{m,n}$ -вакуума рассматриваются независимо их деформации. При более последовательном подходе, т.е. при развитии динамики вакуумных слоев в последующих статьях этого цикла, выясняется, что любое смещение (перемещение) локальной области одного слоя $\lambda_{m,n}$ -вакуума неминуемо сопровождается его искривлением. Это в свою очередь приводит в движение и искривление другие смежные слои $\lambda_{m,n}$ -вакуума. Вместе с тем, и наоборот, искривление локальной области одного слоя $\lambda_{m,n}$ -вакуума обязательно сопровождается его смещением (т.е. течением), что приводит к возмущению и всех смежных слоев. В дальнейшем взаимосвязанные течения и искривления локальных участков различных слоев $\lambda_{m,n}$ -вакуума рассматриваются как многомерные 4-деформации с привлечением математического аппарата общей теории относительности.

Несмотря на вышеуказанные недостатки, кинематические модели движения различных слоев 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума позволяют выяснить физический смысл нулевых компонент метрических тензоров и теоретически предсказать ряд ранее неизвестных вакуумных эффектов, которые могут быть проверены на практике.

Пусть исходное (неподвижное и неискривленное) состояние двухстороннего 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума задается совокупностью псевдоевклидовых метрик (36a) и (51a)

$$\begin{cases} ds_0^{(+)^2} = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = ds^{(+)} ds^{(+)} = c dt' c dt'' - dx' dx'' - dy' dy'' - dz' dz''; \\ ds_0^{(-)^2} = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2 = ds^{(-)} ds^{(-)} = -c dt' c dt'' + dx' dx'' + dy' dy'' + dz' dz'', \end{cases} \quad (83)$$

где введены условные обозначения

$$ds^{(+)} = c dt' + id x' + j dy' + k dz' \quad - \text{личина субконта}; \quad (84)$$

$$ds^{(+)} = c dt'' + id x'' + j dy'' + k dz'' \quad - \text{изнанка субконта}; \quad (85)$$

$$ds^{(-)} = -c dt' + id x' + j dy' + k dz' \quad - \text{личина антисубконта}; \quad (86)$$

$$ds^{(-)} = -c dt'' - id x'' - j dy'' - k dz'' \quad - \text{изнанка антисубконта}, \quad (87)$$

– аффинные агрегаты, в частности, кватернионы с таблицей умножения мнимых единиц, например,

	i	j	k
i	-1	k	$-j$
j	$-k$	-1	i
k	j	$-i$	-1

(88)

Рассмотрим три кинематических случая:

1). Пусть в первом случае *личина* и *изнанка* внешней и внутренней сторон $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума двигаются относительно исходного неподвижного состояния вдоль оси x с одной и той же скоростью v_x , но в разных направлениях. Это формально описывается преобразованием координат [7]:

$$t' = t, \quad x' = x + v_x t, \quad y' = y, \quad z' = z \quad \text{— для } \textit{личины}; \quad (89)$$

$$t'' = t, \quad x'' = x - v_x t, \quad y'' = y, \quad z'' = z \quad \text{— для } \textit{изнанки}. \quad (90)$$

Равенство модулей скоростей движения v_x *личины* и *изнанки* обусловлены условием $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуумного баланса, которое требует, чтобы каждому движению в $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакууме соответствовало аналогичное антидвижение.

Продифференцируем выражения (89) и (90) с учетом того, что x' функция двух переменных $x'(x, t)$ и $v_x = \text{const.}$, и подставим результаты дифференцирования в метрики (83), в результате получим совокупность метрик

$$\begin{cases} ds^{(+)^2} = \left(1 + \frac{v_x^2}{c^2}\right) c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \\ ds^{(-)^2} = -\left(1 + \frac{v_x^2}{c^2}\right) c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2, \end{cases} \quad (91)$$

описывающих кинематику совместного движения внешней стороны $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуумной (т.е. субконта) и внутренней его стороны (антисубконта), при соблюдении условия вакуумного баланса

$$ds^{(-)^2} + ds^{(+)^2} = 0. \quad (92)$$

Нулевые компоненты метрических тензоров (82) в этом случае равны

$$g_{0j}^{(+)} = \begin{pmatrix} 1 + v_x^2/c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}, \quad g_{i0}^{(-)} = \begin{pmatrix} -1 - v_x^2/c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}. \quad (93)$$

2). Во втором случае, пусть *личина* и *изнанка* субконта и антисубконта двигаются относительно их исходного неподвижного состояния в одном и том же направлении — вдоль оси x с одной и той же скоростью v_x . Это формально описывается преобразованиями координат:

$$t' = t, \quad x' = x - v_x t, \quad y' = y, \quad z' = z \quad \text{— для «личины»}; \quad (94)$$

$$t'' = t, \quad x'' = x + v_x t, \quad y'' = y, \quad z'' = z \quad \text{— для «изнанки»}. \quad (95)$$

Продифференцируем выражения (94) и (95) с учетом того, что x' функция двух переменных $x'(x, t)$ и $v_x = \text{const.}$, и подставим результаты дифференцирования в метрики (83), в результате получим совокупность метрик:

$$\begin{cases} ds^{(+)^2} = \left(1 - \frac{v_x^2}{c^2}\right) c^2 dt^2 + v_x dx dt + v_x dt dx - dx^2 - dy^2 - dz^2, \\ ds^{(-)^2} = -\left(1 - \frac{v_x^2}{c^2}\right) c^2 dt^2 - v_x dx dt - v_x dt dx + dx^2 + dy^2 + dz^2. \end{cases} \quad (96)$$

В этом случае $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуумный баланс также соблюдается, т.к. $ds^{(-)^2} + ds^{(+)^2} = 0$, но возникают дополнительные перекрестные слагаемые $v_x dx dt$. При этом нулевые компоненты метрических тензоров (82) равны

$$g_{0j}^{(+)} = \begin{pmatrix} 1 - v_x^2/c^2 & v_x & 0 & 0 \\ v_x & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}, \quad g_{i0}^{(-)} = \begin{pmatrix} -1 + v_x^2/c^2 & -v_x & 0 & 0 \\ -v_x & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}. \quad (97)$$

3) В третьем случае, пусть *личина* и *изнанка* субконта и антисубконта (т. е. внешней и внутренней сторон $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума) вращаются вокруг оси z в одном и том же направлении с угловой скоростью Ω . Эти процессы описываются посредством замены переменных [7]:

$$\begin{aligned} t' &= t, & x' &= x \cos \Omega t - y \sin \Omega t, & z' &= z, & y' &= x \sin \Omega t + y \cos \Omega t, \\ t'' &= t, & x'' &= x \cos \Omega t - y \sin \Omega t, & z'' &= z, & y'' &= x \sin \Omega t + y \cos \Omega t. \end{aligned} \quad (98)$$

Продифференцируем выражения (89) и подставим результаты дифференцирования в метрики (83), в результате получим метрики [7]

$$\begin{cases} ds^{(+2)} = \left[1 - \frac{\Omega^2}{c^2}(x^2 + y^2)\right] c^2 dt^2 + 2\Omega y dx dt - 2\Omega x dy dt - dx^2 - dy^2 - dz^2, \\ ds^{(-2)} = -\left[1 - \frac{\Omega^2}{c^2}(x^2 + y^2)\right] c^2 dt^2 - 2\Omega y dx dt + 2\Omega x dy dt + dx^2 + dy^2 + dz^2. \end{cases} \quad (99)$$

При этом соблюдается $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуумный баланс $ds^{(+2)} + ds^{(-2)} = 0$, а нулевые компоненты метрических тензоров (82) равны

$$g_{0j}^{(+)} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\Omega^2}{c^2}(x^2 + y^2) & 2\Omega y & 0 & 0 \\ -2\Omega x & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}, \quad g_{0i}^{(-)} = \begin{pmatrix} -1 + \frac{\Omega^2}{c^2}(x^2 + y^2) & -2\Omega y & 0 & 0 \\ 2\Omega x & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}. \quad (100)$$

Из рассмотренных кинематических примеров видно, что нулевые компоненты метрических тензоров (82) связаны не с деформациями, а с поступательным и/или вращательным движением различных слоев $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума.

7 Предсказания кинетики вакуумных слоев

7.1 Предельная скорость перемещения слоев $\lambda_{m,n}$ -вакуума

Рассмотрим одну из метрик (96)

$$ds^{(+2)} = (1 - v_x^2/c^2) c^2 dt^2 + 2v_x dx dt - dx^2 - dy^2 - dz^2. \quad (101)$$

Выделим в метрике (101) полный квадрат [7,8]

$$ds^{(-2)} = dt^2 \left[c \sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}} - \frac{v_x}{cdt} \frac{dx}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} \right]^2 - \frac{dx^2}{1 - \frac{v_x^2}{c^2}} - dy^2 - dz^2, \quad (102)$$

и введем обозначения

$$c' = c \sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}} - \frac{v_x}{cdt} \frac{x}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}}, \quad t' = t, \quad x' = \frac{x}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}}, \quad y' = y, \quad z' = z. \quad (103)$$

В этих обозначениях метрика (102) принимает вид [7]

$$ds^{(-2)} = c'^2 dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2, \quad (104)$$

соответствующий распространению луча света в системе отсчета наблюдателя, который движется вместе с подвижной стороной $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума.

При этом метрика (102) описывает распространение луча света в слое вакуума, который движется с постоянной скоростью v_x относительно системы отсчета неподвижного наблюдателя. Это подобно тому, как неподвижный наблюдатель измеряет скорость волн, распространяющихся по движущейся поверхности воды (например, реки). Такой наблюдатель обнаружит, что скорость распространения волновых возмущений зависит от скорости течения реки, тогда как относительно самой воды скорость распространения волн остается неизменной, и зависит только от свойств самой воды (ее плотности, температуры, примесей и т.д.).

Из первого выражения (103)

$$c' = c \sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}} - \frac{v_x}{cdt} \frac{x}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} . \quad (105)$$

видно, что в случае (94) – (96) скорость движения v_x внешней стороны $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума (субконта) и его внутренней стороны (антисубконта) не может превышать скорости света (т.е. скорости распространения волновых возмущений по этим сторонам), т.е. $v_x < c$.

Однако для случая (89) – (91) дело обстоит по-другому. Рассмотрим данный вариант внутривакуумных процессов на примере движения субконта, описываемого метрикой (91)

$$ds^{(-)2} = (1 + v_x^2/c^2)c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2. \quad (106)$$

В этом случае введение обозначений

$$c' = c \sqrt{1 + \frac{v_x^2}{c^2}}, \quad t' = t, \quad x' = x, \quad y' = y, \quad z' = z. \quad (107)$$

приводит метрику (106) к виду (104). При этом из выражений (107) видно, что никаких ограничений на встречные скорости движения v_x *личины* и *изнанки* субконта не возникает. Данное обстоятельство требует отдельного подробного рассмотрения, поскольку допускает возможность **организации сверхсветовых внутри-вакуумных каналов связи за счет управления движением вакуумных слоев**. Это одно из возможных теоретических предсказаний кинетики слоев $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума.

7.2 Инертные свойства слоев $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума

Вернемся к рассмотрению метрик (83)

$$ds^{(+-+ -)2} = ds^{(+)2} = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (108)$$

$$ds^{(-++ +)2} = ds^{(-)2} = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2. \quad (109)$$

Вынесем величину $c^2 dt^2$ в правых частях этих метрик за скобки [7]

$$ds^{(+)2} = c^2 dt^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right), \quad (110)$$

$$ds^{(-)2} = -c^2 dt^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right), \quad (111)$$

где $v = (dx^2 + dy^2 + dz^2)^{1/2}/dt = dl/dt$ – 3-мерная скорость.

Извлечем корень из двух сторон выражений (110) и (111). В результате, согласно условным обозначениям (84) – (87), получим

$$ds^{(+)' } = cdt \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad \text{— для личины субконта;} \quad (112)$$

$$ds^{(+)' } = -cdt \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad \text{— для изнанки субконта;} \quad (113)$$

$$ds^{(-)' } = ict \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad \text{— для личины антисубконта;} \quad (114)$$

$$ds^{(-)' } = -ict \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad \text{— для изнанки антисубконта.} \quad (115)$$

Для примера, рассмотрим 4-мерный вектор скорости личины субконта

$$u_i^{(+)} = dx^i / ds^{(+)'}. \quad (116)$$

Подставим линейную форму (112) в выражение (116), в результате получим компоненты 4-скорости личины субконта [7,8]

$$u_i^{(+)} = \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \frac{v_x}{c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \frac{v_y}{c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \frac{v_z}{c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right]. \quad (117)$$

Пусть личина субконта движется только в направлении оси x , тогда ее 4-скорость имеет компоненты

$$u_i^{(+)} = \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}}, \frac{v_x}{c \sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}}, 0, 0 \right]. \quad (118)$$

Определим теперь 4-ускорение личины субконта [8]

$$\frac{du_i^{(+)}}{cdt} = \left[\frac{d}{cdt} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} \right), \frac{d}{cdt} \left(\frac{v_x}{c \sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} \right), 0, 0 \right] \quad (119)$$

и для упрощения рассмотрим только его x -составляющую 4-скорости

$$\frac{du_x^{(+)}}{cdt} = \frac{d}{cdt} \left(\frac{v_x}{c \sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} \right), \quad (120)$$

где величина

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{v_x}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} \right) = a_x^{(+)} \quad (121)$$

имеет размерность x -компоненты 3-мерного ускорения локального участка личины субконта.

В левой части выражения (121) выполним операцию дифференцирования [8]

$$a_x^{(+)} = \left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v_x^2}{c^2}}} + \frac{v_x^2}{c^2 \left(1-\frac{v_x^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \right) \frac{dv_x}{dt}, \quad (122)$$

и введем обозначение

$$dv_x/dt = a_x^{(+)'}. \quad (123)$$

При этом выражение (122) принимает вид

$$a_x^{(+)} = \left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v_x^2}{c^2}}} + \frac{v_x^2}{c^2 \left(1-\frac{v_x^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \right) a_x^{(+)'}, \quad (124)$$

где $a_x^{(+)}$ – актуальное ускорение участка *личины* субконта, учитывающее его инертные свойства;
 $a_x^{(+)}'$ – идеальное ускорение того же участка *личины* субконта, без учета его инертных свойств.

Представим выражение (124) в следующем виде

$$a_x^{(+)} = \mu_x^{(+)} a_x^{(+)'}, \quad (125)$$

$$\text{где } \mu_x^{(+)} = \left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v_x^2}{c^2}}} + \frac{v_x^2}{c^2 \left(1-\frac{v_x^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (126)$$

– безразмерный кинематический коэффициент инертности локального участка *личины* субконта, связывающий актуальное и идеальное ускорения этого слоя $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума. Данный коэффициент показывает в рамках кинематического подхода, как изменяется инертность (т. е. сопротивляемость изменению состояния движения) этого участка *личины* субконта при изменении скорости его движения.

Из выражения (126) следует, что при $v_x = 0$ коэффициент кинематической инертности $\mu_x^{(+)} = 1$ и $a_x^{(+)} = a_x^{(+)}'$. Это означает, что участок *личины* субконта не оказывает никакого сопротивления началу его движения (смещения). При приближении v_x к скорости света c коэффициент кинематической инертности $\mu_x^{(+)}$ стремится к бесконечности, при этом дальнейшее ускорение данного локального участка *личины* субконта становится невозможным.

Выражение (126) является безмассовым аналогом второго закона Ньютона

$$F_x = ma_x', \quad (127)$$

где F_x – x -компонента вектора силы; m – масса тела; a_x' – x -компонента его идеального ускорения.

Сравнивая выражения (125) и (127), обнаруживаем, что безразмерный коэффициент инертности $\mu_x^{(-)}$ локального участка *личины* субконта является безразмерным аналогом плотности инертной массы сплошной среды.

Последовательно выполняя действия (116) – (126) с метриками (113) – (115), получим коэффициенты кинематической инертности $\mu_x^{(+)}$, $\mu_x^{(-)'}$, $\mu_x^{(-)''}$ для трех остальных слоев двухстороннего $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума. Общий коэффициент кинематической инертности локального двухстороннего участка $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума является функцией от всех четырех

коэффициентов инертности

$$\mu_x^{(\pm)} = f(\mu_x^{(+)'}, \mu_x^{(-)''}, \mu_x^{(-)'} , \mu_x^{(-)''}). \quad (128)$$

Явный вид этой функции определяется при изложении динамики 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума, которая будет изложена в последующих статьях этого проекта.

7.3 Кинематика разрыва локального участка 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума

*«Во многих мудрости много печали; и кто
умножает познание – умножает скорбь»
Кохелет (Екклесиаст)*

Рассмотрим кинематические аспекты возможности «разрыва» двухсторонней протяженности локального участка 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума.

Проинтегрируем выражение (121) [8]:

$$\frac{v_x}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} = a_x t + const. \quad (129)$$

Интегрируя выражение (129) еще раз, и полагая $x_0 = 0$ при $t = 0$, получим следующее изменение протяженности *личины* субконта 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума вдоль оси x при ее ускоренном движении [8]:

$$x - x_0 = \Delta x = \frac{c^2}{a_x} \left(\sqrt{1 + \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} - 1 \right). \quad (130)$$

Пусть исходное (т.е. неподвижное) состояние локального участка субконта задается метрикой (108)

$$ds^{(-)2} = c^2 dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2. \quad (131)$$

Равноускоренное движение данного участка вдоль оси x формально задается преобразованием координат [8]:

$$t' = t, \quad x' = x + \Delta x = x + \frac{c^2}{a_x} \left(\sqrt{1 + \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} - 1 \right), \quad y' = y, \quad z' = z. \quad (132)$$

Дифференцируя координаты (132), и подставляя результаты дифференцирования в метрику (131), получим следующую метрику [8]

$$ds_a^{(+2)} = \frac{c^2 dt^2}{1 + \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} - \frac{2a_x t dt dx}{\sqrt{1 + \frac{a_x^2 t^2}{c^2}}} - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (133)$$

которая описывает равноускоренное движение локального участка субконта (т.е. *внешней* стороны 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума) в направлении оси x .

Если в этой же области субконта создать дополнительное течение с равнозамедленным движением, т.е. с отрицательным ускорением

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{v_x}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} \right) = -a_x, \quad (134)$$

то, проделывая математические выкладки аналогичные (130) – (133) получим метрику

$$ds_b^{(+2)} = \frac{c^2 dt^2}{1 - \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} - \frac{2a_x t dt dx}{\sqrt{1 - \frac{a_x^2 t^2}{c^2}}} - dx^2 - dy^2 - dz^2. \quad (135)$$

При этом среднее метрико-динамическое состояние локального участка субконта будет характеризоваться усредненной метрикой

$$\langle ds^{(+)} \rangle^2 = \frac{1}{2} (ds_a^{(+2)} + ds_b^{(+2)}) = \frac{c^2 dt^2}{1 - \frac{a_x^4 t^4}{c^4}} - \frac{a_x t \left(\sqrt{1 - \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} + \sqrt{1 + \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} \right) dt dx}{\sqrt{1 - \frac{a_x^4 t^4}{c^4}}} - dx^2 - dy^2 - dz^2 \quad (136)$$

с сигнатурой (+ – – –).

Из метрики (136) видно, что в случае

$$\frac{a_x^4 t^4}{c^4} = 1, \text{ или } |a_x|/t = c \text{ или } |a_x| = c / \Delta t, \quad (137)$$

первое и второе слагаемые в усредненной метрике (136) обращаются в бесконечность. Данную сингулярность можно интерпретировать как «разрыв» исследуемого участка субконта (т.е. *внешней* стороны $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума).

«Разрыв» субконта – это неполное действие. Для полного «разрыва» локального участка $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума необходимо «порвать» и ее *внутреннюю* сторону, описываемую метрикой (109) с сигнатурой (– + + +). Для этого необходимо в той же области пространства в антисубконте (т.е. во *внутренней* стороне $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума) создать аналогичные равноускоренные и равнозамедленные течения, чтобы его среднее состояние определялось усредненной метрикой

$$\langle ds^{(-)} \rangle^2 = \frac{1}{2} (ds_a^{(-2)} + ds_b^{(-2)}) = -\frac{c^2 dt^2}{1 - \frac{a_x^4 t^4}{c^4}} + \frac{a_x t \left(\sqrt{1 - \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} + \sqrt{1 + \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} \right) dt dx}{\sqrt{1 - \frac{a_x^4 t^4}{c^4}}} + dx^2 + dy^2 + dz^2, \quad (138)$$

с сигнатурой (– + + +), которая «рвется» при тех же условиях

$$\frac{a_x^4 t^4}{c^4} = 1, \text{ или } |a_x|/t = c, \text{ или } |a_x| = c / \Delta t. \quad (139)$$

Усреднение метрик (136) и (138) приводит к выполнению вакуумного условия

$$\langle \langle ds \rangle \rangle^2 = 1/2 (\langle ds^{(+)} \rangle^2 + \langle ds^{(-)} \rangle^2) = 0, \quad (140)$$

которое в данной ситуации эквивалентно третьему закону Ньютона: – «действие равно противодействию»

$$F_x^{(+)} - F_x^{(-)} = m a_x^{(+)} - m a_x^{(-)} = a_x^{(+)} - a_x^{(-)}. \quad (141)$$

То есть процесс «разрыва» локального участка $\lambda_{m,n}$ -вакуума аналогичен разрыву обычного (атомистического) твердого тела, к которому с двух его сторон приложены достаточно большие равные силы, точнее ускорения.

Не исключено, что описанные выше условия «разрыва» $\lambda_{-11, -13}$ -вакуума складываются при столкновении встречных потоков элементарных частиц, разогнанных на ускорителе. Возможно, что сильное соударение частиц приводит к возникновению паутины вакуумных «трещин», при этом замкнувшиеся трещины разлетаются в виде множества новых «частиц» и «античастиц» (подобно осколкам разбитого стекла).

Для получения «разрывов» вакуума больших масштабов необходимо инициировать ускоренные течения различных сторон $\lambda_{2,3}$ -вакуума (смотрите §1 в статье [1]).

По всей видимости, «разрывы» вакуума различного масштаба происходят в окружающей нас природе, например, при рождении новых частиц из пустоты в момент столкновения молекул атмосферы с космическими излучениями, или при вспышках молнии в дождевых облаках. Мы здесь только пытаемся описать эти явления на основании геометризированной физики вакуума, основанной на Алгебре сигнатур. Однако развитие «нулевых» (вакуумных) технологий сопряжено с большими опасностями. Поэтому, параллельно с развитием физики вакуума (в частности кинетики вакуумных слоев) необходимо переосмыслить религиозно - философские аспекты современной науки, развить «Вакуумную Этику», «Вакуумную Эстетику» и «Вакуумную Психологию». В противном случае это знание не принесет пользу нашей цивилизации.

ВЫВОДЫ

Когда сражаешься с монстрами, остерегайся, чтобы самому не стать монстром. И если долго всматриваешься в Бездну, то Бездна всматривается в тебя.

Ф. Ницше

“Jenseits Gut und Böse”

(По ту сторону добра и зла)

Данная статья является третьей частью единого исследования под общим названием «Геометризированной физики вакуума на основе Алгебры сигнатур».

В первых двух частях данного исследования, представленных в статьях автора [1,2], был предложен метод исследования идеального (т.е. неискривленного и неподвижного) участка вакуума с помощью зондирования его взаимно перпендикулярными лучами света с различными длинами волн $\lambda_{m,n}$. Данный метод позволил в первых двух статьях [1,2] заложить основы сначала Алгебры стигнатур, а затем Алгебры сигнатур.

В этой статье рассмотрены возможности описания искривленного состояния того же участка вакуума на основании Дальнейшего развития математического аппарата Алгебры сигнатур.

Перечислим основные результаты, полученные в данной статье:

1) На примере одного из $\lambda_{m,n}$ -вакуумов показано, что возможно множество уровней рассмотрения его искривлений. Самый простой из них это, как минимум, двухсторонний. Этот уровень рассмотрения подразумевает, что окружающее нас пустое пространство (вакуум) имеет не менее двух 4-мерные стороны, которые условно можно назвать: внешней стороной с сигнатурой пространства Минковского (+ – – –), и внутренней стороной с полностью противоположной сигнатурой анти-пространства Минковского (– + + +). В этом случае для описания искривлений локального участка двухстороннего 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума требуется не 16 компонент метрического тензора, как в односторонней теории, например, в ОТО, а $16 + 16 = 32 = 2^5$ компонент метрического тензора. Следующий уровень рассмотрения это $\lambda_{m,n}$ -вакуум с 16 сторонами. На этом уровне рассмотрения для описания искривления локальной области шестидесяти-стороннего 2^6 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума требуется уже $16 \times 16 = 256 = 2^8$ компонент метрического тензора. При этом описание искривлений получается значительно более точным, чем при двухстороннем рассмотрении. Математический аппарат Алгебры предусматривает возможность увеличения количества компонент метрического тензора, описывающих искривления локальной области $\lambda_{m,n}$ -вакуума до бесконечности (смотрите §2.9 в [2]).

- 2) Показано, что элементу длины на одной стороне двухсторонней протяженности с полностью противоположными сигнатурами соответствует перпендикулярный элемент на другой его стороне (смотрите §5.2 данной статьи). Это, на первый взгляд, простое наблюдение влечет за собой весьма значительные последствия. Данное обстоятельство является причиной того, что многие внутри-вакуумные и макроскопические процессы сворачиваются в спирали.
- 3) Выявлен физический смысл нулевых и ненулевых компонент метрического тензора в рамках предлагаемой «Геометризированной физики вакуума» (смотрите §6 данной статьи).
- 4) Введен тензор 4-деформаций и компоненты вектора относительного удлинения при двухстороннем и 16-стороннем рассмотрении искривлений $\lambda_{m,n}$ -вакуума (смотрите §§ 5.2 и 5.3 данной статьи).
- 35) Рассмотрены некоторые аспекты кинематики слоев $\lambda_{m,n}$ -вакуума (смотрите §7 данной статьи). Это позволило проанализировать инертные свойства $\lambda_{m,n}$ -вакуума (смотрите §7.1), и предсказать возможность смещения вакуумных слоев со скоростью значительно превышающей скорость света (смотрите §7.2). В месте с тем показано, что продольное смещение внешней и внутренней сторон $\lambda_{m,n}$ -вакуума относительно друг друга неизбежно влечет за собой скручивание их в спиралевидный жгут.
- 6) Рассмотрена кинематическая модель возможности локального разрыва $\lambda_{m,n}$ -вакуума (смотрите §7.3).

Предлагаемая в статьях [1,2] и в данной статье «Геометризированной физики вакуума с позиций Алгебры сигнатур» далека до завершения, но уже сейчас в рамках данной программы исследований проявляется возможность развития «нулевых» (т.е. вакуумных) технологий. Вместе с тем очевидно, что развитие данных технологий требует значительного повышения ответственности человечества перед Мирозданием [5,9].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Батанов-Гаухман, М. (2023) «Геометризованная физика вакуума. Часть I. Алгебра стигнатур», <https://doi.org/10.24108/preprints-3113027> (доступно на английском) Batanov-Gaukhman, M. (2023) “Geometrized vacuum physics. Part I. Algebra of stignatures“, DOI: [10.20944/preprints202306.0765.v1](https://doi.org/10.20944/preprints202306.0765.v1)
- [2] Батанов-Гаухман, М. (2023) «Геометризованная физика вакуума. Часть II. Алгебра сигнатур», <https://doi.org/10.24108/preprints-3113028> (доступно на английском) Batanov-Gaukhman, M. (2023) “Geometrized vacuum physics. Part II. Algebra of signatures“, DOI: [10.20944/preprints202307.0716.v1](https://doi.org/10.20944/preprints202307.0716.v1)
- [3] Седов Л.И. (1994) Механика сплошных сред. Т.1. – М.: Наука, 1994.
- [4] Шипов Г. (1998). «Теория физического вакуума». Москва СТ-Центр, Россия ISBN 5 7273-0011-8.
- [5] Гаухман М.Х. (2007) Алгебра подписи «Пустота» (желтая Alsigna). – Москва: УРСС, стр.308, ISBN 978-5-382-00580-5, (доступно на сайте www.alsigna.ru).
- [6] Гаухман М.Х. (2017) Алгебра сигнатур «Безмассовая физика» (фиолетовая Alsigna). – Москва: Филин, ISBN 978-5-9216-0104-8 (доступно на английском языке <http://metraphysics.ru/>).
- [7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. (1988) Теория поля. Том 2. – М.: Наука, 1988. –509 стр. ISBN 5-02-014420-7.
- [8] Логунов А.А. (1987) Лекции по теории относительности и гравитации. – Москва: Наука, 271 с.
- [9] Гаухман, М.Х. (2007) Алгебра сигнатур "ИМЕНА" (оранжевая Alsigna). – Москва: ЛКИ, с.228, ISBN 978-5-382-00077-0 (доступно на сайте www.alsigna.ru).