

DOI 10.21661/r-469312

Батанов Михаил Семенович

**ОБЩАЯ ДИНАМИКА
ВАКУУМНЫХ СЛОЕВ
И «ВАКУУМНАЯ ЭЛЕКТРОСТАТИКА»**

Ключевые слова: вакуум, локальное вакуумное образование, геодезическая линия, ускорение вакуумного слоя, вакуумная электростатика, вращение ядра.

Данная работа является продолжением серии статей, посвященных развитию светогеометрии «вакуума» на основе аксиоматики Алгебры сигнатур [1–4]. В этой части светогеометрии «вакуума» рассматривается общая динамика вакуумных слоев, из которой при определенных условиях вытекают «вакуумная электростатика». Намечены пути изучения вращения вакуумных слоев внутри ядер стабильных вакуумных образований, в частности внутри ядер «электрона» и «позитрона».

Keywords: vacuum, local vacuum formation, geodesic line, vacuum layer acceleration, vacuum electrostatics, nuclear rotation.

This paper is a continuation of a series of articles devoted to the development of light-geometry of the "vacuum" based on the axiomatics of the Algebra of signatures. In this part of the light-geometry of the "vacuum" the general dynamics of the vacuum layers is considered, from which under certain conditions "vacuum electrostatics" follow. The ways of studying vacuum layers rotation inside nuclear of stable vacuum formations, in particular inside the nuclear of the "electron" and "positron", are outlined.

1. Введение

Предметом изучения Алгебры сигнатур (Алсигны) является объем «вакуума», т.е. локальный участок 3-мерной пустоты {смотрите определения №1.1, № 12.5 в [1]}.

В рамках Алсигны «вакуум» расслаивается на бесконечное количество вложенных друг в друга $\lambda_{m \div n}$ -вакуумов (рис. 1.1), которые высвечиваются из пустоты посредством зондирования ее монохроматическими лучами света с длинами волн $\lambda_{m \div n}$ из различных диапазонов $\Delta\lambda = 10^m \div 10^n$ см, где $n = m + 1$ {смотрите пп. 1 – 4 в [1]}.

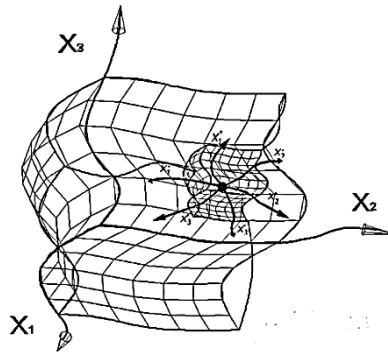


Рис. 1.1. $\lambda_{m \div n}$ -вакуум вложен в $\lambda_{f \div d}$ -вакуум, где $\lambda_{f \div d} > \lambda_{m \div n}$

В данной статье остановимся на рассмотрении геодезических линий искривленного участка только одного из $\lambda_{m \div n}$ -вакуумов (т.е. одного поперечного 3-мерного вакуумного слоя, рис. 1.1). Геодезические линии остальных $\lambda_{m \div n}$ -вакуумов описываются аналогично.

Напомним, что в рамках Алгебры сигнатур самым простым является неискривленный участок 8-мерной 2^3 - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности {смотрите п. 21 в [1]}, которая описывается системой двух метрик с взаимно противоположными сигнатурами {(7.3) и (7.4) в [1]}:

$$\begin{cases} ds^{(-)2} = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = dx_0^2 - dx_1^2 - dx_2^2 - dx_3^2 = 0 \text{ с сигнатурой } (+---); & (1.1) \\ ds^{(+)2} = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2 = -dx_0^2 + dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 = 0 \text{ с сигнатурой } (-+++), & (1.2) \end{cases}$$

удовлетворяющими вакуумному условию

$$ds^{(\pm)2} = \frac{1}{2}(ds^{(-)2} + ds^{(+2)}) = \frac{1}{2} [(c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2) + (-c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2)] = 0 \cdot c^2 dt^2 + 0 \cdot dx^2 + 0 \cdot dy^2 + 0 \cdot dz^2 = \Theta, \quad (1.3)$$

где Θ – истинный ноль {смотрите определения №12.4, № 4.1 в [1]}.

Метрико-динамическое состояние того же, но искривленного участка 2^3 - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности описывается усредненной метрикой {nn. 21 и 22 в [1]}

$$ds^{(\pm)2} = \frac{1}{2}(ds^{(-)2} + ds^{(+2)}) = \frac{1}{2}(g_{ij}^{(-)} - g_{ij}^{(+)})dx^i dx^j, \quad (1.4)$$

где

$$ds^{(-)2} = ds^{(+---)2} = g_{ij}^{(-)} dx^i dx^j \text{ с сигнатурой } (+---), \quad (1.5)$$

$$g_{ij}^{(-)} = \begin{pmatrix} g_{00}^{(-)} & g_{10}^{(-)} & g_{20}^{(-)} & g_{30}^{(-)} \\ g_{01}^{(-)} & g_{11}^{(-)} & g_{21}^{(-)} & g_{31}^{(-)} \\ g_{02}^{(-)} & g_{12}^{(-)} & g_{22}^{(-)} & g_{32}^{(-)} \\ g_{03}^{(-)} & g_{13}^{(-)} & g_{23}^{(-)} & g_{33}^{(-)} \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

– метрический тензор «внешней» стороны 2^3 - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности {или субконта – определение №7.4 в [1]};

$$ds^{(+2)} = ds^{(-+++2)} = g_{ij}^{(+)} dx^i dx^j \text{ с сигнатурой } (-+++), \quad (1.7)$$

$$g_{ij}^{(+)} = \begin{pmatrix} g_{00}^{(+)} & g_{10}^{(+)} & g_{20}^{(+)} & g_{30}^{(+)} \\ g_{01}^{(+)} & g_{11}^{(+)} & g_{21}^{(+)} & g_{31}^{(+)} \\ g_{02}^{(+)} & g_{12}^{(+)} & g_{22}^{(+)} & g_{32}^{(+)} \\ g_{03}^{(+)} & g_{13}^{(+)} & g_{23}^{(+)} & g_{33}^{(+)} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

– метрический тензор «внутренней» стороны 2^3 - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности {или антисубконта – определение №7.5 в [1]}.

Важно отметить, что выражение (1.4)

$$ds^{(\pm)2} = \frac{1}{2} ds^{(-)2} + \frac{1}{2} ds^{(+2)}, \quad (1.9)$$

по сути, является теоремой Пифагора $c^2 = a^2 + b^2$ {n. 22 в [1]}. Это означает, что отрезки линий $(\frac{1}{2})^{1/2} ds^{(-)}$ и $(\frac{1}{2})^{1/2} ds^{(+)}$ всегда взаимно перпендикулярны по отношению друг к другу: $ds^{(-)} \perp ds^{(+)}$ (рис. 1.2), а две линии, направленные в одном и том же направлении, могут быть всегда взаимно перпендикулярны

только в том случае, когда они образуют правильную двойную спираль (рис. 1.3).

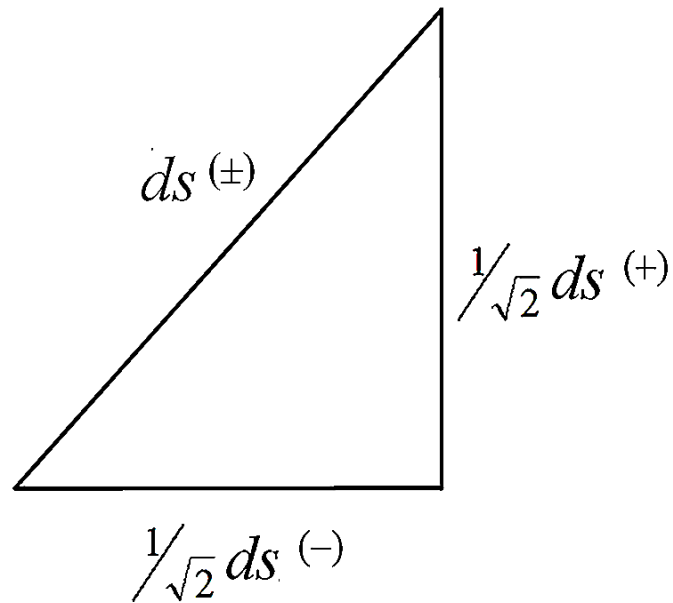


Рис. 1.2. Соотношение отрезков $ds^{(-)}$ и $ds^{(+)}$

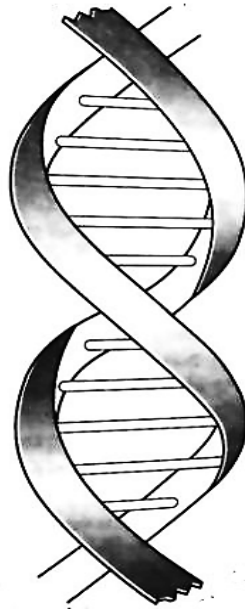


Рис. 1.3. Если спроецировать линии правильной двойной спирали на плоскость, то в месте их пересечения они оказываются взаимно перпендикулярными друг по отношению другу

Таким образом, усредненная метрика (1.9) соответствует отрезку 2-«жгута» {определение №22.1 в [1]}, состоящего из двух взаимно

переплетенных спиралей $s^{(-)}$ и $s^{(+)}$, который можно описать комплексным числом

$$ds^{(\pm)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(ds^{(-)} + i ds^{(+)}), \quad (1.10)$$

квадрат модуля которого равен (1.4). Здесь i – мнимая единица $\sqrt{-1}$, выполняющая функцию единичного вектора, задающего направление линейного элемента $ds^{(+)}$ перпендикулярное по отношению к направлению линейного элемента $ds^{(-)}$.

2. Уравнение геодезической линии

в двухсторонней 2^3 - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности

Кратчайшее расстояние между двумя бесконечно близко расположенными точками p_1 и p_2 в искривленной 2^3 - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности, т.е. наименьшая длина 2-спирали (1.10), определяется как экстремаль функционала

$$S = \int ds^{(\pm)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \int (ds^{(-)} + i ds^{(+)}), \quad (2.1)$$

где интегрирование производится от точки p_1 до точки p_2 .

Найдем уравнение данной экстремали, исходя из условия равенства нулю первой вариации

$$\delta S = \frac{1}{\sqrt{2}} \delta \int (ds^{(-)} + i ds^{(+)}) = 0. \quad (2.2)$$

Обе части выражения (2.2) можно умножить на $\sqrt{2}$, при этом имеем

$$\delta S = \delta \int ds^{(-)} + i \delta \int ds^{(+)} = 0. \quad (2.3)$$

или с учетом (1.5) и (1.7)

$$\delta S = \delta \int \sqrt{g_{ij}^{(-)} dx^i dx^j} + i \delta \int \sqrt{g_{ij}^{(+)} dx^i dx^j} = 0. \quad (2.4)$$

Вариации в выражении (2.4) можно рассмотреть по отдельности

$$\delta \int \sqrt{g_{ij}^{(-)} dx^i dx^j} = 0, \quad \delta \int \sqrt{g_{ij}^{(+)} dx^i dx^j} = 0 \quad (2.5)$$

Экстремали функционалов (2.5) определяются одинаково, поэтому рассмотрим общий случай [5]

$$S = \int_{p_1}^{p_2} ds \quad (2.6)$$

где

$$ds = \sqrt{g_{ij} dx^i dx^j} \quad (2.7)$$

– элемент 4-мерной линии с любой из 16-и возможных стигнатур (10.13) в [1].

Рассмотрим первую вариацию функционала (2.7)

$$\delta S = \delta \int ds = \delta \int \sqrt{g_{ij} dx^i dx^j} = 0. \quad (2.8)$$

при условии, что на концах рассматриваемой *линии* (т.е. в точках p_1 и p_2) вариации равны нулю

$$\delta ds_{(p_1)} = \delta ds_{(p_2)} = \delta x_{(p_1)} = \delta x_{(p_2)} = 0. \quad (2.9)$$

Воспользуемся выражением [5]

$$\delta ds^2 = 2 ds \delta ds \quad (2.10)$$

откуда следует

$$\delta ds = \frac{1}{2 ds} \delta g_{ij} dx^i dx^j = \frac{1}{2 ds} \left[\frac{\partial g_{ij}}{\partial x^\mu} \delta x^\mu dx^i dx^j + g_{ij} dx^j d\delta x^i + g_{ij} dx^i d\delta x^j \right], \quad (2.11)$$

где использована коммутативность операций варьирования и дифференцирования $\delta(dx^i) = d(\delta x^i)$.

Подставив выражение (2.11) под знак интеграла (2.8), разделив и умножив на ds , получим [5]

$$\delta S = \frac{1}{2} \int_{p_1}^{p_2} \left\{ \frac{\partial g_{ij}}{\partial x^\mu} \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^j}{ds} \delta x^\mu + \left(g_{\mu j} \frac{dx^j}{ds} + g_{i\mu} \frac{dx^i}{ds} \right) \frac{d(\delta x^\mu)}{ds} \right\} ds = 0. \quad (2.12)$$

Проинтегрируем выражение в круглых скобках по частям:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \int_{p_1}^{p_2} \left(g_{\mu j} \frac{dx^j}{ds} + g_{i\mu} \frac{dx^i}{ds} \right) \frac{d(\delta x^\mu)}{ds} ds = \frac{1}{2} \left(g_{\mu k} \frac{dx^k}{ds} + g_{i\mu} \frac{dx^i}{ds} \right) \delta x^\mu \Big|_{p_1}^{p_2} - \\ - \frac{1}{2} \int_{p_1}^{p_2} \delta x^\mu \frac{d}{ds} \left(g_{\mu j} \frac{dx^j}{ds} + g_{i\mu} \frac{dx^i}{ds} \right) ds. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Первое слагаемое в этом выражении, вследствие (2.9), обращается в ноль. Подставляя оставшуюся часть (2.13) в (2.12) и производя дифференцирование, приходим к выражению [5]

$$\delta S = \frac{1}{2} \int_{p_1}^{p_2} \left\{ \left(\frac{\partial g_{ij}}{\partial x^\mu} - \frac{\partial g_{\mu j}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{i\mu}}{\partial x^j} \right) \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^j}{ds} + 2g_{\mu j} \frac{d^2 x^j}{ds^2} \right\} ds \delta x^\mu = 0. \quad (2.14)$$

Из того, что интеграл (2.14) обращается в ноль при любых вариациях δx^μ , следует равенство нулю выражения, заключенного в фигурные скобки. Откуда, с учетом соотношения $g_{\mu j} g^{\mu j} = 1$, после несложных вычислений получим [5]:

$$\frac{d^2 x^l}{ds^2} + \Gamma_{ij}^l \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^j}{ds} = 0, \text{ или } \frac{d^2 x^l}{ds^2} = -\Gamma_{ij}^l \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^j}{ds}, \quad (2.15)$$

где

$$\Gamma_{ij}^l = \frac{1}{2} g^{l\mu} \left(\frac{\partial g_{\mu i}}{\partial x^j} + \frac{\partial g_{\mu j}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ij}}{\partial x^\mu} \right) - \text{символы Кристоффеля.} \quad (2.16)$$

Проделявая аналогичные выкладки для вариаций (2.5), получим два уравнения

$$\frac{d^2 x^l}{ds^2} + \Gamma_{ij}^{l(-)} \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^j}{ds} = 0, \quad (2.17)$$

$$\frac{d^2 x^l}{ds^2} + \Gamma_{ij}^{l(+)} \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^j}{ds} = 0, \quad (2.18)$$

где соответственно

$$\Gamma_{ij}^{l(-)} = \frac{1}{2} g^{l\mu} \left(\frac{\partial g_{\mu i}^{(-)}}{\partial x^j} + \frac{\partial g_{\mu j}^{(-)}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ij}^{(-)}}{\partial x^\mu} \right) - \text{символы Кристоффеля субконта;} \quad (2.19)$$

$$\Gamma_{ij}^{l(+)} = \frac{1}{2} g^{l\mu} \left(\frac{\partial g_{\mu i}^{(+)}}{\partial x^j} + \frac{\partial g_{\mu j}^{(+)}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ij}^{(+)}}{\partial x^\mu} \right) - \text{символы Кристоффеля антисубконта.} \quad (2.20)$$

При рассмотрении вариации (2.4), с учетом полученных символов Кристоффеля (2.19) и (2.20), найдем, что искомая экстремаль функционала (2.1)

определяется следующим уравнением геодезической линии в искривленной двухсторонней $2^3\text{-}\lambda_{m\div n}$ -вакуумной протяженности

$$\frac{d^2 x^l}{ds^2} + (\Gamma_{ij}^{l(-)} + i\Gamma_{ij}^{l(+)}) \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^j}{ds} = 0, \quad (2.21)$$

или

$$\frac{d^2 x^l}{ds^2} = -(\Gamma_{ij}^{l(-)} + i\Gamma_{ij}^{l(+)}) \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^j}{ds}, \quad (2.22)$$

В рамках Алгебры сигнатур (Алсигны) выражение (2.22) определяет ускоренное движение локального двухстороннего участка $2^3\text{-}\lambda_{m\div n}$ -вакуумной протяженности, скрученного в 2-жгут. Далее будет показано, что в этом выражении также содержится информация о динамике искривленного 3-мерного слоя «вакуума», масштабы неровностей которого соизмеримы с $100 \cdot \lambda_{m\div n}$.

3. Восьмистороннее рассмотрение

Более точным и гармоничным является не дву-, а восьмистороннее рассмотрение локального участка $2^6\text{-}\lambda_{m\div n}$ -вакуумной протяженности [1]. В этом случае рассматривается не две 4-мерные стороны одного «листа» {рис. 21.1 в [1]}, а восемь «сторон» вакуумного куба {рис. 6.2 в [1]}. Поэтому на данном уровне рассмотрения искривленное состояние $2^6\text{-}\lambda_{m\div n}$ -вакуумной протяженности описывается суперпозицией не двух, как в предыдущих пунктах, а шестнадцати 4-метрик {смотрите (20.5) в [1]}

$$\begin{aligned} ds_{(16)}^2 = \sum_{q=1}^{16} g_{ij}^{(q)} dx_i dx_j = & g_{ij}^{(1)} dx^i dx^j + g_{ij}^{(2)} dx^i dx^j + g_{ij}^{(3)} dx^i dx^j + g_{ij}^{(4)} dx^i dx^j + \\ & + g_{ij}^{(5)} dx^i dx^j + g_{ij}^{(6)} dx^i dx^j + g_{ij}^{(7)} dx^i dx^j + g_{ij}^{(8)} dx^i dx^j + \\ & + g_{ij}^{(9)} dx^i dx^j + g_{ij}^{(10)} dx^i dx^j + g_{ij}^{(11)} dx^i dx^j + g_{ij}^{(12)} dx^i dx^j + \\ & + g_{ij}^{(13)} dx^i dx^j + g_{ij}^{(14)} dx^i dx^j + g_{ij}^{(15)} dx^i dx^j + g_{ij}^{(16)} dx^i dx^j = 0. \end{aligned} \quad (3.1)$$

где

$$g_{ij}^{(q)} = \begin{pmatrix} g_{00}^{(q)} & g_{10}^{(q)} & g_{20}^{(q)} & g_{30}^{(q)} \\ g_{01}^{(q)} & g_{11}^{(q)} & g_{21}^{(q)} & g_{31}^{(q)} \\ g_{02}^{(q)} & g_{12}^{(q)} & g_{22}^{(q)} & g_{32}^{(q)} \\ g_{03}^{(q)} & g_{13}^{(q)} & g_{23}^{(p)} & g_{33}^{(q)} \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

– компоненты метрического тензора q -го метрического пространства с соответствующей сигнатурой

$$\text{sign}(g_{ij}^{(q)}) = \begin{pmatrix} (+ + + +)^1 & (+ + + -)^5 & (- + + -)^9 & (+ + - +)^{13} \\ (- - - +)^2 & (- + + +)^6 & (- - + +)^{10} & (- + - +)^{14} \\ (+ - - +)^3 & (+ + - -)^7 & (+ - - -)^{11} & (+ - + +)^{15} \\ (- - + -)^4 & (+ - + -)^8 & (- + - -)^{12} & (- - - -)^{16} \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

В рамках Алгебры сигнатур выражение (3.1) называется 16-жгутом, образованным аддитивным наложением (переплетением) шестнадцати 4-мерных метрических пространств {смотрите пп. 17–22 в [1]}. При этом отрезок 16-спирали, состоящий из отрезков 16-и переплетенных линий $ds^{(q)}$, описывается выражением {смотрите (22.31) в [1]}

$$\begin{aligned} ds_{(16)} = & \eta_1 ds^{(+ - - -)} + \eta_2 ds^{(+ + + +)} + \eta_3 ds^{(- - - +)} + \eta_4 ds^{(+ - - +)} + \\ & + \eta_5 ds^{(- - + -)} + \eta_6 ds^{(+ + - -)} + \eta_7 ds^{(- + - -)} + \eta_8 ds^{(+ - + -)} + \\ & + \eta_9 ds^{(- + + +)} + \eta_{10} ds^{(- - - -)} + \eta_{11} ds^{(+ + + -)} + \eta_{12} ds^{(- + + -)} + \\ & + \eta_{13} ds^{(+ + - +)} + \eta_{14} ds^{(- - + +)} + \eta_{15} ds^{(+ - + +)} + \eta_{16} ds^{(- + - +)}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

где η_m ($m = 1, 2, 3, \dots, 16$) – ортонормированный базис объектов (подобных мнимой единице), удовлетворяющих антикоммутиационному соотношению алгебры Клиффорда

$$\eta_m \eta_n + \eta_n \eta_m = 2\delta_{mn}, \quad (3.5)$$

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

Отрезок 16-жгута (3.4) можно представить в виде суммы двух комплексно сопряженных 8-жгутов (октонионов),

$$ds_{(16)} = ds_{(8)}^{(-)} + ds_{(8)}^{(+)} \quad (3.6)$$

где

$$ds_{(8)}^{(-)} = \zeta_1 ds^{(+ + + +)} + \zeta_2 ds^{(+ - - -)} + \zeta_3 ds^{(- - - +)} + \zeta_4 ds^{(+ - - +)} + \zeta_5 ds^{(- - + -)} +$$

$$+ \zeta_6 ds^{(++++)} + \zeta_7 ds^{(----)} + \zeta_8 ds^{(+-+-)} = 0, \quad (3.7)$$

$$ds_{(8)}^{(+)} = \zeta_1 ds^{(----)} + \zeta_2 ds^{(----)} + \zeta_3 ds^{(++++)} + \zeta_4 ds^{(+-+-)} + \zeta_5 ds^{(+-+-)} + \\ + \zeta_6 ds^{(+-+-)} + \zeta_7 ds^{(+-+-)} + \zeta_8 ds^{(+-+-)}. \quad (3.8)$$

Здесь восемь объектов ζ_r (где $r = 1, 2, 3, \dots, 8$) удовлетворяют антикоммутиративным соотношениям алгебры Клиффорда:

$$\zeta_m \zeta_k + \zeta_k \zeta_m = 2\delta_{km}, \quad (3.9)$$

где δ_{km} – символ Кронекера ($\delta_{km} = 0$ при $m \neq k$ и $\delta_{km} = 1$ при $m = k$).

Данным требованиям удовлетворяют, например, набор 8×8 -матриц типа:

$$\zeta_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \zeta_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \quad \zeta_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\zeta_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \zeta_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \zeta_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\zeta_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \zeta_8 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

В этом случае δ_{km} является единичной 8×8 -матрицей:

$$\delta_{km} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

Рассмотрим функционал

$$S = \int_{p_1}^{p_2} ds_{(16)} \quad (3.12)$$

где $ds_{(16)}$ – отрезок 16-жгута (3.4).

Аналогично тому, как это было сделано в п. 2, приравняем первую вариацию данного функционала нулю

$$\begin{aligned} \delta S = & \eta_1 \delta \int ds^{(+- - -)} + \eta_2 \delta \int ds^{(++++)} + \eta_3 \delta \int ds^{(---+)} + \eta_4 \delta \int ds^{(+-- +)} + \\ & + \eta_5 \delta \int ds^{(--+ -)} + \eta_6 \delta \int ds^{(++- -)} + \eta_7 \delta \int ds^{(-+- -)} + \eta_8 \delta \int ds^{(+ - + -)} + \\ & + \eta_9 \delta \int ds^{(-+++)} + \eta_{10} \delta \int ds^{(----)} + \eta_{11} \delta \int ds^{(+++ -)} + \eta_{12} \delta \int ds^{(-++ -)} + \\ & + \eta_{13} \delta \int ds^{(++- +)} + \eta_{14} \delta \int ds^{(--+ +)} + \eta_{15} \delta \int ds^{(+ - + +)} + \eta_{16} \delta \int ds^{(-+ - +)} = 0 \end{aligned} \quad (3.13)$$

и проделывая операции типа (2.6) – (2.22), получим уравнение экстремали (т.е. усредненной геодезической линии) в искривленной 2^6 - λ_{m+n} -вакуумной протяженности

$$\frac{d^2 x^l}{ds^2} + (\eta_1 \Gamma_{ij}^{l(1)} + \eta_2 \Gamma_{ij}^{l(2)} + \eta_3 \Gamma_{ij}^{l(3)} + \dots + \eta_{15} \Gamma_{ij}^{l(15)} + \eta_{16} \Gamma_{ij}^{l(16)}) \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^j}{ds} = 0 \quad (3.14)$$

или

$$\frac{d^2 x^l}{ds^2} = -(\sum_{q=1}^{16} \eta_q \Gamma_{ij}^{l(q)}) \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^j}{ds}, \quad (3.15)$$

где

$$\Gamma_{ij}^{l(q)} = \frac{1}{2} g^{l\mu} \left(\frac{\partial g_{\mu i}^{(q)}}{\partial x^j} + \frac{\partial g_{\mu j}^{(q)}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ij}^{(q)}}{\partial x^\mu} \right) \quad (3.16)$$

– символы Кристоффеля q -го метрического пространства с компонентами метрического тензора

$$g_{ij}^{(q)} = \begin{pmatrix} g_{00}^{(q)} & g_{10}^{(q)} & g_{20}^{(q)} & g_{30}^{(q)} \\ g_{01}^{(q)} & g_{11}^{(q)} & g_{21}^{(q)} & g_{31}^{(q)} \\ g_{02}^{(q)} & g_{12}^{(q)} & g_{22}^{(q)} & g_{32}^{(q)} \\ g_{03}^{(q)} & g_{13}^{(q)} & g_{23}^{(q)} & g_{33}^{(q)} \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

и соответствующей сигнатурой

$$\begin{aligned}
& \begin{matrix} (+ + + +)^1 & (+ + + -)^5 & (- + + -)^9 & (+ + - +)^{13} \\ (- - - +)^2 & (- + + +)^6 & (- - + +)^{10} & (- + - +)^{14} \\ (+ - - +)^3 & (+ + - -)^7 & (+ - - -)^{11} & (+ - + +)^{15} \\ (- - + -)^4 & (+ - + -)^8 & (- + - -)^{12} & (- - - -)^{16} \end{matrix} \\
& sign(g_{ij}^{(q)}) = \quad \quad \quad (3.18)
\end{aligned}$$

Выражение (3.14) показывает, что на данном уровне рассмотрения искривленный участок $2^6\text{-}\lambda_{m\div n}$ -вакуумной протяженности представляет собой сложные «жгуты» и «узлы», состоящие из 16-и переплетенных ускоренных внутри-вакуумных токов (рис. 3.1).

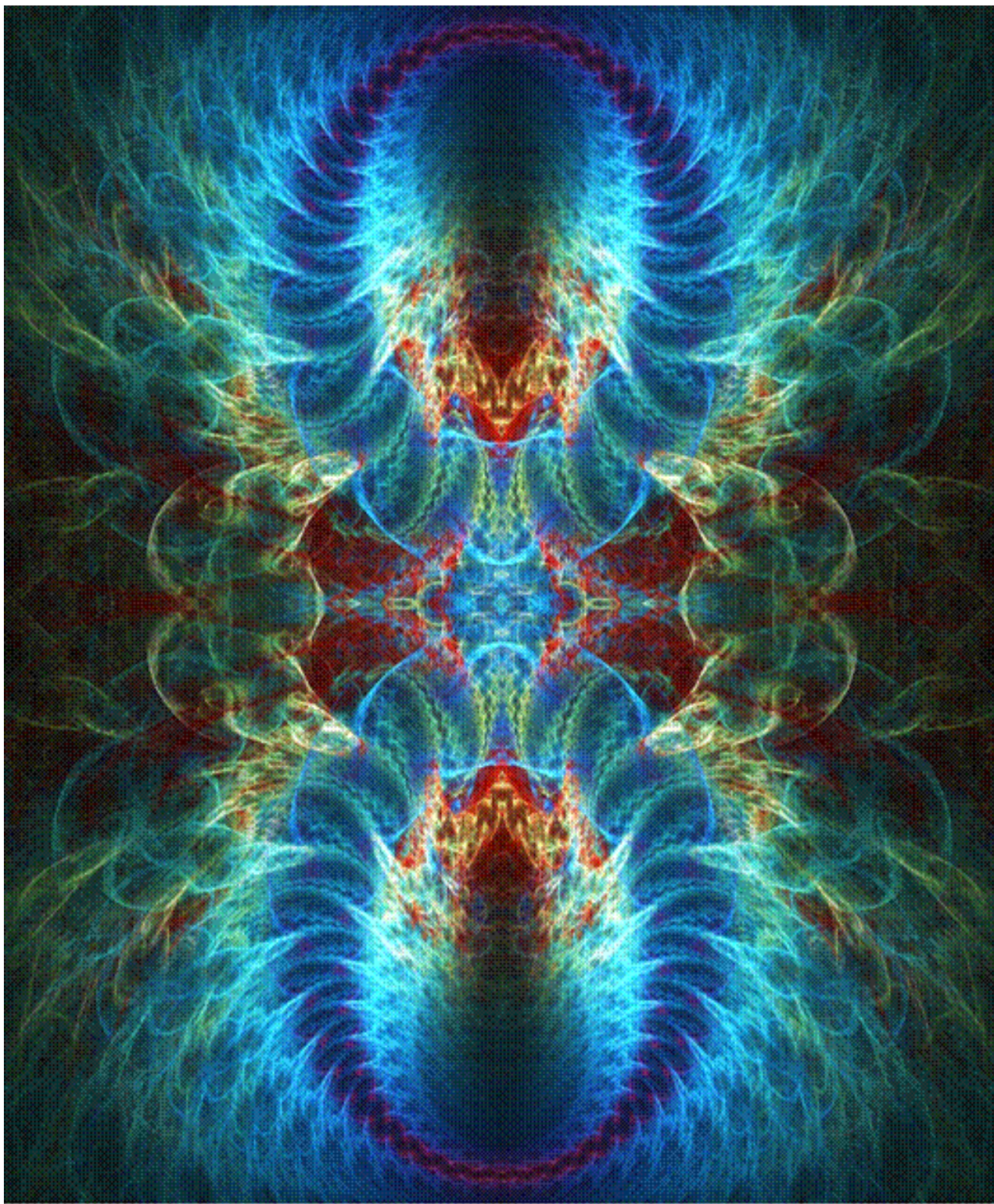


Рис. 3.1. Фрактальная иллюстрация переплетенных внутри-вакуумных токов

Следующим уровнем рассмотрения является 2^{10} - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумная протяженность {смотрите п. 16 в [1]}. Ее динамика аналогична динамике 2^6 - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности, но в этом случае переплетаются уже не 16 ускоренных внутри-вакуумных токов, а 256.

Более утонченных уровней рассмотрения «вакуума» может быть бесконечное количество {н. 16 в [1]}. При этом каждый раз динамика последующего поперечного уровня «вакуума» является результатом усреднения (заглубления) динамики предшествующего, значительно более тонко и изящно устроенного уровня.

4. Скрытая динамика поперечного вакуумного слоя

В н. 18 в [1] было показано, что метрика локального участка искривленного 4-мерного подпространства

$$ds^{(q)2} = g_{ij}^{(q)} dx^i dx^j, \quad (4.1)$$

с любой из 16-ти возможных сигнатур (3.3), может быть представлена в виде скалярного произведения двух векторов, заданных в искаженных аффинных пространствах с соответствующими стигнатурами {смотрите (18.3) в [1]}

$$ds^{(q)2} = ds^{(a)} ds^{(b)} = \beta^{pm(a)} \mathbf{e}_m^{(a)} \alpha_{pi}^{(a)} \beta^{ln(b)} \mathbf{e}_n^{(b)} \alpha_{lj}^{(b)} dx^i dx^j = g_{ij}^{(q)} dx^i dx^j, \quad (4.2)$$

где

$$ds^{(a)} = \beta^{pm(a)} \mathbf{e}_m^{(a)} \alpha_{pi}^{(a)} dx^i, \quad (4.3)$$

$$ds^{(b)} = \beta^{ln(b)} \mathbf{e}_n^{(b)} \alpha_{lj}^{(b)} dx^j \quad (4.4)$$

– векторы, заданные соответственно в a -ом и b -ом искривленном аффинном пространстве с соответствующей стигнатурой {нн. 17–18 в [1]}.

Здесь в свою очередь

$$\alpha_{ij}^{(d)} = dx^{i(d)} / dx^{j(d)} \quad (4.5)$$

– компоненты тензора удлинений осей искривленного участка d -го аффинного пространства с соответствующей стигнатурой из матрицы (10.13) в [1];

$$\beta^{pm(d)} = (\mathbf{e}'_p{}^{(d)} \cdot \mathbf{e}_m^{(d)}) = \cos(\mathbf{e}'_p{}^{(d)} \wedge \mathbf{e}_m^{(d)}) \quad (4.6)$$

– направляющие косинусы между осями искривленного участка d -го аффинного пространства с той же стигнатурой;

$\mathbf{e}_m^{(d)}$ – базисный вектор, задающий направление m -ой оси d -го аффинного пространства;

$dx^{j(d)}$ – бесконечно малый отрезок j -ой оси d -го аффинного пространства.

Вернемся к самому простому уровню рассмотрения искривленной двухсторонней 2^3 - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности. В этом случае, вместо системы метрик (1.1) – (1.2), внешняя и внутренняя стороны искривленного участка 2^3 - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности описывается, сопряженными метриками

$$\begin{cases} ds^{(-)2} = g_{ij}^{(-)} dx^i dx^j \text{ с сигнатурой } (+---) \\ ds^{(+)2} = g_{ij}^{(+)} dx^i dx^j \text{ с сигнатурой } (-+++), \end{cases} \quad (4.7)$$

$$(4.8)$$

которые согласно (4.1) – (4.6) можно представить в виде

$$\begin{cases} ds^{(-)2} = ds^{(a)} ds^{(b)} \text{ с сигнатурой } (+---), \\ ds^{(+)2} = ds^{(c)} ds^{(d)} \text{ с сигнатурой } (-+++), \end{cases} \quad (4.9)$$

$$(4.10)$$

где

$$\text{I} \quad ds^{(a)} = \beta^{pm(a)} \mathbf{e}_m^{(a)} \alpha_{pi}^{(a)} dx^i \quad \text{с стигнатурой } \{----\} \quad (4.11)$$

$$\text{H} \quad ds^{(b)} = \beta^{ln(b)} \mathbf{e}_n^{(b)} \alpha_{lj}^{(b)} dx^j \quad \text{с стигнатурой } \{-+++\} \quad (4.12)$$

$$\text{V} \quad ds^{(c)} = \beta^{pm(c)} \mathbf{e}_m^{(c)} \alpha_{pi}^{(c)} dx^i \quad \text{с стигнатурой } \{++++\} \quad (4.13)$$

$$\text{H}' \quad ds^{(d)} = \beta^{ln(d)} \mathbf{e}_n^{(d)} \alpha_{lj}^{(d)} dx^j \quad \text{с стигнатурой } \{-+++\} \quad (4.14)$$

Найдем вариации всевозможных бинарных скалярных произведений векторов (4.11) – (4.14)

$$\delta(ds^{(a)} ds^{(b)}) = \delta(ds^{(a)}) ds^{(b)} + ds^{(a)} \delta(ds^{(b)}) \text{ с сигнатурой } (+---) \quad (4.15)$$

$$\delta(ds^{(c)} ds^{(d)}) = \delta(ds^{(c)}) ds^{(d)} + ds^{(c)} \delta(ds^{(d)}) \text{ с сигнатурой } (-+++) \quad (4.16)$$

$$\delta(ds^{(a)} ds^{(c)}) = \delta(ds^{(a)}) ds^{(c)} + ds^{(a)} \delta(ds^{(c)}) \text{ с сигнатурой } (----) \quad (4.17)$$

$$\delta(ds^{(c)} ds^{(b)}) = \delta(ds^{(c)}) ds^{(b)} + ds^{(c)} \delta(ds^{(b)}) \text{ с сигнатурой } (-+++) \quad (4.18)$$

$$\delta(ds^{(a)} ds^{(d)}) = \delta(ds^{(a)}) ds^{(d)} + ds^{(a)} \delta(ds^{(d)}) \text{ с сигнатурой } (+---) \quad (4.19)$$

$$\delta(ds^{(d)} ds^{(b)}) = \delta(ds^{(d)}) ds^{(b)} + ds^{(d)} \delta(ds^{(b)}) \text{ с сигнатурой } (++++) \quad (4.20)$$

Среди них отличающимися являются только четыре вариации с разными сигнатурами

$$\text{I} \quad \delta(ds^{(c)}ds^{(d)}) = \delta(ds^{(c)})ds^{(d)} + ds^{(c)}\delta(ds^{(d)}) \text{ с сигнатурой } (-+++)$$
 (4.21)

$$\text{H} \quad \delta(ds^{(d)}ds^{(b)}) = \delta(ds^{(d)})ds^{(b)} + ds^{(d)}\delta(ds^{(b)}) \text{ с сигнатурой } (++++)$$
 (4.22)

$$\text{V} \quad \delta(ds^{(a)}ds^{(b)}) = \delta(ds^{(a)})ds^{(b)} + ds^{(a)}\delta(ds^{(b)}) \text{ с сигнатурой } (+---)$$
 (4.23)

$$\text{H}' \quad \delta(ds^{(a)}ds^{(c)}) = \delta(ds^{(a)})ds^{(c)} + ds^{(a)}\delta(ds^{(c)}) \text{ с сигнатурой } (----)$$
 (4.24)

Физический смысл метрических слоев с сигнатурами $(----)$ и $(++++)$ заключается в учете бесконечно малой толщины $2^3\text{-}\lambda_{m+n}$ -вакуумной протяженности между метрическими слоями с сигнатурами $(+---)$ и $(-+++)$.

Определим совокупность «псевдосиловых полей», то есть полей ускорений локального участка «вакуума» различных типов, исходя из равенства нулю первых вариаций четырех возможных функционалов

$$\begin{aligned} \delta \int ds^{(a)} &= \int \{ \delta \beta^{pm(a)} \mathbf{e}_m^{(a)} a_{pi}^{(a)} dx^i + \beta^{pm(a)} \delta \mathbf{e}_m^{(a)} a_{pi}^{(a)} dx^i + \beta^{pm(a)} \mathbf{e}_m^{(a)} \delta a_{pi}^{(a)} dx^i + \beta^{pm(a)} \mathbf{e}_m^{(a)} a_{pi}^{(a)} \delta dx^i \} = 0, \\ \delta \int ds^{(b)} &= \int \{ \delta \beta^{ln(b)} \mathbf{e}_n^{(b)} a_{lj}^{(b)} dx^j + \beta^{ln(b)} \delta \mathbf{e}_n^{(b)} a_{lj}^{(b)} dx^j + \beta^{ln(b)} \mathbf{e}_n^{(b)} \delta a_{lj}^{(b)} dx^j + \beta^{ln(b)} \mathbf{e}_n^{(b)} a_{lj}^{(b)} \delta dx^j \} = 0, \\ \delta \int ds^{(c)} &= \int \{ \delta \beta^{pm(c)} \mathbf{e}_m^{(c)} a_{pi}^{(c)} dx^i + \beta^{pm(c)} \delta \mathbf{e}_m^{(c)} a_{pi}^{(c)} dx^i + \beta^{pm(c)} \mathbf{e}_m^{(c)} \delta a_{pi}^{(c)} dx^i + \beta^{pm(c)} \mathbf{e}_m^{(c)} a_{pi}^{(c)} \delta dx^i \} = 0, \\ \delta \int ds^{(d)} &= \int \{ \delta \beta^{ln(d)} \mathbf{e}_n^{(d)} a_{lj}^{(d)} dx^j + \beta^{ln(d)} \delta \mathbf{e}_n^{(d)} a_{lj}^{(d)} dx^j + \beta^{ln(d)} \mathbf{e}_n^{(d)} \delta a_{lj}^{(d)} dx^j + \beta^{ln(d)} \mathbf{e}_n^{(d)} a_{lj}^{(d)} \delta dx^j \} = 0, \end{aligned} \quad (4.24)$$

которые разлагаются на вариации 16-и под-функционалов

$$\begin{aligned} \text{H}' \quad \delta \int ds^{(a)} &= \int \delta \beta^{pm(a)} \mathbf{e}_m^{(a)} a_{pi}^{(a)} dx^i + \int \beta^{pm(a)} \delta \mathbf{e}_m^{(a)} a_{pi}^{(a)} dx^i + \int \beta^{pm(a)} \mathbf{e}_m^{(a)} \delta a_{pi}^{(a)} dx^i + \int \beta^{pm(a)} \mathbf{e}_m^{(a)} a_{pi}^{(a)} \delta dx^i = 0, \\ \text{V} \quad \delta \int ds^{(b)} &= \int \delta \beta^{ln(b)} \mathbf{e}_n^{(b)} a_{lj}^{(b)} dx^j + \int \beta^{ln(b)} \delta \mathbf{e}_n^{(b)} a_{lj}^{(b)} dx^j + \int \beta^{ln(b)} \mathbf{e}_n^{(b)} \delta a_{lj}^{(b)} dx^j + \int \beta^{ln(b)} \mathbf{e}_n^{(b)} a_{lj}^{(b)} \delta dx^j = 0, \\ \text{H} \quad \delta \int ds^{(c)} &= \int \delta \beta^{pm(c)} \mathbf{e}_m^{(c)} a_{pi}^{(c)} dx^i + \int \beta^{pm(c)} \delta \mathbf{e}_m^{(c)} a_{pi}^{(c)} dx^i + \int \beta^{pm(c)} \mathbf{e}_m^{(c)} \delta a_{pi}^{(c)} dx^i + \int \beta^{pm(c)} \mathbf{e}_m^{(c)} a_{pi}^{(c)} \delta dx^i = 0, \\ \text{I} \quad \delta \int ds^{(d)} &= \int \delta \beta^{ln(d)} \mathbf{e}_n^{(d)} a_{lj}^{(d)} dx^j + \int \beta^{ln(d)} \delta \mathbf{e}_n^{(d)} a_{lj}^{(d)} dx^j + \int \beta^{ln(d)} \mathbf{e}_n^{(d)} \delta a_{lj}^{(d)} dx^j + \int \beta^{ln(d)} \mathbf{e}_n^{(d)} a_{lj}^{(d)} \delta dx^j = 0. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Подставляя вариации (4.25) в выражения (4.21) – (4.24), получим 32 типа различных полей ускорений локального участка $2^3\text{-}\lambda_{m+n}$ -вакуумной протяженности, т.е. псевдосиловых полей пустоты (рис. 4.1).

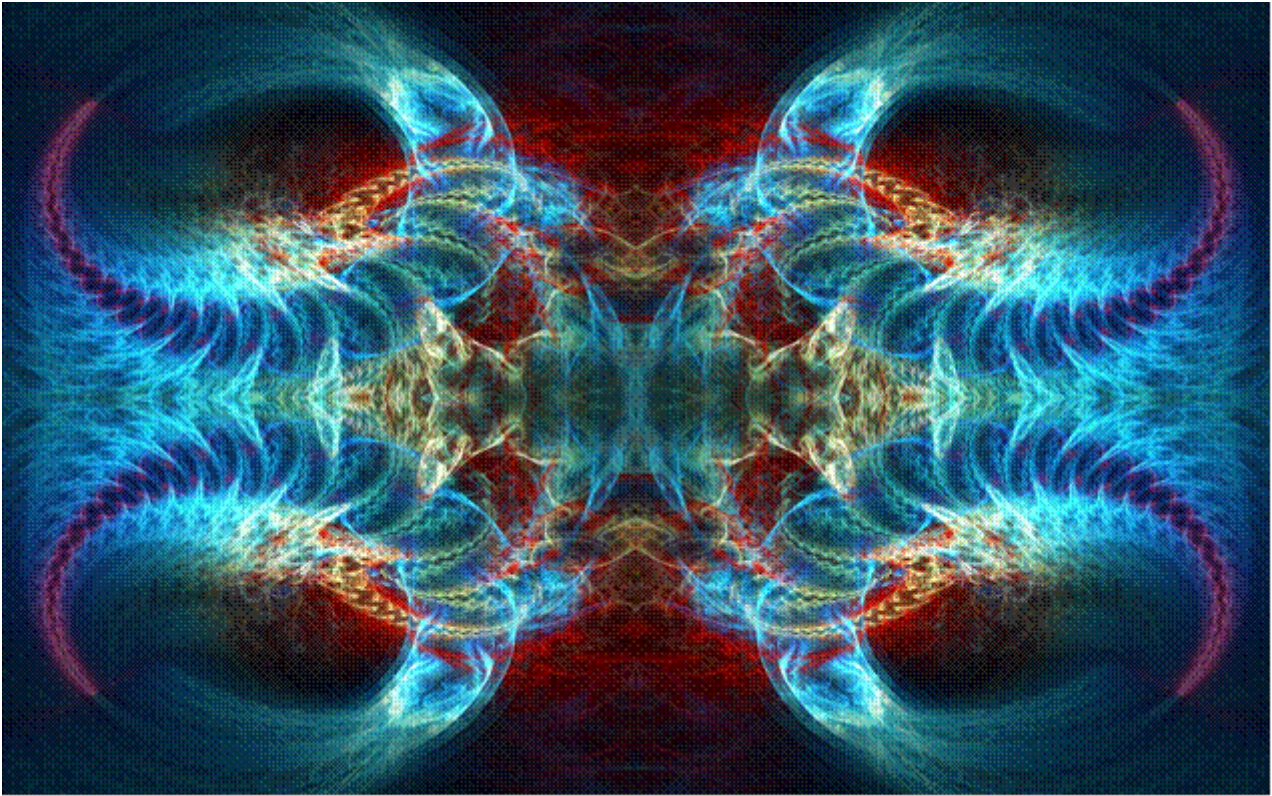


Рис. 4.1. Фрактальная иллюстрация ускоренных внутри-вакуумных токов, определяющих проявления различных полей ускорений локального участка «вакуума»

В рамках развития общей динамики вакуумных слоев следует рассмотреть ряд других возможностей, которые могут оказаться полезными для решения ряда гометро-динамических задач. В частности:

1. В §14 в [1] был рассмотрен способ получения из диагональной квадратичной формы, например, с сигнатурой $(+ - - -)$

$$ds^{(-)2} = g_{00}dx^0 dx^0 - g_{11}dx^1 dx^1 - g_{22}dx^2 dx^2 - g_{33}dx^3 dx^3 = \begin{pmatrix} q_0 dx^0 + q_3 dx^3 & q_1 dx^1 + iq_2 dx^2 \\ q_1 dx^1 - iq_0 dx^0 & q_0 dx^0 - q_3 dx^3 \end{pmatrix}_{\det} \quad (4.26)$$

(где $q_i = \sqrt{g_{ii}}$) линейной формы в виде A_4 -матрицы

$$A_4^{(----)} = \begin{pmatrix} q_0 dx^0 + q_3 dx^3 & q_1 dx^1 + iq_2 dx^2 \\ q_1 dx^1 - iq_0 dx^0 & q_0 dx^0 - q_3 dx^3 \end{pmatrix} = q_0 dx^0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - q_1 dx^1 \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} - q_2 dx^2 \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} - q_3 dx^3 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (4.27)$$

В этом случае динамика вакуумного слоя с сигнатурой $(+ - - -)$ определяется равенством нулю первой вариации функционала вида

$$\delta \int A_4^{(+---)} = \delta \int (q_0 dx^0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - q_1 dx^1 \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} - q_2 dx^2 \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} - q_3 dx^3 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}) = 0. \quad (4.28)$$

Аналогично определяется динамика всех остальных вакуумных слоев вида (14.6) в [1] с всевозможными сигнатурами (11.5) в [1].

2. В §15 в [1] рассмотрено дираковское представление диагональной квадратичной формы, например, с сигнатурой $(+ + + +)$

$$ds^2 = g_{00}dx^0dx^0 + g_{11}dx^1dx^1 + g_{22}dx^2dx^2 + g_{00}dx^2dx^2 \quad (4.29)$$

в виде произведения двух аффинных (линейных) форм

$$ds^2 = ds'ds'' = (\gamma_0 q_0 dx^0' + \gamma_1 q_1 dx^1' + \gamma_2 q_2 dx^2' + \gamma_3 q_3 dx^2') \cdot (\gamma_0 q_0 dx^0'' + \gamma_1 q_1 dx^1'' + \gamma_2 q_2 dx^2'' + \gamma_3 q_3 dx^2'')$$

где $q_i = \sqrt{g_{ii}}$ (4.30)

γ_μ – объекты, удовлетворяющие антикоммутиративному отношению алгебры Клиффорда

$$\gamma_\mu \gamma_\eta + \gamma_\eta \gamma_\mu = 2\delta_{\mu\eta}, \quad (4.31)$$

Условию (4.31) удовлетворяет, например, следующий набор 4×4-матриц

Дирака:

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\delta_{\mu\eta} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (4.32)$$

Вариация произведения двух линейных форм (4.27) равна

$$\delta(ds'ds'') = \delta(ds')ds'' + ds'\delta(ds''). \quad (4.33)$$

В этом случае динамика вакуумного слоя с сигнатурой $(+ + + +)$ определяются выражениями

$$\delta \int ds' = \delta \int (\gamma_0 q_0 dx^0' + \gamma_1 q_1 dx^1' + \gamma_2 q_2 dx^2' + \gamma_3 q_3 dx^2') = 0, \quad (4.34)$$

$$\delta \int ds'' = \delta \int (\gamma_0 q_0 dx^0'' + \gamma_1 q_1 dx^1'' + \gamma_2 q_2 dx^2'' + \gamma_3 q_3 dx^2'') = 0. \quad (4.35)$$

Аналогично определяется динамика всех остальных вакуумных слоев с всевозможными сигнатурами (11.5) в [1].

Развитие данных направлений вакуумной динамики оставляем для математиков, с уверенностью, что они непременно будут востребованы геометро-физиками.

5. Общая динамика метрической протяженности с постоянным искривлением [5]

Рассмотрим обобщенную метрику

$$ds^2 = g_{ij}dx^i dx^j, \quad (5.1)$$

с любой сигнатурой, компоненты метрического тензора которой не зависят от времени

$$g_{ij} = \text{const} \quad (5.2)$$

Перепишем квадратичную форму (5.1), выделив компоненты с нулевыми индексами:

$$ds^2 = c^2 g_{00} dt^2 + 2c g_{0\alpha} dx^\alpha dt + g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta, \quad (5.3)$$

где $\alpha, \beta = 1, 2, 3$; $dx^0 = dt$.

К правой части (5.3) прибавим и вычтем квадрат величины

$$\frac{g_{0\alpha} dx^\alpha}{\sqrt{g_{00}}}. \quad (5.4)$$

В результате получим [5]

$$ds^2 = c^2 \left[\sqrt{g_{00}} dt + \frac{g_{0\alpha} dx^\alpha}{c \sqrt{g_{00}}} \right]^2 - \left[-g_{\alpha\beta} + \frac{g_{0\alpha} g_{0\beta}}{g_{00}} \right] dx^\alpha dx^\beta, \quad (5.5)$$

откуда для произвольно искривленного участка 4-мерной протяженности имеем аналог собственного времени [5]

$$d\tau = \sqrt{g_{00}} dt + \frac{g_{0\alpha} dx^\alpha}{c \sqrt{g_{00}}} \quad \text{или} \quad d\tau = \frac{\sqrt{g_{00}}}{c} \left(dx^0 + \frac{g_{0\alpha}}{g_{00}} dx^\alpha \right). \quad (5.6)$$

Второе слагаемое в (5.5) – это квадрат расстояния между двумя точками в 3-мерной метрической протяженности

$$dl^2 = -\left(g_{\alpha\beta} - \frac{g_{0\alpha}g_{0\beta}}{g_{00}}\right) dx^\alpha dx^\beta \text{ или } dl^2 = \gamma_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta, \quad (5.7)$$

где введен 3-мерный метрический тензор

$$\gamma_{\alpha\beta} = -g_{\alpha\beta} + \frac{g_{0\alpha}g_{0\beta}}{g_{00}}. \quad (5.8)$$

Выражение (5.5) с учетом (5.6) и (5.7) принимает инвариантный вид

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 - dl^2, \quad (5.9)$$

соответствующий системе отсчета, в которой исследуемый локальный участок одной из сторон вакуумной протяженности покоится.

Теперь можно ввести 3-мерную скорость локальной области вакуумного слоя, метрико-динамические свойства которой задаются компонентами метрического тензора (5.2) [5]

$$v = \frac{dl}{d\tau} = \frac{cdl}{\sqrt{g_{00}}\left(x^0 + \frac{g_{0\alpha}}{g_{00}}dx^\alpha\right)} = \frac{c\left(-g_{\alpha\beta} + \frac{g_{0\alpha}g_{0\beta}}{g_{00}}\right)dx^\alpha dx^\beta}{\sqrt{g_{00}}\left(x^0 + \frac{g_{0\alpha}}{g_{00}}dx^\alpha\right)}. \quad (5.10)$$

Ковариантные компоненты вектора скорости v_α определяются выражениями [5]

$$v_\alpha = g_{\alpha\beta} v^\beta, \quad v^2 = v_\alpha v^\alpha. \quad (5.11)$$

С учетом (5.10) стационарную метрику (5.3) можно представить в виде

$$ds^2 = g_{00}(dx^0 - g_\alpha dx^\alpha)^2(1 - v^2/c^2), \quad (5.12)$$

где введен 3-мерный вектор

$$g_\alpha = -\frac{g_{0\alpha}}{g_{00}}. \quad (5.13)$$

Компоненты 4-скорости $u^i = dx^i/ds$, с учетом (5.12) равны [5]

$$u^0 = \frac{1}{\sqrt{g_{00}}\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \frac{g_\alpha v^\alpha}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad u^\alpha = \frac{v^\alpha}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (5.14)$$

Для определения ускорения локального участка вакуумного слоя воспользуемся уравнением геодезической линии (2.15).

Найдем символы Кристоффеля (2.16) для рассматриваемого случая [5]

$$\Gamma^{\alpha}_{00} = \frac{1}{2} g_{00}^{\cdot\alpha} \quad (5.15)$$

$$\Gamma^{\alpha}_{0\beta} = \frac{1}{2} g_{00} (g^{\alpha}_{\cdot\beta} - g^{\alpha}_{\cdot\beta}) - \frac{1}{2} g_{\beta} g_{00}^{\cdot\alpha} \quad (5.16)$$

$$\Gamma^{\alpha}_{\beta\gamma} = \lambda^{\alpha}_{\beta\gamma} + \frac{1}{2} g_{00} [g_{\beta} (g^{\alpha}_{\cdot\gamma} - g^{\alpha}_{\cdot\gamma}) + g_{\gamma} (g^{\alpha}_{\cdot\beta} - g^{\alpha}_{\cdot\beta})] + \frac{1}{2} g_{\beta} g_{\gamma} g_{00}^{\cdot\alpha}, \quad (5.17)$$

где

$g^{\alpha}_{\cdot\gamma}$ – означает ковариантную производную, которая в данном случае совпадает с обычной частной производной [5]

$$g^{\alpha}_{\cdot\gamma} = \frac{\partial g^{\alpha}}{\partial x^{\gamma}} + \Gamma^{\alpha}_{k\gamma} g^k = \frac{\partial g^{\alpha}}{\partial x^{\gamma}} ; \quad (5.18)$$

$\lambda^{\alpha}_{\beta\gamma}$ – есть 3-мерный символ Кристоффеля, составленный из компонент метрического тензора $g_{\alpha\beta}$ так, как Γ^i_{kl} составляется из компонент g_{ik} .

В этих выражениях все тензорные действия (ковариантные дифференцирования, подъем и опускание индексов) производятся в 3-мерном пространстве с метрикой $g_{\alpha\beta}$ над 3-мерным вектором g^{α} и скаляром g_{00} .

Подставив выражения (5.15) – (5.17) в уравнение (2.5), получим [5]

$$du^{\alpha}/ds = -\Gamma^{\alpha}_{00}(u^0)^2 - 2\Gamma^{\alpha}_{0\beta}u^0u^{\beta} - \Gamma^{\alpha}_{\beta\gamma}u^{\beta}u^{\gamma} \quad (5.19)$$

и, используя выражения (5.14) для компонент 4-скорости, после преобразований имеем

$$\frac{du^{\alpha}}{ds} = \frac{d}{ds} \frac{v^{\alpha}}{c\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = -\frac{g^{\alpha}_{00}}{2g_{00}\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)} - \frac{\sqrt{g_{00}}(g^{\alpha}_{\cdot\beta} - g^{\alpha}_{\cdot\beta})v^{\beta}}{c\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)} - \frac{\lambda^{\alpha}_{\beta\gamma}v^{\beta}v^{\gamma}}{c^2\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)}. \quad (5.20)$$

Ускорение есть производная от 3-мерной скорости по собственному времени, определенное с помощью трехмерного ковариантного дифференцирования [5]

$$a^\alpha = c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \frac{Dv^\alpha}{ds} = c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \frac{d}{ds} \frac{v^\alpha}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \frac{\lambda_{\beta\gamma}^\alpha v^\beta v^\gamma}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (5.21)$$

С учетом (5.17) для 3-мерного ускорения локального стационарного участка вакуумного слоя с метрикой (5.1) и компонентами метрического тензора (5.2) окончательно имеем (для удобства опускаем индекс α) [5]

$$a_\alpha = \frac{c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left\{ -\frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}}}{\partial x^a} + \sqrt{g_{00}} \left(\frac{\partial g_\beta}{\partial x^a} - \frac{\partial g_a}{\partial x^\beta} \right) \frac{v^\beta}{c} \right\}, \quad (5.22)$$

или в векторном виде [5]

$$\vec{a} = \frac{c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left\{ -\text{grad} (\ln \sqrt{g_{00}}) + \sqrt{g_{00}} \left[\frac{\vec{v}}{c} \times \text{rot } \vec{g} \right] \right\}, \quad (5.23)$$

где $\vec{g} (g_1, g_2, g_3)$ – 3-мерный вектор с компонентами $g_\alpha = -\frac{g_{0\alpha}}{g_{00}}$; (5.24)

$$\vec{v} = \frac{d\vec{l}}{d\tau} = \frac{cd\vec{l}}{\sqrt{g_{00}} \left(x^0 + \frac{g_{0\alpha}}{g_{00}} dx^\alpha \right)} \quad (5.25)$$

– вектор 3-мерной скорости локального участка вакуумного слоя.

Еще раз отметим, что вектор ускорения (5.23) с компонентами (5.22) получен при условии стационарности (т.е. не зависимости от времени $x^0 = t$) компонент метрического тензора g_{ij} .

6. Вектора напряженности и индукции вакуумного слоя

Рассмотрим векторное выражение (5.23)

$$\vec{a} = \frac{c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left\{ -\text{grad} (\ln \sqrt{g_{00}}) + \frac{1}{c} \left[\vec{v} \times \sqrt{g_{00}} \text{rot } \vec{g} \right] \right\}. \quad (6.1)$$

Введем обозначения

$$\mathbf{E}_v = -\gamma \operatorname{grad} \varphi, \quad \mathbf{B}_v = \gamma \sqrt{g_{00}} \operatorname{rot} \vec{A} / c, \quad (6.2)$$

где

$$\gamma = \frac{c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad \varphi = \ln \sqrt{g_{00}}, \quad \vec{A} = \vec{g} \quad (6.3)$$

При этом вектор ускорения (6.1) приобретает вид

$$\mathbf{a} = \mathbf{E}_v + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}_v], \quad (6.4)$$

Сравним данный вектор ускорения с силой Лоренца

$$\mathbf{F}_l = q\mathbf{E} + q[\mathbf{v} \times \mathbf{B}],$$

или

$$\mathbf{F}_l / q = \mathbf{E} + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (6.5)$$

где

\mathbf{E} – вектор напряженности электрического поля;

\mathbf{B} – вектор индукции магнитного поля;

q – заряд частицы.

Очевидная аналогия выражений (6.4) и (6.5) позволяет рассматривать векторы (6.2) как:

\mathbf{E}_v – вектор напряженности вакуумного слоя с компонентами

$$E_{v1} = \gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}}}{\partial x^1}, \quad E_{v2} = \gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}}}{\partial x^2}, \quad E_{v3} = \gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}}}{\partial x^3} \quad (6.6)$$

\mathbf{B}_v – вектор индукции вакуумного слоя с компонентами

$$B_{v1} = \gamma \sqrt{g_{00}} \left(\frac{\partial g_3}{\partial x^2} - \frac{\partial g_2}{\partial x^3} \right), \quad B_{v2} = \gamma \sqrt{g_{00}} \left(\frac{\partial g_1}{\partial x^3} - \frac{\partial g_3}{\partial x^1} \right), \quad B_{v3} = \gamma \sqrt{g_{00}} \left(\frac{\partial g_2}{\partial x^1} - \frac{\partial g_1}{\partial x^2} \right). \quad (6.7)$$

$$\text{где } g_1 = -\frac{g_{01}}{g_{00}}, \quad g_2 = -\frac{g_{02}}{g_{00}}, \quad g_3 = -\frac{g_{03}}{g_{00}}.$$

Векторы \mathbf{E}_v и \mathbf{B}_v описывают стационарное динамическое состояние локального участка вакуумного слоя, метрико-динамические характеристики

которого определяются метрикой (5.1) со стационарными компонентами метрического тензора (5.2).

Для уточнения физического смысла векторов \mathbf{E}_v и \mathbf{B}_v рассмотрим произвольное движение аффинной протяженности (системы отсчета) K' (t', x', y', z') относительно покоящейся аффинной протяженности (системы отсчета) $K(t, x, y, z)$ (рис. 6.1).

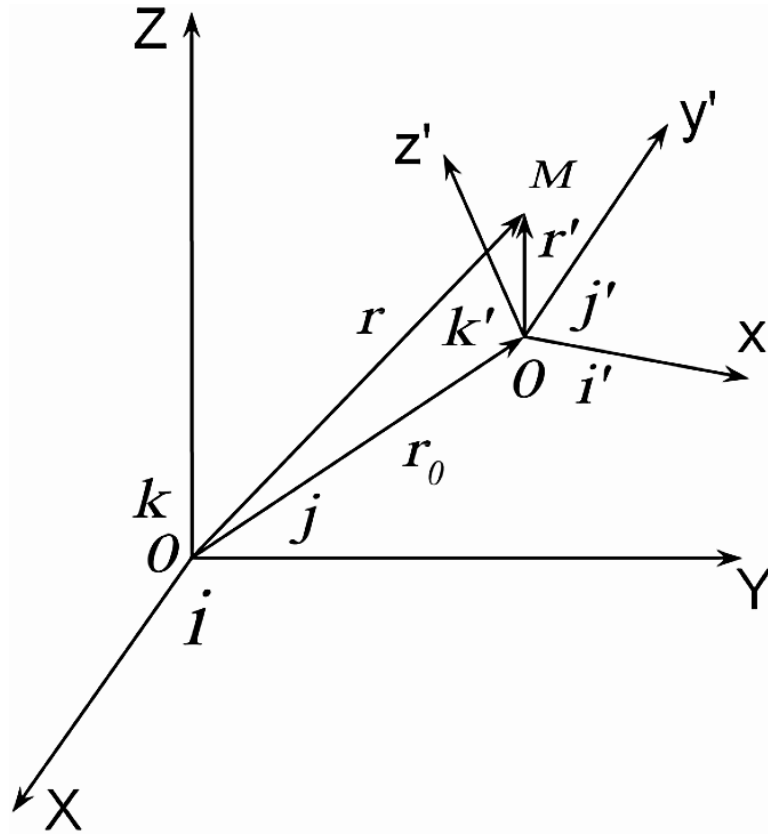


Рис. 6.1. Движение системы отсчета K' относительно покоящейся системы отсчета K [6]

Из рис. 6.1 видно, что радиус-векторы \mathbf{r} и \mathbf{r}' , задающие положение точки M в системах K и K' , связаны соотношением

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \mathbf{r}' \quad (6.8)$$

или

$$x + \mathbf{j}y + \mathbf{k}z = \mathbf{r}_0 + \mathbf{i}'x' + \mathbf{j}'y' + \mathbf{k}'z', \quad (6.9)$$

где $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ – ортогональные единичные векторы, задающие направления осей неподвижной аффинной протяженности K со стигматурой $\{++++\}$; $\mathbf{i}', \mathbf{j}', \mathbf{k}'$ – ортогональные единичные векторы, задающие направления осей подвижной аффинной протяженности K' со стигматурой $\{++++\}$.

Скорость точки M (принадлежащей аффинной протяженности K') относительно системы K при $t' = t$ получается в результате дифференцирования обеих сторон выражения (6.8) [6].

$$\mathbf{v}_a = d\mathbf{r}/dt = d\mathbf{r}_0/dt + d\mathbf{r}'/dt, \quad (6.10)$$

при этом с учетом (6.9) имеем

$$\mathbf{v}_a = \mathbf{v}_0 + (x' d\mathbf{i}'/dt + y' d\mathbf{j}'/dt + z' d\mathbf{k}'/dt) + (\mathbf{i}' dx'/dt + \mathbf{j}' dy'/dt + \mathbf{k}' dz'/dt). \quad (6.11)$$

Орты \mathbf{i}', \mathbf{j}' и \mathbf{k}' подвижной аффинной протяженности K' могут изменяться относительно аффинной протяженности K только вследствие ее вращения вокруг точки O' с угловой скоростью $\boldsymbol{\Omega}$. Поэтому производные по времени от \mathbf{i}', \mathbf{j}' и \mathbf{k}' равны линейным скоростям концов этих векторов при вращении системы K' [6].

$$d\mathbf{i}'/dt = [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{i}'], \quad d\mathbf{j}'/dt = [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{j}'], \quad d\mathbf{k}'/dt = [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{k}']. \quad (6.12)$$

Подставляя (6.12) в (6.11), получим

$$\mathbf{v}_a = \mathbf{v}_0 + [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}'] + (\mathbf{i}' dx'/dt + \mathbf{j}' dy'/dt + \mathbf{k}' dz'/dt). \quad (6.13)$$

Ускорение точки M относительно системы отсчета K при $t' = t$ равно [6]

$$\mathbf{a} = d\mathbf{v}_a/dt = \mathbf{a}_r + \mathbf{a}_e + \mathbf{a}_k, \quad (6.14)$$

где

$$\mathbf{a}_r = (\mathbf{i}' d^2x'/dt^2 + \mathbf{j}' d^2y'/dt^2 + \mathbf{k}' d^2z'/dt^2) \quad (6.15)$$

– относительное ускорение;

$$\mathbf{a}_e = d\mathbf{v}_0/dt + [d\boldsymbol{\Omega}/dt \times \mathbf{r}'] + [\boldsymbol{\Omega} \times [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}']] \quad (6.16)$$

– переносное ускорение;

$$\mathbf{a}_k = 2[\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_r] \quad (6.17)$$

– кориолисово ускорение.

Перепишем выражение (6.14) для стационарного случая $d\mathbf{v}_0/dt = 0$ и $[d\boldsymbol{\Omega}/dt \times \mathbf{r}'] = 0$, в следующем виде

$$\mathbf{a} = \mathbf{a}_{pc} + 2[\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_r], \quad (6.18)$$

где

$$\mathbf{a}_{pc} = (\mathbf{i}' d^2 x'/dt^2 + \mathbf{j}' d^2 y'/dt^2 + \mathbf{k}' d^2 z'/dt^2) + [\boldsymbol{\Omega} \times [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}']] \quad (6.19)$$

– стационарное относительно-переносное ускорение подвижной аффинной протяженности.

Принимая во внимание известное в аналитической геометрии соотношение

$$[\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_r] = -[\mathbf{v}_r \times \boldsymbol{\Omega}], \quad (6.20)$$

выражение (6.18) можно представить в виде

$$= \mathbf{a}_{pc} - 2[\mathbf{v}_r \times \boldsymbol{\Omega}]. \quad (6.21)$$

Сравнивая ускорение аффинной протяженности K' в окрестности точки M (6.21) с ускорением (6.4) $\mathbf{a} = \mathbf{E}_v + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}_v]$ обнаруживаем следующую аналогию

$$\mathbf{E}_v \equiv \mathbf{a}_{pc}, \quad \mathbf{B}_v \equiv -2\boldsymbol{\Omega}, \quad \mathbf{v} \equiv \mathbf{v}_r. \quad (6.22)$$

Таким образом, выясняется, что относительно покоящейся аффинной протяженности (системы отсчета) $K(x, y, z)$:

– вектор напряженности вакуумного слоя \mathbf{E}_v тождественен стационарному переносному ускорению с кручением \mathbf{a}_{pc} локального участка подвижной аффинной протяженности K' в окрестности точки M ;

– вектор индукции вакуумного слоя \mathbf{B}_v тождественен удвоенной стационарной угловой скорости вращения $\boldsymbol{\Omega}$ того же участка подвижной аффинной протяженности K' ;

– вектор скорости \mathbf{v} соответствует скорости постоянного перемещения \mathbf{v}_r того же участка аффинной протяженности K' относительно аффинной протяженности K .

В рамках Алгебры сигнатур каждая из систем отсчета $K'(t', x', y', z')$ и $K(t, x, y, z)$ может иметь любую из 16-и возможных стигнатур $\{(8.2) \text{ в } [1]\}$

$$\text{stign}(e_i^{(a)}) = \begin{pmatrix} \{++++\}^{00} & \{+++-\}^{10} & \{-++-\}^{20} & \{+-+ -\}^{30} \\ \{---+\}^{01} & \{-+++ \}^{11} & \{- - + +\}^{21} & \{- - + -\}^{31} \\ \{+--+\}^{02} & \{+-+ -\}^{12} & \{+---\}^{22} & \{+ - + +\}^{32} \\ \{- - + -\}^{03} & \{+ - + -\}^{13} & \{- + - -\}^{23} & \{--- -\}^{33} \end{pmatrix}, \quad (6.23)$$

поэтому возможны 256 вариантов движения двух аффинных слоев относительно друг друга.

7. Векторы напряженности

и индукции 2^k - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности

В пункте 5 приведены хорошо известные специалистам сведения из теории поля [5]. Теперь вернемся к рассмотрению 2^3 - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности в рамках представлений Алгебры сигнатур.

Перепишем выражение (2.22) в виде

$$\frac{d^2 x^l}{ds^2} = -\Gamma_{ij}^{l(-)} \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^j}{ds} + i\Gamma_{ij}^{l(+)} \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^j}{ds}, \quad (7.1)$$

откуда с учетом предыдущего пункта видно, что для самого простого в Алсигне уровня рассмотрения стационарного состояния искривленной двухсторонней 2^3 - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности ускорение имеет вид

$$\mathbf{a}^{(\pm)} = \mathbf{a}^{(-)} + i\mathbf{a}^{(+)}, \quad (7.2)$$

где $\mathbf{a}^{(-)}$ – вектор ускорения (5.23) в который подставляются соответствующие компоненты метрического тензора субконта $g_{ij}^{(-)}$ (1.6);

$\mathbf{a}^{(+)}$ – вектор ускорения (5.23) в который подставляются компоненты метрического тензора антисубконта $g_{ij}^{(+)}$ (1.8).

Комплексность выражения (7.2) означает, что векторы $\mathbf{a}^{(-)}$ и $\mathbf{a}^{(+)}$ взаимно перпендикулярны друг другу.

Для стационарного случая векторное выражение (7.2) с учетом (6.4) приобретает вид

$$\mathbf{a}^{(\pm)} = \mathbf{E}_v^{(-)} + [\mathbf{v}^{(-)} \times \mathbf{B}_v^{(-)}] + i(\mathbf{E}_v^{(+)} + [\mathbf{v}^{(+)} \times \mathbf{B}_v^{(+)}]),$$

или

$$\mathbf{a}^{(\pm)} = (\mathbf{E}_v^{(-)} + i\mathbf{E}_v^{(+)}) + ([\mathbf{v}^{(-)} \times \mathbf{B}_v^{(-)}] + i[\mathbf{v}^{(+)} \times \mathbf{B}_v^{(+)}]). \quad (7.3)$$

На уровне рассмотрения 2^6 - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности на основании (3.14) аналогично получим

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_{(16)} = & \eta_1 \mathbf{a}^{(1)} + \eta_2 \mathbf{a}^{(2)} + \eta_3 \mathbf{a}^{(3)} + \eta_4 \mathbf{a}^{(4)} + \\ & + \eta_5 \mathbf{a}^{(5)} + \eta_6 \mathbf{a}^{(6)} + \eta_7 \mathbf{a}^{(7)} + \eta_8 \mathbf{a}^{(8)} + \\ & + \eta_9 \mathbf{a}^{(9)} + \eta_{10} \mathbf{a}^{(10)} + \eta_{11} \mathbf{a}^{(11)} + \eta_{12} \mathbf{a}^{(12)} + \\ & + \eta_{13} \mathbf{a}^{(13)} + \eta_{14} \mathbf{a}^{(14)} + \eta_{15} \mathbf{a}^{(15)} + \eta_{16} \mathbf{a}^{(16)}, \end{aligned} \quad (7.4)$$

где $\mathbf{a}^{(q)}$ – вектор ускорения (5.23) в который подставляются соответствующие компоненты метрического тензора $g_{ij}^{(q)}$ (3.2) с соответствующей сигнатурой из матрицы (3.3).

Для стационарного случая векторное выражение (7.4) с учетом (6.4) можно представить в виде

$$\vec{a}_{(16)} = \sum_{q=1}^{16} \eta_q (\vec{E}_v^{(q)} + [\vec{v}^{(q)} \times \vec{B}_v^{(q)}]). \quad (7.5)$$

Общая динамика следующей стационарной 2^{10} - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности и динамики всех последующих более глубинных многогранных вакуумных слоев до бесконечности {смотрите §16 в [1]} могут быть развиты аналогично.

8. Метрико-динамические модели «электрона» и «позитрона»

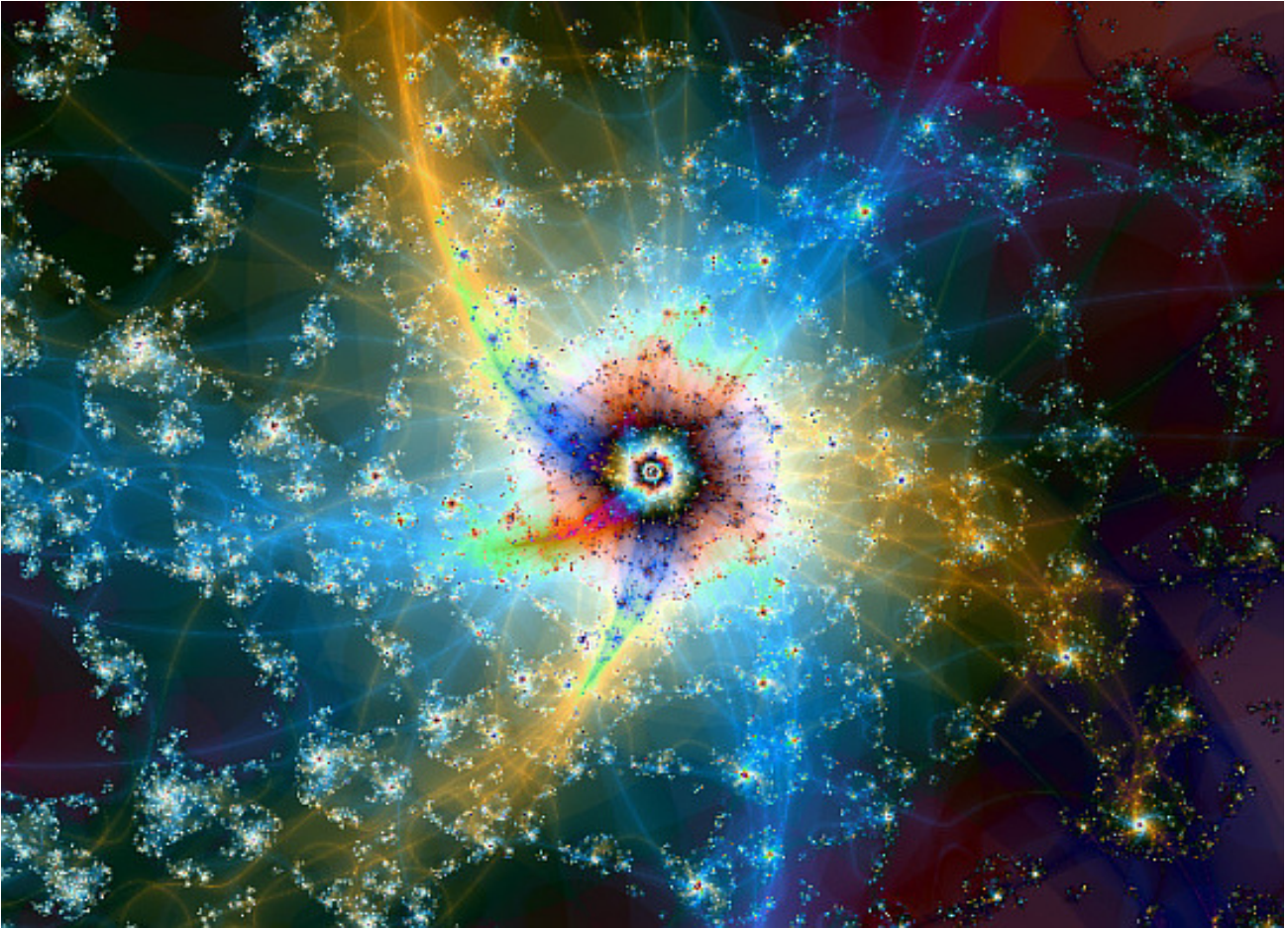


Рис. 8.0. Фрактальная иллюстрация локального вакуумного образования

От развития общей динамики вакуумных слоев перейдем к исследованию частных случаев различных взаимодействий между вакуумными образованиями.

Прежде всего, рассмотрим «электрон» – «позитронное» и «электрон» - «электронное» взаимодействия. Для этого напомним {смотрите §§5–6 в [2]}, что в рамках светогеометрии вакуума, основанной на принципах Алгебры сигнатур, покоящийся «электрон» – это стационарное (стабильное) сферически симметричное (выпуклое) вакуумное образование, которое на уровне рассмотрения $2^3\text{-}\lambda_{m\div n}$ -вакуумной протяженности приближенно описывается совокупностью 10-и метрик с сигнатурой (+ – – –):

«ЭЛЕКТРОН» (8.1)

Стабильное вакуумное образование с сигнатурой

$$(+ - - -)$$

состоящее из следующих частей и искривленных вакуумных слоев:

Внешняя оболочка «электрона» в интервале $[r_6, r_3]$ (рис. 8.1)

$$ds_1^{(+---)2} = \left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_3^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_3^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (8.2)$$

$$ds_2^{(+---)2} = \left(1 + \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_3^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_3^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (8.3)$$

$$ds_3^{(+---)2} = \left(1 - \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_3^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_3^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (8.4)$$

$$ds_4^{(+---)2} = \left(1 + \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_3^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_3^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2); \quad (8.5)$$

Ядро «электрона»

в интервале $[r_7, r_6]$ (рис. 8.1)

$$ds_1^{(+---)2} = \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (8.6)$$

$$ds_2^{(+---)2} = \left(1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (8.7)$$

$$ds_3^{(+---)2} = \left(1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (8.8)$$

$$ds_4^{(+---)2} = \left(1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2); \quad (8.9)$$

Шельт «электрона» в интервале $[0, \infty)$

$$ds_5^{(+---)2} = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (8.10)$$

где

$r_3 \sim 4 \cdot 10^{18}$ см – радиус, соизмеримый с радиусом ядра «галактики», внутри которой находится ядро «электрона»; если ядро «электрона» находится внутри биологической клетки то вместо r_3 в метрики (8.2) – (8.9) следует подставлять $r_5 \sim 4,9 \cdot 10^{-3}$ см {смотрите (6.20) в [2]}; если ядро «электрона» находится внутри ядра «планеты», то вместо r_3 в метрики (8.2) – (8.9) следует подставлять $r_4 \sim 1,4 \cdot 10^8$ см и т. д. {смотрите рис. 6.1 – рис. 6.3 в [2]}; $r_6 \sim 1,7 \cdot 10^{-13}$ см – радиус ядра «электрона»; $r_7 \sim 5,8 \cdot 10^{-24}$ см – радиус ядрышка, находящегося внутри ядра «электрона».

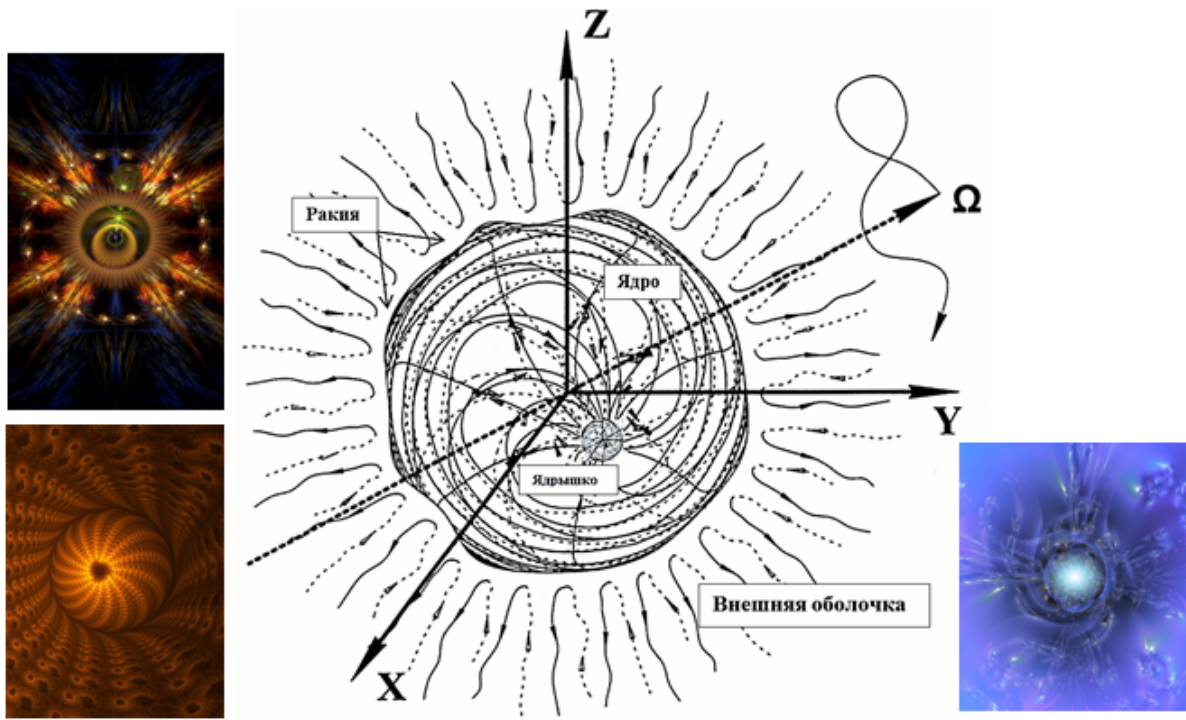


Рис. 8.1. Внешняя оболочка, ракия, ядро, внутреннее ядрышко и шельт сферического вакуумного образования

Определение № 8.1. *Ракия – это многослойная сферическая граница (оболочка) между ядром и внешней оболочкой любого сферического вакуумного образования (рис. 8.1 и рис. 10.5 – 10.7).*

Определение № 8.2. *Шельт – это своеобразная память о недеформированном состоянии рассматриваемого сферического участка вакуумной протяженности.*

Покоящийся «позитрон» – это негативное (вогнутое) по отношению к «электрону» стационарное (стабильное) сферически симметричное вакуумное образование, которое на уровне рассмотрения $2^3\text{-}\lambda_{m\div n}$ -вакуумной протяженности описывается совокупностью 10-и метрик с сигнатурой $(-+++)$:

$$\text{«ПОЗИТРОН»} \quad (8.11)$$

Стабильное вакуумное образование с сигнатурой

$$(-+++)$$

состоящее из следующих частей и искривленных вакуумных слоев:

Внешняя оболочка «позитрона» в интервале $[r_6, r_3]$ (рис. 8.1).

$$ds_1^{(-+++)^2} = -\left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_3^2}\right)c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_3^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (8.12)$$

$$ds_2^{(-+++)^2} = -\left(1 + \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_3^2}\right)c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_3^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (8.13)$$

$$ds_3^{(-+++)^2} = -\left(1 - \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_3^2}\right)c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_3^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (8.14)$$

$$ds_4^{(-+++)^2} = -\left(1 + \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_3^2}\right)c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_3^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2); \quad (8.15)$$

Ядро «позитрона» в интервале $[r_7, r_6]$ (рис. 8.1).

$$ds_1^{(-+++)^2} = -\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (8.16)$$

$$ds_2^{(-+++)^2} = -\left(1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right)c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (8.17)$$

$$ds_3^{(-+++)^2} = -\left(1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right)c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (8.18)$$

$$ds_4^{(-+++)^2} = -\left(1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2); \quad (8.19)$$

Шельт «позитрона» в интервале $[0, \infty)$

$$ds_5^{(-+++)^2} = -c^2 dt^2 + dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (8.20)$$

где $r_3 \sim 4 \cdot 10^{18}$ см – радиус, соизмеримый с радиусом ядра «галактики», внутри которой находится ядро «позитрона»; если ядро «позитрона» находится внутри биологической клетки то вместо r_3 в метрики (8.12) – (8.19) следует подставлять $r_5 \sim 4,9 \cdot 10^{-3}$ см {смотрите (6.20) в [2]}; если ядро «позитрона» находится внутри ядра «планеты», то вместо r_5 в метрики (8.12) – (8.19) следует подставлять $r_4 \sim 1,4 \cdot 10^8$ см и т. д. {смотрите рис. 6.1 – рис. 6.3 в [2]}; $r_6 \sim 1,7 \cdot 10^{13}$ см – радиус ядра «позитрона»; $r_7 \sim 5,8 \cdot 10^{-24}$ см – радиус «ядрышка», находящегося внутри ядра «позитрона».



а)



б)

Рис. 8.2. а) Фрактальная иллюстрация последовательности сферических образований, вложенных друг в друга; б) Фрактальная иллюстрация иерархии локальных вакуумных образований

В рамках Алсигны «электрон» и «позитрон» могут быть встроены в иерархию множества сферических вакуумных образований, вложенных друг в друга подобно матрешкам (рис. 8.2 а) {смотрите §§ 5 – 6 и рис. 6.2 в [2]}. Но для упрощения здесь рассматривается вакуумное образование, состоящее из последовательности только трех из них.

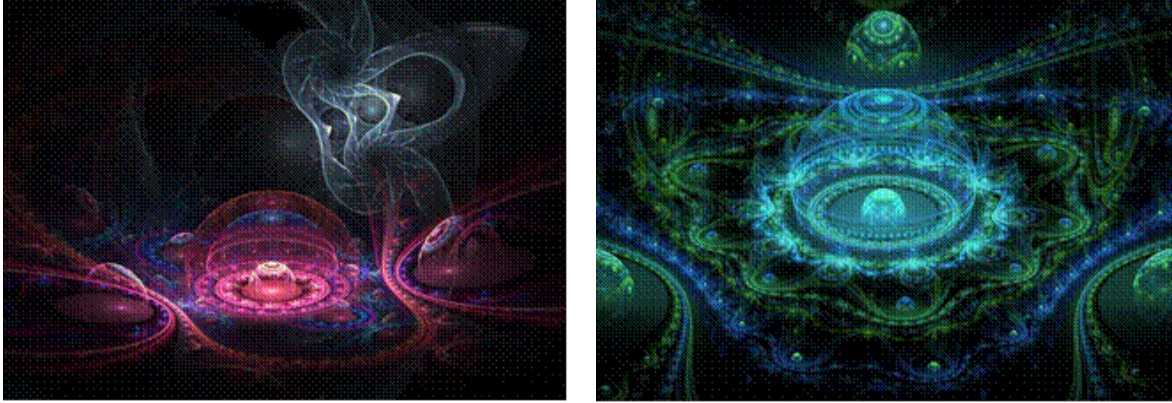


Рис. 8.3. Фрактальная иллюстрация последовательности сферических образований, вложенных друг в друга

9. Внешняя оболочка «электрона» и «позитрона»

Рассмотрим внешнюю оболочку «электрона» (рис. 8.1), находящегося внутри ядра галактики с радиусом $r_3 \sim 4 \cdot 10^{18}$ см.

Вблизи ядра «электрона» $r_3 \gg r \approx r_6 \sim 1,7 \cdot 10^{-13}$ см, поэтому в метриках (8.2) – (8.5) слагаемыми r/r_3 можно пренебречь. В этом случае ядро «электрона» можно считать практически свободным, а его внешняя оболочка с высокой точностью (на уровне рассмотрения 2^3 - λ_{m+n} -вакуумной протяженности) может быть описана совокупностью метрик

Внешняя оболочка «электрона» с сигнатурой $(+---)$ в интервале $[\sim 2,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \sim 10^{18} \text{ см}]$ (рис. 8.1).

$$ds_1^{(+---)2} = \left(1 - \frac{r_6}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_6}{r}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (9.1)$$

$$ds_2^{(+---)2} = \left(1 + \frac{r_6}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_6}{r}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (9.2)$$

$$ds_3^{(+---)^2} = \left(1 - \frac{r_6}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_6}{r}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (9.3)$$

$$ds_4^{(+---)^2} = \left(1 + \frac{r_6}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_6}{r}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (9.4)$$

Усредним метрики (9.1) и (9.3), а также (9.2) и (9.4).

$$\frac{1}{2} (ds_1^{(+---)^2} + ds_3^{(+---)^2}); \quad \frac{1}{2} (ds_2^{(+---)^2} + ds_4^{(+---)^2}), \quad (9.5)$$

в результате для описания внешней оболочки «электрона» получим следующую совокупность из двух метрик.

Внешняя оболочка «электрона» с сигнатурой $(+---)$ в интервале $[2,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \sim 10^{18} \text{ см}]$ (рис. 8.1).

$$ds_1^{(+---)^2} = ds_1^{(-a)^2} = \left(1 - \frac{r_6}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_6}{r}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (9.6)$$

$$ds_2^{(+---)^2} = ds_1^{(-b)^2} = \left(1 + \frac{r_6}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_6}{r}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (9.7)$$

Аналогично для описания внешней оболочки свободного «позитрона» имеем.

Внешняя оболочка «позитрона» с сигнатурой $(-+++)$ в интервале $[2,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \sim 10^{18} \text{ см}]$ (рис. 8.1).

$$ds_1^{(-+++)^2} = ds_1^{(+a)^2} = -\left(1 - \frac{r_6}{r}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_6}{r}\right)} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (9.8)$$

$$ds_2^{(-+++)^2} = ds_1^{(+b)^2} = -\left(1 + \frac{r_6}{r}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_6}{r}\right)} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (9.9)$$

Отметим, что процедура усреднения двух метрик типа (9.5) соответствует нахождению квадрата модуля комплексного числа вида (1.10) $ds^{(\pm)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (ds_1 + ids_2)$.

Напомним также, что для удобства описания внутри-вакуумных процессов в Алсигне введены следующие условные названия (*смотрите таблицу 1.1 в [2]*):

a-субконт – протяженность, описываемая метрикой (9.6) с сигнатурой (+ – – –); (9.10) *b-субконт* – протяженность, описываемая метрикой (9.7) с сигнатурой (+ – – –); (9.11) *a-антисубконт* – протяженность, описываемая метрикой (9.8) с сигнатурой (– + + +); (9.19) *b-антисубконт* – протяженность, описываемая метрикой (9.9) с сигнатурой (– + + +). (9.13).

10. Вакуумная электростатика «электрона» и «позитрона»

Метрики (9.6) – (9.7) и (9.8) – (9.9) являются стационарными, поэтому воспользуемся уравнениями (5.22) и (6.1) – (6.7) для исследования ускоренных течений внутри-вакуумных слоев (9.10) – (9.13) во внешней оболочке «электрона» и «позитрона».

В метриках (9.6) – (9.9) все смешанные компоненты метрического тензора равны нулю

$$g_{0\alpha}^{(-a)} = 0, \quad g_{0\alpha}^{(-b)} = 0, \quad g_{0\alpha}^{(+a)} = 0, \quad g_{0\alpha}^{(+b)} = 0. \quad (10.1)$$

Поэтому уравнение (5.22) для рассматриваемого случая принимает упрощенный вид:

$$a_{\alpha}^{(-a)} = E_{v\alpha}^{(-a)} = -\frac{c^2}{\sqrt{1-\frac{v^{(-a)2}}{c^2}}} \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial x^a} = -\frac{c^2}{\sqrt{1+\frac{r_6}{r}}} \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial x^a} \quad (10.2)$$

– ускорение *a-субконта*;

$$a_{\alpha}^{(-b)} = E_{v\alpha}^{(-b)} = -\frac{c^2}{\sqrt{1-\frac{v^{(-b)2}}{c^2}}} \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-b)}}}{\partial x^a} = -\frac{c^2}{\sqrt{1-\frac{r_6}{r}}} \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-b)}}}{\partial x^a} \quad (10.3)$$

– ускорение *b-субконта*;

$$a_{\alpha}^{(+a)} = E_{v\alpha}^{(+a)} = -\frac{c^2}{\sqrt{1-\frac{v^{(+a)2}}{c^2}}} \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(+a)}}}{\partial x^a} = -\frac{c^2}{\sqrt{1+\frac{r_6}{r}}} \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(+a)}}}{\partial x^a} \quad (10.4)$$

– ускорение *a-антисубконта*;

$$a_{\alpha}^{(-b)} = E_{\nu\alpha}^{(+b)} = -\frac{c^2}{\sqrt{1-\frac{v^{(+b)2}}{c^2}}} \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(+b)}}}{\partial x^a} = -\frac{c^2}{\sqrt{1-\frac{r_6}{r}}} \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(+b)}}}{\partial x^a} \quad (10.5)$$

– ускорение *b-антисубконта*,

где учтено, что согласно (1.48) – (1.51) в [2]

$$v^{(-a)2}/c^2 = v_r^{(-a)2}/c^2 = r_6/r, \quad v^{(-b)2}/c^2 = v_r^{(-b)2}/c^2 = -r_6/r, \quad (10.6)$$

$$v^{(+a)2}/c^2 = v_r^{(+a)2}/c^2 = r_6/r, \quad v^{(+b)2}/c^2 = v_r^{(+b)2}/c^2 = -r_6/r.$$

Подставляя нулевые компоненты g_{00} метрических тензоров из метрик (9.6)

– (9.9)

$$g_{00}^{(-a)} = 1 - r_6/r \quad \text{и} \quad g_{00}^{(-b)} = 1 + r_6/r, \quad (10.7)$$

$$g_{00}^{(+a)} = -1 + r_6/r \quad \text{и} \quad g_{00}^{(+b)} = -1 - r_6/r \quad (10.8)$$

в соответствующие выражения (10.2) – (10.5), в сферической системе координат получим:

– компоненты вектора *a-субконтной* напряженности (т.е. вектора ускорения *a-субконта*):

$$\begin{aligned} a_r^{(-a)} = E_{vr}^{(-a)} &= -\frac{c^2}{\sqrt{1-\frac{r_6}{r}}} \frac{\partial \ln \sqrt{1-r_6/r}}{\partial r^*} = \frac{c^2 r_6}{2r^2 \sqrt{1-\frac{r_6}{r}}}, \\ a_{\theta}^{(-a)} = E_{v\theta}^{(-a)} &= 0, \\ a_{\varphi}^{(-a)} = E_{v\varphi}^{(-a)} &= 0, \end{aligned} \quad (10.9)$$

где

$$\frac{\partial}{\partial r^*} = \frac{1}{g_{11}^{(-a)}} \frac{\partial}{\partial r} = -\left(1 - \frac{r_6}{r}\right) \frac{\partial}{\partial r};$$

– компоненты вектора *b-субконтной* напряженности (т.е. вектора ускорения *b-субконта*):

$$\begin{aligned} a_r^{(-b)} = E_{vr}^{(-b)} &= -\frac{c^2}{\sqrt{1+\frac{r_6}{r}}} \frac{\partial \ln \sqrt{1+r_6/r}}{\partial r^*} = -\frac{c^2 r_6}{2r^2 \sqrt{1+\frac{r_6}{r}}}, \\ a_{\theta}^{(-b)} = E_{v\theta}^{(-b)} &= 0, \\ a_{\varphi}^{(-b)} = E_{v\varphi}^{(-b)} &= 0, \end{aligned} \quad (10.10)$$

где

$$\frac{\partial}{\partial r^*} = \frac{1}{g_{11}^{(-b)}} \frac{\partial}{\partial r} = -\left(1 + \frac{r_6}{r}\right) \frac{\partial}{\partial r};$$

– компоненты вектора *a*-антисубконтной напряженности (т.е. вектора ускорения *a* - антисубконта):

$$\begin{aligned} a_r^{(+a)} = E_{vr}^{(+a)} &= -\frac{c^2}{\sqrt{1-\frac{r_6}{r}}} \frac{\partial \ln \sqrt{-(1-r_6/r)}}{\partial r^*} = -\frac{c^2 r_6}{2r^2 \sqrt{1-\frac{r_6}{r}}}, \\ a_\theta^{(+a)} = E_{v\theta}^{(+a)} &= 0, \\ a_\varphi^{(+a)} = E_{v\varphi}^{(+a)} &= 0, \end{aligned} \quad (10.11)$$

где
$$\frac{\partial}{\partial r^*} = \frac{1}{g_{11}^{(+a)}} \frac{\partial}{\partial r} = \left(1 - \frac{r_6}{r}\right) \frac{\partial}{\partial r};$$

– компоненты вектора *b*-антисубконтной напряженности (т.е. вектора ускорения *b* - антисубконта):

$$\begin{aligned} a_r^{(+b)} = E_{vr}^{(+b)} &= -\frac{c^2}{\sqrt{1+\frac{r_6}{r}}} \frac{\partial \ln \sqrt{-(1+r_6/r)}}{\partial r^*} = -\frac{c^2 r_6}{2r^2 \sqrt{1+\frac{r_6}{r}}}, \\ a_\theta^{(+b)} = E_{v\theta}^{(+b)} &= 0, \\ a_\varphi^{(+b)} = E_{v\varphi}^{(+b)} &= 0, \end{aligned} \quad (10.12)$$

где
$$\frac{\partial}{\partial r^*} = \frac{1}{g_{11}^{(+b)}} \frac{\partial}{\partial r} = \left(1 + \frac{r_6}{r}\right) \frac{\partial}{\partial r}.$$

Определим вектор ускорения субконта во внешней оболочке «электрона» подобно векторам (7.2) – (7.3)

$$a^{(-)} = a^{(-a)} + ia^{(-b)} = E_v^{(-a)} + iE_v^{(-b)}. \quad (10.13)$$

С учетом (10.9) и (10.10), компоненты данного вектора равны

$$\begin{aligned} a_r^{(-)} = E_{vr}^{(-)} &= \sqrt{E_{vr}^{(-a)2} + E_{vr}^{(-b)2}} = \frac{c^2 r_6 \sqrt{2}}{2r^2 \sqrt{1-\frac{r_6^2}{r^2}}}, \\ a_\theta^{(-)} &= 0, \\ a_\varphi^{(-)} &= 0. \end{aligned} \quad (10.14)$$

Аналогично, вектор ускорения антисубконта во внешней оболочке «позитрона» равен

$$a^{(+)} = a^{(+a)} + ia^{(+b)} = E_v^{(+a)} + iE_v^{(+b)}. \quad (10.15)$$

С учетом (10.11) и (10.12), компоненты данного вектора равны

$$\begin{aligned} a_r^{(+)} = E_{vr}^{(+)} &= \sqrt{E_{vr}^{(+a)2} + E_{vr}^{(+b)2}} = \frac{c^2 r_6 \sqrt{2}}{2r^2 \sqrt{1 - \frac{r_6^2}{r^2}}}, \\ a_\theta^{(+)} &= 0, \\ a_\varphi^{(+)} &= 0. \end{aligned} \quad (10.16)$$

В случае $r \gg r_6$ ускорение (10.14) принимает приближенный вид

$$a_\alpha^{(-)} = E_{vr}^{(-)} \approx \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{c^2 r_6}{r^2}. \quad (10.17)$$

Тогда как в классической электростатике напряженность электрического поля точечного электрона в вакууме определяется выражением:

$$E_r = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (10.18)$$

где $e = -1,60219 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона; $\epsilon_0 = 8,85419 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная.

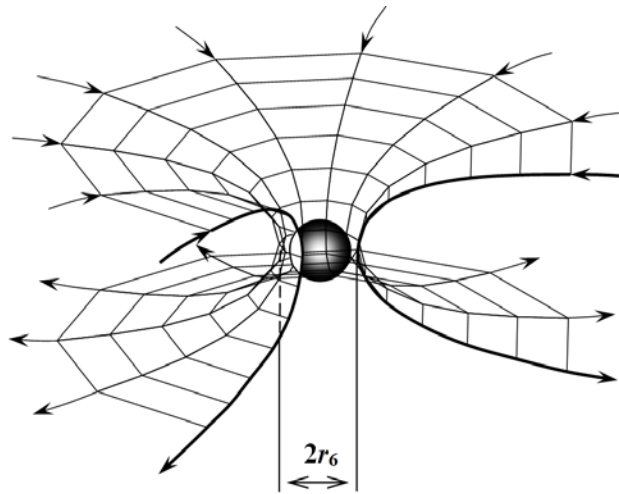


Рис. 10.1. Схематическая иллюстрация стока *a*-субконта в ракию, окружающую ядро «электрона», и истечения из нее *b*-субконта



Рис. 10.2. Фрактальная иллюстрация *ракии*, окружающей ядро «электрона»

Сравнивая (10.17) и (10.18), обнаруживаем соответствие

$$\frac{e}{4\pi\epsilon_0} \leftrightarrow \frac{\sqrt{2}}{2} c^2 r_6, \quad (10.19)$$

откуда видно, что смысл заряда электрона e соответствует радиусу горловины $r_6 \sim 2,8 \cdot 10^{-13}$ см (рис. 8.1 и 10.1), из которой во все стороны вытекает *a-субконт* с замедлением (10.9), и к которой со всех сторон стекается *b-субконт* с ускорением (10.10).

Подведем промежуточный итог. Алсигна ввела представление о подвижных сплошных псевдо-средах: *a-субконт*, *b-субконт*, *a-антисубконт* и *b-антисубконт*. Существуют эти псевдо-среды или нет? – Алсигне неизвестно. Но если математически определено ускорение, например, (10.9), то неизбежно возникают вопросы: – «ускорение чего?» и «относительно чего?»

Алсигна склонна считать, что переплетение подвижных внутри-вакуумных слоев (псевдо-сред) – это лишь иллюзорный эффект, подобный

тому, как мы представляем, например, морское побережье. Разные типы субстанциональностей вводятся для чисто технических целей, но при рассмотрении философских вопросов онтологии и гносеологии протяженного Бытия от данных утяжеляющих понятий можно отказаться, т.к. ничего кроме искривленной светогеометрии пустоты Алсигна не видит.

Итак, на уровне рассмотрения $2^3\text{-}\lambda_{m\div n}$ -вакуумной протяженности вышеизложенный математический аппарат позволяет создать следующую визуализирующую интерпретацию внутри-вакуумных процессов в терминах сплошных псевдо-сред.

Во внешней оболочке, окружающей ядро «электрона» с радиусом $r_6 \sim 1,7 \div 2,8 \cdot 10^{-13}$ см, имеют место два встречных радиальных течения:

- оттекающий во все стороны от ядра *a-субконт* [с замедлением (10.9)], и
- притекающий со всех сторон к ядру *b-субконт* [с ускорением (10.10)].

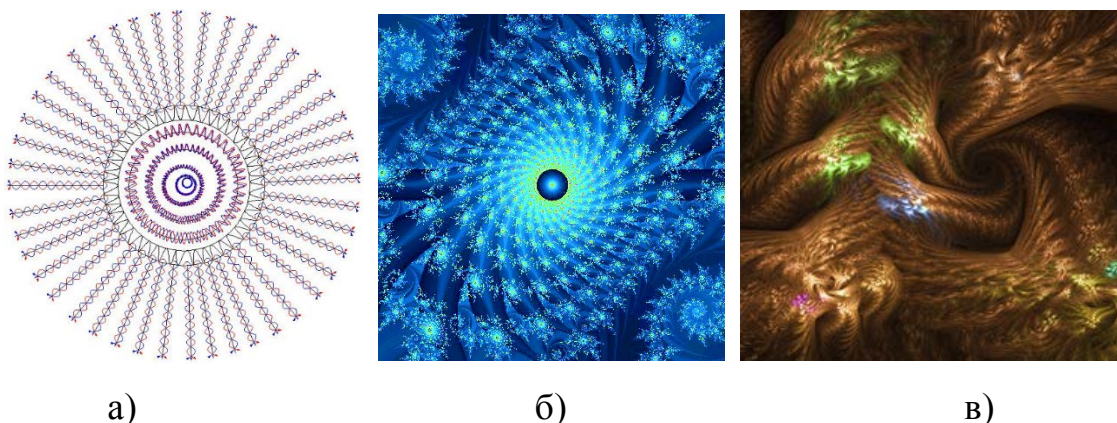


Рис. 10.3. а) спирали из притекающих *a-субконтных* и оттекающих *b-субконтных* токов во внешней оболочке «электрона»; б, в) фрактальные иллюстрации переплетенных внутри-вакуумных токов вокруг сферического объекта

Вдоль каждого радиального направления эти встречные течения (внутри-вакуумные токи) образуют двухстороннюю спираль (рис. 10.3).

Определение 10.1. *Внутривакуумный ток – это локальное течение псевдосреды (a -субконта, и/или b -субконта, и/или a -антисубконта, и/или b -антисубконта) по спирали вокруг одного из радиальных направлений.*

Подходящей аналогией такой спирали является многократно перекрученная лента (рис. 10.4), по одной стороне которой к ядру «электрона» с ускорением притекает b -субконт, а по другой ее стороне от того же ядра с замедлением оттекает a -субконт. При этом согласно (10.6) притекающий к ракии a -субконт в каждой точке на удалении r от центра ядра «электрона» имеет радиальную составляющую скорости

$$v_r^{(-a)} = - (c^2 r_6 / r)^{1/2}, \quad (10.20)$$

а оттекающий от ракии b -субконт в тех же точках имеет скорость

$$v_r^{(-b)} = (c^2 r_6 / r)^{1/2}. \quad (10.21)$$

Эти скорости в среднем повсеместно компенсируют друг друга

$$v_r^{(-a)} + v_r^{(-b)} = - (c^2 r_6 / r)^{1/2} + (c^2 r_6 / r)^{1/2} = 0, \quad (10.22)$$

однако совместное ускорение скрученных a -субконтного и b -субконтного внутри-вакуумных токов равно (10.14)

$$a_r^{(-)} = \frac{c^2 r_6 \sqrt{2}}{2r^2 \sqrt{1 - \frac{r_6^2}{r^2}}}. \quad (10.23)$$



Рис. 10.4. Многократно скрученные ленты, по одной стороне которых с ускорением движется *a*-субконт, а по другой стороне в противоположном направлении с замедлением движется *b*-субконт

Отметим следующие аспекты и следствия, вытекающие из изложенной выше математической модели:

1. Скорости (10.20), (10.21) и ускорение (10.22) определяются относительно покоящегося *шельта* «электрона», метрико-динамические свойства которого задаются квадратичной формой (8.10). Изменение *шельта* «электрона» (например, переходом в другую систему координат) может привести к неустойчивости вакуумного образования.

2. В классической квантовой электродинамике учитывается эффект поляризации физического вакуума вокруг точечного заряда, что позволяет квантовым теоретикам ввести представления об эффективном электрическом заряде

$$e_{\text{eff}} \approx \frac{e}{\left(1 - \frac{e^2}{6\pi^2} \ln \frac{\hbar}{4rm_e}\right)^{\frac{1}{2}}}, \quad (10.24)$$

где m_e – масса электрона, \hbar – постоянная Планка.

Напряженность электрического поля вокруг эффективного заряда приобретает вид

$$E_r = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r^2 \left(1 - \frac{e^2}{6\pi^2} \ln \frac{\hbar}{4rm_e}\right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (10.25)$$

При сравнении выражений (10.23) и (10.25) с учетом (10.25) вновь обнаруживаем очевидную аналогию

$$\frac{1}{\left(1 - \frac{e^2}{6\pi^2} \ln \frac{\hbar}{4rm_e}\right)^{\frac{1}{2}}} \leftrightarrow \frac{1}{\left(1 - \frac{r_6^2}{r^2}\right)^{\frac{1}{2}}}, \quad (10.26)$$

которая позволяет утверждать, что полностью геометризованная вакуумная электростатика Алсигны позволяет более гармонично обосновать логические построения квантовой электродинамики.

3. При $r \approx r_6$ (т. е. в районе наружной стороны *ракии* «электрона», рис. 8.1) скорости течения *a-субконта* (10.20) и *b-субконта* (10.21) стремятся к скорости света c . Откуда следует, что скорость света является предельной скоростью течения внутри-вакуумных слоев. Далее будет показано, что попытка дальнейшего увеличения скорости перемещения локальных участков внутри-вакуумных слоев приводит только к топологической перестройке данной области «вакуума».

4. Ускорение субконта (10.23) в той же области при $r \approx r_6$ стремится к бесконечности. Напомним, что согласно (1.14) – (1.33) в [2] относительное удлинение субконта во внешней оболочке покоящегося «электрона» равно (1.33) в [2].

$$l_r^{(-)} = \sqrt{\frac{r^2}{r^2 - r_6^2}} - 1, \quad l_\theta^{(-)} = 0, \quad l_\phi^{(-)} = 0, \quad (10.27)$$

откуда видно, что в области *ракии* ($r \approx r_6$) радиальная составляющая $l_r^{(-)}$ также стремится к бесконечности. Вместе выражения (10.23) и (10.27) показывают, что в рассматриваемом приближении ядро «электрона» окружено практически непроницаемой (т.е. чрезвычайно сжатой и резистивной оболочкой) – *ракией* (рис. 10.5). Однако при более внимательном рассмотрении (*смотрите § 8 в [2]*)

выясняется, что *ракия* является значительно более сложной, многослойной, гибкой и дырявой областью, окутывающей ядро «электрона». Более глубокий анализ показывает, что *ракия* «электрона» подобна мембране биологической клетки, или поверхности планеты, или поверхности звезды (рис. 10.5 – 10.6).

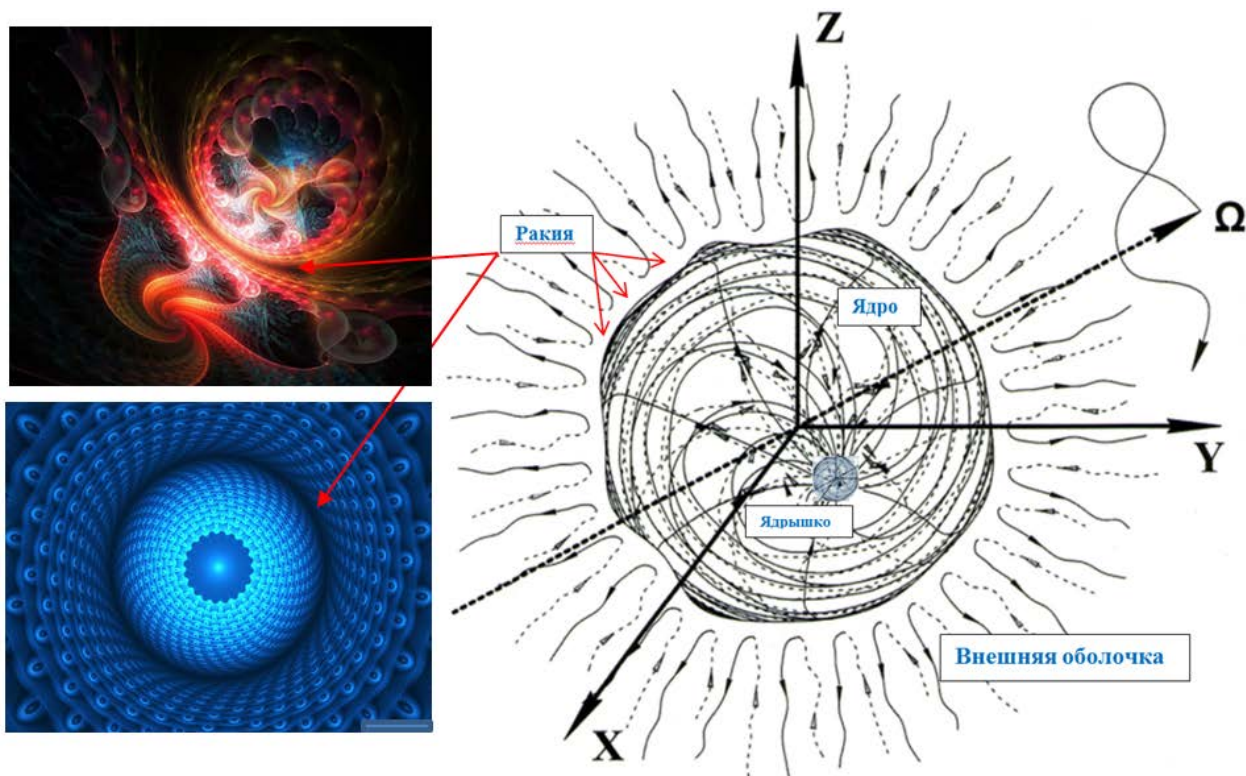


Рис. 10.5. «Внешняя оболочка», «многослойная ракия», «ядро» и внутреннее «ядрышко» сферического вакуумного образования (в частности «электрона» или «позитрона») и его фрактальные иллюстрации

5. В классической электростатике потенциал электрического поля вокруг точечного заряда q_e с напряженностью (10.18) определяется выражением

$$\varphi_e = -\int E_r dr = -\int \frac{q_e}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr = -\frac{q_e}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{dr}{r^2} = \frac{q_e}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (10.28)$$

при этом потенциальная энергия, заключенная между двумя сферами с радиусами r_1 и r_2 , равна

$$U_e = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} \varphi_e dr d\theta d\varphi = 4\pi^2 \int_{r_1}^{r_2} \frac{q_e}{4\pi\epsilon_0 r} dr = \frac{\pi q_e}{\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{r} dr = \frac{\pi q_e}{\epsilon_0} (\ln r_2 - \ln r_1) = \frac{\pi q_e}{\epsilon_0} \ln \frac{r_2}{r_1}. \quad (10.29)$$

В Алсигне роль напряженности электрического поля выполняет ускорение, поэтому по аналогии с (10.28) определим потенциал *субконтной* напряженности выражением

$$\phi^{(-)} = -\int E_{vr}^{(-)} dr = -\int a_r^{(-)} dr \quad (10.30)$$

Таким образом, с учетом (10.14) потенциал *субконтной* напряженности во внешней оболочке «электрона» равен

$$\phi_{so}^{(-)} = -\int a_{r_{so}}^{(-)} dr = -\int \frac{c^2 r_6 \sqrt{2}}{2r^2 \sqrt{1 - \frac{r_6^2}{r^2}}} dr = -\frac{c^2 r_6 \sqrt{2}}{2} \int \frac{1}{r \sqrt{r^2 - r_6^2}} dr = -\frac{c^2 r_6 \sqrt{2}}{2} \operatorname{arcsec} \frac{r}{r_6} + C, \quad (10.31)$$

где использован табличный интеграл

$$\int \frac{dx}{x \sqrt{x^2 - a^2}} = \frac{1}{a} \operatorname{arcsec} \frac{x}{a} + C = \frac{1}{a} \arccos \frac{a}{x} + C. \quad (10.32)$$

График функции (10.31) показан на рис. 10.6.

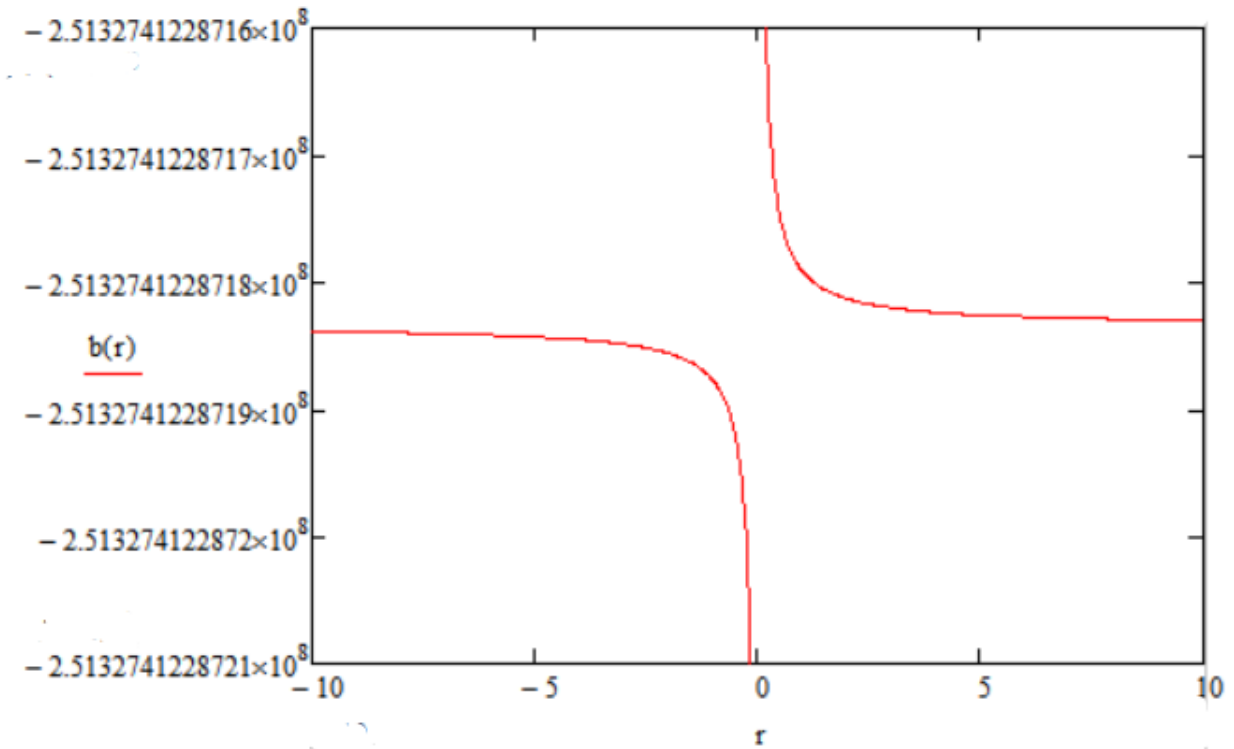


Рис. 10.6. График потенциала *субконтной* напряженности (10.31).

Расчеты выполнены с помощью программного обеспечения MathCad

$$\text{при } r_6 = 2,7 \cdot 10^{-13} \text{ см } c = 2,9 \cdot 10^{10} \text{ см/с, } C = 0$$

Потенциал *субконтной* напряженности внутри ядра «электрона» (рассмотренной в следующем § 11), с учетом (11.32), равен

$$\varphi_{\text{я}}^{(-)} = -\int a_{r_{\text{я}}}^{(-)} dr = -\int \frac{2c^2 r}{r_6^2 \sqrt{1 - \frac{r^4}{r_6^4}}} dr = -2c^2 \int \frac{r}{\sqrt{r_6^4 - r^4}} dr = -c^2 \arcsin \frac{r^2}{r_6^2} + C \quad (10.33)$$

где использован известный интеграл

$$\int \frac{x}{\sqrt{a - x^4}} dx = \left| \begin{matrix} t = x^2 \\ dt = 2x dx \end{matrix} \right| = \frac{1}{2} \int \frac{dt}{\sqrt{(\sqrt{a})^2 - t^2}} = \begin{cases} \frac{1}{2} \arcsin \frac{t}{\sqrt{a}} + C \\ -\frac{1}{2} \arccos \frac{t}{\sqrt{a}} + C \end{cases} = \begin{cases} \frac{1}{2} \arcsin \frac{x^2}{\sqrt{a}} + C \\ -\frac{1}{2} \arccos \frac{x^2}{\sqrt{a}} + C \end{cases}$$

График функции (10.33) показан на рис. 10.7.

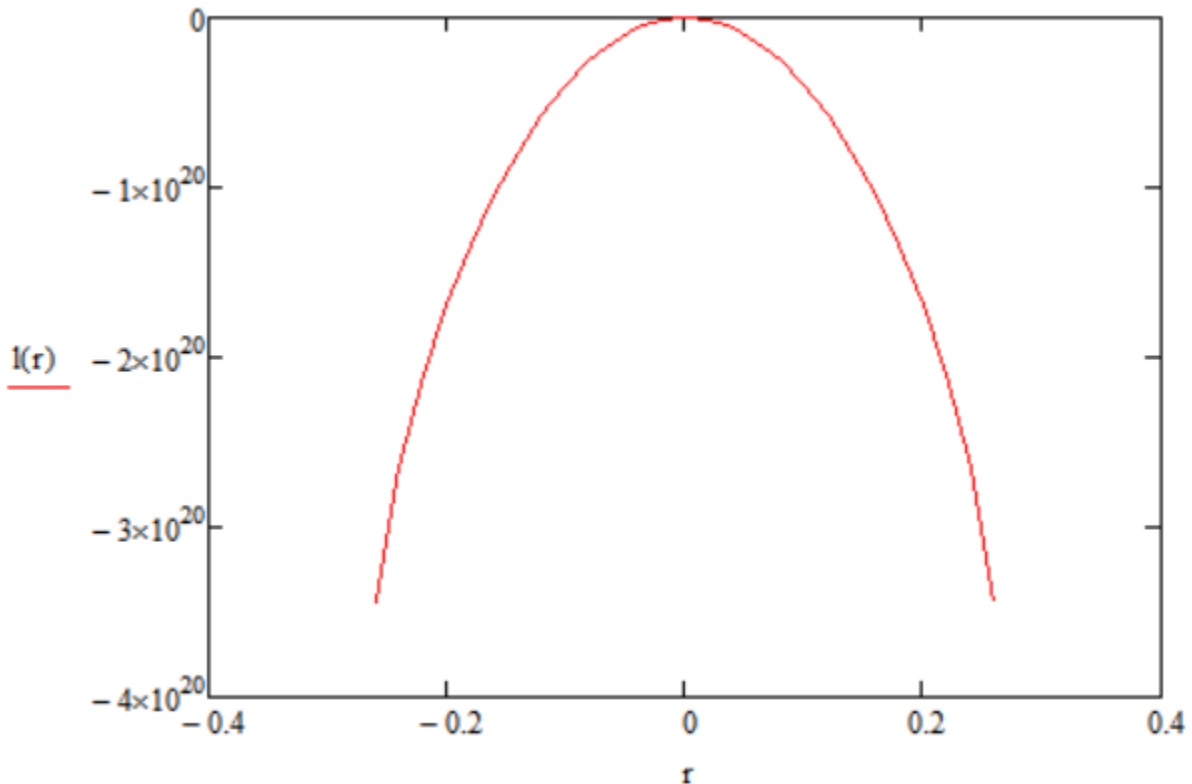


Рис. 10.7. График потенциала *субконтной* напряженности (10.31).

Расчеты выполнены с помощью программного обеспечения MathCad

при $r_6 = 0,27$ см, $c = 2,9 \cdot 10^{10}$ см/с, $C = 0$

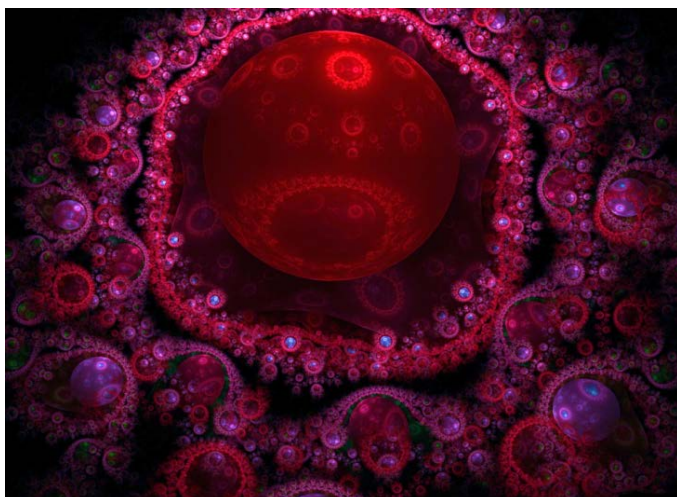
6. Аналогичный анализ метрик (8.12) – (8.15) и (9.8) – (9.9) с учетом ускорений (10.4) – (10.5) и скоростей (10.6), показывает, что «позитрон» – это негативная копия «электрона». Если свободный «электрон» условно называть

стабильной "выпуклостью" в вакуумной протяженности с сигнатурой $(+ - -)$, то «позитрон» – это аналогичная "вогнутость" с противоположной сигнатурой $(- + +)$.

7. Если в уравнения (8.1) – (10.27) вместо тройки радиусов r_3, r_6, r_7 {смотрите иерархию радиусов (6.20) в [2]}, подставлять любую другую тройку радиусов из той же иерархии, например, r_4, r_6, r_8 или r_2, r_6, r_7 или r_1, r_6, r_8 или r_2, r_6, r_9 и т. д., то получатся метрико-динамические модели различных типов «электронов» («электрон»₄₆₈, «электрон»₂₆₇, «электрон»₁₆₈, «электрон»₂₆₉, ...) и «позитронов» («позитрон»₄₆₈, «позитрон»₂₆₇, «позитрон»₁₆₈, «позитрон»₂₆₉, ...), которые отличаются друг от друга структурой *ракии*.

8. Если в уравнения (8.1) – (10.27) вместо тройки радиусов r_3, r_6, r_7 подставить любую другую тройку радиусов из иерархии радиусов 6.20 в [2], например, r_2, r_4, r_5 или r_1, r_3, r_5 или r_1, r_4, r_6 или r_4, r_5, r_7 и т. д., то получаются аналогичные «электрону» и «позитрону» метрико-динамические модели соответственно *голой* (смотрите определение № 10.1): «планеты», «галактики», «звезды», «биологической клетки» и т. д.

Определение № 10.1. *Голое вакуумное образование – это стабильное искривление вакуумной протяженности любого масштаба («электрон», «биологическая клетка», «планета», «звезда», «галактика», и т.д.) метрико-динамическая модель которого определяется совокупностью метрик типа (8.1) – (8.20) и показана на рис. 8.1. К голому вакуумному образованию может быть притянута множество более мелких вакуумных образований. Например, к ядру голы «планеты» могут быть притянуты множество мелких «частиц»: «биологических клеток», «атомов», «элементарных частиц» и т.д. (рис. 10.8 б).*



а)



б)

Рис. 10.8. а) Фрактальная иллюстрации многослойной ракии, окружающей ядро вакуумного образования; б) Фрактальная иллюстрации множества локальных вакуумных образований вокруг ядра более крупного голого стабильного вакуумного образования

9. Развиваемый здесь математический аппарат подходит для описания любых стабильных *голых* вакуумных образований с различными размерами (рис. 10.9). Поэтому, изучая одно из локальных вакуумных образований, например, «электрон»-«позитронную» пару, мы одновременно отчасти получаем информацию и о: метрико-динамических свойствах пары мужской и женской «биологических клеток», голой «звездно»-«планетарной» системе и т.д. И, наоборот, изучая, например, метрико-динамические свойства *голой* «планеты» (рис. 10.10), мы познаем и свойства «электрона» или «позитрона».

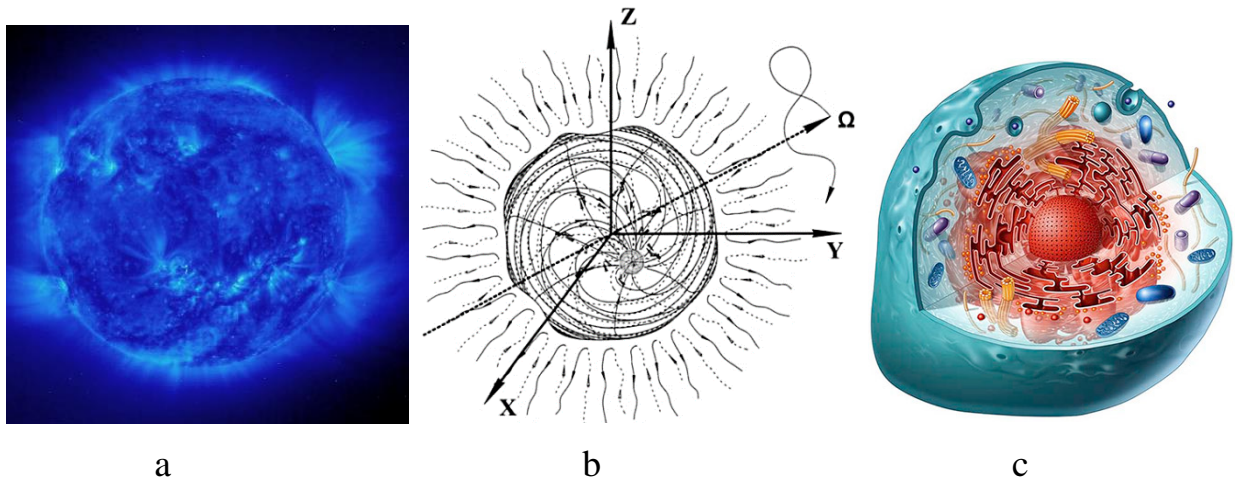


Рис. 10.9. Оболочки: *a)* звезды; *b)* биологической клетки; *c)* «электрона».
 При более пристальном рассмотрении через поры в *ракии* осуществляется
 взаимный обмен между ядром и внешней оболочкой любого стабильного
 вакуумного образования

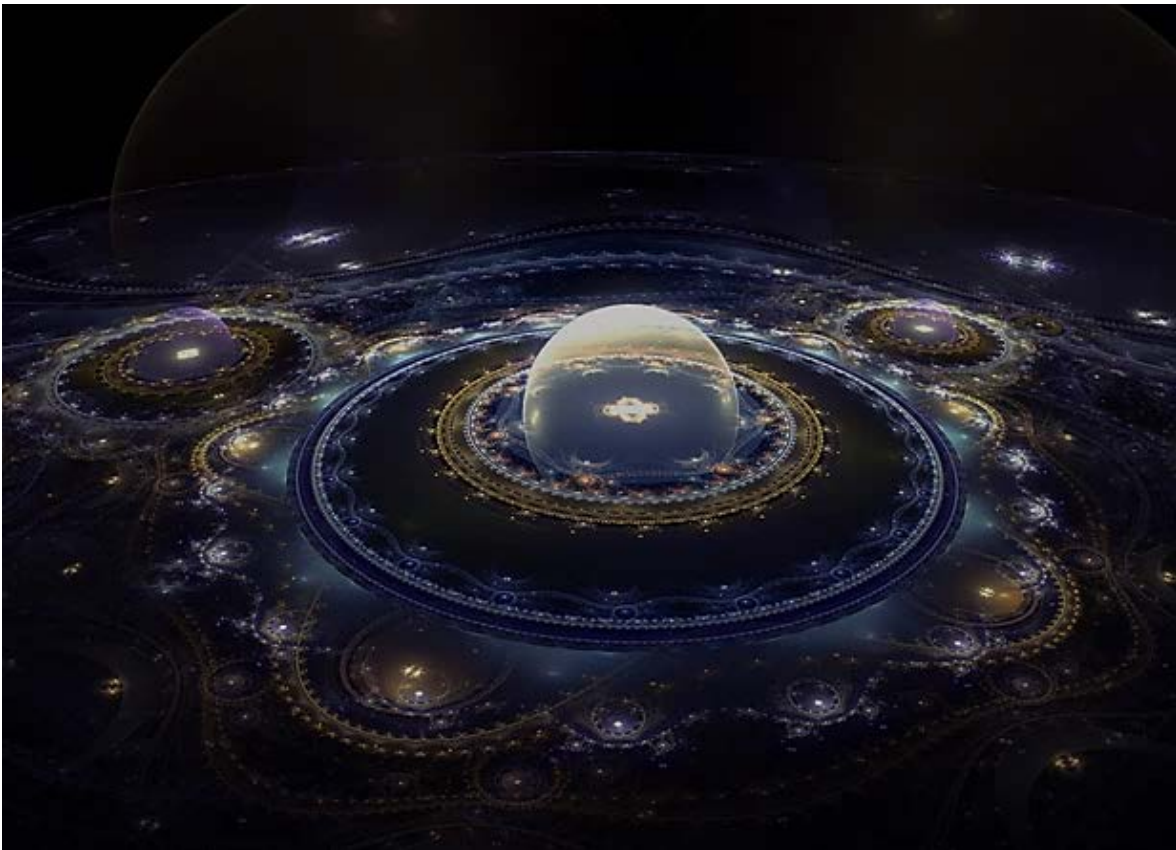


Рис. 10.10. Фракталы часто удивительно точно отражают умоглядную
 картину мира, которая недоступна для чувственного
 человеческого восприятия

11. Ядро покоящегося «электрона» и «позитрона»

Рассмотрим метрики (8.6) – (8.10), описывающие метрико-динамическое состояние ядра «электрона» на уровне рассмотрения $2^3\text{-}\lambda_{m\div n}$ -вакуумной протяженности

Ядро «электрона»
в интервале $[r_7, r_6]$ (рис. 8.1)

i I H V H'

$$I \quad ds^{(-a)2} = \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \quad - a\text{-субконт}, \quad (11.1)$$

$$H \quad ds^{(-b)2} = \left(1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \quad - b\text{-субконт}, \quad (11.2)$$

$$V \quad ds^{(-c)2} = \left(1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \quad - c\text{-субконт}, \quad (11.3)$$

$$H' \quad ds^{(-d)2} = \left(1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \quad - d\text{-субконт}; \quad (11.4)$$

Шельт «электрона»

в интервале $[0, \infty)$

$$i \quad ds^{(-abcd)2} = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2, \quad (11.5)$$

где

$r_6 \sim 1,7 \cdot 10^{-13}$ см – радиус ядра «электрона»; $r_7 \sim 5,8 \cdot 10^{-24}$ см – радиус ядрышка, находящегося внутри ядра «электрона».

Вначале с учетом неравенства $r_6 \gg r_7$ пренебрежем слагаемыми r_7/r , при этом метрики (11.1) – (11.4) сводятся к двум метрикам де Ситтера:

$$ds^{(-a)2} = \left(1 + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (11.6)$$

$$ds^{(-b)2} = \left(1 - \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (11.7)$$

Арифметическое среднее данных метрик образует 2-жгут (смотрим (2.24) в [2]):

$$ds^{(-ab)2} = c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r^4}{r_6^4}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (11.8)$$

Используя методику, приведенную в §1 в [2] (смотрим (1.29) – (1.33) и (2.24) – (2.24) в [2]), найдем относительное удлинение субконта внутри ядра «электрона» по формуле

$$l_i^{(-)} = \sqrt{1 + \frac{g_{ii}^{(-)} - g_{ii}^{0(-)}}{g_{ii}^{0(-)}}} - 1, \quad (11.9)$$

где усредненные компоненты метрического тензора $g_{ii}^{(-)}$ берутся из 2-жгута (11.8)

$$g_{11}^{(-)} = \frac{1}{2} (g_{11}^{(-a)} + g_{11}^{(-b)}) = -\frac{r_6^4}{r_6^4 - r^4}, \quad g_{22}^{(-)} = \frac{1}{2} (g_{22}^{(-a)} + g_{22}^{(-b)}) = -r^2, \quad g_{33}^{(-)} = \frac{1}{2} (g_{33}^{(-a)} + g_{33}^{(-b)}) = -r^2 \sin^2 \theta, \quad (11.10)$$

а компоненты метрического тензора $g_{ii}^{0(-)}$ берутся из метрики шельта (11.5)

$$g_{11}^{0(-)} = -1, \quad g_{22}^{0(-)} = -r^2, \quad g_{33}^{0(-)} = -r^2 \sin^2 \theta. \quad (11.11)$$

Подставляя компоненты (11.10) и (11.11) в (11.9), получим

$$l_r^{(-)} = \sqrt{\frac{r_6^4}{r_6^4 - r^4}} - 1, \quad (11.12)$$

$$l_\theta^{(-)} = 0, \quad (11.13)$$

$$l_\varphi^{(-)} = 0. \quad (11.14)$$

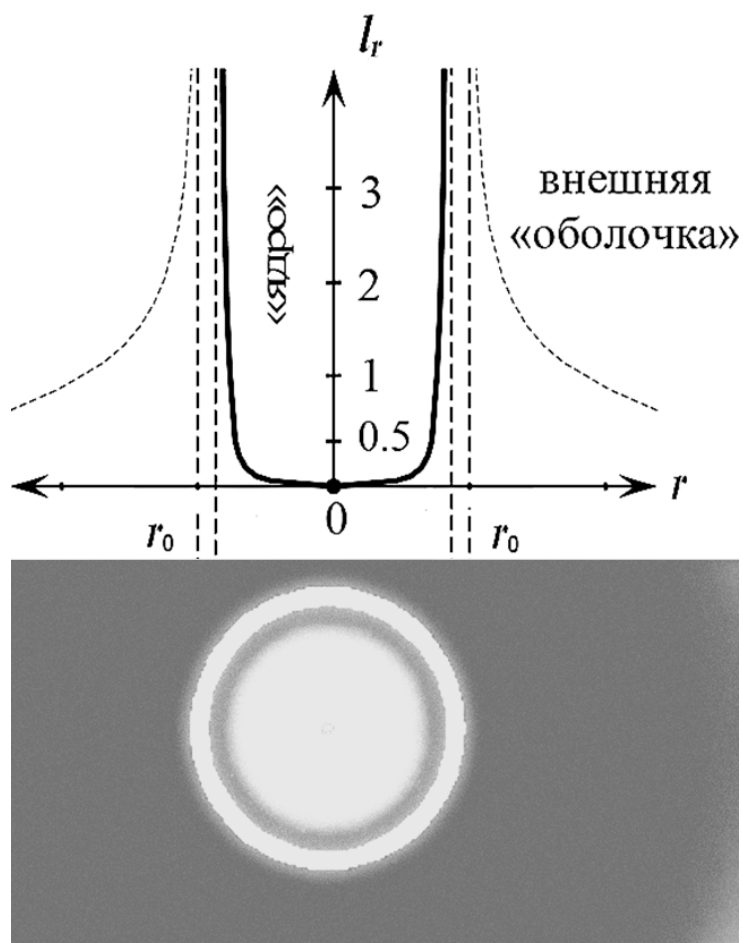


Рис. 11.1. График относительного удлинения субконта $l_{гя}$ (11.12)
внутри ядра «электрона»

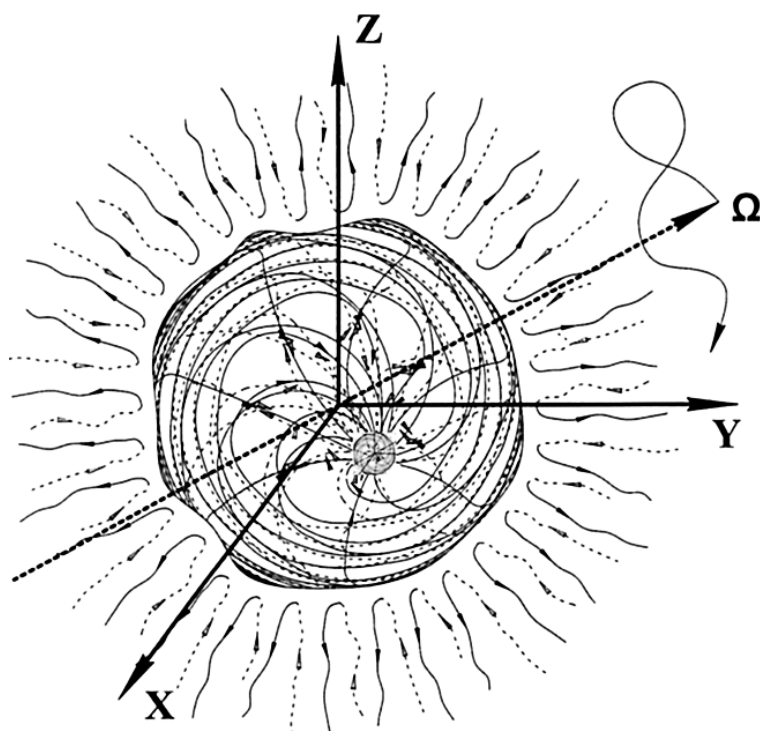


Рис. 11.2. Вращающееся ядро вакуумного образования

График функции (11.12) представлен на рис. 11.1, откуда следует, что субконт на периферии ядра «электрона» сильно растянут, а в середине ядра растяжение субконта практически отсутствует.

Согласно выражениям (2.27)– (2.28) в [2] скорости течения a -субконта и b -субконта соответственно равны

$$v_r^{(-a)} = cr/r_6, \quad (11.15)$$

$$v_r^{(-b)} = -cr/r_6. \quad (11.16)$$

Данные скорости в центре ядра «электрона» (т.е. при $r = 0$, рис. 11.2) равны нулю, а на периферии ядра с радиусом $r \approx r_6$ они близки к скорости света c . Точнее периферия ядра сложно вращается со скоростью света, поэтому радиальные линии a -субконтного и b -субконтного токов для стороннего наблюдателя выглядят как спиральные рукава (рис. 11.2 и 11.5).

Вернемся к рассмотрению метрик (11.1) – (11.4). Усредняя данные метрики

$$ds^{(-abcd)2} = \frac{1}{4} \left(ds^{(-a)2} + ds^{(-b)2} + ds^{(-c)2} + ds^{(-d)2} \right), \quad (11.17)$$

получим 4-жгут

$$ds^{(-abcd)2} = c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) \left(1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right) \left(1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right) \left(1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2. \quad (11.18)$$

Подставляя компоненты метрического тензора из 4-жгута (11.18) и шельта (11.5) в выражения (11.9), найдем относительное удлинение субконта внутри ядра «электрона» в данном случае

$$l_r^{(-)} = \sqrt{1 + \frac{g_{11}^{(-)} - g_{11}^{0(-)}}{g_{11}^{0(-)}}} - 1 = \sqrt{\frac{1}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) \left(1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right) \left(1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right) \left(1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)}} - 1, \quad (11.19)$$

$$l_\theta^{(-)} = \sqrt{1 + \frac{g_{22}^{(-)} - g_{22}^{0(-)}}{g_{22}^{0(-)}}} - 1 = 0, \quad (11.20)$$

$$l_\varphi^{(-)} = \sqrt{1 + \frac{g_{33}^{(-)} - g_{33}^{0(-)}}{g_{33}^{0(-)}}} - 1 = 0. \quad (11.21)$$

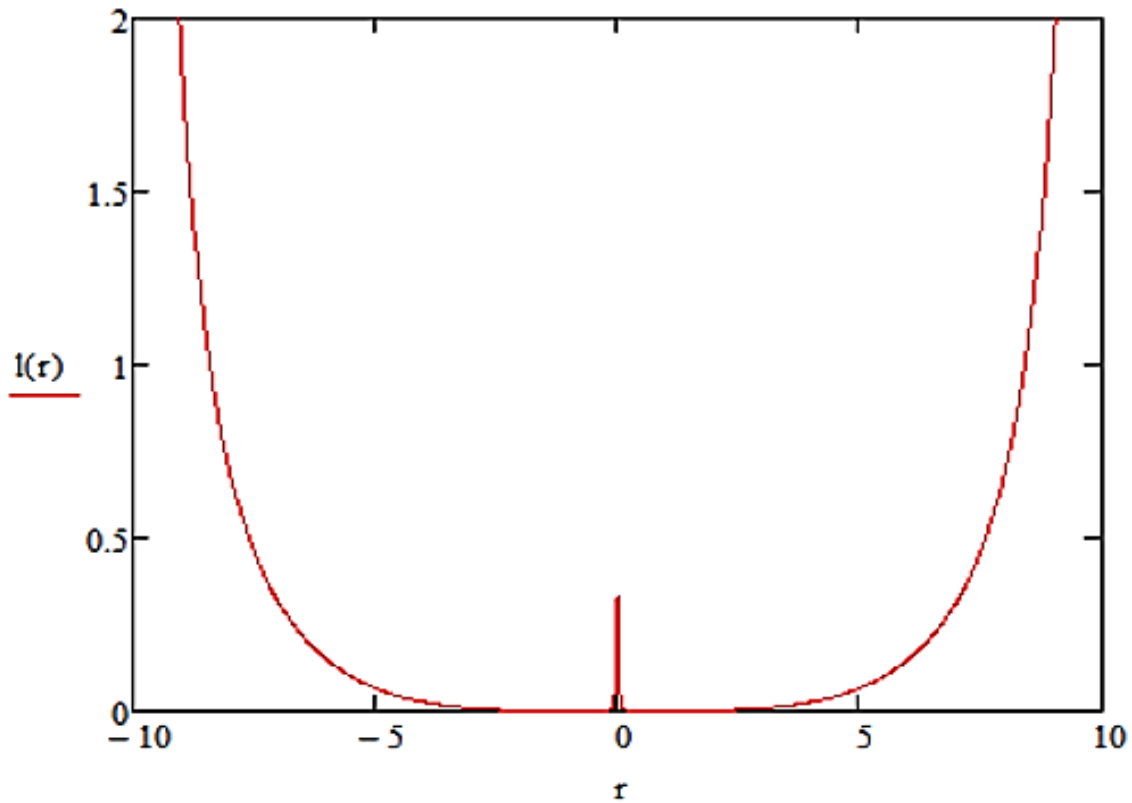


Рис. 11.3. График относительного удлинения субконта $l_{гя}$ (11.19) внутри ядра «электрона». Расчеты выполнены с помощью программного обеспечения MathCad 14 при $r_6 = 10$ и $r_7 = 0,01$. При $r_6 = 2 \cdot 10^{-13}$ и $r_7 = 6 \cdot 10^{-24}$ данный график будет

аналогичным, но всплеск посередине будет чрезвычайно слабо заметен

График функции (11.19) представлен на рис. 11.3. Из данного графика видно, что субконт сильно растянут не только на периферии, но и в центре ядра «электрона» (рис. 11.2), где располагается его внутреннее ядрышко {*т.е.* «прото- e^- -кварк», смотрите (6.20) в [2]}.

Скорости внутри-вакуумных слоев, находящихся внутри ядра электрона получим аналогично (1.48) – (1.51) в [2]

I для a -субконта (11.1)

$$1 - r_7/r + r^2/r_6^2 = 1 - v_r^{(-a)2}/c^2 \rightarrow v_r^{(-a)} = c(-r_7/r + r^2/r_6^2)^{1/2} \quad (11.22)$$

II для b -субконта (11.2)

$$1 + r_7/r - r^2/r_6^2 = 1 - v_r^{(-b)2}/c^2 \rightarrow v_r^{(-b)} = c(r_7/r - r^2/r_6^2)^{1/2} \quad (11.23)$$

V для c -субконта (11.3)

$$1 - r_7/r - r^2/r_6^2 = 1 - v_r^{(-c)2}/c^2 \rightarrow v_r^{(-c)} = c(-r_7/r - r^2/r_6^2)^{1/2} \quad (11.24)$$

H для d -субконта (11.4)

$$1 + r_7/r + r^2/r_6^2 = 1 - v_r^{(-d)2}/c^2 \rightarrow v_r^{(-d)} = c(r_7/r + r^2/r_6^2)^{1/2} \quad (11.25)$$

При $r \approx r_6$ (т.е. в районе периферии ядра «электрона») все скорости (11.22) – (11.25) стремятся к скорости света c . Также при $r \approx r_7$ (т.е. в районе *ракии* внутреннего ядрышка) все скорости (11.22) – (11.25) стремятся к скорости света c .

Таким образом, на уровне рассмотрения $2^3\text{-}\lambda_{m+n}$ -вакуумной протяженности, внутри ядра «электрона» на каждое радиальное направление намотаны четыре внутри-вакуумных течения (тока).

Два из этих винтовых течений (b -субконтный ток и c -субконтный ток) оттекают от периферии ядра «электрона», сначала со скоростью близкой к скорости света, далее замедляясь и затем у *ракии* внутреннего ядрышка снова разгоняясь до скорости света.

Два других встречных винтовых течения (a -субконтный ток и d -субконтный ток) оттекают от *ракии* внутреннего ядрышка, сначала со скоростью близкой к скорости света, далее замедляясь, а затем у периферии ядра «электрона» снова разгоняясь до скорости близкой к скорости света (рис. 11.5).

В § 10 было отмечено, что для наглядности удобно предположить, что встречные a -субконтный и b -субконтный токи текут по двум сторонам одной и той же скрученной ленты (рис. 10.4). При наличии жгута из четырех внутри-вакуумных токов можно продолжить идею с лентой, и считать, что данные попарно встречные токи текут по четырём сторонам многократно скрученного четырехгранника (рис. 11.4).



Рис. 11.4. Многократно скрученный 4-гранник, по одной стороне которого с ускорением движется *a-субконт*, по другой стороне течет *b-субконт*, по третьей стороне течет *c-субконт*, по четвертой стороне течет *d-субконт*

Вместе с тем, для стороннего наблюдателя периферия ядра «электрона» и периферия его внутреннего ядрышка сложно вращаются со скоростью близкой к скорости света (рис. 11.2 и 11.5).

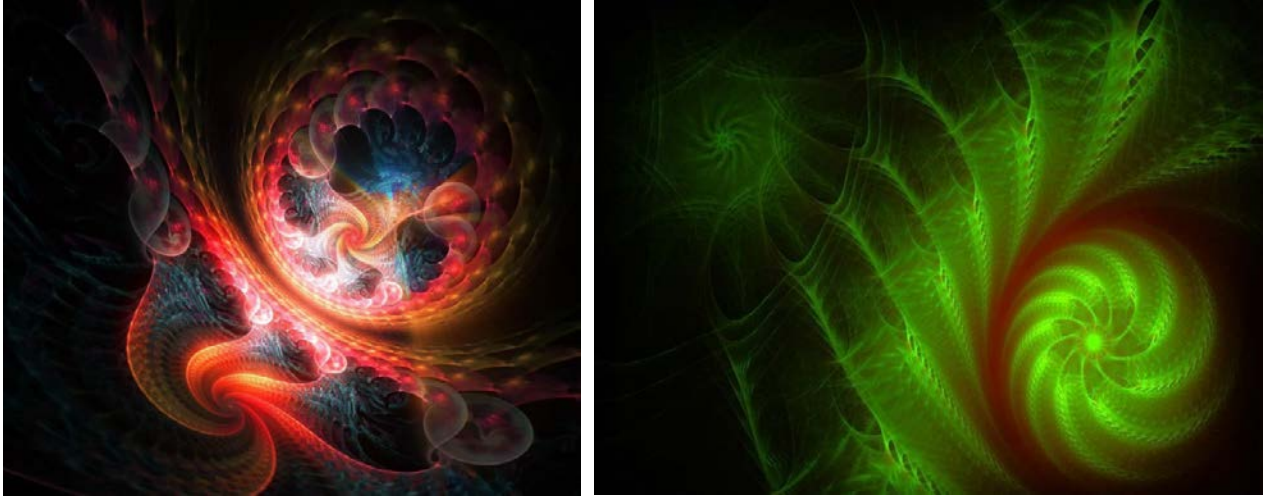


Рис. 11.5. Фрактальные иллюстрации переплетенных внутри-вакуумных токов вокруг радиального направления как внутри, так и снаружи вращающегося ядра «электрона»

Радиальные составляющие векторов ускорения внутри-вакуумных слоев в ядре «электрона» определим с помощью уравнений вида (10.2)

$$a_1^{(-m)} = -\frac{c^2}{\sqrt{1-\frac{v^{(-m)2}}{c^2}}} \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-m)}}}{\partial x^1}, \quad (11.26)$$

$$\text{или} \quad a_r^{(-m)} = -\frac{c^2}{\sqrt{1-\frac{v_r^{(-m)2}}{c^2}}} \frac{1}{g_{11}^{(-m)}} \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-m)}}}{\partial r} \quad (11.27)$$

остальные составляющие данных векторов равны нулю, подобно (10.9) – (10.12).

Подставляя в выражение (11.27) соответствующие компоненты метрических тензоров $g_{11}^{(-m)}$ из метрик (11.1) – (11.4) и радиальные составляющие скорости (11.22) – (11.25), получим

$$a_r^{(-a)} = c^2 \sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}} \frac{\partial \ln \sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}}}{\partial r} = \frac{c^2 \left(\frac{r_7}{r^2} + \frac{2r}{r_6^2} \right)}{2 \sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}}} - \text{ускорение } a\text{-субконта},$$

$$a_r^{(-b)} = c^2 \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}} \frac{\partial \ln \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}}{\partial r} = - \frac{c^2 \left(\frac{r_7}{r^2} + \frac{2r}{r_6^2} \right)}{2 \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}} - \text{ускорение } b\text{-субконта},$$

$$a_r^{(-c)} = c^2 \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}} \frac{\partial \ln \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}}{\partial r} = \frac{c^2 \left(\frac{r_7}{r^2} - \frac{2r}{r_6^2} \right)}{2 \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}} - \text{ускорение } c\text{-субконта},$$

$$a_r^{(-d)} = -c^2 \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} \frac{\partial \ln \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}}{\partial r} = - \frac{c^2 \left(\frac{r_7}{r^2} - \frac{2r}{r_6^2} \right)}{2 \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} - \text{ускорение } d\text{-субконта. (11.28)}$$

В этом случае общее радиальное ускорение субконта между периферией ядра «электрона» и *ракией* его внутреннего ядрышка задается кватернионом (смотрите § 7)

$$a^{(-)} = a^{(-a)} + ia^{(-b)} + ja^{(-c)} + ka^{(-d)} = a_r^{(-a)} + ia_r^{(-b)} + ja_r^{(-c)} + ka_r^{(-d)}, \quad (11.29)$$

который описывает переплетение 4-х внутри-вакуумных токов вокруг каждого радиального направления (рис. 11.5, 11.6 и 11.7).

Модуль вектора общего радиального ускорения субконта равен

$$a_r^{(-)} = \sqrt{a_r^{(-a)2} + a_r^{(-b)2} + a_r^{(-c)2} + a_r^{(-d)2}}. \quad (11.30)$$

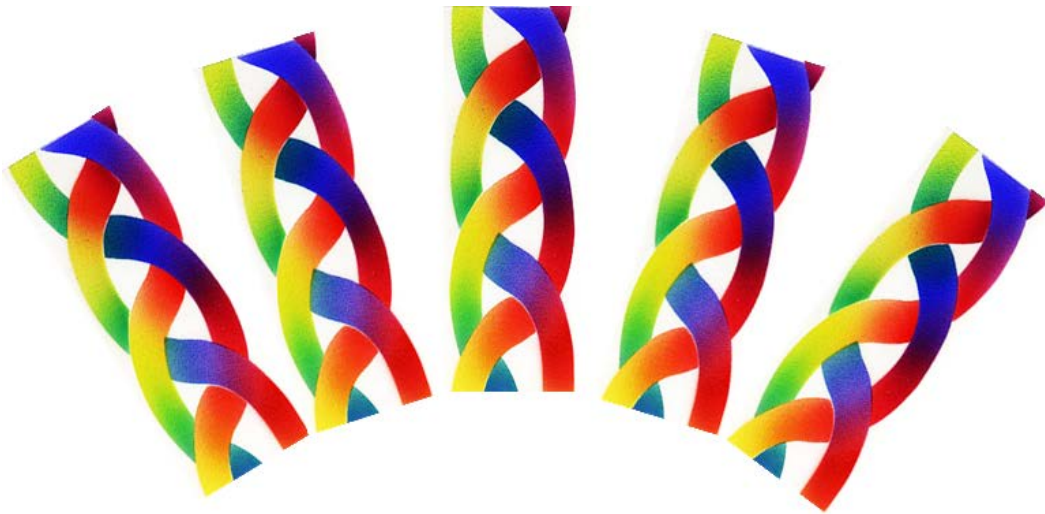


Рис. 11.6. Иллюстрация переплетения ускоренных внутри-вакуумных токов, намотанных вокруг одного радиального направления



Рис. 11.7. Фрактальные иллюстрации различных аспектов проявления сферически-симметричного локального вакуумного образования

Если в выражениях (11.28) пренебречь слагаемыми r_7/r , то получим:

$$\begin{aligned}
 a_r^{(-a)} &= \frac{c^2 r}{r_6^2 \sqrt{1 + \frac{r^2}{r_6^2}}} - \text{ускорение } a\text{-субконта,} \\
 a_r^{(-b)} &= -\frac{c^2 r}{r_6^2 \sqrt{1 - \frac{r^2}{r_6^2}}} - \text{ускорение } b\text{-субконта,} \\
 a_r^{(-c)} &= \frac{c^2 r}{r_6^2 \sqrt{1 - \frac{r^2}{r_6^2}}} - \text{ускорение } c\text{-субконта,} \\
 a_r^{(-d)} &= -\frac{c^2 r}{r_6^2 \sqrt{1 + \frac{r^2}{r_6^2}}} - \text{ускорение } d\text{-субконта.}
 \end{aligned} \tag{11.31}$$

Общее ускорение субконта в ядре «электрона» в этом случае равно

$$a_r^{(-)} = \sqrt{a_r^{(-a)2} + a_r^{(-b)2} + a_r^{(-c)2} + a_r^{(-d)2}} = \frac{c^2 r}{r_6^2} \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{r^2}{r_6^2}} + \frac{1}{1 - \frac{r^2}{r_6^2}} + \frac{1}{1 + \frac{r^2}{r_6^2}} + \frac{1}{1 - \frac{r^2}{r_6^2}}} = \frac{2c^2 r}{r_6^2 \sqrt{1 - \frac{r^4}{r_6^4}}} = \frac{2c^2 r}{\sqrt{r_6^4 - r^4}}. \tag{11.32}$$

Ядро покоящегося «позитрона» на уровне рассмотрения $2^3\text{-}\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности является негативной копией ядра «электрона», в чем легко убедиться, проделав аналогичный анализ с использованием метрик (8.16) – (8.20) и выражений типа (11.6) – (11.32).

При исследовании ядра «электрона» на уровне рассмотрения $2^6\text{-}\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности каждая метрика (11.1) – (11.5) представляется в виде суммы семи метрик с сигнатурами из левого ранжира (13.1) в [1]

$$\begin{aligned}
 & \begin{pmatrix} + & + & + & + \\ - & - & - & + \\ + & - & - & + \\ - & - & + & - \\ + & + & - & - \\ - & + & - & - \\ + & - & + & - \\ \hline + & - & - & - \end{pmatrix} +
 \end{aligned} \tag{11.33}$$

$$\begin{aligned}
 & \begin{pmatrix} - & - & - & - \\ + & + & + & - \\ - & + & + & - \\ + & + & - & + \\ - & - & + & + \\ + & - & + & + \\ - & + & - & + \\ \hline - & + & + & + \end{pmatrix} +
 \end{aligned} \tag{11.34}$$

Например, метрика (11.1) с сигнатурой (+ – – –)

$$ds^{(-a)2} = \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad - a\text{-субконт}$$

представляется в виде суммы семи аналогичных под-метрик с сигнатурами (11.33):

$$\begin{aligned} ds^{(-a)2} = & \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 - \quad - a_1\text{-субконт} \\ & - \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 + \quad - a_2\text{-субконт} \\ & + \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 - \quad - a_3\text{-субконт} \\ & - \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 + \quad - a_4\text{-субконт} \\ & + \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 - \quad - a_5\text{-субконт} \\ & - \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 + \quad - a_6\text{-субконт} \\ & + \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 . \quad - a_7\text{-субконт.} \quad (11.35) \end{aligned}$$

При исследовании ядра «позитрона» на уровне рассмотрения $2^6\text{-}\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности каждая метрика (8.16) – (8.20) представляется в виде суммы семи аналогичных метрик с сигнатурами из правого ранжира (13.1) в [1].

Например, метрика (8.16) с сигнатурой $(-+++)$

$$ds_1^{(+a)2} = -\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - a\text{-антисубконт}$$

представляется в виде суммы семи под-метрик с сигнатурами (11.34)

$$\begin{aligned} ds^{(+a)2} = & -\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 + \quad - a_1\text{-антисубконт} \\ & + \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 - \quad - a_2\text{-антисубконт} \\ & - \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 + \quad - a_3\text{-антисубконт} \\ & + \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 - \quad - a_4\text{-антисубконт} \\ & - \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 + \quad - a_5\text{-антисубконт}, \\ & + \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 - \quad - a_6\text{-антисубконт} \\ & - \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \quad - a_7\text{-антисубконт.} \quad (11.36) \end{aligned}$$

Математические приемы в отношении анализа совокупностей метрик типа (11.35) или (11.36) на уровне рассмотрения 2^6 - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности остаются такими же, как и на уровне рассмотрения 2^3 - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности. Но в этом случае проявляются значительно более тонкие и замысловатые переплетения внутри-вакуумных токов (рис. 11.8), количество которых увеличивается в 7 раз.

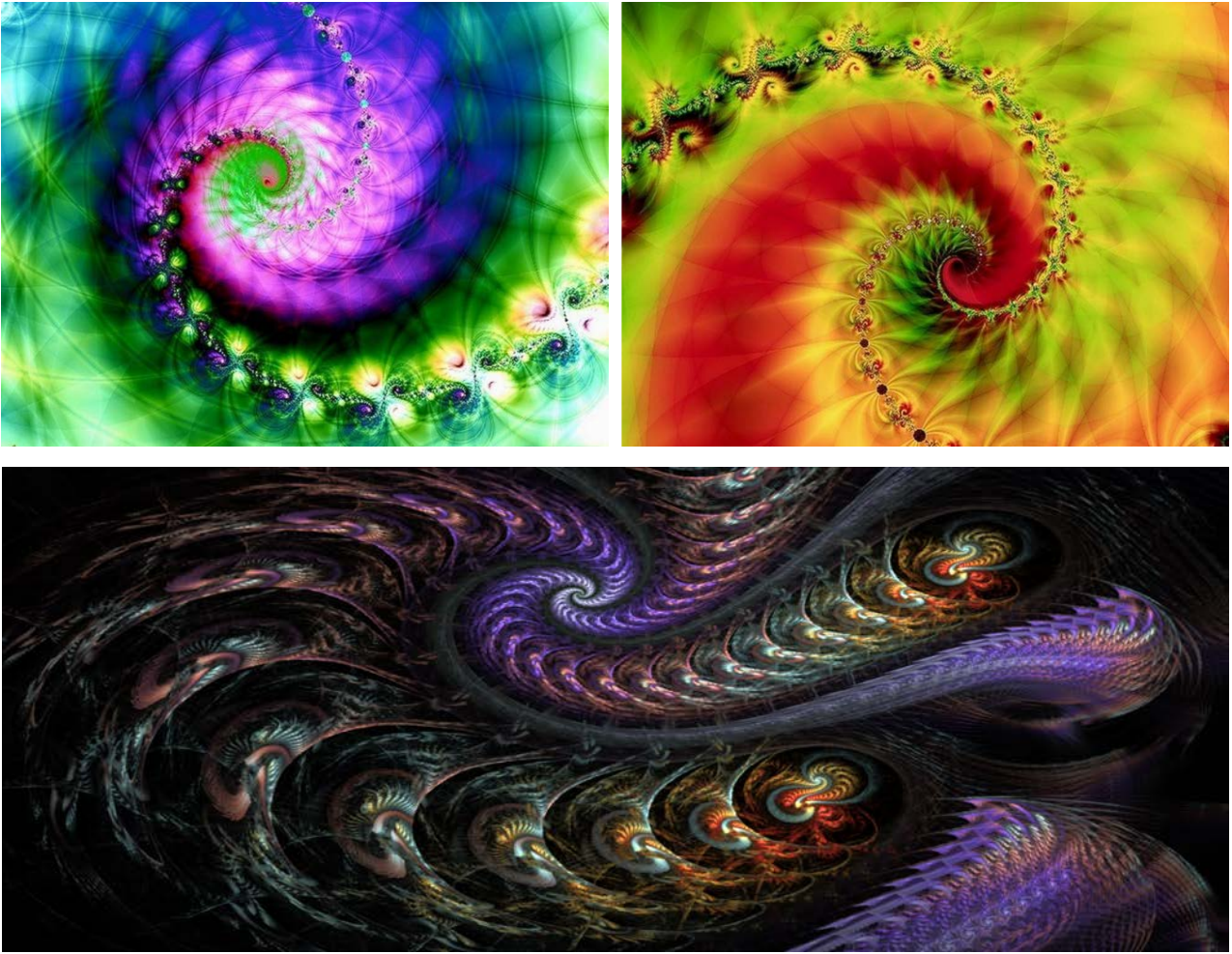


Рис. 11.8. Фрактальные иллюстрации переплетения внутри-вакуумных токов на уровне рассмотрения 2^6 - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности

На уровне рассмотрения 2^{10} - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности каждая из семи метрик (11.35) или (11.36) представляется в виде суммы еще семи метрик с соответствующими сигнатурами и т.д. (смотрите § 16 в [1]). Таким образом, с учетом следующего параграфа, Алгебра сигнатур (Алсигна) предлагает математический аппарат, позволяющий заглянуть в бездну.



Рис. 11.9

12. Изоспин ядра покоящегося «электрона» и «позитрона»

Напомним, что квадратичную форму с любой из возможных сигнатур из ранжиров (11.33) – (11.34), представленную в диагональном виде (например, метрики (11.35) и (11.36), можно множеством способов записать в виде детерминанта спинтензора второго ранга (смотрите § 14 в [1]).

Например, диагонализированная квадратичная форма с сигнатурой (+ – – –)

$$ds^2 = g_{00}dx^0dx^0 - g_{11}dx^1dx^1 - g_{22}dx^2dx^2 - g_{33}dx^3dx^3 \quad (12.1)$$

является детерминантом одной из эрмитовых 2×2 -матриц (спинтензоров)

$$ds^{(-)2} = g_{00}dx^0dx^0 - g_{11}dx^1dx^1 - g_{22}dx^2dx^2 - g_{33}dx^3dx^3 = \begin{pmatrix} y_0dx^0 + y_3dx^3 & y_1dx^1 + iy_2dx^2 \\ y_1dx^1 - iy_2dx^2 & y_0dx^0 - y_3dx^3 \end{pmatrix}_{\det} \quad (12.2)$$

(где $y_i = \sqrt{g_{ii}}$), которую можно представить в виде A_4 -матрицы

$$A_4^{(-)} = \begin{pmatrix} y_0 dx^0 + y_3 dx^0 & y_1 dx^1 + iy_2 dx^2 \\ y_1 dx^1 - iy_2 dx^2 & y_0 dx^0 - y_3 dx^3 \end{pmatrix} = y_0 dx^0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - y_1 dx^1 \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} - y_2 dx^2 \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} - y_3 dx^3 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (12.3)$$

где

$$\sigma_0^{(+---)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \sigma_1^{(+---)} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2^{(+---)} = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3^{(+---)} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (12.4)$$

– набор матриц Паули.

Аналогично, для диагонализированной квадратичной формы с инвертированной сигнатурой $(- + + +)$ имеем один из вариантов ее представления в виде A_4 -матрицы:

$$ds^{(+2)} = -g_{00}dx^0dx^0 + g_{11}dx^1dx^1 + g_{22}dx^2dx^2 + g_{33}dx^3dx^3 = \begin{pmatrix} y_0 dx^0 + y_3 dx^0 & iy_1 dx^1 + y_2 dx^2 \\ iy_1 dx^1 - y_0 dx^0 & -y_0 dx^0 + y_3 dx^3 \end{pmatrix}_{\det} \quad (12.5)$$

$$A_4^{(+)} = \begin{pmatrix} y_0 dx^0 + y_3 dx^0 & iy_1 dx^1 + y_2 dx^2 \\ iy_1 dx^1 - y_0 dx^0 & -y_0 dx^0 + y_3 dx^3 \end{pmatrix} = -y_0 dx^0 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + y_1 dx^1 \begin{pmatrix} 0 & i \\ i & 0 \end{pmatrix} + y_2 dx^2 \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} + y_3 dx^3 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (12.6)$$

где

$$\sigma_0^{(+---)} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad \sigma_1^{(+---)} = \begin{pmatrix} 0 & i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_2^{(+---)} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_3^{(+---)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (12.7)$$

– набор матриц Кэли.

Положим, что все элементы длины dx^i равны единице ($dx^i = 1$), тогда A_4 -матрицы (12.3) и (12.6) принимают вид

$$A_4^{(-)} = \begin{pmatrix} y_0 + y_3 & y_1 + iy_2 \\ y_1 - iy_2 & y_0 - y_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_0 & 0 \\ 0 & y_0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 & -y_1 \\ -y_1 & 0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 & -iy_2 \\ iy_2 & 0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} -y_3 & 0 \\ 0 & y_3 \end{pmatrix}, \quad (12.8)$$

$$A_4^{(+)} = \begin{pmatrix} y_0 + y_3 & iy_1 + y_2 \\ iy_1 - y_2 & -y_0 + y_3 \end{pmatrix} = -\begin{pmatrix} -y_0 & 0 \\ 0 & y_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & iy_1 \\ iy_1 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & y_2 \\ -y_2 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} y_3 & 0 \\ 0 & y_3 \end{pmatrix}, \quad (12.9)$$

Для примера представим метрику (11.1) в виде детерминанта спинтензора типа (12.5)

$$\begin{pmatrix} I & H \\ H' & V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} cdt - r \sin \theta d\varphi & -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} dr - ir d\theta \\ -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} dr + ir d\theta & \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} cdt + r \sin \theta d\varphi \end{pmatrix}_{\det}$$

Запишем данный спинтензор с учетом $dx^i = 1$

$$\begin{pmatrix} \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} - r \sin \theta & -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} - ir \\ -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} + ir & \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} cdt + r \sin \theta \end{pmatrix}. \quad (12.10)$$

Отметим также, что любые бинарное событие с вероятностью исхода $\frac{1}{2}$ (например, вращение шара по или против часовой стрелки; выпадение монеты на сторону орла или решетки) могут быть описаны спинорами. Например, вращение по часовой стрелке формально задается спинорами (т.е. «бре-» и «кет-» векторами)

$$|Z+\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad |Z+\rangle^* = \langle Z+| = \sqrt{\frac{1}{2}} (1 \ 0) \quad (12.11)$$

такими, что

$$\langle Z+|Z+\rangle = \frac{1}{2} (1 \ 0) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}.$$

При этом вращение против часовой стрелки формально задается спинорами

$$|Z-\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad |Z-\rangle^* = \langle Z-| = \sqrt{\frac{1}{2}} (0 \ 1) \quad (12.12)$$

такими, что

$$\langle Z-|Z-\rangle = \frac{1}{2} (0 \ 1) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}, \quad \langle Z-|Z+\rangle = \frac{1}{2} (0 \ 1) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 0.$$

На уровне рассмотрения 2^3 - λ_{m+n} -вакуумной протяженности внутри ядра «электрона» имеется четыре внутри-вакуумных слоя (11.1) – (11.4), поэтому для исследования их изотопического вращения (изоспина) воспользуемся следующими спинорами

$$|Z+\rangle = \sqrt{\frac{1}{4}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad |Z+\rangle^* = \langle Z+| = \sqrt{\frac{1}{4}} (1 \ 0) \quad (12.13)$$

$$|Z-\rangle = \sqrt{\frac{1}{4}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad |Z-\rangle^* = \langle Z-| = \sqrt{\frac{1}{4}} (0 \ 1) \quad (12.14)$$

Используя спинтензор (12.10) и спиноры (12.13), определим 4-вектор изоспина a - субконт

$$\begin{aligned} \langle s^{(-a)} \rangle &= \sqrt{\frac{1}{4}} (1 \ 0) \begin{pmatrix} \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} - r \sin \theta & -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} - ir \\ -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} + ir & \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} + r \sin \theta \end{pmatrix} \sqrt{\frac{1}{4}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \\ &= \frac{1}{4} (1 \ 0) \begin{pmatrix} \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} & 0 \\ 0 & \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{4} (1 \ 0) \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} \\ -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{4} (1 \ 0) \begin{pmatrix} 0 & -ir \\ ir & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{4} (1 \ 0) \begin{pmatrix} -r \sin \theta & 0 \\ 0 & r \sin \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (12.15)$$

с компонентами

$$s_t^{(-a)} = \frac{1}{4} (1 \ 0) \begin{pmatrix} \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} & 0 \\ 0 & \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{4} \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}, \quad (12.16)$$

$$s_r^{(-a)} = \frac{1}{4} (1 \ 0) \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} \\ -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 0, \quad (12.17)$$

$$s_\theta^{(-a)} = \frac{1}{4} (1 \ 0) \begin{pmatrix} 0 & -ir \\ ir & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 0, \quad (12.18)$$

$$s_\phi^{(-a)} = \frac{1}{4} (1 \ 0) \begin{pmatrix} -r \sin \theta & 0 \\ 0 & r \sin \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = -\frac{1}{2} r \sin \theta. \quad (12.19)$$

Аналогично, изоспин b -субконта [т.е. метрики (11.2)] определяется 4-вектором

$$\langle s^{(-b)} \rangle = \sqrt{\frac{1}{4}} (0 \ 1) \begin{pmatrix} \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}} - r \sin \theta & -\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}} - ir \\ -\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}} + ir & \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}} + r \sin \theta \end{pmatrix} \sqrt{\frac{1}{4}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \quad (12.20)$$

$$= \frac{1}{4} (0 \ 1) \begin{pmatrix} \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}} & 0 \\ 0 & \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{4} (0 \ 1) \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}} \\ -\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{4} (0 \ 1) \begin{pmatrix} 0 & -ir \\ ir & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{4} (0 \ 1) \begin{pmatrix} -r \sin \theta & 0 \\ 0 & r \sin \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

с компонентами

$$s_t^{(-b)} = \frac{1}{4} (0 \ 1) \begin{pmatrix} \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}} & 0 \\ 0 & \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{4} \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}, \quad (12.21)$$

$$s_r^{(-b)} = \frac{1}{4} (0 \ 1) \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}} \\ -\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = 0, \quad (12.22)$$

$$s_\theta^{(-b)} = \frac{1}{4} (0 \ 1) \begin{pmatrix} 0 & -ir \\ ir & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = 0, \quad (12.23)$$

$$s_\varphi^{(-b)} = \frac{1}{4} (0 \ 1) \begin{pmatrix} -r \sin \theta & 0 \\ 0 & r \sin \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{4} r \sin \theta. \quad (12.24)$$

4-вектор анти-изоспина c -субконта (т.е. метрики (11.3) определим с применением спиноров (12.14)

$$\langle s^{(-c)} \rangle = \sqrt{\frac{1}{4}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}} - r \sin \theta & -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}} - ir \\ -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}} + ir & \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}} + r \sin \theta \end{pmatrix} \sqrt{\frac{1}{4}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \quad (12.25)$$

$$= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}} & 0 \\ 0 & \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}} \\ -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & -ir \\ ir & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -r \sin \theta & 0 \\ 0 & r \sin \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

с компонентами

$$s_t^{(-c)} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}} & 0 \\ 0 & \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{4} \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}, \quad (12.26)$$

$$s_r^{(-c)} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}} \\ -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 0, \quad (12.27)$$

$$s_\theta^{(-c)} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & -ir \\ ir & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 0, \quad (12.28)$$

$$s_\varphi^{(-c)} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -r \sin \theta & 0 \\ 0 & r \sin \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = -\frac{1}{2} r \sin \theta. \quad (12.29)$$

Аналогично определяется 4-вектор анти-изоспина d -субконта [т.е. метрики (11.4)]

$$\langle s^{(-d)} \rangle = \sqrt{\frac{1}{4}} (0 \ 1) \begin{pmatrix} \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} - r \sin \theta & -\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} - ir \\ -\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} + ir & \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} + r \sin \theta \end{pmatrix} \sqrt{\frac{1}{4}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \quad (12.30)$$

$$= \frac{1}{4} (0 \ 1) \begin{pmatrix} \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} & 0 \\ 0 & \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{4} (0 \ 1) \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} \\ -\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{4} (0 \ 1) \begin{pmatrix} 0 & -ir \\ ir & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{4} (0 \ 1) \begin{pmatrix} -r \sin \theta & 0 \\ 0 & r \sin \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

с компонентами

$$s_t^{(-d)} = \frac{1}{4} (0 \ 1) \begin{pmatrix} \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} & 0 \\ 0 & \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{4} \sqrt{1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}, \quad (12.31)$$

$$s_r^{(-d)} = \frac{1}{4} (0 \ 1) \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} \\ -\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = 0, \quad (12.32)$$

$$s_\theta^{(-d)} = \frac{1}{4} (0 \ 1) \begin{pmatrix} 0 & -ir \\ ir & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = 0, \quad (12.33)$$

$$s_\varphi^{(-d)} = \frac{1}{4} (0 \ 1) \begin{pmatrix} -r \sin \theta & 0 \\ 0 & r \sin \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} r \sin \theta. \quad (12.34)$$

Компоненты общего вектора изоспина субконта в ядре «электрона» положим равным

$$\begin{aligned}
s_t^{(-)} &= \sqrt{s_t^{(-a)^2} + s_t^{(-b)^2} + s_t^{(-c)^2} + s_t^{(-d)^2}} = \frac{1}{4} \sqrt{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) + \left(1 + \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right) + \left(1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right) + \left(1 + \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} = \frac{\sqrt{4}}{4} = \frac{1}{2}, \\
s_r^{(-)} &= 0, \\
s_\theta^{(-)} &= 0, \\
s_\varphi^{(-)} &= \sqrt{s_\varphi^{(-a)^2} + s_\varphi^{(-b)^2} + s_\varphi^{(-c)^2} + s_\varphi^{(-d)^2}} = \frac{1}{4} \sqrt{r^2 \sin^2 \theta + r^2 \sin^2 \theta + r^2 \sin^2 \theta + r^2 \sin^2 \theta} = \frac{1}{2} r \sin \theta.
\end{aligned} \tag{12.35}$$

Возможен другой тип изотопического вращения, который формально задается комплексными спинорами

$$|Y+\rangle = \sqrt{\frac{1}{4}} \begin{pmatrix} i \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad |Y+\rangle^* = \langle Y+| = \sqrt{\frac{1}{4}} (i \ 0) \tag{12.36}$$

такими, что

$$\langle Y+|Y+\rangle = \frac{1}{4} (i \ 0) \begin{pmatrix} i \\ 0 \end{pmatrix} = -\frac{1}{4}.$$

а также комплексными спинорами

$$|Y-\rangle = \sqrt{\frac{1}{4}} \begin{pmatrix} 0 \\ i \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad |Y-\rangle^* = \langle Y-| = \sqrt{\frac{1}{4}} (0 \ i) \tag{12.37}$$

такими, что

$$\langle Y-|Y-\rangle = \frac{1}{4} (0 \ i) \begin{pmatrix} 0 \\ i \end{pmatrix} = -\frac{1}{4}, \quad \langle Y-|Y+\rangle = \frac{1}{4} (0 \ i) \begin{pmatrix} i \\ 0 \end{pmatrix} = 0.$$

Подставим в выражения (12.15) – (12.34) комплексные спиноры (12.36) – (12.37) вместо спиноров (12.13) – (12.14). В результате, получим противоположные значения компонент 4-векторов изоспинов a -субконт, b -субконт и анти-изоспинов c -субконт и d -субконт.

Покажем это на примере изоспиновых свойств a -субконт

$$\langle s^{(-a)} \rangle = \sqrt{\frac{1}{4}} (i \ 0) \begin{pmatrix} \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} - r \sin \theta & -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} - ir \\ -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}}} + ir & \sqrt{1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}} + r \sin \theta \end{pmatrix} \sqrt{\frac{1}{4}} \begin{pmatrix} i \\ 0 \end{pmatrix} = \tag{12.38}$$

$$= \frac{1}{4}(i \ 0) \begin{pmatrix} \sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}} & 0 \\ 0 & \sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{4}(i \ 0) \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{\sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}}} \\ -\frac{1}{\sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{4}(i \ 0) \begin{pmatrix} 0 & -ir \\ ir & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{4}(i \ 0) \begin{pmatrix} -r \sin \theta & 0 \\ 0 & r \sin \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i \\ 0 \end{pmatrix}$$

Откуда видно, что в этом случае компоненты 4-вектора изоспина a -субконта имеют противоположные значения по отношению к соответствующим компонентам (12.16) – (12.19)

$$s_t^{(-c)} = \frac{1}{4}(i \ 0) \begin{pmatrix} \sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}} & 0 \\ 0 & \sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i \\ 0 \end{pmatrix} = -\frac{1}{4}\sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}}, \quad (12.39)$$

$$s_r^{(-c)} = \frac{1}{4}(1 \ 0) \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{\sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}}} \\ -\frac{1}{\sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 0, \quad (12.40)$$

$$s_\theta^{(-c)} = \frac{1}{4}(1 \ 0) \begin{pmatrix} 0 & -ir \\ ir & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 0, \quad (12.41)$$

$$s_\varphi^{(-c)} = \frac{1}{4}(i \ 0) \begin{pmatrix} -r \sin \theta & 0 \\ 0 & r \sin \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}r \sin \theta. \quad (12.42)$$

Поэтому компоненты общего вектора изоспина такого ядра «электрона» следует полагать также противоположными

$$\begin{aligned} s_t^{(-)} &= -\sqrt{s_t^{(-a)^2} + s_t^{(-b)^2} + s_t^{(-c)^2} + s_t^{(-d)^2}} = -\frac{1}{4}\sqrt{(1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}) + (1+\frac{r_7}{r}-\frac{r^2}{r_6^2}) + (1-\frac{r_7}{r}-\frac{r^2}{r_6^2}) + (1+\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2})} = -\frac{\sqrt{4}}{4} = -\frac{1}{2}, \\ s_r^{(-)} &= 0, \\ s_\theta^{(-)} &= 0, \\ s_\varphi^{(-)} &= -\sqrt{s_\varphi^{(-a)^2} + s_\varphi^{(-b)^2} + s_\varphi^{(-c)^2} + s_\varphi^{(-d)^2}} = -\frac{1}{4}\sqrt{r^2 \sin^2 \theta + r^2 \sin^2 \theta + r^2 \sin^2 \theta + r^2 \sin^2 \theta} = -\frac{1}{2}r \sin \theta. \end{aligned} \quad (12.43)$$

Результаты (12.35) и (12.43) оказались аналогичными спиновому квантовому числу классической квантовой механики $s = \pm 1/2$.

Подведем промежуточные итоги:

1. В этом пункте приведены только начальные сведения об изоспиновых свойствах диагональных квадратичных форм. С учетом изложенного в §§14 -15 в [1], данные исследования могут быть продолжены до получения многих нетривиальных результатов.

2. Предположение, что внутри ядра покоящегося «электрона» два внутри-вакуумных слоя (например, (11.1) и (11.3) имеют изоспин с одним направлением, а два других слоя (например, (11.2) и (11.4) имеют изоспин с противоположным направлением, приводит к тому, что данные изоспины в среднем полностью компенсируют проявления друг друга. Вместе с тем, общий изоспин ядра «электрона» оказался аналогичным спиновому квантовому числу электрона в классической квантовой механике.

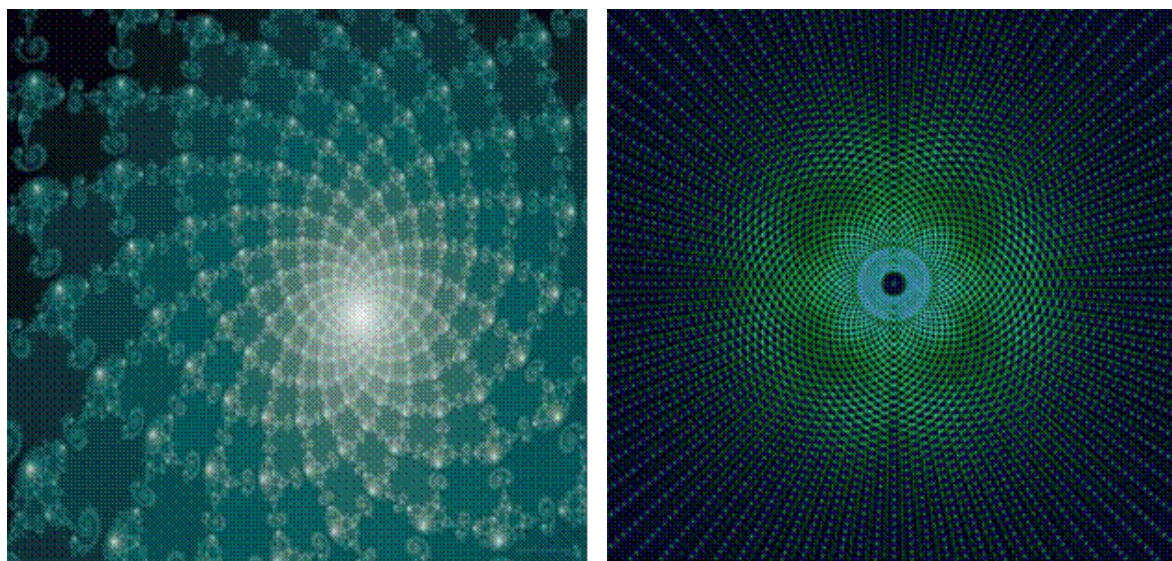


Рис. 12.1. Фрактальные иллюстрации перекрестных изоспиновых процессов, происходящих внутри ядра сферического вакуумного образования

3. Исследования изоспиновых свойств метрик (8.16) – (8.19), описывающих ядро «позитрона», приводят к аналогичным результатам. Например, 4-вектор изоспина a - антисубконтанта может быть задан с использованием спин-тензора, полученного из метрики (8.16):

$$\begin{aligned} \langle s^{(+a)} \rangle &= \sqrt{\frac{1}{4}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}}+r\sin\theta & \frac{1}{\sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}}}+ir \\ \frac{1}{\sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}}}-ir & -\sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}}-r\sin\theta \end{pmatrix} \sqrt{\frac{1}{4}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \\ &= \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}} & 0 \\ 0 & -\sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{\sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}}} \\ \frac{1}{\sqrt{1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}}} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & ir \\ -ir & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r\sin\theta & 0 \\ 0 & -r\sin\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (12.44)$$

а компоненты общего вектора изоспина такого ядра «позитрона» также оказываются равными

$$\begin{aligned} s_t^{(+)} &= \sqrt{s_t^{(+a)^2} + s_t^{(+b)^2} + s_t^{(+c)^2} + s_t^{(+d)^2}} = \frac{1}{4} \sqrt{\left(1-\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}\right) + \left(1+\frac{r_7}{r}-\frac{r^2}{r_6^2}\right) + \left(1-\frac{r_7}{r}-\frac{r^2}{r_6^2}\right) + \left(1+\frac{r_7}{r}+\frac{r^2}{r_6^2}\right)} = \frac{\sqrt{4}}{4} = \frac{1}{2}, \\ s_r^{(+)} &= 0, \\ s_\theta^{(+)} &= 0, \\ s_\varphi^{(+)} &= \sqrt{s_\varphi^{(+a)^2} + s_\varphi^{(+b)^2} + s_\varphi^{(+c)^2} + s_\varphi^{(+d)^2}} = \frac{1}{4} \sqrt{r^2 \sin^2 \theta + r^2 \sin^2 \theta + r^2 \sin^2 \theta + r^2 \sin^2 \theta} = \frac{1}{2} r \sin \theta. \end{aligned} \quad (12.45)$$



Рис. 12.2

4. Исследования изоспиновых свойств ядра «электрона» и «протона» на уровне рассмотрения 2^6 - $\lambda_{m \div n}$ -вакуумной протяженности, например, с использованием метрик (11.35) может привести к значительно более сложным, но гармоничным результатам.

5. Если в уравнения (11.1) – (12.45) вместо двойки радиусов r_6 , r_7 подставить любую другую двойку радиусов из *иерархии радиусов 6.20* в [2], например, r_2 , r_3 или r_1 , r_5 или r_4 , r_6 и т. д., то получатся аналогичные метрико-динамические модели ядер и их изоспинов соответственно *голой* (смотрите определение № 10.1): «планеты», «галактики», «звезды», «биологической клетки» и т.д.

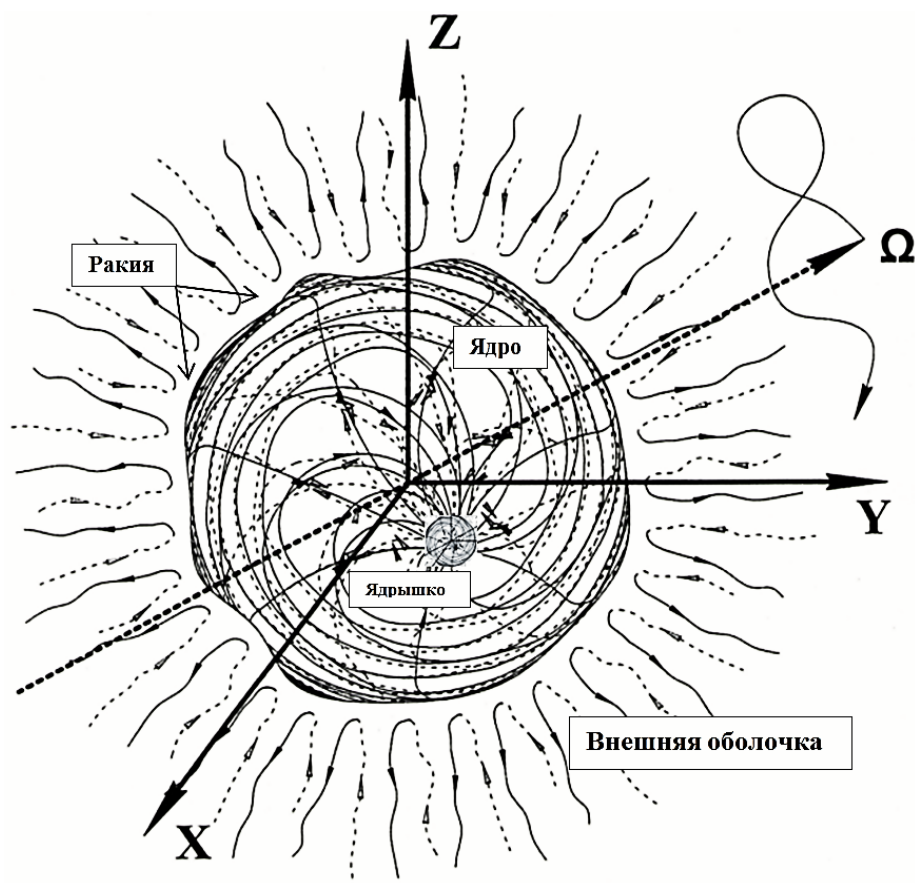


Рис. 13.1. Ядро любого голого вакуумного образования
(в том числе ядро «электрона») постоянно колеблется и искривляется,
а внутреннее ядрышко постоянно хаотически блуждает в окрестности центра
данного вакуумного образования

13. Вероятностное описание

В силу множества внешних и внутренних воздействий ядро «электрона» (как и ядро любого другого *голо*го вакуумного образования) постоянно колеблется и искажается подобно шарообразному желе (рис. 10.5 и 13.1). В тоже время, внутреннее ядрышко, находящееся внутри ядра «электрона» (рис. 13.1), постоянно хаотически блуждает в окрестности центра данного вакуумного образования (*рис. 1 в [3]*).

Хаотическое движение внутреннего ядрышка подробно исследовано в [3]. В этом пункте рассмотрим один из вариантов описания флуктуаций субконтра внутри ядра «электрона» и антисубконтра внутри ядра «позитрона».

Изменчивые искажения внутри-вакуумных слоев рассмотрим на примере описания флуктуаций a -субконт (11.1)

$$ds^{(-a)2} = \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad - a\text{-субконт}, \quad (13.1)$$

Подобные флуктуации остальных трех внутри-вакуумных слоев с метриками (11.2) – (11.4) описываются аналогично.

Напомним, что метрика (13.1) может быть представлена в виде суммы семи под-метрик (11.35) с сигнатурами (11.33):

$$ds^{(-a)2} = \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 - \quad - a_1\text{-субконт} \quad (13.2)$$

$$- \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 + \quad - a_2\text{-субконт} \quad (13.3)$$

$$+ \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 - \quad - a_3\text{-субконт} \quad (13.4)$$

$$- \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 + \quad - a_4\text{-субконт} \quad (13.5)$$

$$+ \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 - \quad - a_5\text{-субконт} \quad (13.6)$$

$$- \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 + \quad - a_6\text{-субконт} \quad (13.7)$$

$$+ \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2. \quad - a_7\text{-субконт}. \quad (13.8)$$

Рассмотрим только одно из семи слагаемых данного выражения, например, (13.5) с сигнатурой $(- - + -)$ (остальные слагаемые данного выражения описываются аналогично).

Как было показано в §12, под-метрику (13.5) (вида $s^{(---+)} = -y_0^2 - y_1^2 + y_2^2 - y_3^2$) можно представить в виде детерминанта одной из n $A_4^{i(---+)}$ -матриц вида (12.8):

$$\begin{pmatrix} -y_0 + iy_3 & y_1 + y_2 \\ -y_1 + y_2 & y_0 + iy_3 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} y_0 + iy_3 & y_1 + y_2 \\ -y_1 + y_2 & -y_0 + iy_3 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} -y_0 + iy_3 & -y_1 + y_2 \\ y_1 + y_2 & y_0 + iy_3 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} y_0 + iy_3 & -y_1 + y_2 \\ y_1 + y_2 & -y_0 + iy_3 \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} y_1 + y_2 & -y_0 + iy_3 \\ y_0 + iy_3 & -y_1 + y_2 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} y_1 + y_2 & y_0 + iy_3 \\ -y_0 + iy_3 & -y_1 + y_2 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} -y_1 + y_2 & -y_0 + iy_3 \\ y_0 + iy_3 & y_1 + y_2 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} -y_1 + y_2 & y_0 + iy_3 \\ -y_0 + iy_3 & y_1 + y_2 \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} -y_0 + iy_1 & y_3 + y_2 \\ -y_3 + y_2 & y_0 + iy_1 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} y_0 + iy_1 & y_3 + y_2 \\ -y_3 + y_2 & -y_0 + iy_1 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} -y_0 + iy_1 & -y_3 + y_2 \\ y_3 + y_2 & y_0 + iy_1 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} y_0 + iy_1 & -y_3 + y_2 \\ y_3 + y_2 & -y_0 + iy_1 \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} y_3 + y_2 & -y_0 + iy_1 \\ y_0 + iy_1 & -y_3 + y_2 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} y_3 + y_2 & y_0 + iy_1 \\ -y_0 + iy_1 & -y_3 + y_2 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} -y_3 + y_2 & -y_0 + iy_1 \\ y_0 + iy_1 & y_3 + y_2 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} -y_3 + y_2 & y_0 + iy_1 \\ -y_0 + iy_1 & y_3 + y_2 \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} y_0 + y_2 & -y_1 + iy_3 \\ y_1 + iy_3 & -y_0 + y_2 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} y_0 + y_2 & y_1 + iy_3 \\ -y_1 + iy_3 & -y_0 + y_2 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} -y_0 + y_2 & -y_1 + iy_3 \\ y_1 + iy_3 & y_0 + y_2 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} -y_0 + y_2 & y_1 + iy_3 \\ -y_1 + iy_3 & y_0 + y_2 \end{pmatrix} \quad (13.9)
 \end{pmatrix}$$

где

$$y_0 = \sqrt{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} cdt, \quad y_1 = \frac{dr}{\sqrt{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)}}, \quad y_2 = rd\theta, \quad y_3 = r \sin \theta d\varphi. \quad (13.10)$$

Если предположить, что каждая из $A_4^{i(---+)}$ -матриц (13.9) реализуется с некоторой вероятностью $c_i^2(t)$ (которая может меняться со временем t), то среднюю $A_4^{(---+)}$ -матрицу можно представить в виде

$$A_4^{(---+)} = c_1^2(t)A_4^{1(---+)} + c_2^2(t)A_4^{2(---+)} + c_3^2(t)A_4^{3(---+)} + \dots + c_n^2(t)A_4^{n(---+)} \quad (13.11)$$

$$\text{или} \quad A_4^{(---+)} = \sum_{i=1}^n c_i^2(t)A_4^{i(---+)} \quad (13.12)$$

$$\text{где} \quad \sum_{i=1}^n c_i^2(t) = 1. \quad (13.13)$$

В самом простом случае, когда все $c_i^2 = 1/n$, выражение (13.12) принимает вид

$$A_4^{(---+)} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n A_4^{i(---+)} \quad (13.14)$$

Часть характеристик рассматриваемых случайных процессов может быть получена на основании спин-тензорного анализа

$$S_4^{(---+)} = \langle \psi_1 | A_4^{1(---+)} | \psi_1 \rangle + \langle \psi_2 | A_4^{2(---+)} | \psi_2 \rangle + \langle \psi_3 | A_4^{3(---+)} | \psi_3 \rangle + \dots + \langle \psi_m | A_4^{m(---+)} | \psi_m \rangle, \quad (13.15)$$

где «бра» и «кет» векторы имеют вид

$$\langle \psi_i | = (\bar{c}_i(t), 0) = \bar{c}_i(t)(1, 0) \quad | \psi_i \rangle = \begin{pmatrix} c_i(t) \\ 0 \end{pmatrix} = c_i(t) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (13.16)$$

$$\text{и / или} \quad \langle \psi_i | = (i\bar{c}_i(t), 0) = \bar{c}_i(t)(i, 0) \quad | \psi_i \rangle = \begin{pmatrix} ic_i(t) \\ 0 \end{pmatrix} = c_i(t) \begin{pmatrix} i \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (13.17)$$

где $c_i(t)$ и $\bar{c}_i(t)$ – комплексно сопряженные амплитуды вероятности.

Аналогично могут быть описаны хаотические флуктуации всех подслоев (13.2) – (13.8) и слоев (11.2) – (11.4) субконта внутри ядра «электрона».

Также с применением метрик (8.16) – (8.19) и (11.36) могут быть описаны флуктуации всех слоев и подслоев антисубконта внутри ядра «позитрона».

Вероятностному описанию внутри-вакуумных флуктуаций необходимо посвятить отдельное исследование, которое выходит за рамки настоящей работы. Однако отметим, что все метрики и линейные формы, с которыми оперирует Алгебра сигнатур в настоящем исследовании, являются лишь результатом усреднения чрезвычайно сложных и замысловатых наложений внутри-вакуумных слоев и подслоев и сплетений субконтных и антисубконтных потоков (токов) (рис. 13.2 и 13.3).

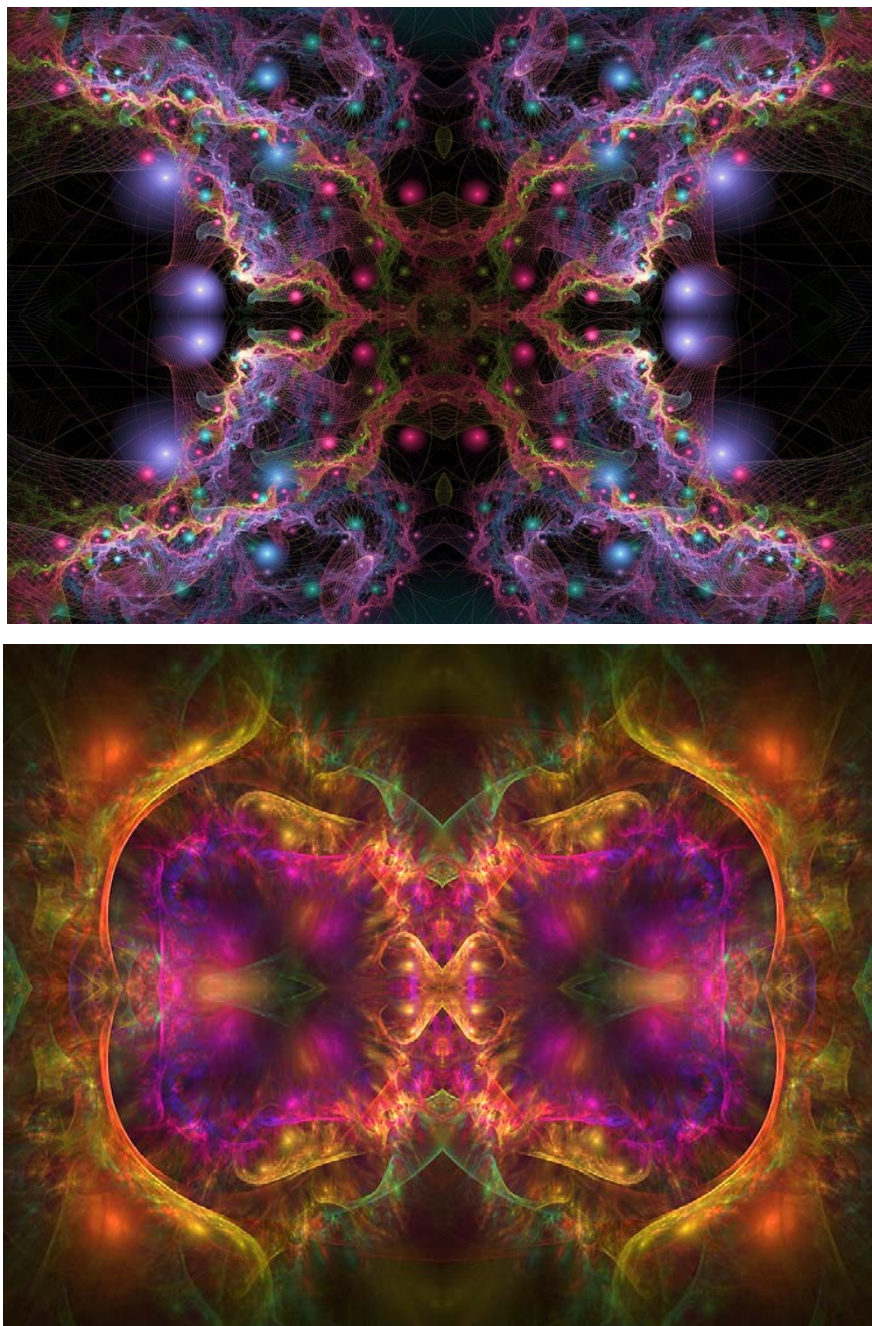


Рис. 13.2. Фрактальные иллюстрации
различных аспектов вакуумных флуктуаций



Рис. 13.3. Фрактальные иллюстрации различных аспектов переплетения внутривакуумных: субконтных или антисубконтных и течений (токов)

14. Вращение ядра «электрона» и «позитрона»

Ядро любого *голо* вакуумного образования, в том числе ядро «электрона» и/или «позитрона», вращается относительно стороннего наблюдателя (т.е. наблюдателя, находящегося со стороны его внешней оболочки), смотрите рис. 11.5 и 14.1.

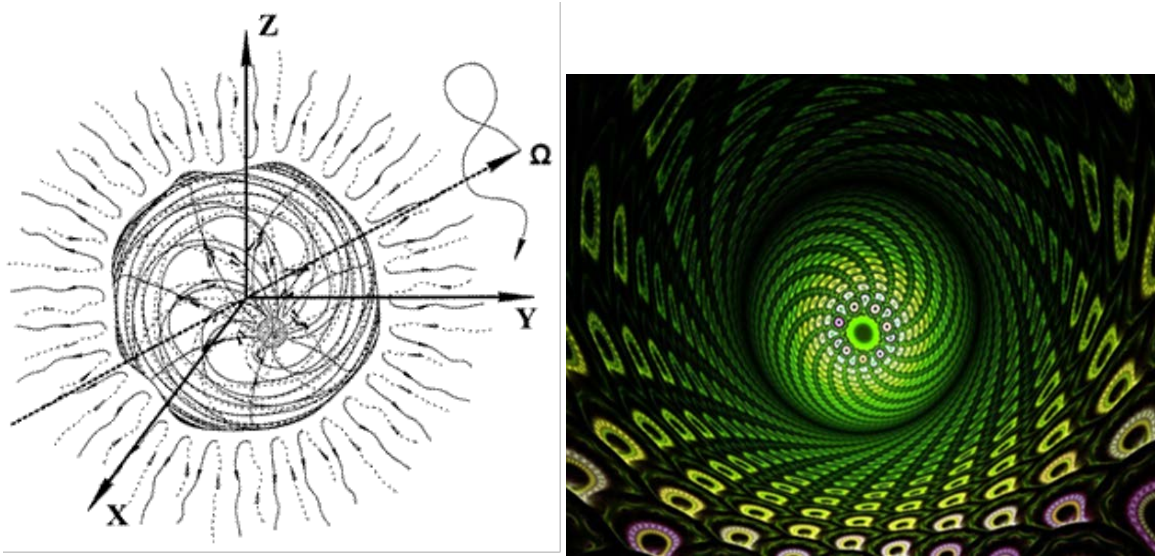


Рис. 14.1. Вращение ядра «электрона» имеет две составляющие:

- 1) вращение вокруг мгновенной оси, и 2) хаотическое изменение направления самой оси вращения

Вместе с тем, как было отмечено в §3 в [1], для наблюдателя, находящегося внутри вращающегося ядра любого вакуумного образования данное вращение может практически не проявляться. В этом случае должно выполняться условие (3.14) в [1], в частности

$$Y_{\mu\nu} + \Phi_{\mu\nu} = 0 \quad \text{или} \quad \begin{cases} Y_{\mu\nu} = 0, \\ \Phi_{\mu\nu} = 0. \end{cases} \quad (14.1)$$

где

$$Y_{\mu\nu} = K_{\mu} K_{\nu} + K_{\mu\alpha\beta} K_{\nu}^{\alpha\beta} + K_{\alpha\mu\beta} K_{\nu}^{\beta\alpha} + K_{\alpha\beta\mu} K_{\nu}^{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} (K_{\lambda} K^{\lambda} + K_{\lambda\mu\nu} K^{\lambda\mu\nu}) \quad (14.2)$$

– тензор Картана-Схоутена (3.5) в [1];

$$\Phi_{jm} = 2 \left\{ \nabla_{[i} \Phi_{|j|m]}^i + \Phi_{s[i}^i \Phi_{|j|m]}^s - \frac{1}{2} g_{jm} g^{pn} (\nabla_{[i} \Phi_{|p|n]}^i + \Phi_{s[i}^i \Phi_{|p|n]}^s) \right\} \quad (14.3)$$

– тензор Вайценбека-Витали-Шипова (3.8) в [1].

Вращение ядра вакуумного образования (в частности ядра «электрона») – это чрезвычайно сложное явление, требующее отдельного обширного исследования. В этой работе наметим только возможные направления данных исследований на примере качественного рассмотрения вращения ядра «электрона» (или «позитрона»).

Прежде всего, отметим, что, как было отмечено в §11, каждая точка периферии ядра «электрона» должна двигаться с линейной скоростью близкой к скорости света $v_r^{(-)} \approx c$ [смотрите (11.22) – (11.25)]. Это, по сути, является условием существования субконта на границе между ядром и внешней оболочкой «электрона» (рис. 8.1 и 14.1). Такое вращательное движение периферии ядра может быть описано следующим образом.

Если бы поверхность ядра «электрона» вращалась подобно твердой сфере, то скорость перемещения точек, находящихся на ее экваторе $v_e^{(-)}$, была бы максимальной, т.е. близкой к скорости света ($v_e^{(-)} \approx c$), а скорость других точек на этой сфере была бы ощутимо меньше ($v^{(-)} < c$) (рис. 14.2).

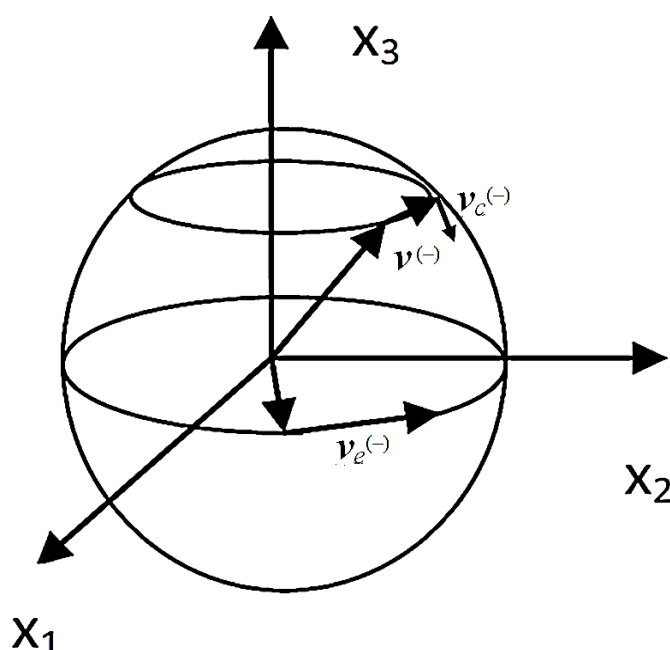


Рис. 14.2. Линейные скорости перемещения точек на вращающейся сфере

Чтобы скорость неэкваториальных точек на поверхности ядра была также близкой к скорости света, они помимо вращательного движения со всей сферой в целом, должны еще участвовать в одном или в нескольких поверхностных вращательных движениях: циклонах и/или антициклонах (рис. 14.3) с дополнительной скоростью $v_c^{(-)}$, так чтобы $v^{(-)} + v_c^{(-)} \approx c$.

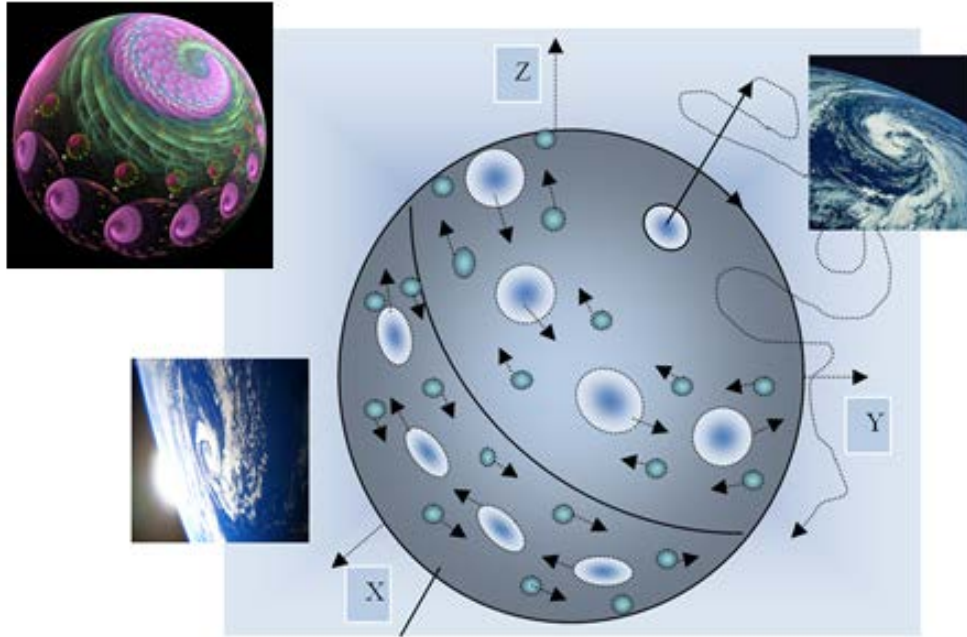


Рис. 14.3. Циклоны и антициклоны на поверхности вращающегося ядра вакуумного образования (в частности «электрона») подобны циркуляции воздуха на поверхности планеты

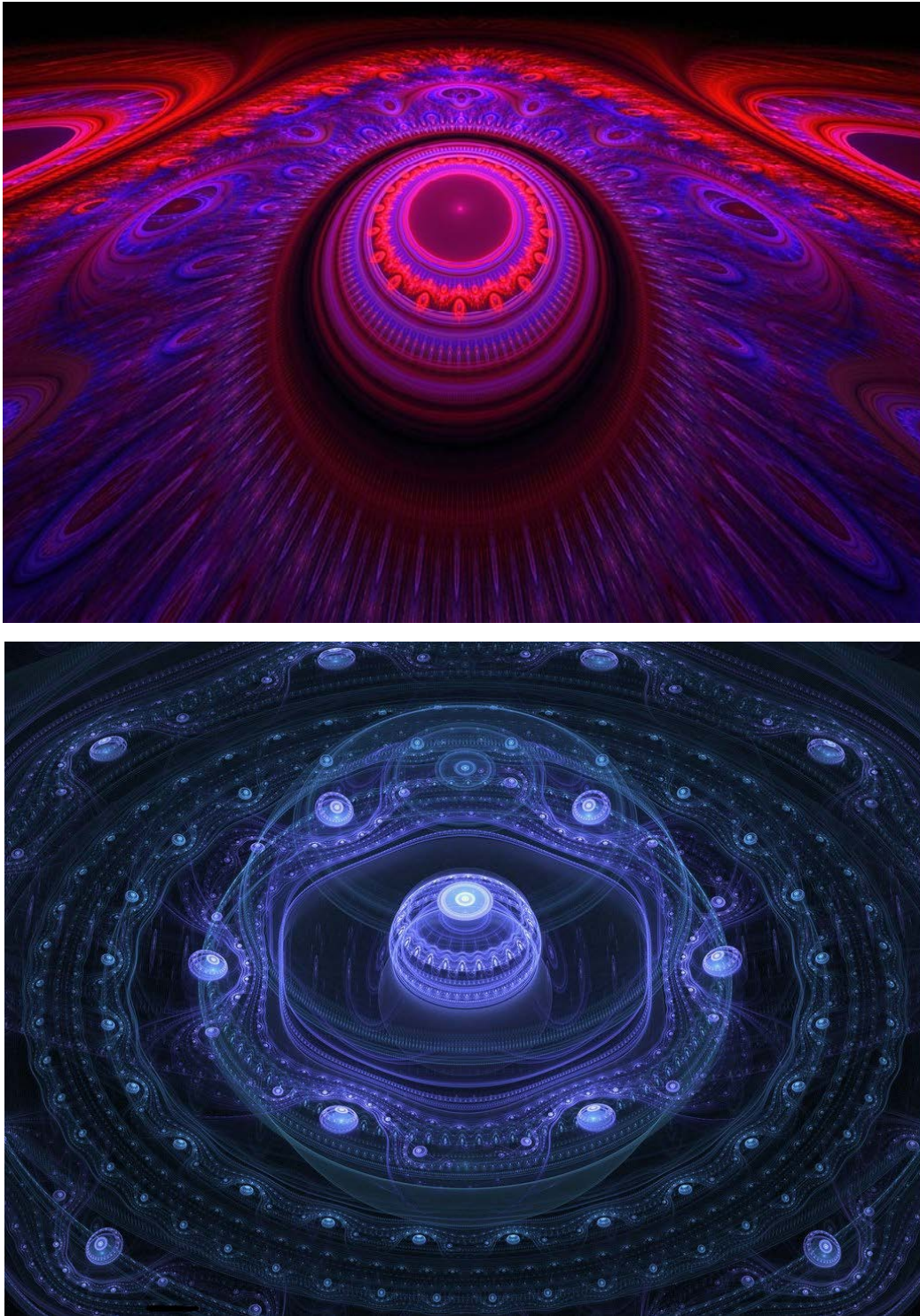


Рис. 14.4. Фрактальные иллюстрации различных зон на поверхности
вращающегося ядра голого вакуумного образования
(в частности ядра «электрона»)

На поверхности рассматриваемой сферы (рис. 14.2, 14.4) остаются еще две точки: «северный» и «южный» полюса, которые вообще не участвуют во вращательном движении. Но и они в силу граничного условия также должны

двигаться со скоростью близкой к скорости света. Поэтому ось вращения ядра «электрона», проходящая через эти полюса, тоже должна перемещаться со скоростью света в направлении перпендикулярном экватору (рис. 14.1 и 14.3).

В результате наложения нескольких вышеперечисленных причин точки, находящиеся в периферийном слое ядра «электрона», должны участвовать в чрезвычайно сложном поверхностном движении. При этом мгновенная ось вращения всего ядра в целом должна прецессировать по практически хаотической траектории (рис. 14.5, 14.6).

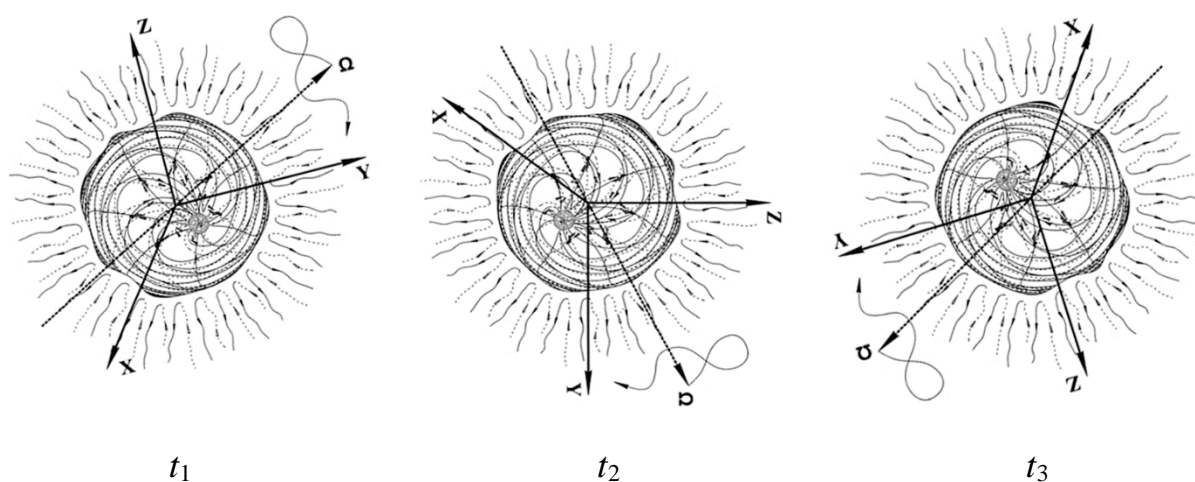
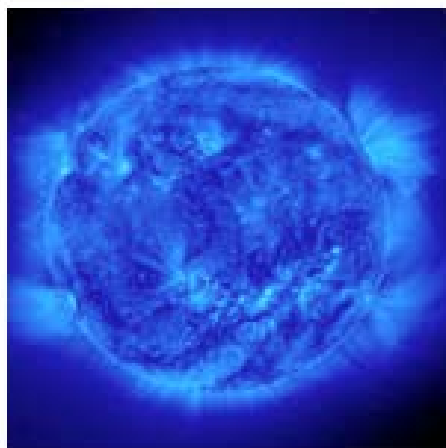


Рис. 14.5. Хаотическое изменение направления оси вращения ядра вакуумного образования (в частности ядра «электрона») со временем относительно стороннего наблюдателя



Снимок Солнца аппаратом TRACE



Солнце в инфракрасном спектре

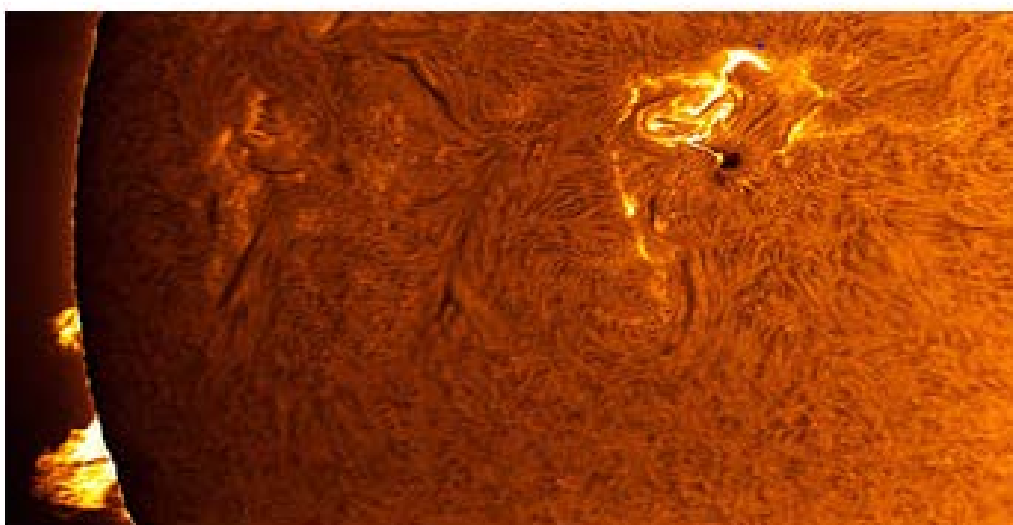


Рис. 14.6. На поверхности Солнца видно множество вихреобразных течений (спикул),двигающихся со скоростью близкой к 50 000 км/ч. Не исключено, что на поверхности ядра любого голого вакуумного образования (в том числе на периферии ядра «электрона») протекают аналогичные вихревые внутри-вакуумные течения (токи), но со значительно более высокими скоростями

Изначально неизвестно, в какую сторону вращается ядро «электрона», но известно, что таких возможностей всего две: «по часовой стрелке» и «против часовой стрелки», а вероятность любого из этих направлений вращения равна $\frac{1}{2}$.

Из-за хаотической прецессии оси вращения ядра «электрона», для любого наперед заданного направления она часть времени совпадает с этим направлением, а другую равную часть времени данная ось противоположна ему. Поэтому у ядра свободного покоящегося «электрона» собственный момент вращения для любого направления в среднем равен нулю.

Разные продольные и поперечные слои ядра «электрона» двигаются с различными скоростями (11.22) – (11.25) в зависимости от удаления от его центра r . Если на периферии ядра все четыре поперечных слоя субконта в среднем двигаются практически только по поверхности сферы с радиусом r_6 , то по мере приближения к внутреннему ядрышку течение четырех переплетенных слоев субконта становятся все более и более радиальным (рис. 11.5 и 14.1). Однако возле внутреннего ядрышка их скорости вновь в основном направлены по сфере с радиусом r_7 (рис. 14.7 и 14.8).



Рис. 14.7. Возле внутреннего ядрышка с радиусом r_7 скорость субконта вновь увеличивается и возрастает ее тангенциальная составляющая.

То есть возле ракии внутреннего ядрышка образуется субконтный вихорь



Рис. 14.8. На периферии ядра «электрона» с радиусом r_6 и возле его внутреннего ядрышка с радиусом r_7 скорость субконта в среднем имеет тангенциальную составляющую, а между периферией ядра «электрона» и ракией его внутреннего ядрышка в среднем доминирует радиальная составляющая скорости субконта

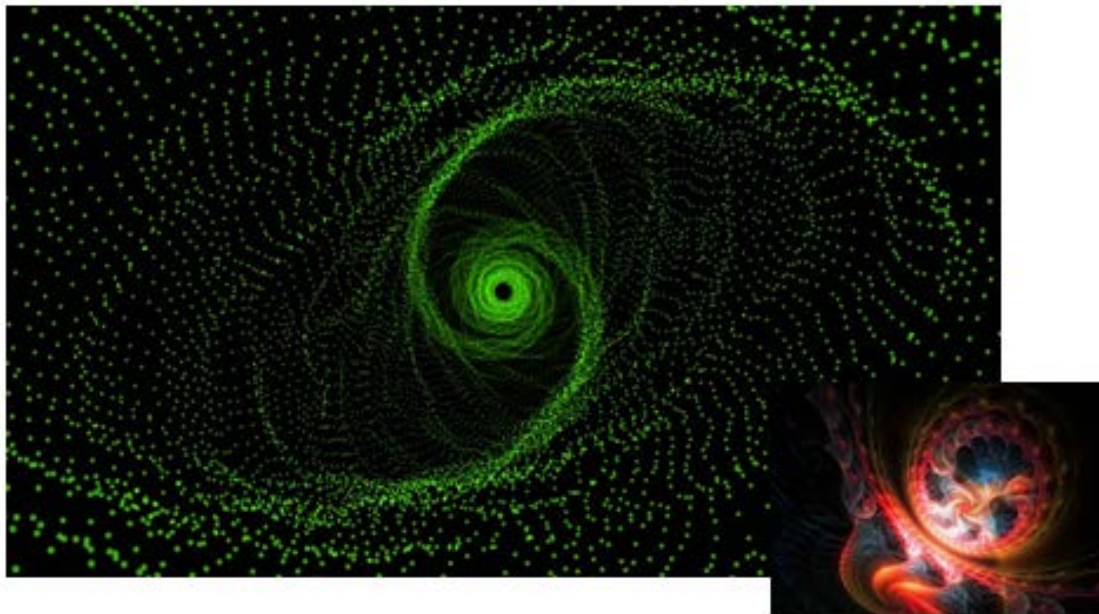


Рис. 14.8.1

Поэтому проекции скоростей поперечных слоев субконта на поверхности сфер с различными радиусами $r_6 > r > r_7$ будут различными. Из-за этого различными являются и продольные слои ядра «электрона» (рис. 14.9).



Рис. 14.9. Фрактальная иллюстрация состояния различных продольных слоев ядра «электрона»

Рассмотрим некоторые аспекты, касающиеся сложных процессов вращения субконта и антисубконта в ядрах голых вакуумных образований, в частности в ядрах «электрона» и «позитрона».

Пусть точка M , находящаяся на расстоянии r от центра ядра «электрона» (т.е. между двумя ракиями $r_6 > r > r_7$), движется вокруг мгновенной оси вращения с линейной скоростью (рис. 14.10) [7].

$$v = \omega \times r, \quad (14.4)$$

где

$$\omega = e \, d\phi/dt \quad (14.5)$$

– угловая скорость вращения ядра (\mathbf{e} – единичный вектор, направленный вдоль мгновенной оси вращения).

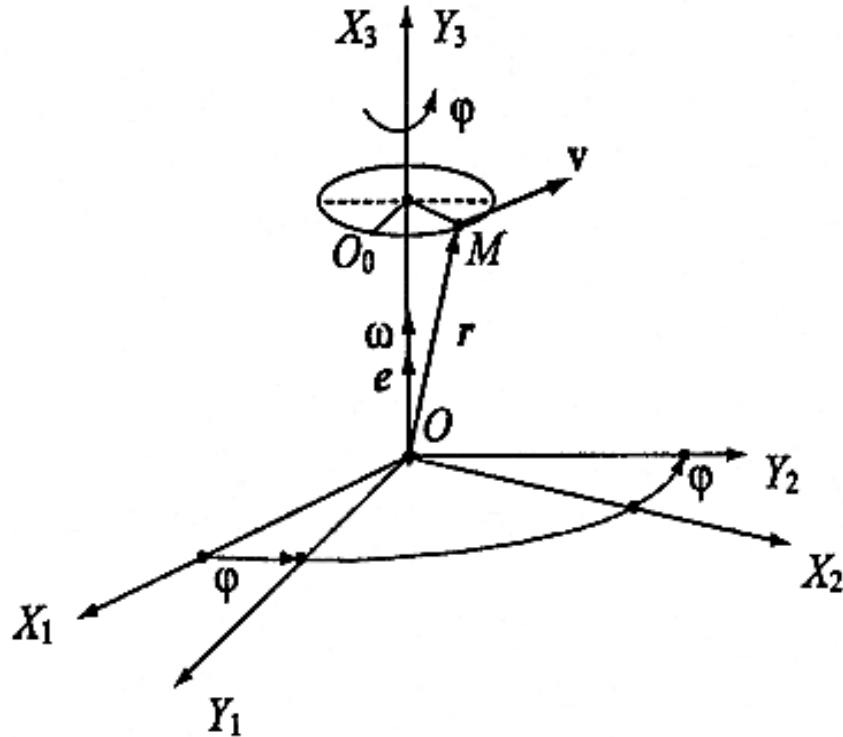


Рис. 14.10. Определение угловой скорости вращения [7]

Пусть опорная система отсчета x_1, x_2, x_3 (рис. 14.10), остается неподвижной, а система y_1, y_2, y_3 «хаотически» прецессирует вместе с мгновенной осью вращения ядра «электрона». Оси координат опорной и смещающейся систем отсчета в этом случае связаны между собой системой трех линейных уравнений

$$y_\alpha = \beta_{\alpha 1}(t) x_1 + \beta_{\alpha 2}(t) x_2 + \beta_{\alpha 3}(t) x_3, \quad (14.6)$$

где $\beta_{\alpha k}(t)$ ($\alpha, k = 1, 2, 3$) – направляющие косинусы, являющиеся случайными функциями времени.

Продифференцируем уравнения (14.6) [7]

$$\frac{dy_a}{dt} = \sum_{k=1}^3 \frac{d\beta_{ak}(t)}{dt} x_k = \omega(t) \times y_a = \begin{pmatrix} x_1 & x_2 & x_3 \\ \omega_1(t) & \omega_2(t) & \omega_3(t) \\ \beta_{a1}(t) & \beta_{a2}(t) & \beta_{a3}(t) \end{pmatrix}, \quad (14.7)$$

где $\omega_a(t)$ – мгновенное значение проекции вектора угловой скорости $\omega(t)$ на оси опорной системы отсчета x_1, x_2, x_3 в момент времени t .

Приравнявая коэффициенты при ортах x_k , из уравнения (14.7) получаем систему уравнений для скоростей изменения направляющих косинусов

$$d\beta_{a1}/dt = \beta_{a1}^\bullet = \omega_2\beta_{a3} - \omega_3\beta_{a2}, \quad (14.8)$$

$$d\beta_{a2}/dt = \beta_{a2}^\bullet = \omega_3\beta_{a1} - \omega_1\beta_{a3}, \quad (14.9)$$

$$d\beta_{a3}/dt = \beta_{a3}^\bullet = \omega_1\beta_{a2} - \omega_2\beta_{a1}, \quad (14.10)$$

которую можно представить в матричном виде [7]

$$\begin{pmatrix} \beta_{a1}^\bullet \\ \beta_{a2}^\bullet \\ \beta_{a3}^\bullet \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -\omega_3 & \omega_2 \\ \omega_3 & 0 & -\omega_1 \\ -\omega_2 & \omega_1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta_{a1} \\ \beta_{a2} \\ \beta_{a3} \end{pmatrix}. \quad (14.11)$$

Объединяя три матричных уравнения в одно, получим матричное кинематическое уравнение Пуассона [7]

$$\begin{pmatrix} \beta_{11}^\bullet & \beta_{21}^\bullet & \beta_{31}^\bullet \\ \beta_{12}^\bullet & \beta_{22}^\bullet & \beta_{32}^\bullet \\ \beta_{13}^\bullet & \beta_{23}^\bullet & \beta_{33}^\bullet \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -\omega_3(t) & \omega_2(t) \\ \omega_3(t) & 0 & -\omega_1(t) \\ -\omega_2(t) & \omega_1(t) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta_{11} & \beta_{21} & \beta_{31} \\ \beta_{12} & \beta_{22} & \beta_{32} \\ \beta_{13} & \beta_{23} & \beta_{33} \end{pmatrix}. \quad (14.12)$$

которое определяет смещение точки M по сфере с радиусом r .

Согласно (11.22) – (11.25) скорости внутри-вакуумных слоев в ядре «электрона» относительно наблюдателя, находящегося внутри данного ядра, равны

$$v_r^{(-a)}(r) = c(-r_7/r + r^2/r_6^2)^{1/2} \quad \text{– скорость } a\text{-субконта}; \quad (14.13)$$

$$v_r^{(-b)}(r) = c(r_7/r - r^2/r_6^2)^{1/2} \quad \text{– скорость } b\text{-субконта}; \quad (14.14)$$

$$v_r^{(-c)}(r) = c(-r_7/r - r^2/r_6^2)^{1/2} \quad \text{– скорость } c\text{-субконта}; \quad (14.15)$$

$$v_r^{(-d)}(r) = c(r_7/r + r^2/r_6^2)^{1/2} \quad \text{– скорость } d\text{-субконта}. \quad (14.16)$$

Однако относительно наблюдателя, находящегося снаружи вращающегося (относительно него) ядра «электрона», данные скорости раскладываются на радиальную $v_{rr}^{(-m)}(r)$ и тангенциальную составляющие $v_{rt}^{(-m)}(r)$

$$v_r^{(-a)}(r) = v_{rr}^{(-a)}(r) + v_{rt}^{(-a)}(r); \quad (14.17)$$

$$v_r^{(-b)}(r) = v_{rr}^{(-b)}(r) + v_{rt}^{(-b)}(r); \quad (14.18)$$

$$v_r^{(-c)}(r) = v_{rr}^{(-c)}(r) + v_{rt}^{(-c)}(r); \quad (14.19)$$

$$v_r^{(-c)}(r) = v_{rr}^{(-c)}(r) + v_{rt}^{(-c)}(r). \quad (14.20)$$

При этом тангенциальная составляющая скорости каждого внутри-вакуумного слоя может быть оценена выражением

$$v_{rt}^{(-m)}(r) \approx \omega(t) \times s^{(-m)}, \quad (14.21)$$

где $s^{(-m)}$ – пространственный вектор изоспина m -го внутри-вакуумного слоя.

Например, вектор тангенциальной составляющей скорости a -субконтра внутри ядра «электрона» приближенно равна

$$v_{rt}^{(-a)}(r) \approx \omega(t) \times s^{(-a)}, \quad (14.22)$$

где $s^{(-a)}$ – пространственный вектор изоспина a -субконтра с компонентами (12.17) – (12.19):

$$s_r^{(-a)} = 0, \quad s_\theta^{(-a)} = 0, \quad s_\phi^{(-a)} = -\frac{1}{2} r \sin \theta. \quad (14.23)$$

Из выражения (14.19), с учетом компонент (14.23), получим оценку модуля мгновенного значения тангенциальной составляющей скорости a -субконтра между двумя ракиями ядра «электрона» ($r_6 > r > r_7$)

$$|v_{rt}^{(-a)}(r)| \approx \frac{1}{2} r \sin \theta [\omega_1(t)^2 + \omega_2(t)^2]^{1/2}. \quad (14.24)$$

при условии, что на периферии ядра с радиусом r_6

$$|v_{rt}^{(-a)}(r_6)| \approx \frac{1}{2} r_6 \sin \theta [\omega_1(t)^2 + \omega_2(t)^2]^{1/2} = c, \quad (14.25)$$

и в районе *ракии* внутреннего ядрышка с радиусом r_7 выполняется условие

$$|v_{rt}^{(-a)}(r_7)| \approx \frac{1}{2} r_7 \sin \theta [\omega_1(t)^2 + \omega_2(t)^2]^{1/2} = c. \quad (14.26)$$

Из выражения (14.17) следует, что радиальная составляющая скорости a -субконта внутри ядра «электрона» приближенно равна

$$v_{rr}^{(-a)}(r) \approx v_r^{(-a)}(r) - v_{r\tau}^{(-a)}(r) \approx c(-r_7/r + r^2/r_6^2)^{1/2} - \frac{1}{2}r \sin \theta [\omega_1(t)^2 + \omega_2(t)^2]^{1/2}. (14.27)$$

На основании такого же анализа выражений (14.18) – 14.20) могут быть получены тангенциальные и радиальные составляющие скоростей b -субконта, c -субконта, d -субконта внутри ядра «электрона».

Аналогично описывается вращательные процессы внутри ядра «позитрона» при использовании метрик (8.16) – (8.20) с противоположной сигнатурой $(- - - +)$.

Если во все уравнения данного пункта вместо радиусов r_6, r_7 подставить любые другие пары радиусов из иерархии (6.20) в [2] (например, r_4, r_6 или r_2, r_9 или r_5, r_7 и т.д.), то получим описание вращательных процессов внутри любого другого голого вакуумного образования, например, ядра голой «галактики», ядра голой «планеты», ядра голой «биологической клетки» и т. д.

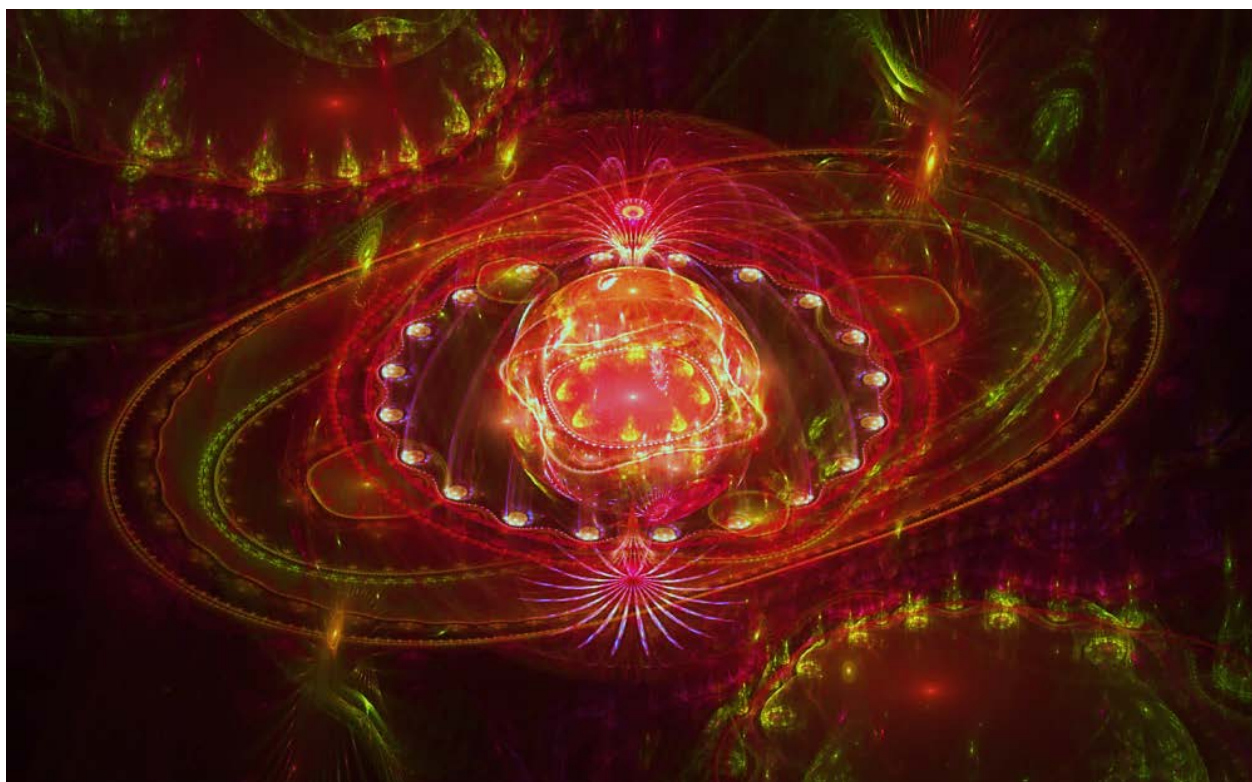


Рис. 14.11. Фрактальные иллюстрации сложных многослойных вращательных процессов, протекающих в ядре вакуумного образования
(в частности в ядре «электрона»)



Рис. 14.12

Еще раз отметим, что в этом пункте нет завершенных решений поставленных задач. Здесь только намечены пути описания вращения различных слоев ядер вакуумных образований (в частности ядер «электрона» и «позитрона»).

15. Ракия вокруг ядра «электрона» и «позитрона»

Вернемся к рассмотрению метрик (6.9) – (6.12) в [2] с сигнатурой (+ – – –). Запишем данные метрики с учетом (6.5) – (6.8) в [2]

$$ds_1^{(-)2} = \left\{ 1 - \frac{r_1 + r_2 + r_3 + r_4 + r_5 + r_6 + r_7 + r_8 + r_9 + r_{10}}{r} + \left(\frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{1}{r_3^2} + \frac{1}{r_4^2} + \frac{1}{r_5^2} + \frac{1}{r_6^2} + \frac{1}{r_7^2} + \frac{1}{r_8^2} + \frac{1}{r_9^2} + \frac{1}{r_{10}^2} \right) r^2 \right\} c^2 dt^2 -$$

$$- \left\{ 1 - \frac{r_1 + r_2 + r_3 + r_4 + r_5 + r_6 + r_7 + r_8 + r_9 + r_{10}}{r} + \left(\frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{1}{r_3^2} + \frac{1}{r_4^2} + \frac{1}{r_5^2} + \frac{1}{r_6^2} + \frac{1}{r_7^2} + \frac{1}{r_8^2} + \frac{1}{r_9^2} + \frac{1}{r_{10}^2} \right) r^2 \right\}^{-1} dr^2 -$$

$$- r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (15.1)$$

$$ds_2^{(-)2} = \left\{ 1 + \frac{r_1 + r_2 + r_3 + r_4 + r_5 + r_6 + r_7 + r_8 + r_9 + r_{10}}{r} - \left(\frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{1}{r_3^2} + \frac{1}{r_4^2} + \frac{1}{r_5^2} + \frac{1}{r_6^2} + \frac{1}{r_7^2} + \frac{1}{r_8^2} + \frac{1}{r_9^2} + \frac{1}{r_{10}^2} \right) r^2 \right\} c^2 dt^2 -$$

$$- \left\{ 1 + \frac{r_1 + r_2 + r_3 + r_4 + r_5 + r_6 + r_7 + r_8 + r_9 + r_{10}}{r} - \left(\frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{1}{r_3^2} + \frac{1}{r_4^2} + \frac{1}{r_5^2} + \frac{1}{r_6^2} + \frac{1}{r_7^2} + \frac{1}{r_8^2} + \frac{1}{r_9^2} + \frac{1}{r_{10}^2} \right) r^2 \right\}^{-1} dr^2 -$$

$$- r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (15.2)$$

$$ds_3^{(-)2} = \left\{ 1 - \frac{r_1 + r_2 + r_3 + r_4 + r_5 + r_6 + r_7 + r_8 + r_9 + r_{10}}{r} - \left(\frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{1}{r_3^2} + \frac{1}{r_4^2} + \frac{1}{r_5^2} + \frac{1}{r_6^2} + \frac{1}{r_7^2} + \frac{1}{r_8^2} + \frac{1}{r_9^2} + \frac{1}{r_{10}^2} \right) r^2 \right\} c^2 dt^2 -$$

$$- \left\{ 1 - \frac{r_1 + r_2 + r_3 + r_4 + r_5 + r_6 + r_7 + r_8 + r_9 + r_{10}}{r} - \left(\frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{1}{r_3^2} + \frac{1}{r_4^2} + \frac{1}{r_5^2} + \frac{1}{r_6^2} + \frac{1}{r_7^2} + \frac{1}{r_8^2} + \frac{1}{r_9^2} + \frac{1}{r_{10}^2} \right) r^2 \right\}^{-1} dr^2 -$$

$$- r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (15.3)$$

$$ds_4^{(-)2} = \left\{ 1 + \frac{r_1 + r_2 + r_3 + r_4 + r_5 + r_6 + r_7 + r_8 + r_9 + r_{10}}{r} + \left(\frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{1}{r_3^2} + \frac{1}{r_4^2} + \frac{1}{r_5^2} + \frac{1}{r_6^2} + \frac{1}{r_7^2} + \frac{1}{r_8^2} + \frac{1}{r_9^2} + \frac{1}{r_{10}^2} \right) r^2 \right\} c^2 dt^2 -$$

$$- \left\{ 1 + \frac{r_1 + r_2 + r_3 + r_4 + r_5 + r_6 + r_7 + r_8 + r_9 + r_{10}}{r} + \left(\frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{1}{r_3^2} + \frac{1}{r_4^2} + \frac{1}{r_5^2} + \frac{1}{r_6^2} + \frac{1}{r_7^2} + \frac{1}{r_8^2} + \frac{1}{r_9^2} + \frac{1}{r_{10}^2} \right) r^2 \right\}^{-1} dr^2 -$$

$$- r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (15.4)$$

$$ds_5^{(-)2} = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (15.5)$$

где согласно иерархии (6.20) в [2]:

$$r_1 \sim 3,4 \cdot 10^{39} \text{ см} \quad - \text{характерный радиус замкнутой Вселенной}; \quad (15.5a)$$

$$r_2 \sim 1,2 \cdot 10^{29} \text{ см} \quad - \text{характерный радиус ядра метagalактики};$$

$$r_3 \sim 4 \cdot 10^{18} \text{ см} \quad - \text{характерный радиус ядра галактики};$$

$$r_4 \sim 1,4 \cdot 10^8 \text{ см} \quad - \text{характерный радиус ядра звезды (планеты)};$$

$$r_5 \sim 4,9 \cdot 10^{-3} \text{ см} \quad - \text{характерный радиус биологической клетки};$$

$r_6 \sim 1,7 \cdot 10^{-13}$ см – характерный радиус ядра элементарной частицы;

$r_7 \sim 5,8 \cdot 10^{-24}$ см – характерный радиус ядра прото-кварка;

$r_8 \sim 2,1 \cdot 10^{-34}$ см – характерный радиус ядра планктона;

$r_9 \sim 7 \cdot 10^{-45}$ см – характерный радиус ядра прото-планктона;

$r_{10} \sim 2,4 \cdot 10^{-55}$ см – характерный радиус ядра инстантона.

Перепишем метрики (15.1) – (15.5) в виде

$$ds_1^{(-)2} = \left\{ 1 - \frac{r_B + r_6 + r_L}{r} + \left(\frac{r^2}{r_l^2} + \frac{r^2}{r_6^2} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \right\} c^2 dt^2 - \left\{ 1 - \frac{r_B + r_6 + r_L}{r} + \left(\frac{r^2}{r_l^2} + \frac{r^2}{r_6^2} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \right\}^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (15.6)$$

$$ds_2^{(-)2} = \left\{ 1 + \frac{r_B + r_6 + r_L}{r} - \left(\frac{r^2}{r_l^2} + \frac{r^2}{r_6^2} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \right\} c^2 dt^2 - \left\{ 1 + \frac{r_B + r_6 + r_L}{r} - \left(\frac{r^2}{r_l^2} + \frac{r^2}{r_6^2} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \right\}^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (15.7)$$

$$ds_3^{(-)2} = \left\{ 1 - \frac{r_B + r_6 + r_L}{r} - \left(\frac{r^2}{r_l^2} + \frac{r^2}{r_6^2} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \right\} c^2 dt^2 - \left\{ 1 - \frac{r_B + r_6 + r_L}{r} - \left(\frac{r^2}{r_l^2} + \frac{r^2}{r_6^2} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \right\}^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (15.8)$$

$$ds_4^{(-)2} = \left\{ 1 + \frac{r_B + r_6 + r_L}{r} + \left(\frac{r^2}{r_l^2} + \frac{r^2}{r_6^2} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \right\} c^2 dt^2 - \left\{ 1 + \frac{r_B + r_6 + r_L}{r} + \left(\frac{r^2}{r_l^2} + \frac{r^2}{r_6^2} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \right\}^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (15.9)$$

$$ds_5^{(-)2} = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (15.10)$$

где

$$r_B = r_1 + r_2 + r_3 + r_4 + r_5; \quad (15.11)$$

$$r_L = r_7 + r_8 + r_9 + r_{10}; \quad (15.12)$$

$$\frac{1}{r_l^2} = \frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{1}{r_3^2} + \frac{1}{r_4^2} + \frac{1}{r_5^2}; \quad (15.13)$$

$$\frac{1}{r_Y^2} = \frac{1}{r_7^2} + \frac{1}{r_8^2} + \frac{1}{r_9^2} + \frac{1}{r_{10}^2}. \quad (15.14)$$

В связи с выполнением равенств

$$1 - \frac{r_B + r_6 + r_L}{r} + \left(\frac{r^2}{r_l^2} + \frac{r^2}{r_6^2} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) = \left(1 - \frac{r_L}{r} + \frac{r^2}{r_6^2} \right) - \left(1 + \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_l^2} \right) + \left(1 - \frac{r_B}{r} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \quad (15.15)$$

$$1 + \frac{r_B + r_6 + r_L}{r} - \left(\frac{r^2}{r_l^2} + \frac{r^2}{r_6^2} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) = \left(1 + \frac{r_L}{r} - \frac{r^2}{r_6^2} \right) - \left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_l^2} \right) + \left(1 + \frac{r_B}{r} - \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \quad (15.16)$$

$$1 - \frac{r_B + r_6 + r_L}{r} - \left(\frac{r^2}{r_I^2} + \frac{r^2}{r_6^2} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) = \left(1 - \frac{r_L}{r} - \frac{r^2}{r_6^2} \right) - \left(1 + \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_I^2} \right) + \left(1 - \frac{r_B}{r} - \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \quad (15.17)$$

$$1 + \frac{r_B + r_6 + r_L}{r} + \left(\frac{r^2}{r_I^2} + \frac{r^2}{r_6^2} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) = \left(1 + \frac{r_L}{r} + \frac{r^2}{r_6^2} \right) - \left(1 - \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_I^2} \right) + \left(1 + \frac{r_B}{r} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \quad (15.18)$$

метрики (15.6) – (15.10) могут принять вид

$$ds_1^{(-)2} = \left\{ \left(1 - \frac{r_L}{r} + \frac{r^2}{r_6^2} \right) - \left(1 + \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_I^2} \right) + \left(1 - \frac{r_B}{r} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \right\} c^2 dt^2 - \left\{ \left(1 - \frac{r_L}{r} + \frac{r^2}{r_6^2} \right) - \left(1 + \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_I^2} \right) + \left(1 - \frac{r_B}{r} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \right\}^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (15.19)$$

$$ds_2^{(-)2} = \left\{ \left(1 + \frac{r_L}{r} - \frac{r^2}{r_6^2} \right) - \left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_I^2} \right) + \left(1 + \frac{r_B}{r} - \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \right\} c^2 dt^2 - \left\{ \left(1 + \frac{r_L}{r} - \frac{r^2}{r_6^2} \right) - \left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_I^2} \right) + \left(1 + \frac{r_B}{r} - \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \right\}^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (15.20)$$

$$ds_3^{(-)2} = \left\{ \left(1 - \frac{r_L}{r} - \frac{r^2}{r_6^2} \right) - \left(1 + \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_I^2} \right) + \left(1 - \frac{r_B}{r} - \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \right\} c^2 dt^2 - \left\{ \left(1 - \frac{r_L}{r} - \frac{r^2}{r_6^2} \right) - \left(1 + \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_I^2} \right) + \left(1 - \frac{r_B}{r} - \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \right\}^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (15.21)$$

$$ds_4^{(-)2} = \left\{ \left(1 + \frac{r_L}{r} + \frac{r^2}{r_6^2} \right) - \left(1 - \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_I^2} \right) + \left(1 + \frac{r_B}{r} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \right\} c^2 dt^2 - \left\{ \left(1 + \frac{r_L}{r} + \frac{r^2}{r_6^2} \right) - \left(1 - \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_I^2} \right) + \left(1 + \frac{r_B}{r} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \right\}^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (15.22)$$

$$ds_5^{(-)2} = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (15.23)$$

В окрестности ядра «электрона» с радиусом порядка $r_6 \sim 1,7 \cdot 10^{-13}$ см {смотрите иерархию (15.5a)} все третьи слагаемые в метриках (15.19) – (15.22) (например, $1 - r_B/r + r^2/r_Y^2$) можно рассматривать в качестве постоянного (неизменного) фона. Поскольку в диапазоне длин от $r_5 \sim 4,9 \cdot 10^{-3}$ см до $r_7 \sim 5,8 \cdot 10^{-24}$ см они практически не изменяются

$$\left(1 - \frac{r_B}{r} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \approx const, \quad \left(1 - \frac{r_B}{r} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \approx const, \quad \left(1 - \frac{r_B}{r} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \approx const, \quad \left(1 - \frac{r_B}{r} + \frac{r^2}{r_Y^2} \right) \approx const, \quad (15.23a)$$

т.к. в районе ядра «электрона»: $r_B/r_6 \sim 10^{53} \sim \infty$ и $r_6^2/r_Y^2 \sim 10^{84} \sim \infty$.

Кроме того если усреднить все третьи слагаемые (15.23a) в метриках вида (15.19) – (15.20) с сигнатурами (+ – – –) и (– + + +), то они полностью компенсируют проявления друг друга согласно вакуумному условию.

С учетом (15.23а), устойчивая «выпуклая» деформация (которую мы называем «электроном») на практически неизменном фоне может быть описана следующей уточненной многослойной метрико-динамической моделью:

$$\text{«ЭЛЕКТРОН»} \quad (15.24)$$

«Выпуклое» многослойное вакуумное образование с сигнатурой $(+ - - -)$ состоящее из:

Внешняя оболочка «электрона» в интервале $[r_1, r_6]$ (рис. 8.1 или 15.1).

$$ds_1^{(+---)2} = \left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_l^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_l^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - a\text{-субконт}, \quad (15.25)$$

$$ds_2^{(+---)2} = \left(1 + \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_l^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_l^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - b\text{-субконт}, \quad (15.26)$$

$$ds_3^{(+---)2} = \left(1 - \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_l^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_l^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - c\text{-субконт}, \quad (15.27)$$

$$ds_4^{(+---)2} = \left(1 + \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_l^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_l^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - d\text{-субконт}; \quad (15.28)$$

Ядро «электрона» в интервале $[r_6, r_{10}]$ (рис. 8.1 или 15.1).

$$ds_1^{(+---)2} = \left(1 - \frac{r_L}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_L}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - a\text{-субконт}, \quad (15.29)$$

$$ds_2^{(+---)2} = \left(1 + \frac{r_L}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_L}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - b\text{-субконт}, \quad (15.30)$$

$$ds_3^{(+---)2} = \left(1 - \frac{r_L}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_L}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - c\text{-субконт}, \quad (15.31)$$

$$ds_4^{(+---)2} = \left(1 + \frac{r_L}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_L}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - d\text{-субконт}; \quad (15.32)$$

Шельт «электрона» в интервале $[0, \infty]$.

$$ds_5^{(+---)^2} = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (15.33)$$

где

$$r_L = r_7 + r_8 + r_9 + r_{10};$$

(15.34)

$$\frac{1}{r_l^2} = \frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{1}{r_3^2} + \frac{1}{r_4^2} + \frac{1}{r_5^2}. \quad (15.35)$$

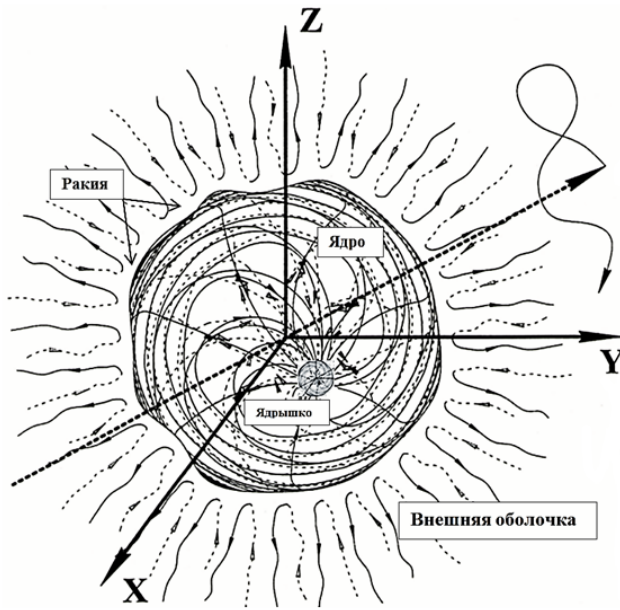


Рис. 15.1. Визуализированная метрико-динамическая модель стабильного многослойного вакуумного образования (в частности «электрона» или «позитрона»), состоящая из внешней оболочки, *ракии*, ядра и внутреннего ядрышка, и его фрактальная иллюстрация

Выполняя аналогичные действия с метриками (6.14) – (6.18) в [2], получим следующую уточненную метрико-динамическую модель «позитрона» (т.е. модель точной негативной копии «электрона»):

$$\text{«ПОЗИТРОН»} \quad (15.36)$$

«Вогнутое» многослойное вакуумное образование с сигнатурой $(-+++)$ состоящее из:

Внешняя оболочка «позитрона» в интервале $[r_1, r_6]$ (рис. 8.1 или 15.1).

$$ds_1^{(+---)2} = -\left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_l^2}\right)c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_l^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - a\text{-антисубконт}, \quad (15.37)$$

$$ds_2^{(+---)2} = -\left(1 + \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_l^2}\right)c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_l^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - b\text{-антисубконт}, \quad (15.38)$$

$$ds_3^{(+---)2} = -\left(1 - \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_l^2}\right)c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_6}{r} - \frac{r^2}{r_l^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - c\text{-антисубконт}, \quad (15.39)$$

$$ds_4^{(+---)2} = -\left(1 + \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_l^2}\right)c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_l^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - d\text{-антисубконт}; \quad (15.40)$$

Ядро «позитрона» в интервале $[r_6, r_{10}]$ (рис. 8.1 или 15.1).

$$ds_1^{(+---)2} = -\left(1 - \frac{r_L}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_L}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - a\text{-антисубконт}, \quad (15.41)$$

$$ds_2^{(+---)2} = -\left(1 + \frac{r_L}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right)c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_L}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - b\text{-антисубконт}, \quad (15.42)$$

$$ds_3^{(+---)2} = -\left(1 - \frac{r_L}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right)c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_L}{r} - \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - c\text{-антисубконт}, \quad (15.43)$$

$$ds_4^{(+---)2} = -\left(1 + \frac{r_L}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_L}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) - d\text{-антисубконт}; \quad (15.44)$$

Шельт «позитрона» в интервале $[0, \infty]$.

$$ds_5^{(++++)2} = -c^2 dt^2 + dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (15.45)$$

где

$$r_L = r_7 + r_8 + r_9 + r_{10};$$

(15.34)

$$\frac{1}{r_l^2} = \frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{1}{r_3^2} + \frac{1}{r_4^2} + \frac{1}{r_5^2}; \quad (15.35)$$

Влияние дополнительных слагаемых на метрико-динамическое состояние внешней оболочки и ядра «электрона» (или «позитрона») рассмотрим на примере a -субконтанта (остальные субконтантные и/или антисубконтантные слои описываются аналогично). Запишем метрики (15.25) и (15.29) с учетом равенств (15.34) и (15.35):

– для a -субконтанта во внешней оболочке «электрона»

$$ds_{ls}^{(+---)2} = \left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_1^2} + \frac{r^2}{r_2^2} + \frac{r^2}{r_3^2} + \frac{r^2}{r_4^2} + \frac{r^2}{r_5^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_1^2} + \frac{r^2}{r_2^2} + \frac{r^2}{r_3^2} + \frac{r^2}{r_4^2} + \frac{r^2}{r_5^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (15.46)$$

– для a -субконтанта в ядре «электрона»

$$ds_{lc}^{(+---)2} = \left(1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r_8}{r} - \frac{r_9}{r} - \frac{r_{10}}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} - \frac{r_8}{r} - \frac{r_9}{r} - \frac{r_{10}}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (15.47)$$

Согласно иерархии (15.5a) радиусы вакуумных образований приблизительно на десять порядков отличаются друг от друга $r_1 \gg r_2 \gg r_3 \gg r_4 \gg r_5 \gg r_6 \gg r_7 \gg r_8 \gg r_9 \gg r_{10}$. Поэтому помимо слагаемых, содержащих радиус ядра электрона r_6 , наибольшее влияние в метрике (15.46) имеют слагаемые r^2/r_5^2 , а в метрике (15.47) доминируют дополнительные слагаемые r_7/r . Если прибегнуть к семи остальными дополнительными слагаемыми, то мы вернемся к метрико-динамической модели «электрона» (6.23) – (6.31) в [2].

Однако на границе между ядром «электрона» и его внешней оболочкой (рис. 10.5), которая в данной работе называется *ракия* (рис. 15.1), дополнительные слагаемые оказывают ощутимое влияние. Для объяснения данного обстоятельства рассмотрим сначала самое грубое (первое) приближение, на примере упрощения метрик (15.46) и (15.47):

– для a -субконтанта во внешней оболочке «электрона»

– для α -субконта в ядре «электрона»

$$ds_{lc}^{(+---)^2} = \left(1 + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (15.49)$$

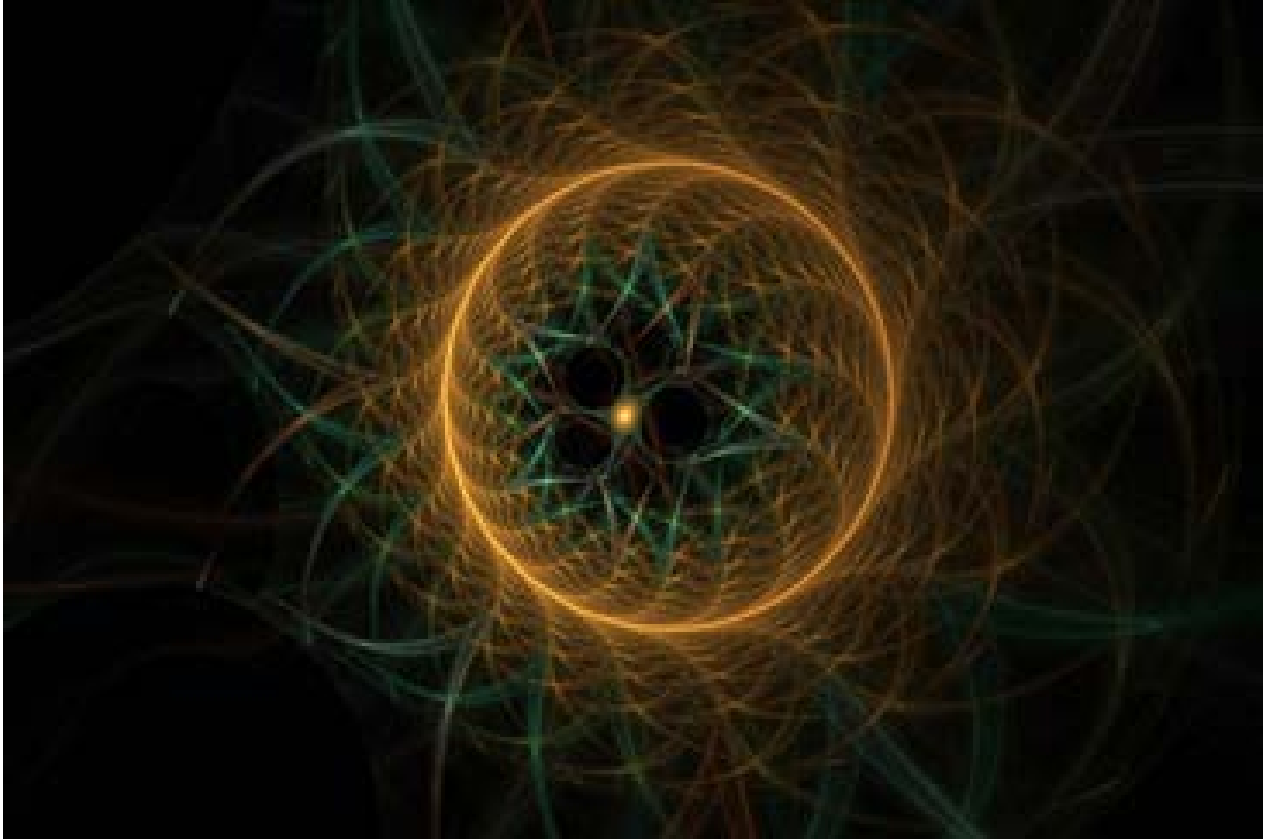


Рис. 15.2. Фрактальная иллюстрация сферы Шварцшильда, отделяющей ядро «электрона» от его внешней оболочки

Радиус Шварцшильда, который, по сути, является радиусом сферической границы (*ракии*) между ядром «электрона» и его внешней оболочкой (рис. 15.2), как известно, соответствует такому расстоянию r_s от центра вакуумного образования, при котором нулевая компонента метрического тензора равна нулю [5]. Например, в случае метрик (15.48) и (15.48) радиус Шварцшильда определяется выражениями

$$g_{00s}^{(-)} = 1 - \frac{r_6}{r_{ss}} = 0, \quad g_{00c}^{(-)} = 1 + \frac{r_{sc}^2}{r_6^2} = 0. \quad (15.50)$$

Откуда следует: $r_{ss} = r_6$ и $r_{sc} = ir_6$.

Таким образом, при самом грубом (первом) приближении выявляется четкая граница между ядром «электрона» и его внешней оболочкой. Этой явной границей (т.е. *ракией*) является сфера с радиусом r_6 (рис. 15.2).

При более детальном (втором) приближении метрики (15.46) – (15.47) приобретают следующий вид:

– для α -субконта во внешней оболочке «электрона»

$$ds_{1s}^{(+---)2} = \left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_5^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_5^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2); \quad (15.51)$$

– для α -субконта в ядре «электрона»

$$ds_{1c}^{(+---)2} = \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (15.52)$$

В этом случае, по аналогии с (15.50), *ракия* (или сферический пояс Шварцшильда) определяется выражениями

$$g_{00s}^{(-)} = 1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{r_5^2} = 0, \quad g_{00c}^{(-)} = 1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_6^2} = 0, \quad (15.53)$$

которые преобразуются в кубические уравнения

$$g_{00s}^{(-)} = r^3 + r_5^2 r - r_5^2 r_6 = 0, \quad (15.54)$$

$$g_{00c}^{(-)} = r^3 + r_6^2 r - r_6^2 r_7 = 0, \quad (15.55)$$

где согласно иерархии (15.5а):

$$r_5 \sim 4,9 \cdot 10^{-3} \text{ см} \quad \text{– характерный радиус биологической клетки}; \quad (15.56)$$

$$r_6 \sim 1,7 \cdot 10^{-13} \text{ см} \quad \text{– характерный радиус ядра «электрона»};$$

$$r_7 \sim 5,8 \cdot 10^{-24} \text{ см} \quad \text{– характерный радиус ядра прото-кварка}.$$

Как известно три корня кубического уравнения вида $y^3 + p_k y + q_k = 0$ определяются по формулам Кардано [8].

$$y_1 = \alpha + \beta; \quad y_{2,3} = \frac{\alpha + \beta}{2} \pm i \frac{\alpha - \beta}{2} \sqrt{3} = 0, \quad (15.57)$$

где
$$\alpha = \sqrt[3]{-\frac{q_k}{2} + \sqrt{Q}}; \quad \beta = \sqrt[3]{-\frac{q_k}{2} - \sqrt{Q}},$$

(15.58)

$$Q = \left(\frac{p_k}{3}\right)^3 + \left(\frac{q_k}{2}\right)^2. \quad (15.59)$$

В частном случае уравнения (15.54):

$$p_k = p_s = r_5^2, \quad q_k = q_s = -r_5^2 r_6, \quad (15.60)$$

а в случае уравнения (15.55):

$$p_k = p_c = r_6^2, \quad q_k = q_c = -r_6^2 r_7. \quad (15.61)$$

Подставляя величины (15.60) в (15.58), имеем

$$\alpha = \sqrt[3]{\frac{r_5^2 r_6}{2} + \sqrt{\left(\frac{r_5^2}{3}\right)^3 + \left(\frac{-r_5^2 r_6}{2}\right)^2}}, \quad \beta = \sqrt[3]{\frac{r_5^2 r_6}{2} - \sqrt{\left(\frac{r_5^2}{3}\right)^3 + \left(\frac{-r_5^2 r_6}{2}\right)^2}}, \quad (15.62)$$

Далее на основании (15.56), (15.57) и (15.62) получим три корня уравнения (15.54)

$$r_{ss1} \approx 2,1 \times 10^{-3} + i 2,1 \times 10^{-3}, \quad (15.63)$$

$$r_{ss2} \approx \frac{2,1 \times 10^{-3} + i 2,1 \times 10^{-3}}{2} + i \frac{2,1 \times 10^{-3} - i 2,1 \times 10^{-3}}{2} \sqrt{3}, \quad (15.64)$$

$$r_{ss3} \approx \frac{2,1 \times 10^{-3} + i 2,1 \times 10^{-3}}{2} - i \frac{2,1 \times 10^{-3} - i 2,1 \times 10^{-3}}{2} \sqrt{3}. \quad (15.65)$$

Аналогично, подставляя величины (15.61) в (15.58), имеем

$$\alpha = \sqrt[3]{\frac{r_6^2 r_7}{2} + \sqrt{\left(\frac{r_6^2}{3}\right)^3 + \left(\frac{-r_6^2 r_7}{2}\right)^2}}, \quad \beta = \sqrt[3]{\frac{r_6^2 r_7}{2} - \sqrt{\left(\frac{r_6^2}{3}\right)^3 + \left(\frac{-r_6^2 r_7}{2}\right)^2}}. \quad (15.66)$$

Затем на основании (15.56), (15.57) и (15.66) получим три корня уравнения (15.55)

$$r_{ss1} \approx 0,99 \times 10^{-13} + i 0,99 \times 10^{-13}, \quad (15.67)$$

$$r_{ss2} \approx \frac{0,99 \times 10^{-13} + i 0,99 \times 10^{-13}}{2} + i \frac{0,99 \times 10^{-13} + i 0,99 \times 10^{-13}}{2} \sqrt{3}, \quad (15.68)$$

$$r_{ss13} \approx \frac{0,99 \times 10^{-13} + i 0,99 \times 10^{-13}}{2} - i \frac{0,99 \times 10^{-13} + i 0,99 \times 10^{-13}}{2} \sqrt{3}. \quad (15.69)$$

Очевидно, что радиусы (15.63) – (15.65) связаны с расщеплением и расширением *ракии* (т. е. пояса Шварцшильда) вокруг *a*-субконтной оболочки биологической клетки. Тогда как радиусы (15.67) – (15.69) связаны с расщеплением и расширением *a* - субконтной *ракии* (т.е. пояса Шварцшильда) вокруг ядра «электрона».

Аналогичное рассмотрение всех метрик (15.25) – (15.32), позволяет получить восемь кубических уравнений:

$$g_{00s1}^{(-)} = r^3 + r_5^2 r - r_5^2 r_6 = 0 \quad (15.70)$$

$$g_{00s2}^{(-)} = r^3 - r_5^2 r - r_5^2 r_6 = 0 \quad (15.71)$$

$$g_{00s3}^{(-)} = r^3 - r_5^2 r + r_5^2 r_6 = 0 \quad (15.72)$$

$$g_{00s4}^{(-)} = r^3 + r_5^2 r + r_5^2 r_6 = 0 \quad (15.74)$$

$$g_{00c1}^{(-)} = r^3 + r_6^2 r - r_6^2 r_7 = 0 \quad (15.75)$$

$$g_{00c2}^{(-)} = r^3 - r_6^2 r - r_6^2 r_7 = 0 \quad (15.76)$$

$$g_{00c3}^{(-)} = r^3 - r_6^2 r + r_6^2 r_7 = 0 \quad (15.77)$$

$$g_{00c4}^{(-)} = r^3 + r_6^2 r + r_6^2 r_7 = 0. \quad (15.78)$$

которые определяют расщепление и расширение (в рамках второго уровня рассмотрения) всех четырех *a, b, c, d* - субконтных *ракий* вокруг двух вложенных друг в друга ядер вакуумных образований (в данном случае оболочки биологической клетки и ядра «электрона») рис. 15.3, 15.4.

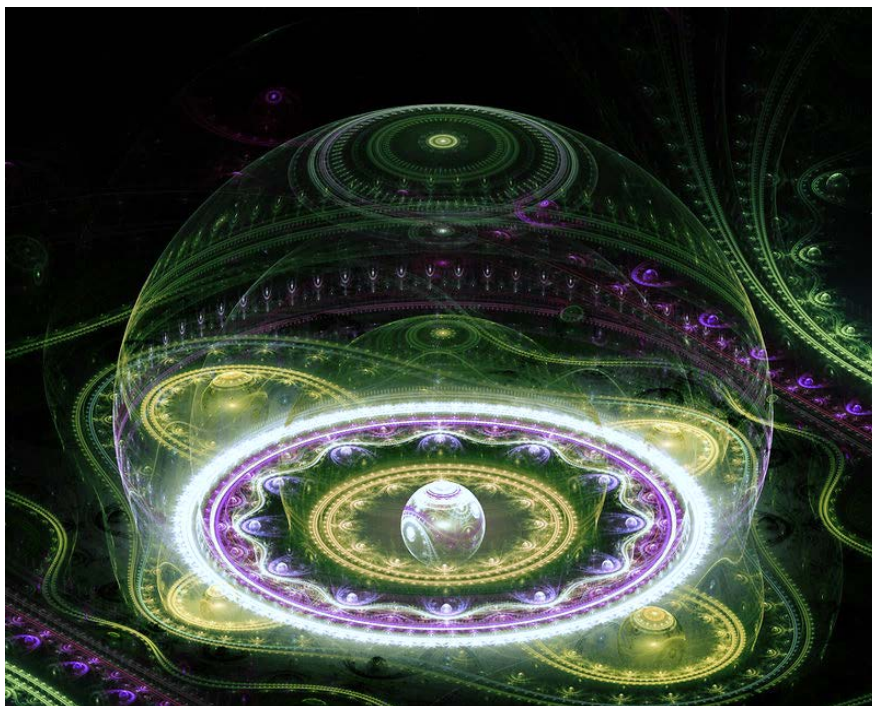


Рис. 15.3. Фрактальная иллюстрация *ракии* – многослойной границы между ядром «электрона» и его внешней оболочкой

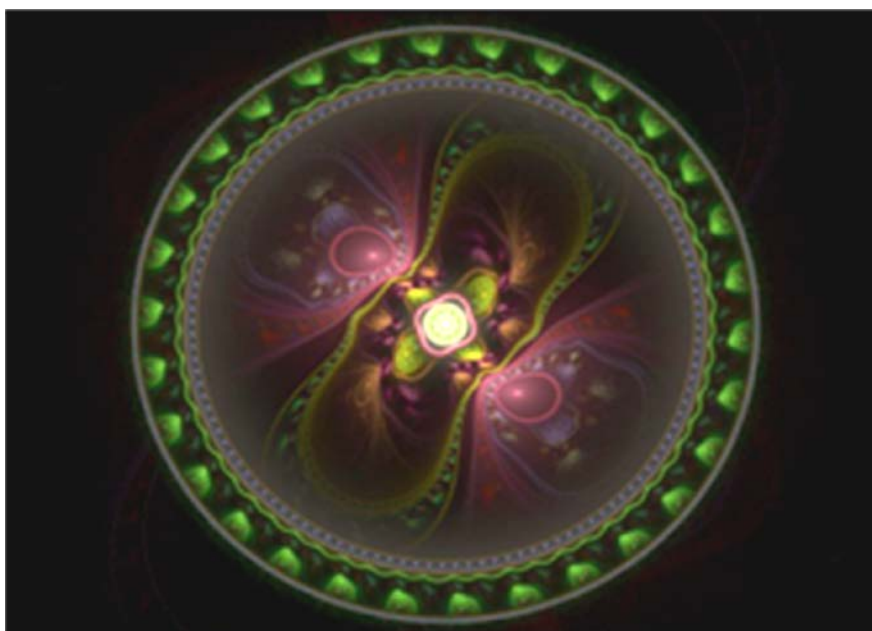


Рис. 15.4. Фрактальная иллюстрация расщепления и расширения *ракии* (т.е. сферического пояса Шварцшильда) вокруг ядра стабильного вакуумного образования (в том числе вокруг ядра «электрона»)

При учете нулевых компонент метрик (15.25) – (15.32) на третьем уровне рассмотрения, имеем восемь кубических уравнений:

$$g_{00s1}^{(-)} = r^3 + r_I^2 r - r_I^2 r_6 = 0 \quad (15.79)$$

$$g_{00s2}^{(-)} = r^3 - r_I^2 r - r_I^2 r_6 = 0 \quad (15.80)$$

$$g_{00s3}^{(-)} = r^3 - r_I^2 r + r_I^2 r_6 = 0 \quad (15.81)$$

$$g_{00s4}^{(-)} = r^3 + r_I^2 r + r_I^2 r_6 = 0 \quad (15.82)$$

$$g_{00c1}^{(-)} = r^3 + r_6^2 r - r_6^2 r_L = 0 \quad (15.83)$$

$$g_{00c2}^{(-)} = r^3 - r_6^2 r - r_6^2 r_L = 0 \quad (15.84)$$

$$g_{00c3}^{(-)} = r^3 - r_6^2 r + r_6^2 r_L = 0 \quad (15.85)$$

$$g_{00c4}^{(-)} = r^3 + r_6^2 r + r_6^2 r_L = 0, \quad (15.86)$$

где согласно (15.34) – (15.35):

$$r_L = r_7 + r_8 + r_9 + r_{10}; \quad (15.87)$$

$$r_I = \left(\frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{1}{r_3^2} + \frac{1}{r_4^2} + \frac{1}{r_5^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (15.88)$$

Данные уравнения описывают многослойную структуру *ракий* (сферических поясов Шварцшильда) вокруг ядер рассматриваемых вакуумных образований.

*Ракия*м (т.е. сферическим поясам Шварцшильда), окружающим ядра стабильных вакуумных образований (например, ядро «электрона»), следует посвятить отдельное обширное исследование, которые могут привести к пересмотру наших отношений к Мирозданию.

Но уже сейчас из совокупности уравнений (15.79) – (15.86) видно, что *ракия* – это чрезвычайно сложно устроенная многослойная оболочка ядра (рис. 15.5, 15.6). На формирование структуры каждой *ракии* оказывают влияние все сферические вакуумные образования с радиусами (15.5а), в которые вложено изучаемое ядро, и которые находятся внутри него.

Другими словами, в *ракии*, например «электрона», имеется под-слой, связанный с Вселенной; другой под-слой связан с галактикой; третий под-слой связан с планетой, в которых он находится, и т.д.

Таким образом, мы обнаруживаем, что все вложенные друг в друга сферические вакуумные образования (независимо от их масштабов) влияют друг на друга. Изменение *ракии* одного из них неизбежно сказывается на *ракиях* всех остальных членов иерархии. Это правило соответствует «Принципу Космической Ответственности».

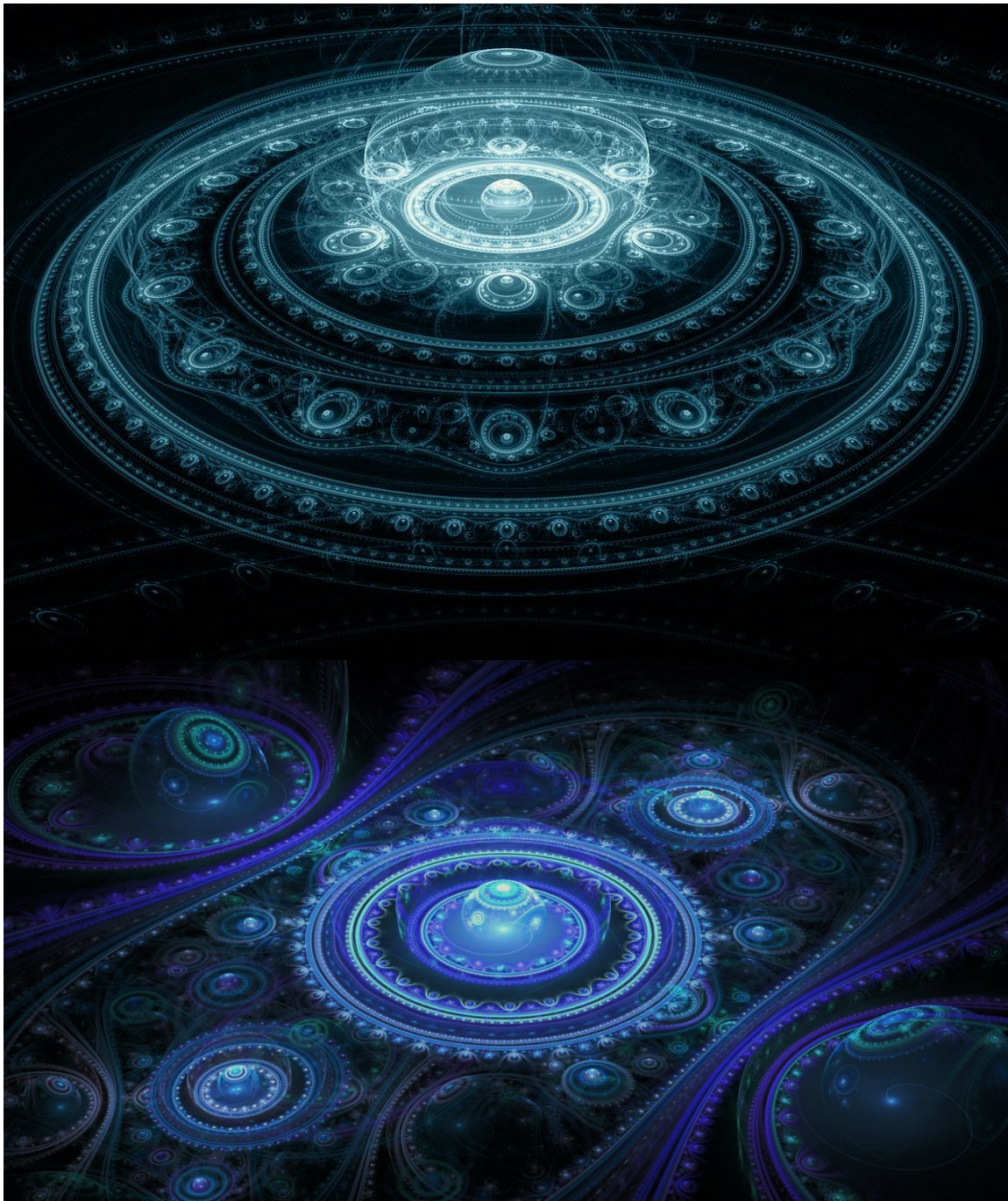


Рис. 15.5. Фрактальные иллюстрации сложной и многослойной *ракии* (т.е. оболочки или сферического пояса Шварцшильда), окружающей ядро стабильного вакуумного образования (в частности, ядро «электрона»). Под-слои *ракии* связаны с соответствующими *ракиями* из иерархии (15.5а):
 ракией Вселенной, метagalактики, галактики, планеты, клетки,
 прото-кварка, инстантона



Рис. 15.6. Фрактальные иллюстрации *ракии* – многослойной границы между ядром стабильного вакуумного образования (в частности, ядром «электрона») и его внешней оболочкой, в которой присутствуют ядрышки-спутники, подобные планетам – спутникам звезд

Кожанный покров тела животного (рис. 15.7) подобен ракиям частиц, звезд и галактик. Кожа живого существа имеет множество взаимосвязанных слоев, каждый из которых выполняет свою функцию, и имеет связь с соответствующими космическими и атомно - молекулярными структурами.

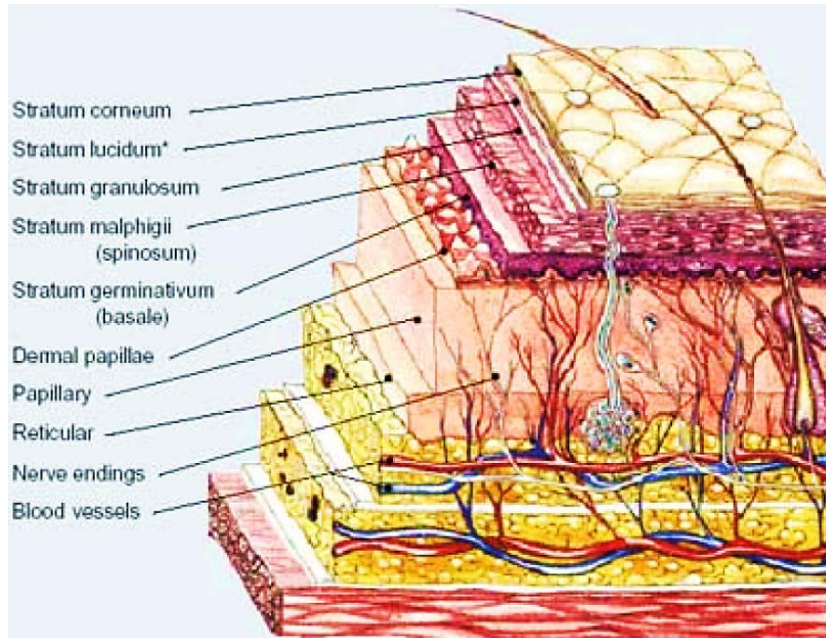


Рис. 15.7. Многослойный кожный покров тела животного

В данной работе мы не будем углубляться в исследование *ракий* стабильных вакуумных образований. Но для начала исследования влияния макро- и микроскопических структур на *ракию* «электрона» рекомендуем представить, например, метрику (15.25):

$$ds_1^{(+---)2} = \left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{\frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{1}{r_3^2} + \frac{1}{r_4^2} + \frac{1}{r_5^2}} \right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_6}{r} + \frac{r^2}{\frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{1}{r_3^2} + \frac{1}{r_4^2} + \frac{1}{r_5^2}} \right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (15.89)$$

в виде совокупности пяти отдельных метрик:

$$ds_{1,1}^{(-)2} \approx \left(1 - \frac{r_{6,1}}{r} + \frac{r^2}{r_1^2} \right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_{6,1}}{r} + \frac{r^2}{r_1^2} \right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (15.90)$$

$$ds_{1,2}^{(-)2} \approx \left(1 - \frac{r_{6,2}}{r} + \frac{r^2}{r_2^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_{6,2}}{r} + \frac{r^2}{r_2^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)$$

$$ds_{1,3}^{(-)2} \approx \left(1 - \frac{r_{6,3}}{r} + \frac{r^2}{r_3^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_{6,3}}{r} + \frac{r^2}{r_3^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)$$

$$ds_{1,3}^{(-)2} \approx \left(1 - \frac{r_{6,3}}{r} + \frac{r^2}{r_3^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_{6,3}}{r} + \frac{r^2}{r_4^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)$$

$$ds_{1,10}^{(-)2} \approx \left(1 - \frac{r_{6,10}}{r} + \frac{r^2}{r_{10}^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_{6,10}}{r} + \frac{r^2}{r_5^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)$$

Также метрику (15.29)

$$ds_1^{(+---)2} = \left(1 - \frac{r_7 + r_8 + r_9 + r_{10}}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7 + r_8 + r_9 + r_{10}}{r} + \frac{r^2}{r_6^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (15.91)$$

в том же приближении можно представить в виде четырех отдельных метрик:

$$ds_1^{(+---)2} \approx \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_{6,1}^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_{6,1}^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (15.92)$$

$$ds_1^{(+---)2} \approx \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_{6,1}^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_{6,1}^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)$$

$$ds_1^{(+---)2} \approx \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_{6,1}^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_{6,1}^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)$$

$$ds_1^{(+---)2} \approx \left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_{6,1}^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_7}{r} + \frac{r^2}{r_{6,1}^2}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)$$

После исследования данных метрик по отдельности, следует определить правила объединения полученных результатов, например, усреднения суперпозицию.

Аналогичные действия следует произвести со всеми остальными метриками (15.24) и (15.36).

Если ядра и внешние оболочки всех стабильных сферических вакуумных образований в среднем подобны друг другу, то их *ракии* уникальны, т.к. окружение ядер зависят не только от того, внутри каких ядер они находятся, и какие ядра находятся внутри них, но и от их места положения во Вселенной.

Дальнейшие исследования *ракий* вакуумных образований в рамках аксиоматики Алгебры сигнатур может привести развитию мощного математического аппарата, который в совокупности с фрактальной визуализацией позволит расширить наши представления о тонкой структуре вакуумных образований.

Еще раз почеркнем поразительную способность фракталов визуализировать различные аспекты проявления вакуумных структур. Можно пытаться долго и подробно описывать контуры визуальных ощущений, которые навеивает математический аппарат Алгебры сигнатур (Алсигны), но, порой, достаточно восхититься видом одного фрактала (рис. 15.8), чтобы обширные словесные описания оказались лишними. Математика, согласующаяся с фрактальными сюжетами, приобретает оттенки основательности, а логические построения Алсигны находят во фракталах опору виде осязаемого соприкосновения с реальностью.



Рис. 15.8. Фракталы удивительным образом визуализируют геометрическую суть вакуумных образований и внутривакуумных процессов. Часто фрактал содержит такой объем образной информации, на описание которой потребовались бы десятки страниц текста, но и такой подробный текст не обладал бы исчерпывающей полнотой гармонии фрактального изображения

16. Выводы

В данной статье:

– изложены основы общей динамики внутри-вакуумных слоев, и частный случай геометризированной вакуумной электродинамики;

- исследована метрико-динамическая модель ядра стабильного вакуумного образования (в частности ядер «электрона» и «позитрона»;
- высказаны предпосылки для развития динамической модели вращения различных продольных и поперечных слоев внутри ядра стабильного вакуумного образования (в частности ядер «электрона» или «позитрона»;
- заложены основы для изучения сферического пояса Шварцшильда (т.е. *ракии*) отделяющего ядро стабильного вакуумного образования от его внешней оболочки (в частности рассмотрены *ракия* «электрона» и *ракия* «позитрона»).

Выражаю искреннюю признательность Дэвиду Риду за оказание помощи по редактированию и творческому переводу данной статьи на английский язык и к.ф.-м.н. В.А. Лукьянову за ценные замечания, которые, несомненно, повысили качество данной статьи.

Список литературы

1. Батанов М.С. Светогеометрия вакуума и основы Алгебры сигнатур // Инновационные технологии в образовании и науке. Сборник материалов II Международной научно-практической конференции / Редколлегия: О.Н. Широков [и др.]. – Чебоксары: ИнтерактивПлюс, 2017. – С. 10–86.
2. Batanov M.S. Light-geometry of the «vacuum». Fundamentals of the Algebra of Signatures // Образование и наука: современные тренды: коллективная монография / Гл. ред. О.Н. Широков. – Чебоксары: «Интерактив плюс», 2017. – С. 5–84.
3. Батанов М.С. Расширенное вакуумное уравнение Эйнштейна // Образование и наука: современные тренды: коллективная монография / Гл. ред. О.Н. Широков. – Чебоксары: Интерактив плюс, 2017. – С. 5–61.
4. Batanov M.S. Extensions of the Einstein field equations and their solutions // Образование и наука: современные тренды: коллективная монография / Гл. ред. О.Н. Широков. – Чебоксары: ЦНС «Интерактив плюс», 2017. – С. 5–61.

5. Батанов М.С. Вывод уравнения Шредингера // Наука, образование, общество: тенденции и перспективы развития: Материалы V Междунар. науч.-практ. конф. / Редкол.: О.Н. Широков [и др.]. – Чебоксары: Интерактив плюс», 2017. – С. 16–39.
6. Batanov M.S. Derivation of Schrödinger's equation, 2017 [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://arxiv.org/abs/1702.01880> [physics.gen-ph].
7. Батанов М.С. Возбужденные состояния ядер сферических вакуумных образований (основы квантовой геометрофизики) // Образование и наука в современных реалиях: Материалы Междунар. науч.-практ. конф. / Редкол.: О.Н. Широков [и др.]. – Чебоксары: Интерактив плюс, 2017. – С. 17–43.
8. Ландау Л.Д. Теория поля / Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Т. 2. – М.: Наука, 1988. – 509 с. –
9. Landau L.D. The Classical Theory of Fields / Landau L.D., Lifshitz E.M. // Course of theoretical physics, V. 2 Translated from the Russian by Hamermesh M. University of Minnesota – Pergamon Press Ltd. Oxford, New York, Toronto, Sydney, Braunschweig, 1971. – P. 387.
10. Детлаф А.А. Курс физики / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский. – М.: Высшая школа, 1989. – 507 с.
11. Челноков Ю.Н. Кватернионные и бикватернионные модели и методы механики твердого тела и их положения. – М.: Физматлит, 2006.
12. Crossley J. The Nine Chapters on the Mathematical Art: Companion and Commentary / Crossley J., A.W.-C. Lun – Oxford University Press, 1999. – С. 176.
13. Бартон Ц. Начальный курс теории струн. – М.: Едиториал УРСС, 2006. – 780 с.

Батанов Михаил Семенович – канд. техн. наук, доцент ФГБОУ ВО «Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)», Россия, Москва
