

П.14. Эксперимент

Одна из жён сынов пророческих с воплем говорила Элише (Елисею): раб твой, мой муж, умер; а ты знаешь, что раб твой боялся Г-СПОДА; теперь пришёл заимодавец взять обоих детей моих в рабы себе. И сказал ей Элиша: что мне сделать тебе? скажи мне, что есть у тебя в доме? Она сказала: нет у рабы твоей ничего в доме, кроме сосуда с елеем. И сказал он: пойдя, попроси себе сосудов на стороне, у всех соседей твоих, сосудов порожних; набери немало, и пойдя, запри дверь за собою и за сыновьями твоими, и наливавай во все эти сосуды; полные отставляй. И пошла от него, и заперла дверь за собой и за сыновьями своими. Они подавали ей, а она наливала. Когда наполнены были сосуды, она сказала сыну своему: подай мне ещё сосуд. Он сказал ей: нет более сосудов. И остановилось масло. И пришла она, и пересказала человеку Б-ЖИЮ. Он сказал: пойдя, продай масло и заплати долги твои; а что останется, тем будешь жить с сыновьями твоими. (Библия, 4-я Царств, гл. 4:1-6)

И сказали сыны пророков Элише (Елисею): вот, место, где мы живём при тебе, тесно для нас; пойдём к Иордану и возьмём оттуда каждый по одному бревну и сделаем себе там место для жительства. Он сказал: пойдите. И сказал один: сделай милость, пойдя и ты с рабами твоими. И сказал он: пойдя. И пошёл с ними, и пришли к Иордану и стали рубить деревья. И когда один валил бревно, топор его упал в воду. И закричал он и сказал: ах, господин мой! а он взят был на подержание! И сказал человек Б-ЖИИ: где он упал? Он указал ему место. И отрубил он [кусок] дерева и бросил туда, и всплыл топор. И сказал он: возьми себе. Он протянул руку свою и взял его. (Библия, 4-я Царств, гл. 6:1-7)

СТРАШНЫЙ в Правосудии, Услышь нас, Б-ЖЕ, Спаситель наш, Упование всех концов земли и находящихся в море далеко, поставивший горы Силою СВОЕЮ, Препоясанный Могуществом, Укрощающий шум морей, шум волн их и мятеж народов! И убоятся Знамений ТВОИХ живущие на пределах земли. Утро и вечер возбудить к Славе ТВОЕЙ. ТЫ Посещаешь землю и Утоляешь жажду ее, обильно Обогащаешь ее: Поток Б-ЖИИ полон воды; Ты Приготавливаешь хлеб, ибо так Устроил ее; Напояешь борозды ее, Уравниваешь глыбы ее, Размягчаешь ее каплями дождя, Благословляешь произрастания ее; Венчаешь лето Благости ТВОЕЙ, и Стези ТВОИ Источают тук, Источают на пустынные пажити, и холмы препоясываются радостью; дуга одеваются стадами, и долины покрываются хлебом, восклицают и поют. (Библия, Псалтирь, псалом 64:6-14)

П.14.1. Необходимость развития вакуумных технологий

Для ВСЕВЫШНЕГО не существует никаких препятствий Создать полное Изобилие для земного человека. Проблема заключается в том, что человек от неограниченного изобилия портится и губит окружающую его Реальность. Испытание изобилием самое сложное, т.к. для его преодоления требуются высочайшие морально-нравственные качества человека.

Вездесущий вакуум перенасыщен энергией, но, если человечество научится получать энергию из «Пустоты» при его современном морально-нравственном уровне, то не окажется ли это угрозой для Мироздания? Душа болит, когда видишь загаженные человеком леса, поля, реки, моря и ближайший космос.

С другой стороны, население нашей планеты увеличивается в геометрической прогрессии. Некоторые демографы полагают, что оно может удвоиться к 2050 г. При современном технологическом уровне и ограниченных энергетических ресурсах Планеты сложно избежать колоссальных потрясений. Предотвратить катаклизмы возможно только в результате развития прорывных (в т. ч. вакуумных) технологий, которые помогут расширить жизненное пространство и снизить социальное напряжение.

Поэтому усилия Алсигны гуманитарные, а устремления религиозные, поскольку только ВСЕВЫШНЕМУ Подвластно Обуздать хаос, перенасыщенный энергией.

Автор не однократно докладывал о свето-геометрии вакуума, развиваемой в рамках Алгебры сигнатур (Алсигны), на различных научных конференциях, семинарах и факультативных занятиях. Всякий раз во время прений после доклада аудитория задавала один и тоже вопрос: - «Есть ли эксперимент, подтверждающий справедливость этой теории?»

В данном подразделе Алсигна предлагает конкретный опыт, вытекающий из воззрений, изложенных в [6, 7, 8, 9,13, 20, 21].

Алсигна не однократно указывала на колоссальные возможности, которые могут открыться в случае систематических исследований психо - физической структуры «Пустоты». Алсигна предсказывает, что локальные участки вакуума можно «замораживать», «испарять», «расслаивать» и проделывать множество других операций подобных действиям с обычными материальными средами, но совершенно с нетривиальными последствиями. Однако для этого необходимо научиться управлять вакуумными процессами.

В данном пункте рассматривается только один предсказываемый Алсигной эффект, связанный с возможностью «разрыва» λ_{m+n} -вакуумной протяженности. Но решение данной задачи связано с определением действенного способа влияния на локальную область λ_{m+n} -вакуума. В этом смысле предлагаемый эксперимент носит глобальный характер.

Если ожидаемый эффект проявится в эксперименте, то это не только подтвердит справедливость данной теории, но и позволит предложить аль-

тернативные способы перемещения в пространстве, говорить о возможности создания «радионевидимок», вызова «детонации» вакуума с выделением колоссальной энергии и о множестве других вакуумных эффектов.

П.14.2. Инертные свойства вакуума

Зададимся вопросом: – «Любая ли скорость может быть у вакуумного слоя?» В поисках ответа на этот вопрос вернемся к рассмотрению интервалов

$$ds^{(-)2} = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \quad \text{с сигнатурой } (+---) \quad (\text{П.14.1})$$

$$ds^{(+)2} = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2 \quad \text{с сигнатурой } (-+++), \quad (\text{П.14.2})$$

отражающих метрические и динамические свойства двух сторон одного из $\lambda_{m \neq n}$ -вакуумов.

В интервалах (П.14.1) и (П.14.2) вынесем величину $c^2 dt^2$ за скобки, и извлечём корень из двух сторон получившихся выражений. В результате получим

$$ds^{(-)} = c dt \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad \text{и} \quad ds^{(+)} = c dt \sqrt{1 + \frac{v^2}{c^2}} \quad (\text{П.14.3})$$

где

$$v = (dx^2 + dy^2 + dz^2)^{1/2} / dt = dl / dt \quad (\text{П.14.4})$$

- скорость, но не ясно чего?

Если $dl/dt = c$, то тождества (П.14.3) обращаются в ноль (т.е. $ds^{(-)} = ds^{(+)} = 0$) и этот случай интереса не представляет.

Если $dl/dt \neq c$, то естественнее всего предположить, что это скорость движения самого участка $\lambda_{m \neq n}$ -вакуума, т.к. в рассматриваемой модели в данном объеме пространства вообще ничего другого нет.

Интервал может иметь вид, например, (П.14.1), но при этом относиться к подвижному участку одной из сторон $\lambda_{m \neq n}$ -вакуума. Действительно, в приложении П.4 было отмечено, что если участок одной из сторон $\lambda_{m \neq n}$ -вакуума движется как целое вдоль оси x с постоянной скоростью v_x , то такое подвижное состояние описывается интервалом (П.14.29)

$$ds^{(-)2} = (1 - v_x^2/c^2)c^2 dt^2 + 2v_x dx dt - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (\text{П.14.5})$$

Выделим в (П.14.5) полный квадрат [42]:

$$ds^{(-)2} = c^2 \left[dt \sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}} - \frac{v_x}{c^2} \frac{dx}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} \right]^2 - \frac{dx^2}{1 - \frac{v_x^2}{c^2}} - dy^2 - dz^2. \quad (\text{П14.6})$$

и введем обозначения [42]

$$t' = t \sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}} - \frac{v_x}{c^2} \frac{x}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}}, \quad x' = \frac{x}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}}, \quad y' = y, \quad z' = z. \quad (\text{П14.7})$$

В этих обозначениях метрика (П14.6) принимает вид [42]

$$ds^{(-)2} = c^2 dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2 \quad (\text{П.14.8})$$

полностью соответствующий виду интервала (П.14.1).

Осмыслить полученный результат можно следующим способом. Если неподвижный наблюдатель следит за подвижным участком одной из сторон вакуума как бы со стороны, то для него этот участок описывается интервалом (П14.5). Но когда наблюдатель движется вместе с подвижным участком одной из сторон вакуума со скоростью (П.14.4), тогда для него этот участок описывается интервалом (П14.8).

Сравнивая интервалы (П14.1) и (П14.8), обнаруживаем, что на первый взгляд системы отсчета ct, x, y, z и ct', x', y', z' кажутся равноправными. Но при более подробном рассмотрении координат (П14.7) находим, что при приближении скорости движения участка одной из сторон λ_{m+n} - вакуума v_x к скорости света c , координаты ct' и x' растягиваются до бесконечности, а координаты y' и z' остаются прежними ($y' = y, z' = z$).

Интервалы (П14.1) и (П14.8) кажутся одинаковыми, но их физическое содержание оказывается различным. Подвижный участок одной из сторон λ_{m+n} - вакуума, оказывается деформированным по отношению к его неподвижному состоянию.

Чтобы глубже осознать суть вышесказанного рассмотрим «*четырёхмерный вектор скорости*» (4-скорость), введенный в рамках специальной теории относительности (СТО) [1]

$$u^i = dx^i / ds^{(-)}. \quad (\text{П.14.9})$$

Подставляя (П.14.3) в (П.14.9), для координат из интервала (П.14.1) получим компоненты 4-скорости [1]

$$u_i = \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \frac{v_x}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \frac{v_y}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \frac{v_z}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right], \quad (\text{П.14.10})$$

которые являются безразмерными величинами.

Замечая, что интервал (П.14.1) может быть представлен в расслоенном виде $ds^2 = dx'^i dx_i''$, имеем [1]

$$u_i u^i = 1. \quad (\text{П.14.11})$$

Поясним данное утверждение. Для этого «расслоим» метрику (П.14.1)

$$ds' ds'' = c dt' c dt'' - dx' dx'' - dy' dy'' - dz' dz''. \quad (\text{П.14.12})$$

Разделим теперь обе части выражения (П.14.12) на $ds' ds''$, в результате получим

$$1 = \frac{cdt' cdt''}{ds' ds''} - \frac{dx' dx''}{ds' ds''} - \frac{dy' dy''}{ds' ds''} - \frac{dz' dz''}{ds' ds''}. \quad (\text{П.14.13})$$

Обозначим

$$\frac{dx'_i}{ds'} = u_i, \quad \frac{dx''_i}{ds''} = u^i, \quad (\text{П.14.14})$$

где

$$ds' = c dt' \sqrt{1 - \frac{dx'^2 + dy'^2 + dz'^2}{c^2 dt'^2}} = c dt' \sqrt{1 - \frac{v_x'^2 + v_y'^2 + v_z'^2}{c^2}} = c dt' \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}},$$

$$ds'' = c dt'' \sqrt{1 - \frac{dx''^2 + dy''^2 + dz''^2}{c^2 dt''^2}} = c dt'' \sqrt{1 - \frac{v_x''^2 + v_y''^2 + v_z''^2}{c^2}} = c dt'' \sqrt{1 - \frac{v''^2}{c^2}}. \quad (\text{П.14.15})$$

Откуда видим, что внутренняя структура специальной теории относительности Эйнштейна изначально носит расслоенный характер.

Согласно (П.14.14)

$$u_i = \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \frac{v_x}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \frac{v_y}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \frac{v_z}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right] \quad (\text{П.14.16})$$

– 4-скорость движения *личины* одной из сторон локального участка $\lambda_{m \neq n}$ -вакуума;

$$u^i = \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \frac{v^x}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \frac{v^y}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \frac{v^z}{c\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right] \quad (\text{П.14.17})$$

– 4-скорость движения *изнанки* той же стороны того же участка λ_{m+n} - вакуума.

Четырехмерные вектора скорости для интервалов с другими сигнатурами рассмотрены в пп. 1.7.4 - 1.7.7 Желтой Алсигны [6] (которую можно найти на сайте www.alsignat.narod.ru).

Пусть движение, например, *личины* одной из сторон локального участка λ_{m+n} -вакуума, осуществляется только в направлении оси x , при этом компоненты 4-скорости (1.7.46) принимают вид

$$u_i = [u_{ct}, u_x, u_y, u_z] = \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}}, \frac{v_x}{c\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}}, 0, 0 \right]. \quad (\text{П.14.18})$$

Определим теперь 4-ускорение рассматриваемого участка личины

$$\frac{du_i}{cdt} = \left[\frac{du_{ct}}{cdt}, \frac{du_x}{cdt}, \frac{du_y}{cdt}, \frac{du_z}{cdt} \right] = \left[\frac{d}{cdt} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} \right), \frac{d}{cdt} \left(\frac{v_x}{c\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} \right), 0, 0 \right]. \quad (\text{П.14.19})$$

Рассмотрим *иксовую* составляющую 4-ускорения

$$\frac{du_x}{cdt} = \frac{d}{cdt} \left(\frac{v_x}{c\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} \right), \quad (\text{П.14.20})$$

где величина

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{v_x}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} \right) = a_x, \quad (\text{П.14.21})$$

имеет размерность компоненты обычного 3-мерного ускорения.

Выполним операцию дифференцирования в левой части выражения (П.14.21)

$$a_x = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} + \frac{v_x^2}{c^2 \left(1 - \frac{v_x^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \right) \frac{dv_x}{dt}, \quad (\text{П.14.22})$$

и введем обозначение

$$dv_x/dt = a'_x. \quad (\text{П.14.23})$$

При этом выражение (П.14.22) принимает вид

$$a_x = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} + \frac{v_x^2}{c^2 \left(1 - \frac{v_x^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \right) a'_x, \quad (\text{П.14.24})$$

где a_x – «актуальное» ускорение участка *личины* одной из сторон λ_{m+n} -вакуума. Данное ускорение учитывает инертные свойства исследуемого слоя λ_{m+n} -вакуума;

a'_x – «идеальное» ускорение движения того же участка *личины* той же стороны λ_{m+n} -вакуума. Данное «идеальное» ускорение не учитывает его сопротивляемость изменению состояния движения.

Представим выражение (П.14.24) в следующем виде

$$a_x = \mu_x a'_x, \quad (\text{П.14.25})$$

где

$$\mu_x = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} + \frac{v_x^2}{c^2 \left(1 - \frac{v_x^2}{c^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (\text{П.14.26})$$

– безразмерный коэффициент, связывающий «актуальное» и «идеальное» ускорения изучаемого участка *личины* $\lambda_{m:n}$ -вакуума.

Коэффициент μ_x показывает, как возрастает вакуумное сопротивление (инертность) при изменении состояния движения участка *личины* в направлении оси x в зависимости от его исходной скорости движения v_x . Поэтому безразмерный коэффициент μ_x будем называть «вакуумной инертностью (или сопротивляемостью) в направлении оси x ».

Из выражения (П.14.24) следует, что при $v_x = 0$, инертность (т.е. сопротивляемость) вакуума $\mu_x = 1$, при этом $a_x = a'_x$. Это означает, что вакуумный слой не оказывает никакого сопротивления самому началу его ускорения, т.е. ускоренное движение вакуумного слоя может начаться без каких-либо исходных усилий.

Вакуумное условие требует, чтобы начало ускоренного движения, например, личины одной из сторон $\lambda_{m:n}$ -вакуума, должно непременно сопровождаться началом ускоренного движения его же изнанки в противоположном направлении. Это должно происходить таким образом, чтобы они в среднем полностью компенсировали проявления друг друга до нуля. Закон сохранения «ноля» (пустоты) заменяет в физике вакуума закон сохранения энергии в постньютоновской механике.

Из выражения (П.14.24) видно, что, чем больше исходная скорость движения вакуумного слоя v_x , тем больше инертность (сопротивляемость) μ_x для дальнейшего его ускорения. При приближении v_x к скорости света c (т.е. к скорости распространения волновых возмущений по 3-мерной вакуумной протяженности) вакуумная сопротивляемость (инертность) стремится к бесконечности. Другими словами, скорость движения $\lambda_{m:n}$ -вакуумного слоя v_x не может превысить скорость света c , т.к. для достижения этой скорости ему нужно преодолеть бесконечное сопротивление.

Выражения вакуумной кинематики для ускорения вакуумного слоя (П.14.24) или (П.14.25) является аналогом второго закона Ньютона

$$F_x = ma'_x, \quad (\text{П.14.27})$$

где F_x – компонента вектора силы;

m – масса тела;

a'_x – компонента его «идеального» ускорения.

При сравнении (П.14.25) и (П.14.27) обнаруживаем, что в вакуумной кинематике *сопротивляемость* μ_x играет роль плотности инертной массы сплошной среды. Данный коэффициент показывает во сколько раз «актуальное» ускорение локального участка вакуумного слоя a_x отличается от его «идеального» ускорения a_x' .

Еще раз подчеркнем, что в рамках Алсигны вакуумная сопротивляемость (инертность) μ_x является безразмерной величиной.

В общем случае могут иметь место все четыре составляющих ускорения вакуумного слоя:

$$a_{ct} = \mu_{ct} a'_{ct}, \quad a_x = \mu_x a'_x, \quad a_y = \mu_y a'_y, \quad a_z = \mu_z a'_z, \quad (\text{П.14.28})$$

поэтому «вакуумная сопротивляемость» в рамках $\lambda_{m:n}$ -вакуумной кинематики является не скаляром, а 4-вектором μ_i (μ_{ct} , μ_x , μ_y , μ_z) и только в случае полной изотропности вакуумной протяженности возможна ситуация, когда $\mu_{ct} = \mu_x = \mu_y = \mu_z$, и она может рассматриваться как в скаляр $\mu_i = \mu$.

П.14.3. Кинематика «разрыва» вакуумной протяженности

В результате интегрирования выражения (П.14.21), получим [1]:

$$\frac{v_x}{\sqrt{1 - \frac{v_x^2}{c^2}}} = a_x t + const. \quad (\text{П.14.28.1})$$

Интегрируя (П.14.28.1) еще раз, и полагая $x_0 = 0$ при $t = 0$, имеем следующее изменение расстояния вдоль оси x при ускоренном движении [42]:

$$x - x_0 = \Delta x = \frac{c^2}{a_x} \left(\sqrt{1 + \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} - 1 \right), \quad (\text{П.14.28.2})$$

то есть при ускоренном движении участка *личины* одной из сторон $\lambda_{m:n}$ -вакуума вдоль оси x , этот участок деформируется на величину (П.14.28.2) в зависимости от ускорения a_x .

Пусть исходное (т.е. неподвижное) состояние локального участка одной из сторон $\lambda_{m:n}$ -вакуума задается интервалом

$$ds^{(-)2} = c^2 dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2. \quad (\text{П.14.28.3})$$

Для описания его равноускоренного движения вдоль оси x необходимо произвести преобразование координат с учетом (П.14.28.2) [42]

$$t' = t, \quad x' = x + \Delta x = x + \frac{c^2}{a_x} \left(\sqrt{1 + \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} - 1 \right), \quad y' = y, \quad z' = z. \quad (\text{П.14.29})$$

Дифференцируя координаты (П.14.29), и подставляя результаты дифференцирования в (П.14.28.3), получим метрику [42]

$$ds_a^{(-)2} = \frac{c^2 dt^2}{1 + \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} - \frac{2a_x t dt dx}{\sqrt{1 + \frac{a_x^2 t^2}{c^2}}} - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (\text{П.14.30})$$

описывающую равноускоренное движение локального участка метрической протяженности *внешней* стороны λ_{m+n} -вакуума в целом в направлении оси x .

На первый взгляд, из метрики (П.14.30) следует, что ускорение a_x данной метрической протяженности может быть сколько угодно большим, т. к. при неограниченном увеличении a_x никаких сингулярностей в рассматриваемом равноускоренном участке вакуумного слоя не возникает. Однако, согласно принципу ответственности (т. е. вакуумному условию), в этой же области *внешней* стороны λ_{m+n} -вакуума неизбежно возникает обратная реакция. Эта реакция выражается в ускоренном контр-течении, которое описывается метрикой

$$ds_b^{(-)2} = \frac{c^2 dt^2}{1 - \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} - \frac{2a_x t dt dx}{\sqrt{1 - \frac{a_x^2 t^2}{c^2}}} - dx^2 - dy^2 - dz^2. \quad (\text{П.14.31})$$

То же самое происходит, когда резко дергают массивный предмет только с одной из его сторон. Инертные свойства предмета препятствуют его мгновенному переходу из состояния покоя в состояние движения. Поэтому, если одностороннее внешнее воздействие оказывается слишком резким, то данный предмет может быть разрушен из-за возникновения внутренней отдачи.

Среднее состояние такого участка *внешней* стороны λ_{m+n} -вакуума, т. е. метрической протяженности с сигнатурой $(+ - -)$, в данном случае задается усредненной метрикой

$$\langle ds^{(-)} \rangle^2 = \frac{1}{2} (ds_a^{(-)2} + ds_b^{(-)2}) = \quad (\text{П.14.32})$$

$$= \frac{c^2 dt^2}{1 - \frac{a_x^4 t^4}{c^4}} - \frac{a_x t \left(\sqrt{1 - \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} + \sqrt{1 + \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} \right) dt dx}{\sqrt{1 - \frac{a_x^4 t^4}{c^4}}} - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

с сигнатурой (+ ---), откуда видим, что при

$$\frac{a_x^4 t^4}{c^4} = 1, \quad \text{или} \quad |a_x| t = c \quad (\text{П.14.33})$$

знаменатели первого и второго слагаемых в усредненной метрике (П.14.32) обращаются в ноль. Это означает, что данные слагаемые, при выполнении условия (П.14.33), обращаются в бесконечность. Налицо сингулярность, которую можно интерпретировать как «разрыв» исследуемого участка *внешней* стороны λ_{m+n} -вакуума.

Условие (П.14.33) можно представить в виде

$$|a_x| = c / \Delta t, \quad (\text{П.14.34})$$

где Δt – промежуток времени, за который при движении с ускорением a_x достигается скорость света c .

Из выражения (П.14.33) видно, что «разрыв» *внешней* стороны λ_{m+n} -вакуума может быть достигнут либо при очень большом ускорении a_x за короткий промежуток времени, либо при небольшом ускорении, но при длительном промежутке времени его существования.

«Разрыв» *внешней* стороны λ_{m+n} -вакуума – это неполное действие. Для полного «разрыва» локального участка λ_{m+n} -вакуума необходимо «порвать» и его *внутреннюю* сторону, описываемую метрикой (П.14.2) с сигнатурой (-+++).

Пусть в рассматриваемой области λ_{m+n} -вакуума, его *внутренняя* сторона двигается равноускоренно вдоль оси x с ускорением a_x , тогда ее *личина* описывается метрикой:

$$ds_a^{(+2)} = -\frac{c^2 dt^2}{1 + \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} + \frac{2a_x t dt dx}{\sqrt{1 + \frac{a_x^2 t^2}{c^2}}} + dx^2 + dy^2 + dz^2 \quad (\text{П.14.35})$$

с инвертированной сигнатурой (-+++).

При этом в ней же неизбежно возникает ускоренный противоток *изнанки*, описываемый метрикой

$$ds_b^{(+2)} = -\frac{c^2 dt^2}{1 - \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} + \frac{2a_x t dt dx}{\sqrt{1 - \frac{a_x^2 t^2}{c^2}}} + dx^2 + dy^2 + dz^2. \quad (\text{П.14.36})$$

Среднее состояние рассматриваемого участка *внутренней* стороны $\lambda_{m:n}$ -вакуума задается усредненной метрикой

$$\langle ds^{(+)} \rangle^2 = \frac{1}{2} (ds_a^{(+2)} + ds_b^{(+2)}) = \quad (\text{П.14.37})$$

$$= -\frac{c^2 dt^2}{1 - \frac{a_x^4 t^4}{c^4}} + \frac{a_x t \left(\sqrt{1 - \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} + \sqrt{1 + \frac{a_x^2 t^2}{c^2}} \right) dt dx}{\sqrt{1 - \frac{a_x^4 t^4}{c^4}}} + dx^2 + dy^2 + dz^2,$$

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

$$\frac{a_x^4 t^4}{c^4} = 1, \text{ или } |a_x|t = c. \quad (\text{П.14.38})$$

Суперпозиция усредненных метрик (П.14.32) и (П.14.37) приводит к выполнению вакуумного условия

$$\langle\langle ds \rangle\rangle^2 = \frac{1}{2} (\langle ds^{(+)} \rangle^2 + \langle ds^{(-)} \rangle^2) = 0, \quad (\text{П.14.39})$$

которое, по сути, эквивалентно третьему закону Ньютона «действие равно противодействию»: $f^+ - f^- = 0$.

П.14.4. Четырехслойная вакуумная электродинамика

Кинематика $\lambda_{m:n}$ -вакуумных слоев и под-слоев показывает, что они могут обладать инертностью по отношению к изменению состояния их движения, а при больших встречных ускорениях возможны их «разрывы». Однако кинематика не вскрывает сути вакуумных явлений, и не указывает на способ управления внутри-вакуумными процессами.

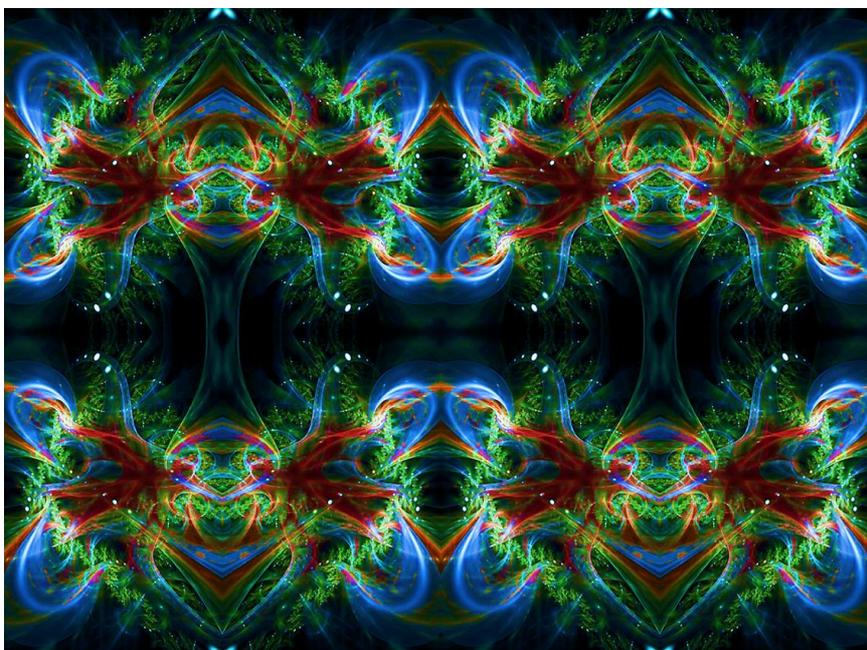
Ответы на данные вопросы содержит многослойная вакуумная динамика и, в частности, четырехслойная вакуумная электродинамика, которая отчасти рассмотрена в главах 1.7 и 1.9 Желтой Алсигны [6].

Повторим основные положения четырехслойной вакуумной электродинамики. Прежде всего, напомним о ранее введенных в табл. П.4 условных обозначениях.

Таблица П.14.1

Слой $\lambda_{m:n}$ -вакуума	Условное название	Метрика с сигнатурой
Внешняя сторона (личина) внешней стороны $\lambda_{m:n}$ -вакуума	a - субконт	$ds_a^{(-)2}$ (+ ---)
Внутренняя сторона (изнанка) внешней стороны $\lambda_{m:n}$ -вакуума	b - субконт	$ds_b^{(-)2}$ (+ ---)
Внешняя сторона (личина) внутренней стороны $\lambda_{m:n}$ -вакуума	a - антисубконт	$ds_a^{(+)2}$ (- +++)
Внутренняя сторона (изнанка) внутренней стороны $\lambda_{m:n}$ -вакуума	b - антисубконт	$ds_b^{(+)2}$ (- +++)

В Алсигне имеют место 16 типов метрических пространств, описываемых метриками (П.1.7.1) с сигнатурами (П.1.7). Каждая из них имеет «личину» и «изнанку», поэтому на следующем, более тонком уровне рассмотрения, следует учитывать переплетение $16 \times 2 = 32$ -х $\lambda_{m:n}$ -вакуумных под-слоев. В этом случае внутривакуумные процессы выглядят еще более «утонченно» и «гармонично».



В данном разделе для определения основных свойств внутривакуумных процессов Алсигна ограничивается рассмотрением только двух противоположных сторон $\lambda_{m:n}$ -вакуумной протяженности с противоположными сигнатурами (+ - - -) и (- + + +), и, следовательно, четырьмя подслоями, указанными в табл. П.14.1. Но теория по аналогии легко распространяется на совокупность всех 16-и метрических протяженностей с сигнатурами (П.1.7).

В общем случае (смотрите в пп. 1.9.1 – 1.9.4 Желтой Алсигны [6]), для стационарного случая векторов 3-мерных ускорений: a -субконта, b - субконта, a -антисубконта и b -антисубконта одного и того же участка $\lambda_{m:n}$ -вакуума соответственно равны

$$\text{I} \quad \bar{a}^{(-a)} = \frac{c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left\{ -\text{grad} (\ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}) + \frac{1}{c} [\vec{v} \times \sqrt{g_{00}^{(-a)}} \text{rot} \vec{g}^{(-a)}] \right\} \quad (\text{П.14.40})$$

$$\text{II} \quad \bar{a}^{(-b)} = \frac{c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left\{ -\text{grad} (\ln \sqrt{g_{00}^{(-b)}}) + \frac{1}{c} [\vec{v} \times \sqrt{g_{00}^{(-b)}} \text{rot} \vec{g}^{(-b)}] \right\} \quad (\text{П.14.41})$$

$$\text{V} \quad \bar{a}^{(+a)} = \frac{c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left\{ -\text{grad} (\ln \sqrt{g_{00}^{(+a)}}) + \frac{1}{c} [\vec{v} \times \sqrt{g_{00}^{(+a)}} \text{rot} \vec{g}^{(+a)}] \right\} \quad (\text{П.14.42})$$

$$\text{H} \quad \bar{a}_b^{(+b)} = \frac{c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \left\{ -\text{grad} (\ln \sqrt{g_{00}^{(+b)}}) + \frac{1}{c} [\vec{v} \times \sqrt{g_{00}^{(+b)}} \text{rot} \vec{g}^{(+b)}] \right\}, \quad (\text{П.14.43})$$

где v - скорость участка $\lambda_{m:n}$ -вакуума, движущегося как целое.

Все эти четыре взаимно перпендикулярных ускорения (П.14.40) – (П.14.43) образуют 4-жильный «жгут», растянутый вдоль направления движения участка $\lambda_{m:n}$ -вакуума как целого со скоростью v . Подробности о динамике и переплетениях вакуумных слоев приведены в гл. 1.8 Желтой Алсигны [6].

Для краткости рассмотрим только ускорение a -субконта, описываемое выражением (П.14.40). Тоже относится и ко всем остальным ускорениям (П.14.41) – (П.14.43).

Представим рассматриваемое ускорение (П.14.40) в компонентном виде

$$a_\alpha^{(-a)} = \frac{c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^{(-a)2}}{c^2}}} \left\{ -\frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial x^\alpha} + \sqrt{g_{00}^{(-a)}} \left(\frac{\partial g_\beta^{(-a)}}{\partial x^\alpha} - \frac{\partial g_\alpha^{(-a)}}{\partial x^\beta} \right) \frac{v^{(-a)\beta}}{c} \right\}, \quad (\text{П.14.44})$$

где

$$g_{\alpha}^{(-a)} = -\frac{g_{0\alpha}^{(-a)}}{g_{00}^{(-a)}}, \quad (\text{П.14.45})$$

Подробный анализ ускорения вакуумных слоев применительно к внешней оболочке ядра неподвижного и движущегося «электрона» приведен в главах 2.4 и 2.5 Оранжевой Алсигны [7].

В п. 1.9.5 Желтой Алсигны [6] показано, что выражение (П.14.44) может быть формально представлено в виде следующей комбинации векторов a -субконтной напряженности $\mathbf{E}_o^{(-a)}$ и a -субконтной индукции $\mathbf{B}_o^{(-a)}$ {смотрите выражение (1.9.97) в [6]}

$$\mathbf{a}^{(-a)} = \mathbf{E}_o^{(-a)} + [\mathbf{v}^{(-a)} \times \mathbf{B}_o^{(-a)}], \quad (\text{П.14.46})$$

где

$$\mathbf{a}_E^{(-a)} = \mathbf{E}_o^{(-a)} = -\gamma \mathit{grad} \left(\ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}} \right) \quad (\text{П.14.47})$$

– ламинарная (прямолинейная) составляющая ускорения a -субконтанта;

$$\mathbf{a}_B^{(-a)} = [\mathbf{v} \times \mathbf{B}_o^{(-a)}] = \gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}} \left(\frac{\partial g_{\beta}^{(-a)}}{\partial x^a} - \frac{\partial g_{\alpha}^{(-a)}}{\partial x^{\beta}} \right) \frac{v^{\beta}}{c} \quad (\text{П.14.48})$$

– турбулентная (вращательная) составляющая ускорения a -субконтанта, где в свою очередь,

$$\gamma = \frac{c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^{(-a)2}}{c^2}}}. \quad (\text{П.14.49})$$

В компонентном представлении ламинарное ускорение a -субконтанта (П.14.47) имеет следующий вид {смотрите (2.5.33) в [6]}:

$$\begin{aligned} a_{Er}^{(-a)} &= E_{or}^{(-a)} = -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial r^*}; \\ a_{E\theta}^{(-a)} &= E_{o\theta}^{(-a)} = -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial \theta^*}; \\ a_{E\varphi}^{(-a)} &= E_{o\varphi}^{(-a)} = -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial \varphi^*}, \end{aligned} \quad (\text{П.14.50})$$

где

$$\frac{\partial}{\partial r^*} = g^{11(-a)} \frac{\partial}{\partial r}, \quad \frac{\partial}{\partial \theta^*} = g^{22(-a)} \frac{\partial}{\partial \theta}, \quad \frac{\partial}{\partial \varphi^*} = g^{33(-a)} \frac{\partial}{\partial \varphi};$$

а турбулентное ускорение a -субконта (П.14.48) в компонентом представлении имеет вид {смотрите (2.5.34) в [6]}:

$$a_{Br}^{(-a)} = (v^\theta B_{0\varphi}^{(-a)} - v^\varphi B_{0\theta}^{(-a)}) = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{c} \left\{ v^\theta \left(\frac{\partial g_\theta^{(-a)}}{\partial r^+} - \frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \theta^+} \right) - v^\varphi \left(\frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \varphi^+} - \frac{\partial g_\varphi^{(-a)}}{\partial r^+} \right) \right\},$$

$$a_{B\theta}^{(-a)} = (v^\varphi B_{0r}^{(-a)} - v^r B_{0\varphi}^{(-a)}) = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{c} \left\{ v^\varphi \left(\frac{\partial g_\varphi^{(-a)}}{\partial \theta^+} - \frac{\partial g_\theta^{(-a)}}{\partial \varphi^+} \right) - v^r \left(\frac{\partial g_\theta^{(-a)}}{\partial r^+} - \frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \theta^+} \right) \right\},$$

$$a_{B\varphi}^{(-a)} = (v^r B_{0\theta}^{(-a)} - v^\theta B_{0r}^{(-a)}) = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{c} \left\{ v^r \left(\frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \varphi^+} - \frac{\partial g_\varphi^{(-a)}}{\partial r^+} \right) - v^\theta \left(\frac{\partial g_\varphi^{(-a)}}{\partial \theta^+} - \frac{\partial g_\theta^{(-a)}}{\partial \varphi^+} \right) \right\},$$

(П.14.51)

где

$$\frac{\partial}{\partial r^+} = \frac{1}{2\sqrt{|g|}} \frac{\partial}{\partial r}, \quad \frac{\partial}{\partial \theta^+} = \frac{1}{2\sqrt{|g|}} \frac{\partial}{\partial \theta}, \quad \frac{\partial}{\partial \varphi^+} = \frac{1}{2\sqrt{|g|}} \frac{\partial}{\partial \varphi}.$$

Выражение (П.14.46) аналогично силе Лоренца в классической электродинамике. Но в рамках Алсигны причиной электромагнетизма является не некое абстрактное электромагнитное поле, а ускоренные ламинарные и турбулентные составляющие течения внутривакуумных слоев, в частности, a -субконта.

Алсигна с настороженностью относится к сути субстанциональности субконта и антисубконта, но их проявления оказываются осязательными. Природа субстанциональности разбирается в Синей Алсигне [43].

В рамках свето-геометрических построений Алсигны псевдосреды субконта и антисубконта формируют лишь иллюзию тонкой материальности (подробности в П. 8). Тем не менее, логический аппарат Алсигны, основанный на представлениях о переплетенных субконта-антисубконтных внутривакуумных токах, предоставляет логическое основание для классической электродинамики. Более того, субконта-антисубконтная динамика Алсигны – это, на наш взгляд, и есть полностью геометризованная вакуумная электродинамика, отвечающая критериям программы полной геометризации физики Клиффорда - Эйнштейна - Уиллера.

В рамках субконта - антисубконтной динамики (точнее, в многослойной вакуумной электродинамике) основными величинами являются вектор a -субконтной напряженности $\mathbf{E}_o^{(-a)}$ и вектор a -субконтной индукции $\mathbf{B}_o^{(-a)}$. Компоненты этих векторов, согласно (П.14.50) и (П.14.51) задаются выражениями {смотрите (1.9.98) в [6]}:

$$\begin{aligned}
E_{or}^{(-a)} &= -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial r^*}, & B_{or}^{(-a)} &= \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{c} \left(\frac{\partial g_{\phi}^{(-a)}}{\partial \theta^+} - \frac{\partial g_{\theta}^{(-a)}}{\partial \phi^+} \right), \\
E_{o\theta}^{(-a)} &= -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial \theta^*}, & B_{o\theta}^{(-a)} &= \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{c} \left(\frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \phi^+} - \frac{\partial g_{\phi}^{(-a)}}{\partial r^+} \right), \\
E_{o\phi}^{(-a)} &= -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial \phi^*}; & B_{o\phi}^{(-a)} &= \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{c} \left(\frac{\partial g_{\theta}^{(-a)}}{\partial r^+} - \frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \theta^+} \right).
\end{aligned}
\tag{П.14.52}$$

Напомним, что геометризованная *субконт-антисубконтная* динамика пригодна для описания только стационарных (т. е. не зависящих от времени) подвижных состояний вакуумной протяженности (смотрите гл. 1.9 в [8]).

Компоненты (П.14.52) относятся только к *a-субконтной* динамике. В более общем случае необходимо учитывать наложение всех четырех векторных полей (П.14.40) – (П.14.43), описывающих переплетение ускоренных токов в четырех слоях одной и той же λ_{m-n} -вакуумной протяженности.



Рис. П.14.1. Фрактальная иллюстрация переплетенных внутривакуумных токов

Данные *субконт - антисубконтные* токи скручены в четырехжильные жгуты (рис. 14.1), а общее течение локального участка λ_{m+n} -вакуумной протяженности определяется векторным кватернионом [6]

$$\mathbf{a}_\Sigma = 1/4(\mathbf{a}^{(-a)} + i\mathbf{a}^{(-b)} + j\mathbf{a}^{(+a)} + k\mathbf{a}^{(+b)}), \quad (\text{П.14.53})$$

где

$$\mathbf{a}^{(-a)} = \mathbf{E}_o^{(-a)} + [\mathbf{v}^{(-a)} \times \mathbf{B}_o^{(-a)}] - \text{вектор ускорения } a\text{-субконта}; \quad (\text{П.14.54})$$

$$\mathbf{a}^{(-b)} = \mathbf{E}_o^{(-b)} + [\mathbf{v}^{(-b)} \times \mathbf{B}_o^{(-b)}] - \text{вектор ускорения } b\text{-субконта}; \quad (\text{П.14.55})$$

$$\mathbf{a}^{(+a)} = \mathbf{E}_o^{(+a)} + [\mathbf{v}^{(+a)} \times \mathbf{B}_o^{(+a)}] - \text{вектор ускорения } a\text{-антисубконта}; \quad (\text{П.14.56})$$

$$\mathbf{a}^{(+b)} = \mathbf{E}_o^{(+b)} + [\mathbf{v}^{(+b)} \times \mathbf{B}_o^{(+b)}] - \text{вектор ускорения } b\text{-антисубконта}. \quad (\text{П.14.57})$$

П.14.5. Вакуумная электродинамика движущихся элементарных «частиц»

Обратимся к четырехслойному приближению вакуумной электродинамики применительно к движущимся «электронам» и «позитронам».

Статика (покой) и динамика (движение) элементарных «частиц», в частности «электрона» и «позитрона», как сложных локальных вакуумных образований и переплетений субконт - антисубконтных внутривакуумных токов, подробно рассмотрена в Зеленой Алсигне [7]. Для понимания данного раздела рекомендуем вначале ознакомиться с Зеленой Алсигней на сайте www.alsignat.narod.ru.

Напомним, что в четырехслойном приближении внешние оболочки, окружающие ядра «электрона» и «позитрона», описываются следующими обобщенными метриками Керра {смотрите (2.5.2) – (2.5.3), (2.5.74) – (2.5.74) в [7]}:

Внешняя оболочка свободного движущегося «электрона»

две обобщенные метрики Керра
с сигнатурой (+ ---)

$$ds_1^{(-a)2} = \left(1 - \frac{r_e r}{\rho^{(a)2}}\right) c^2 dt^2 - \frac{\rho^{(-a)2} dr^2}{\Delta^{(a)}} - \rho^{(-a)2} d\theta^2 - \left(r^2 + a_1^2 + \frac{r_e r a_1^2}{\rho^{(a)2}} \sin^2 \theta\right) \sin^2 \theta d\varphi^2 + \frac{2r_e r a_1}{\rho^{(a)2}} \sin^2 \theta d\varphi c dt$$

$$- \text{ для } a\text{-субконта (I);} \quad (\text{П.14.58})$$

$$ds_2^{(-b)2} = \left(1 + \frac{r_e r}{\rho^{(b)2}}\right) c^2 dt^2 - \frac{\rho^{(-b)2} dr^2}{\Delta^{(b)}} - \rho^{(-b)2} d\theta^2 - \left(r^2 + a_2^2 - \frac{r_e r a_2^2}{\rho^{(b)2}} \sin^2 \theta\right) \sin^2 \theta d\varphi^2 - \frac{2r_e r a_2}{\rho^{(b)2}} \sin^2 \theta d\varphi c dt$$

$$- \text{ для } b\text{-субконта (H);} \quad (\text{П.14.59})$$

Внешняя оболочка свободного движущегося «позитрона»

две обобщенные метрики Керра
с инвертированной сигнатурой $(-+++)$

$$ds_1^{(+a)^2} = - \left(1 - \frac{r_e r}{\rho^{(a)^2}} \right) c^2 dt^2 + \frac{\rho^{(-a)^2} dr^2}{\Delta^{(a)}} + \rho^{(-a)^2} d\theta^2 + \left(r^2 + a_1^2 + \frac{r_e r a_1^2}{\rho^{(a)^2}} \sin^2 \theta \right) \sin^2 \theta d\varphi^2 - \frac{2r_e r a_1}{\rho^{(a)^2}} \sin^2 \theta d\varphi c dt$$

– для a -антисубконтанта (V); (П.14.60)

$$ds_2^{(+b)^2} = - \left(1 + \frac{r_e r}{\rho^{(b)^2}} \right) c^2 dt^2 + \frac{\rho^{(-b)^2} dr^2}{\Delta^{(b)}} + \rho^{(-b)^2} d\theta^2 + \left(r^2 + a_2^2 - \frac{r_e r a_2^2}{\rho^{(b)^2}} \sin^2 \theta \right) \sin^2 \theta d\varphi^2 - \frac{2r_e r a_2}{\rho^{(b)^2}} \sin^2 \theta d\varphi c dt$$

– для b -антисубконтанта (H'), (П.14.61)

где

$$\rho^{(a)^2} = r^2 + a_1^2 \cos^2 \theta, \quad \Delta^{(a)} = r^2 + a_1^2 - r_e r,$$

$$\rho^{(b)^2} = r^2 + a_2^2 \cos^2 \theta, \quad \Delta^{(b)} = r^2 + a_2^2 + r_e r, \quad (П.14.62)$$

$$a_1 = r_e \frac{v_z}{2c}, \quad a_2 = -r_e \frac{v_z}{2c} \quad (П.14.63)$$

– параметры соответственно субконтной и антисубконтной эллиптичности «электрона» (или «позитрона»), движущегося как единое вакуумное образование относительно вакуумной протяженности, из которой оно само же и состоит;

$r_e = r_e$ – радиус ядра покоящегося «электрона», равный радиусу ядра покоящегося «позитрона»;

v_z – скорость движения «электрона» (или «позитрона») в направлении оси z как единого вакуумного образования.

Подставляя компоненты метрического тензора g_{ij} из метрик (П.14.58) –

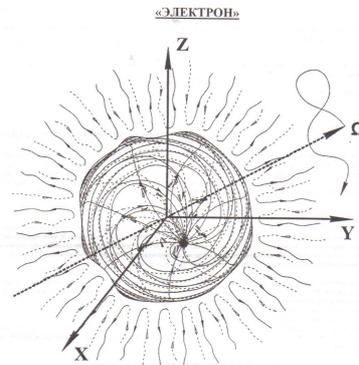


Рис. П.14.2. Ядро и внешняя оболочка покоящегося «электрона»

(П.14.59) в выражения (П.14.52), получим для внешней оболочки «электрона» {смотрите (2.5.39) – (2.5.41), (2.5.42) – (2.5.44), (2.5.53) – (2.5.55), (2.5.56) – (2.5.58) в [7]}:

– компоненты вектора ламинарной a -субконтной напряженности $\mathbf{E}_o^{(-a)}$

$$E_{or}^{(-a)} = -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial r^*} = -\frac{c^2 r_e (a_1^2 \cos^2 \theta - r^2) (r^2 + a_1^2 - r r_e)}{2 \left(1 - \frac{r_e r}{r^2 + a_1^2 \cos^2 \theta} \right)^{\frac{3}{2}} (r^2 + a_1^2 \cos^2 \theta)^3},$$

$$E_{o\theta}^{(-a)} = -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial \theta^*} = \frac{c^2 r r_e a_1^2 \sin 2\theta}{2 \left(1 - \frac{r_e r}{r^2 + a_1^2 \cos^2 \theta} \right)^{\frac{3}{2}} (r^2 + a_1^2 \cos^2 \theta)^3},$$

$$E_{o\varphi}^{(-a)} = -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{\partial \varphi^*} = 0 \quad (\text{П.14.64})$$

– компоненты вектора турбулентной a -субконтной индукции $\mathbf{B}_o^{(-a)}$:

$$B_{or}^{(-a)} = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{2c \sqrt{|g|}} \left(\frac{\partial g_\varphi^{(-a)}}{\partial \theta} - \frac{\partial g_\theta^{(-a)}}{\partial \varphi} \right) = -\frac{2c r r_e a_1 \cos \theta (r^2 + a_1^2 - r_e r)}{(r^2 + a_1^2 \cos^2 \theta) (r^2 + a_1^2 \cos^2 \theta - r_e r)^2},$$

$$B_{o\theta}^{(-a)} = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{2c \sqrt{|g|}} \left(\frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \varphi} - \frac{\partial g_\varphi^{(-a)}}{\partial r} \right) = \frac{c r_e a_1 \sin \theta (a_1^2 \cos^2 \theta - r^2)}{(r^2 + a_1^2 \cos^2 \theta) (r^2 + a_1^2 \cos^2 \theta - r_e r)^2},$$

$$B_{o\varphi}^{(-a)} = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-a)}}}{2c \sqrt{|g|}} \left(\frac{\partial g_\theta^{(-a)}}{\partial r} - \frac{\partial g_r^{(-a)}}{\partial \theta} \right) = 0 \quad (\text{П.14.65})$$

– компоненты вектора ламинарной b -субконтной напряженности $\mathbf{E}_o^{(-b)}$:

$$E_{or}^{(-b)} = -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-b)}}}{\partial r^*} = -\frac{c^2 r_e (a_2^2 \cos^2 \theta - r^2) (r^2 + a_2^2 + r r_e)}{2 \left(1 + \frac{r_e r}{r^2 + a_2^2 \cos^2 \theta} \right)^{\frac{3}{2}} (r^2 + a_2^2 \cos^2 \theta)^3},$$

$$E_{o\theta}^{(-b)} = -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-b)}}}{\partial \theta^*} = -\frac{c^2 r^2 r_e a_2^2 \sin 2\theta}{2 \left(1 + \frac{r_e r}{r^2 + a_2^2 \cos^2 \theta} \right)^{\frac{3}{2}} (r^2 + a_2^2 \cos^2 \theta)^3},$$

$$E_{o\varphi}^{(-b)} = -\gamma \frac{\partial \ln \sqrt{g_{00}^{(-b)}}}{\partial \varphi^*} = 0; \quad (\text{П.14.66})$$

– компоненты вектора турбулентной b -субконтной индукции $\mathbf{B}_o^{(-b)}$:

$$B_{or}^{(-b)} = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-b)}}}{c} \left(\frac{\partial g_\phi^{(-b)}}{\partial \theta^+} - \frac{\partial g_\theta^{(-b)}}{\partial \phi^+} \right) = \frac{2c r_e a_2 \sin 2\theta (r^2 + a_2^2 + r_e r)}{(r^2 + a_2^2 \cos^2 \theta + r_e r)^2 (r^2 + a_2^2 \cos^2 \theta)},$$

$$B_{o\theta}^{(-b)} = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-b)}}}{c} \left(\frac{\partial g_r^{(-b)}}{\partial \phi^+} - \frac{\partial g_\phi^{(-b)}}{\partial r^+} \right) = \frac{2c r_e a_2 \sin^2 \theta (r^2 - a_2^2 \cos^2 \theta) (r^2 + a_2^2 + r_e r)}{(r^2 + a_2^2 \cos^2 \theta + r_e r)^2 (r^2 + a_2^2 \cos^2 \theta)},$$

$$B_{o\phi}^{(-b)} = \frac{\gamma \sqrt{g_{00}^{(-b)}}}{c} \left(\frac{\partial g_\theta^{(-b)}}{\partial r^+} - \frac{\partial g_r^{(-b)}}{\partial \theta^+} \right) = 0. \quad (\text{П.14.67})$$

Как это уже указывалось в [7], с математической точки зрения в выражениях (П.14.64) – (П.14.67) не все благополучно. Например, у компонент векторов $\mathbf{E}_o^{(-a)}$ и $\mathbf{E}_o^{(-b)}$, а также векторов $\mathbf{B}_o^{(-a)}$ и $\mathbf{B}_o^{(-b)}$ получились разные размерности, что недопустимо. Поэтому, следует тщательно перепроверить математические выкладки, проделанные в гл. 2.5 в [7]. Но с физической точки зрения получился ожидаемый результат, который не вызывает сомнений.

Общее векторное поле ускоренных субконтных внутривакуумных токов во внешней оболочке движущегося «электрона», согласно геометризированной вакуумной электродинамике Алсигны [6], определяется выражением вида (П.14.53) {смотрите так же (2.5.64) – (2.5.66) в [7]}:

$$\mathbf{a}_\Sigma^{(-)} = \frac{1}{2} (\mathbf{a}^{(-a)} + i \mathbf{a}^{(-b)}), \quad (\text{П.14.68})$$

где

$$\mathbf{a}^{(-a)} = \mathbf{E}_o^{(-a)} + [\mathbf{v}^{(-a)} \times \mathbf{B}_o^{(-a)}] \quad (\text{П.14.69})$$

– векторное поле ламинарно-турбулентных ускорений a -субконтта во внешней оболочке «электрона»;

$$\mathbf{a}^{(-b)} = \mathbf{E}_o^{(-b)} + [\mathbf{v}^{(-b)} \times \mathbf{B}_o^{(-b)}] \quad (\text{П.14.70})$$

– векторное поле ламинарно-турбулентных ускорений b -субконтта в той же внешней оболочке «электрона».

Выражение (П.14.68) с учетом (П.14.69) и (П.14.70) может быть представлено в виде

$$\mathbf{a}_\Sigma^{(+---)} = \mathbf{a}_\Sigma^{(-)} = \frac{1}{2} (\mathbf{E}_o^{(-a)} + i \mathbf{E}_o^{(-b)}) + \frac{1}{2} ([\mathbf{v}^{(-a)} \times \mathbf{B}_o^{(-b)}] + i [\mathbf{v}^{(-a)} \times \mathbf{B}_o^{(-b)}]). \quad (\text{П.14.71})$$

Такой вид записи для общего векторного поля ускорений внутривакуумных токов связан с тем, что токовые линии ускоренных a - субконтных и b - субконтных течений всегда взаимно перпендикулярны, т. е. они переплетены в токовые жгуты.

Аналогично, общее векторное поле ускоренных a - и b - антисубконтных внутривакуумных токов во внешней оболочке движущегося «позитрона» определяется выражением [6]

$$\mathbf{a}_{\Sigma}^{(-+++)} = \mathbf{a}_{\Sigma}^{(+)} = \frac{1}{2} (\mathbf{E}_o^{(+a)} + i \mathbf{E}_o^{(+b)}) + \frac{1}{2} ([\mathbf{v}^{(+a)} \times \mathbf{B}_o^{(+b)}] + i [\mathbf{v}^{(+a)} \times \mathbf{B}_o^{(+b)}]). \quad (\text{П.14.72})$$

Результирующее векторное поле ускоренных субконт - антисубконтных внутривакуумных токов (течений) равно комплексной полусумме субконтного и антисубконтного векторов

$$\mathbf{a}_{\Sigma} = \frac{1}{2} (\mathbf{a}_{\Sigma}^{(-)} + i \mathbf{a}_{\Sigma}^{(+)}) = \frac{1}{2} (\mathbf{a}_{\Sigma}^{(+---)} + i \mathbf{a}_{\Sigma}^{(-+++)}), \quad (\text{П.14.73})$$

соответствующей следующему уровню спирализации, т.е. это жгут состоящий из двух переплетенных жгутов: субконтного и антисубконтного.

Выражение (П.14.73) определяет поле усредненных субконт - антисубконтных ускоренных внутривакуумных токов (течений) при двухстороннем рассмотрении (или при четырехлистном приближении). Построение 16-ти сторонней (или 32-х-листной) вакуумной электродинамики (точнее субконт - антисубконтной динамики) аналогично двухстороннему рассмотрению, но в этом случае результирующее векторное поле ускоренных субконт - антисубконтных внутривакуумных токов (течений) состоит из седенионной суммы 16-и векторных составляющих

$$\mathbf{a}_{\Sigma} = 1/16 \{ \eta_1 \mathbf{a}^{(+---)} + \eta_2 \mathbf{a}^{(++++)} + \eta_3 \mathbf{a}^{(---+)} + \eta_4 \mathbf{a}^{(+--+)} + \eta_5 \mathbf{a}^{(-+-)} + \eta_6 \mathbf{a}^{(+--+)} + \eta_7 \mathbf{a}^{(-+-)} + \eta_8 \mathbf{a}^{(+--+)} + \eta_9 \mathbf{a}^{(-+++)} + \eta_{10} \mathbf{a}^{(----)} + \eta_{11} \mathbf{a}^{(++++)} + \eta_{12} \mathbf{a}^{(-+-)} + \eta_{13} \mathbf{a}^{(+--+)} + \eta_{14} \mathbf{a}^{(-+-)} + \eta_{15} \mathbf{a}^{(+--+)} + \eta_{16} \mathbf{a}^{(-+-)} \}, \quad (\text{П.14.74})$$

где 16 объектов η_g выполняют функцию мнимых единиц, удовлетворяющих условиям алгебры Клиффорда

$$\eta_m \eta_n + \eta_n \eta_m = 2\delta_{mn},$$

здесь δ_{mn} – единичная 16×16 - матрица (смотрите п. 1.8.8 в Желтой Алсигне [6]).

Каждое слагаемое в выражении (П.14.74) является комплексной полусуммой a -субстанционального и b -субстанционального векторов, например,

$$\mathbf{a}_{\Sigma}^{(+--+)} = \frac{1}{2} (\mathbf{a}^{(+--+a)} + i \mathbf{a}^{(+--+b)}), \quad (\text{П.14.75})$$

при этом выражение (П.14.75) описывает жгут, состоящий из 2-х токовых спиралей, распространяющихся соответственно по *личине* и *изнанке* одной и той же метрической протяженности с сигнатурой (+ + - -) (подробности в п. 2.4.1 Зеленой Алсигны [7]).

Вакуумная электродинамика (т.е. многослойная *субстанционально - антисубстанциональная* динамика) Алсигны описывает вакуумные процессы значительно глубже, гармоничнее и утонченнее, чем классическая электродинамика Максвелла-Фарадея. Но при этом погружение в глубины вакуума связано с все нарастающей и нарастающей сложностью переплетений сначала 2-х двусторонних слоев, затем $4^2 = 16$ -и под-слоев, затем $4^4 = 256$ -и под-под-слоев, затем $4^8 = 4096$ -и под-под-под-слоев, и т.д. с шагом 4^{2^n} до Бесконечности [6].



Рис. П.14.3. Фрактальная иллюстрация переплетенных *субстанционально - антисубстанциональных* внутривакуумных токов

Проведенный в гл. 2.5 Зеленой Алсигны [7] анализ усредненных внутривакуумных ламинарно-турбулентных *a*- и *b*-*субконтных* течений, задаваемых векторными полями с компонентами (П.14.64) – (П.14.67), показал следующее:

- поле вектора ламинарной вакуумной напряженности $\mathbf{E}_o^{(-)}$ (определяющее поведение ускоренных ламинарных внутривакуумных a - и b -субконтных течений во внешней оболочке движущегося «электрона») сплющивается вдоль направления движения, как показано на рис. П.14.4;

- векторное поле турбулентной вакуумной индукции $\mathbf{B}_o^{(-)}$ (определяющий поведение ускоренных вращающихся внутривакуумных a - и b -субконтных течений во внешней оболочке движущегося «электрона») представляет собой тороидально - винтовой вихрь, «перемалывающий» вакуум вокруг движущегося ядра «электрона», как показано на рис. П.14.5 и П.14.6.

Данные представления Алсигны во многом совпадают с выводами классической электродинамики (смотрите п. 9.4.1 [6]).

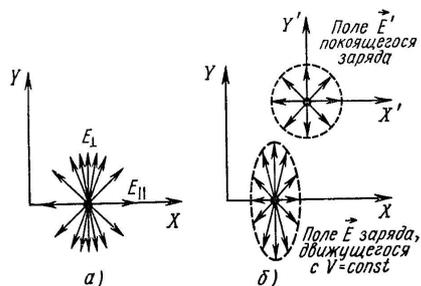


Рис. П.14.4. Векторное Поле ламинарной вакуумной напряженности $\mathbf{E}_o^{(-)}$ во внешней оболочке «электрона», движущегося со скоростью v_z

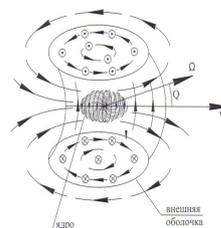
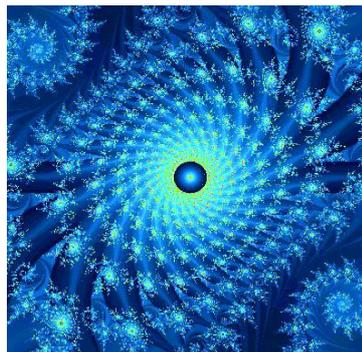


Рис. П.14.5. Векторное поле турбулентной вакуумной индукции $\mathbf{B}_o^{(-)}$ во внешней оболочке «электрона», движущегося со скоростью v_z

Итак, если «электрон» покоится относительно вакуумной протяженности (из которой он сам же состоит), то вокруг его хаотически вращающегося ядра (в среднем сферической формы) существуют только ламинарные ускоренные течения, описываемые усредненным векторным полем вакуумной напряженности $\mathbf{E}_o^{(-)}$ (рис. 4a и П.14.2). При этом a -субконт по спирали в спирали притекает из окружающего вакуума к ракии ядра «электрона», а b -субконт по спирали в спирали оттекает от ракии ядра «электрона» в окружающий вакуум [7].

Когда «электрон» начинает перемещаться как единое вакуумное образование в вакуумной протяженности (из которой он сам же состоит), тогда:



- его внешнее векторное поле вакуумной напряженности $\mathbf{E}_0^{(c)}$ сплющивается вдоль направления движения (рис. П.14.4 и П.14.6);

- вокруг сжатого ядра наводятся вращательные переплетенные *a*- и *b*-субконтные токи, образующие внешний тороидально - винтовой вихрь (рис. П.14.6), описываемый векторным полем турбулентной вакуумной индукции $\mathbf{B}_0^{(c)}$;

- ядро «электрона», движущегося со скоростью v_z , сплющивается поперек направления его движения и приобретает форму маслины (рис. П.14.5 и П.14.6), а ось его вращения хаотично прецессирует в секторе, ограниченном телесным углом Q (рис. П.14.7). Чем больше скорость движения ядра «электрона», тем более его ядро сплющивается, а телесный угол сектора прецессии оси его вращения уменьшается. Такая деформация и поведение ядра «электрона» обусловлено очень сильными *a*- и *b*-субконтными потоками в «горловине» тороидально - винтового вихря, циркулирующего в его внешней оболочке.

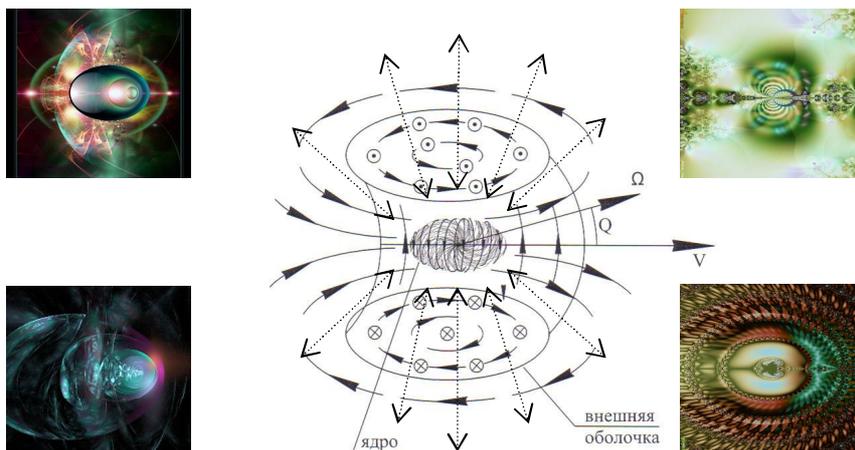


Рис. П.14.6. Ускоренные ламинарные и турбулентные *a*- и *b*-субконтные токи во внешней оболочке движущегося «электрона»

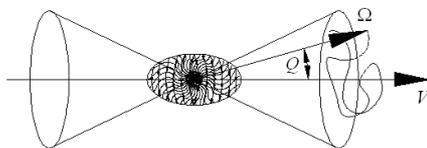


Рис. П.14.7. Прецессия оси вращения ядра движущегося «электрона» вокруг направления его равномерного и прямолинейного движения

Равномерно и прямолинейно движущийся «позитрон» описывается точно такими же векторными полями ламинарной вакуумной напряженности $\mathbf{E}_o^{(+)}$ и турбулентной вакуумной индукции $\mathbf{B}_o^{(+)}$, что и поля $\mathbf{E}_o^{(-)}$ и $\mathbf{B}_o^{(-)}$, но направленными в противоположную сторону.

Если, например, внешняя оболочка движущегося «электрона» в среднем вращается почасовой стрелке по отношению к направлению его движения со скоростью v_z , то внешняя оболочка «позитрона» движущегося в том же направлении и с той же скоростью в среднем вращается против часовой стрелки. Другими словами, все внутривакуумные течения в «электроне» и «позитроне» взаимно противоположны.

Из рассматриваемой полностью геометризированной модели движущихся элементарных «частиц» (в частности «электрона» и «позитрона») следует несколько важных выводов:

1) для того, чтобы локальное вакуумное образование пришло в движение в той же вакуумной протяженности, из которой оно состоит, оно должно деформироваться (сжимается как ядро «частицы», так и ее внешняя оболочка). Так же вокруг движущегося ядра «частицы» возникает сложное тороидально - винтовое вращательное движение (т.е. вокруг движущегося ядра «частицы» наводится тороидально - винтовой вихорь). Если упругопластические свойства вакуумной протяженности стремятся вернуть деформированное ядро и внешнюю оболочку «частицы» в исходное сферически - симметричное состояние, то наведенный тороидально - винтовой вихорь удерживает данные деформации до тех пор, пока «частица» движется прямолинейно и равномерно. Таким образом, становится понятна природа инертности локальных вакуумных образований («частиц») по отношению к изменению состояния их покоя или прямолинейного и равномерного движения.

2) сложно переплетенные векторные поля ламинарной вакуумной напряженности $\mathbf{E}_o^{(-)}$ и $\mathbf{E}_o^{(+)}$ и турбулентной вакуумной индукции $\mathbf{B}_o^{(-)}$ и $\mathbf{B}_o^{(+)}$, проявляющие стационарные (т. е. не зависящие от времени) ламинарные и турбулентные ускоренные течения соответственно: *a* - *субконт* (личины внешней стороны λ_{m+n} -вакуума), *b*-*субконт* (изнанки внешней стороны λ_{m+n} -вакуума), *a*-*антисубконт* (личины внутренней стороны λ_{m+n} - вакуума), *b*-*антисубконт* (изнанки внутренней стороны λ_{m+n} -вакуума), при усреднении сводятся к эклектическим \mathbf{E} и магнитным \mathbf{B} полям классической электродинамики. Данное наблюдение позволяет предположить, что электрическое поле связано с ламинарными ускоренными течениями внутривакуумных слоев вакуума, а магнитное поле связано с их вращательными движениями. Это очень важный вывод, поскольку человечество умеет создавать электромагнитные поля и управлять ими. Следовательно, у современных ученых имеется предостаточно инструментов, чтобы управлять внутривакуумными процессами и предсказывать новые эффекты.

Один из таких вакуумных эффектов рассматривается ниже.

Если предлагаемый Алсигной эксперимент приведет к ожидаемому результату, то это во многом подтвердит справедливость ее исходных положений.

П.14.6. Эксперимент по возможности «разрыва» вакуумной протяженности

В предыдущем пункте было показано, что тороидально - винтовое (или скручено - вращательное) движение вакуумной протяженности вокруг движущегося ядра «электрона» (рис. 14.6), при усреднении и упрощении сводится к векторному полю *субстанциональной* индукции \mathbf{V}_o (или магнитному полю \mathbf{B} – более привычному для современного научного мировосприятия).

Если это так, то вокруг провода, в котором происходит направленное движение большого количества «электронов» и/или «позитронов» со скоростью v_z , наводится вращательное движение вакуума (рис. П.14.8).

Компоненты вектора *субстанциональной* индукции \mathbf{V}_o , наводимой вокруг проводника с электрическим током (рис. П.14.8 и П.14.9), получаются в результате суммирования (точнее интегрирования) всех вращательных внутривакуумных потоков, наводимых каждым движущимся «электроном» (П.14.65) и «позитроном» (П.14.67) в рассматриваемой точке.

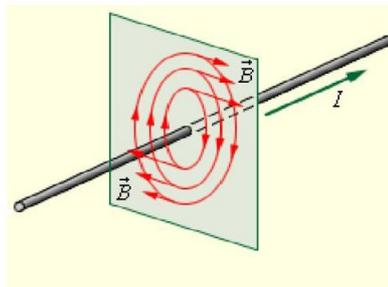


Рис. П.14.8. По представлениям Алсигны, направленное движение «зарядов» (в частности, «электронов») по проводнику приводит к вращению вакуума, окружающего провод

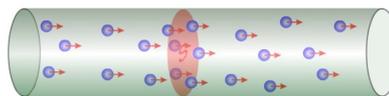


Рис. П.14.9. Количество движущихся ядер элементарных «частиц», пересекающих сечение проводника за единицу времени, принято называть *электрическим током*

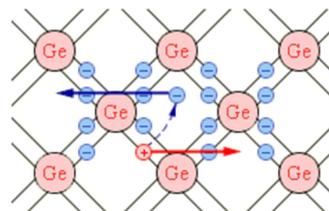


Рис. П.14.10. В рамках Алсигны электрический ток состоит как из движущихся ядер «электронов», так и движущихся им навстречу ядер «позитронов»

В результате такого интегрирования при условии $r \gg r_e$ компоненты вектора \mathbf{B}_o в каждой точке пространства, окружающего проводник с током (рис. П.14.8), получаются равными:

$$B_{or} \approx 0, \quad B_{o\theta} \approx \frac{nr_e^2 \gamma_z}{2\pi}, \quad B_{o\varphi} = 0, \quad (\text{П.14.76})$$

где n - количество ядер элементарных «частиц», пересекающих сечение проводника за единицу времени.

Имеется серьезное отличие представлений Алсигны об электрическом токе от мнения ныне классической электротехники. В рамках Алсигны электрический ток состоит не только из движущихся ядер «электронов», но и движущихся им навстречу ядер «позитронов» (рис. П.14.10).

Из выражений для поля субстанциональной индукции «электрона» (П.14.65) и «позитрона» (П.14.67) следует, что если «электрон» и «позитрон» движутся с одинаковой скоростью в одном и том же направлении, то вакуум вращается вокруг их сплюснутых ядер в разные стороны. Если, например, вокруг движущегося ядра «электрона» вакуум вращается по часовой стрелке, то вокруг туда же движущегося ядра «позитрона» вакуум вращается против часовой стрелки (смотрите гл. 2.4 в Зеленой Алсигне [7]).

Однако, если ядра «электрона» и «позитрона» движутся с одинаковыми скоростями навстречу друг другу, то направление вращения вакуума вокруг этих ядер совпадают (рис. П.14.10).

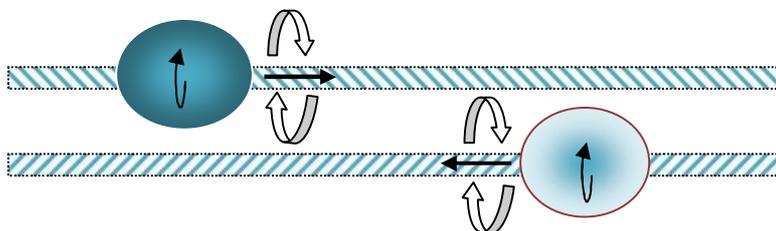


Рис. П.14.10. Вокруг ядер «электрона» и «позитрона», движущихся навстречу друг другу, вакуум вращается в одну и тоже сторону

Именно данное, удивительное псевдо «нарушение» симметрии между субстанциональностью и антисубстанциональностью приводит к реальному проявлению единого нескомпенсированного вакуумного вращения (т.е. магнитного поля) вокруг проводника с током.

Последнее, что потребуется для объяснения эксперимента по возможности «разрыва» вакуума – это напомнить следующее. Как было показано

в п. 1.9.5 Желтой Алсигны [6], при сравнении ускорения в неинерционной системе отсчета {смотрите выражение (1.9.83) в [6]}

$$\mathbf{a} = \mathbf{a}_p - 2[\mathbf{v}_r \times \boldsymbol{\Omega}] \quad (\text{П.14.77})$$

с аналогом силы Лоренца в вакуумной электродинамике (П.14.46)

$$\mathbf{a} = \mathbf{E}_o + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}_o], \quad (\text{П.14.78})$$

обнаруживается следующая очевидная связь:

$$\mathbf{E}_o \equiv \mathbf{a}_p, \quad \mathbf{B}_o \equiv -2\boldsymbol{\Omega}, \quad \mathbf{v} \equiv \mathbf{v}_r. \quad (\text{П.14.79})$$

То есть, выясняется, что:

– вакуумная напряженность \mathbf{E}_o тождественна переносному ускорению \mathbf{a}_p исследуемого участка вакуума;

– вакуумная индукция \mathbf{B}_o тождественна удвоенной угловой скорости вращения $2\boldsymbol{\Omega}$ того же участка вакуумной протяженности.

Из выражений (П.14.76) и (П.14.79) следует приближенное равенство

$$\boldsymbol{\Omega} \approx -\frac{I}{4\pi r^2} \quad \text{или} \quad v_{\Omega} \approx -\frac{I}{4\pi r}, \quad (\text{П.14.80})$$

где

$\boldsymbol{\Omega} = v_{\Omega}/r$ – угловая скорость вращения вакуума вокруг проводника с током;

v_{Ω} – линейная скорость вращения вакуума вокруг проводника с током;

$I \approx nr_e^2 v_z$ – аналог силы тока в вакуумной (безмассовой) электродинамике;

r – кратчайшее расстояние от края проводника до точки наблюдения:

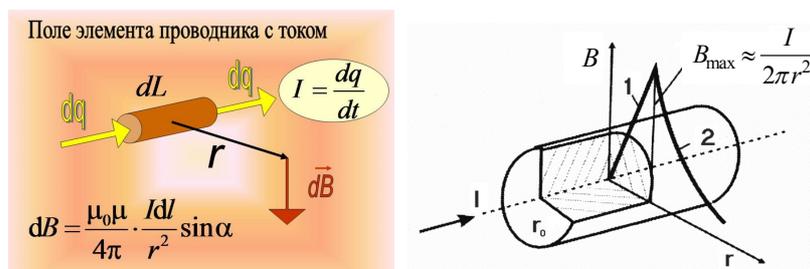


Рис. П.14.11. Магнитное поле (т.е. вращение вакуума) сначала нарастает от центра участка проводника до его периферии (где оно достигает максимума), а затем оно убывает обратно пропорционально квадрату расстояния до точки наблюдения

Очевидно, что для того, чтобы вакуум вращался вокруг проводника с ускорением необходимо, чтобы изменялся электрический ток. Действи-

тельно если продифференцировать выражение (П.14.80), то получим ускорение вращательного движения вакуума вокруг проводника

$$a_{\Omega} \approx \frac{dv_{\Omega}}{dt} \approx -\frac{1}{4\pi} \frac{dI}{dt}. \quad (\text{П.14.81})$$

Приближенное уравнение (П.14.81) и есть искомое выражение, которое позволяет спланировать эксперимент по возможности «разрыва» $\lambda_{m=n}$ -вакуума, который будет описан в следующем пункте.

В этом пункте Алсигна не стремилась к математической строгости, т.к. ожидаемый эффект это усредненный результат наложения множества чрезвычайно сложных внутривакуумных процессов.

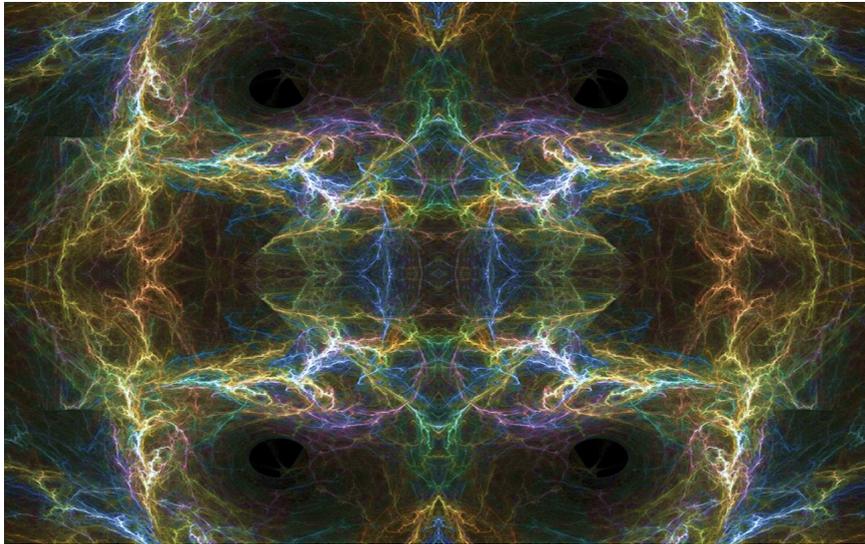


Рис. П.14.12. Фрактальная иллюстрация ожидаемого эффекта при локальном «разрыве» вакуума

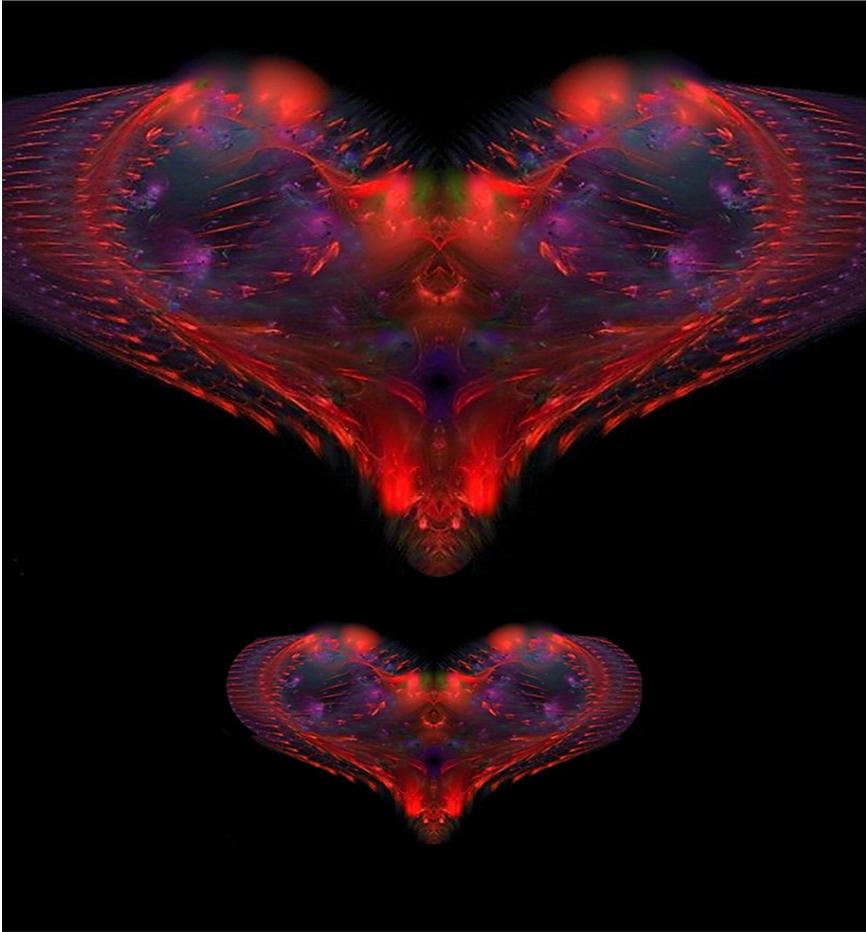
Главное – это добиться понимания, что можно осознано управлять внутривакуумными течениями и деформациями. Но для этого нужно сначала научиться выполнять простейшие действия с вакуумом.

Человечество уже 3 ÷ 4 века активно экспериментирует с электрическими и магнитными полями (по сути, с ускоренными внутривакуумными течениями), но эти эксперименты были связаны не с возможностью влиять на вакуум, а, в основном, с возможностью дистанционно управлять материальными частицами (зарядами).

Ниже предлагается влиять непосредственно на вакуумную протяженность, которую западная цивилизация несколько веков воспринимала как пустое пространство.

Предлагаемый ниже эксперимент задуман давно, и его идейные основания разбросаны по различным частям Алсигны.

Собрать все теоретические предпосылки к данному эксперименту в одно место Алсигне не позволял один вопрос: – «Не открываем ли мы ящик Пандоры?».



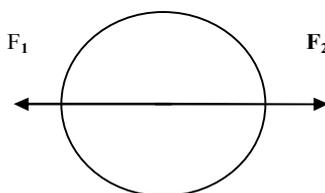
«Рвать» Вакуум – это хорошо или плохо?! Ему не будет больно?! Для чего я это делаю: ради тщеславия или ради Служения? Вакуумные технологии принесут человечеству: великое Процветание или колоссальные разрушения?!

Я не нашел ответ на эти вопросы. Поэтому, помолясь ВСЕВЫШ-НЕМУ, бросил жребий. Жребий показал: «Написать».

П.14.7. План эксперимента по возможности «разрыва» вакуума

Наличие инертных свойств у λ_{m+n} -вакуума приводит к мысли, что при определенных условиях его континуальная протяженность может быть нарушена («разорвана») (смотрите п.1.7.12 в Желтой Алсигне [6]).

Несмотря на то, что в вакуумной кинематике понятие «сила» в принципе не может быть корректно определено, основную идею можно выразить в терминах ньютоновской механики: – «Чтобы разорвать участок какой-либо протяженности, нужно приложить к нему две равные по модулю, но противоположно направленные силы» (рис. П.14.13).



$$\mathbf{F}_1 = -\mathbf{F}_2 \rightarrow m\mathbf{a}_1 = -m\mathbf{a}_2 \rightarrow \mathbf{a}_1 = -\mathbf{a}_2$$

Рис. П.14.13. Иллюстрация к идее «разрыва» участка сплошной протяженности λ_{m+n} -вакуума

Если избавиться от понятия «масса», хотя бы тем, что, как показано на рис. П.14.13., масса m при равенстве сил $\mathbf{F}_1 = -\mathbf{F}_2$ сокращается, то точно та же идея может быть выражена в терминах ускорения: - **«Чтобы "порвать" локальный участок λ_{m+n} -вакуума нужно заставить его двигаться с предельно большим ускорением \mathbf{a}_0 одновременно в две противоположные стороны»**

Итак, чтобы приложить «усилие» к локальному участку λ_{m+n} -вакуума, необходимо привести его во взаимно противоположное ускоренное движение. Но, чтобы «порвать» данный участок λ_{m+n} -вакуума, необходимо, чтобы ускорения его сторон превысили пороговое значение \mathbf{a}_0 .

Данные пороговые значения были определены выше:

- условие «разрыва» внешней стороны вакуумной протяженности (т.е. *субконта*) (П.14.33)

$$|a_{xa}|t = c; \quad (\text{П.14.83})$$

- условие «разрыва» внутренней стороны вакуумной протяженности (т.е. *антисубконта*) (П.14.38)

$$|a_{xb}|t = c. \quad (\text{П.14.84})$$

Кроме того, в предыдущем пункте выяснилось, что вращательное движение вакуума возникает, например, вокруг движущегося ядра «электрона» или ядра «позитрона». Ускорение кругового движения вакуума в этом случае приближенно равно (П.14.81)

$$a_{\Omega} \approx \frac{dv_{\Omega}}{dt} \approx -\frac{1}{4\pi} \frac{dI}{dt}. \quad (\text{П.14.85})$$

В случае длинного проводника с электрическим током (рис. П.14.14) магнитные поля от множества движущихся зарядов (суть потоков вакуума) накладываются друг на друга в наблюдаемой точке, при этом ускорение вращения вакуума в данной точке задается приближенным соотношением

$$a_{\Omega} \approx \frac{dv_{\Omega}}{dt} \sim -\frac{1}{2\pi} \frac{dI}{dt}, \quad (\text{П.14.86})$$

практически не зависящим от расстояния r .

Для того чтобы получить встречные потоки вакуума можно использовать два проводника с электрическим током. На рис. П.14.15а показано, что встречные вакуумные потоки получаются между двумя проводниками с одинаковым направлением электрического тока; а на рис. П.14.15б видно, что если направление электрических токов в проводниках противоположно, то встречные потоки вакуума получают с наружной стороны данных проводников.

Второй случай становится более очевидным, если два проводника с противоположным направлением электрического тока приблизить друг к другу, как показано на рис. П.14.16.

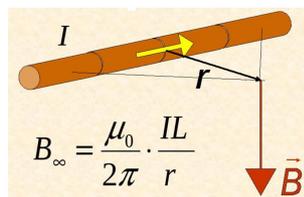


Рис. П.14.14. Магнитное поле вокруг бесконечно длинного проводника с электрическим током

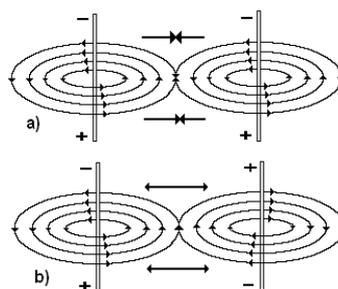


Рис. П.14.15. Движение вакуума вокруг: а) двух проводников с одинаковым направлением электрического тока; б) двух проводников с противоположным направлением электрического тока

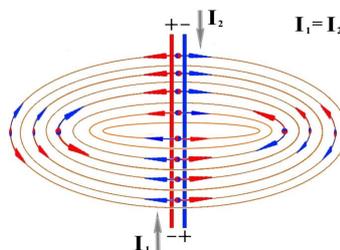


Рис. П.14.16. Два встречных круговых потока вакуума, движущихся вокруг двух проводников с противоположным направлением электрического тока I_1 и I_2

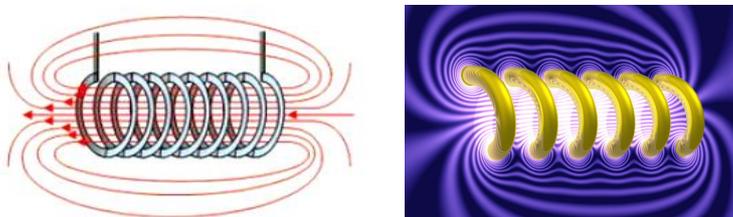


Рис. П.14.17. Движение вакуума вокруг катушки с электрическим током

Чтобы усилить эффект можно использовать поток вакуума внутри катушки с электрическим током (рис. П.14.17). Для организации встречных вакуумных потоков в этом случае удобно использовать трансформатор.

На рис. П.14.18 *а* показано традиционное подключение трансформатора. В этом случае переменное напряжение подается на левую обмотку трансформатора, а справа обмотки снимется наведенное напряжение.

Во втором случае, показанном на рис. П.14.18 *б*, переменное напряжение одновременно и синфазно подается на обе обмотки трансформатора. При этом в сердечнике трансформатора возникают два встречных ускоренных вакуумных потока

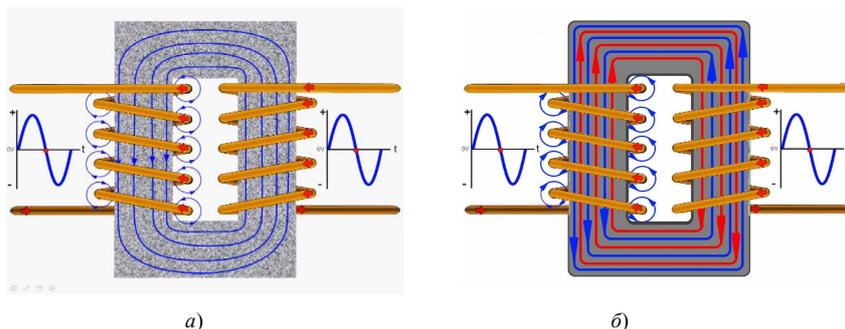


Рис. П.14.18. Движение вакуума в сердечнике трансформатора при:
 а) подаче переменного напряжения на одну обмотку трансформатора;
 б) синфазной подаче одинакового переменного напряжения сразу на две обмотки трансформатора

Существует много других способов организации встречных ускоренных течений вакуума, но в любом случае необходимо добиться критического значения ускорений встречных внутривакуумных потоков.

Например, по всей видимости, пороговые значения ускорений встречных вакуумных потоков (П.14.83) и (П.14.84) возникают при столк-

новении элементарных частиц, разогнанных на ускорителях до скоростей близких к скорости света (рис. П.14.19).

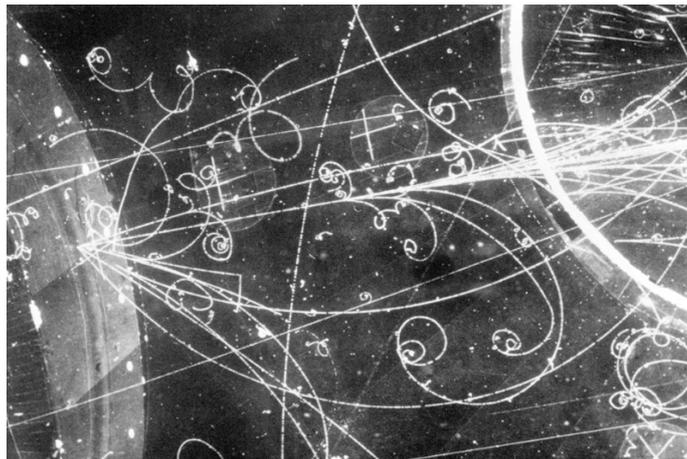
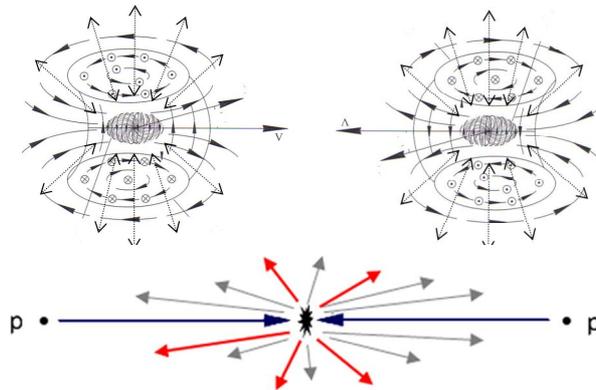


Рис. П.14.19. Результаты столкновения элементарных частиц, разогнанных на ускорителе до скоростей близких к скорости света

Во всяком случае, в результате таких столкновений рождаются множество новых частиц, которые, по мнению Алсигны, являются результатом замкнутых «трещин» и/или «разрывов» вакуума (смотрите пп. 2.2.2 – 2.2.4 Зеленой Алсигны [7]). Недостатком ускорителей частиц для решения рассматриваемых задач, является отсутствие возможности плавно управлять внутривакуумными процессами.

Рассмотрим возможность «разрыва» вакуумной протяженности с использованием встречных вакуумных потоков в воздушном сердечнике трансформатора (рис. П.14.18).

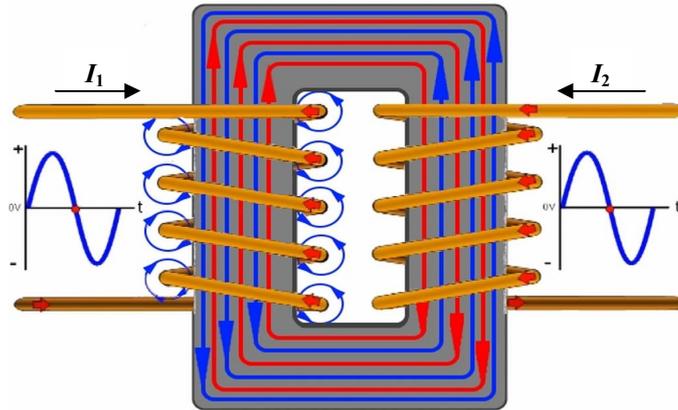


Рис. П.14.20. Повторение рис. П.14.18 б

В этом случае, в соответствии с (П.14.86), ускорение условно синего потока вакуума зависит от переменного тока I_1 в первой обмотке трансформатора

$$a_{\Omega}^{-} \approx \frac{dv_{\Omega}}{dt} \sim -\frac{1}{2\pi} \frac{dI_1}{dt}, \quad (\text{П.14.87})$$

а ускорение встречного, условно красного, потока вакуума зависит от переменного тока I_2 во второй обмотке трансформатора

$$a_{\Omega}^{+} \approx \frac{dv_{\Omega}}{dt} \sim -\frac{1}{2\pi} \frac{dI_2}{dt}. \quad (\text{П.14.88})$$

Пусть токи в первой и второй обмотках трансформатора меняются по одному и тому же синусоидальному закону

$$I_1 = I_2 = A \sin 2\pi ft, \quad (\text{П.14.89})$$

где A – амплитуда колебаний электрического тока;
 $f = 1/T$ – частота колебаний;
 T – период колебаний.

Произведем оценку частоты синусоидальных колебаний электрического тока, при какой возможен «разрыв» вакуума в данной экспериментальной установке.

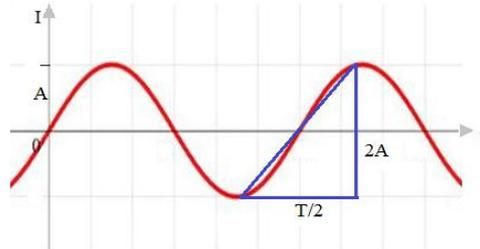


Рис. П.14.21. Ускорение тока I в случае синусоидального закона его изменения

Из рис. П.14.21 видно, что скорость изменения электрического тока приближенно равна

$$\frac{dI}{dt} \approx \frac{\Delta I}{\Delta t} = \frac{4A}{T} = 4Af. \quad (\text{П.14.90})$$

Подставим (П.14.90) в (П.14.87) и (П.14.88)

$$a_{\Omega}^{-} = -a_{\Omega}^{+} \approx \frac{\Delta v_{\Omega}}{\Delta t} \approx \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta I}{\Delta t} = \frac{2}{\pi} Af, \quad (\text{П.14.91})$$

откуда с учетом (П.14.83) и (П.14.84) имеем

$$a_{\Omega}^{-} \Delta t = -a_{\Omega}^{+} \Delta t \approx \frac{2}{\pi} Af \Delta t = c. \quad (\text{П.14.92})$$

Из соотношения (П.14.92) следует искомое приближенное выражение для критической частоты «разрыва» вакуума

$$f_{кр} \approx \frac{\pi c}{2A \Delta t}. \quad (\text{П.14.93})$$

Оценим частоту $f_{кр}$ при амплитуде электрического тока $A = 1000$ А и промежутке времени $\Delta t = 10^{-6}$ сек. Подставляя данные значения в (П.14.93), получим

$$f_{кр} = \frac{\pi \cdot 3 \cdot 10^8}{10^3 \cdot 10^{-6}} \approx 10^{12} \text{ Гц}. \quad (\text{П.14.94})$$

Итак, приближительная оценка показывает, что если на обе обмотки трансформатора одновременно и синфазно подать синусоидальный ток с амплитудой $A \sim 1000$ А и частотой $f_{кр} \sim 10^{12}$ Гц = 1 ТГц, то в районе его воздушного сердечника по прошествии промежутка времени $\Delta t = 10^{-6}$ сек следует ожидать локальный «разрыв» вакуума (рис. П.14.22).

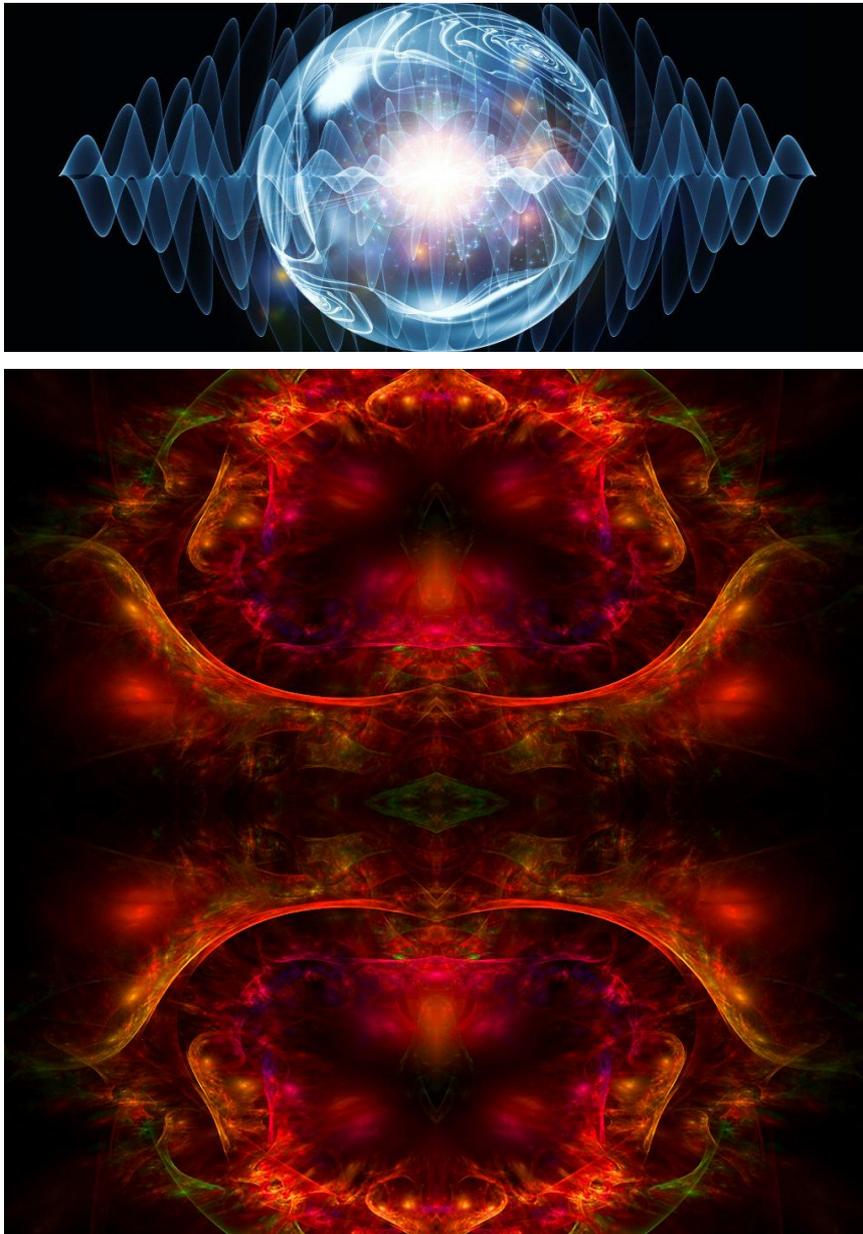
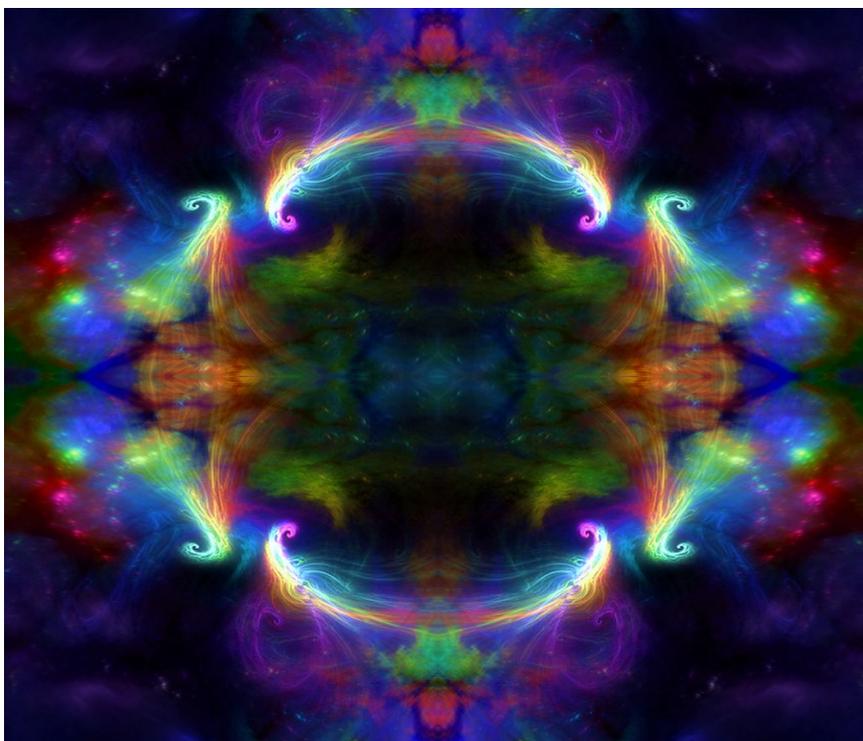


Рис. П.14.22. Фрактальные иллюстрации возможных искажений вакуума в районе его разрыва

Если осознавать, что векторное электрическое поле \mathbf{E} связано с ламинарными ускоренными течениями переплетенных слоев вакуума, а векторное магнитное поле \mathbf{B} связано с турбулентными (вращательными) составляющими их движения, то можно создать множество установок, позволяющих управлять внутривакуумными процессами.

Вакуум можно не только «рвать», но и «замораживать», «испарять», «переплетать» и т.д. Можно придавать вакууму нужную форму, использовать его в качестве источника энергии и проделывать с ним множество других операций, соответствующих действиям со сплошными твердыми, жидкими и газообразными средами.



Вместе с тем, методологический и математический аппарат Алгебры сигнатур (Алсигны) [6,7,8,13,20,21,43] значительно более богатый, чем аксиоматика ее части – «вакуумной электродинамики». Поэтому принятие Алсигны открывает колоссальные возможности для развития вакуумных технологий. Но пользу они принесут только в том случае, если мыслящая часть человечества найдет в себе силы направить свои устремления на служение Великому и Грозному Имени ВСЕВЫШНЕГО $\aleph\text{-}\aleph\text{-}\aleph$.