ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

УДК 530.12, 530.16, 515.14, 537.8

Николенко А. Д.

О ПРИЧИНАХ И ОСОБЕННОСТЯХ ТЕЧЕНИЯ ВРЕМЕНИ В ПСЕВДОЕВКЛИДОВЫХ ПРОСТРАНСТВАХ

(Продолжение. Начало в №№ 4/13 и 1/14)

Институт исследований природы времени
e-mail: alniko@ukr.net

Рассматриваются теоретические основы темпорологии, связанные с обоснованием причин возникновения феномена течения времени. Исследуются особенности течения времени в плоских псевдоевклидовых пространствах. Показана связь предложенного подхода с проблемой барионной асимметрии Вселенной. Обосновывается возможность существования в рамках предложенной модели невидимых гравитирующих объектов, которые могут интерпретироваться как сгустки «темной материи».

Ключевые слова: темпорология; течение времени; барионная асимметрия вселенной; темная материя.

5. Внепространственная кинематика

5.1. Особенности расположение частиц в псевдоевклидовом пространстве в мире с пространственно-временной реальностью

Далее будем использовать в основном физическую интерпретацию пространства $R^n_{(n-1,1)}$.

В мире с пространственной реальностью частицы в пространстве R^3 могут располагаться произвольно (ничто не ограничивает их пространственное положение, если они не совмещаются друг с другом). В этом мире существует общее для всех частиц абсолютное Прошлое и абсолютное Будущее. Если же мы переходим к миру с пространственно-временной реальностью, то экстраполяция этой ситуации на псевдоевклидово пространство Минковского $R^4_{1,3}$ приводит к тому, что все эти частицы оказываются сконцентрированными в одной изохронной гиперповерхности (гиперплоскости).

Это выглядит неестественно, так как какие-либо принципиальные ограничения на расположения частиц отсутствуют и в этом пространстве. Следовательно, рассматривая мир с пространственно-временной реальностью, мы должны допустить, что частицы, погруженные в соответствующее пространство $R^4_{1,3}$ могут располагаться произвольно по всему объему такого пространства.

Но поскольку теперь частицы могут располагаться по-разному относительно временной оси, их Прошлое и Будущее уже не являются общим и абсолютным, а должно определяться для каждой частицы индивидуально. Если сопоставить каждой частице свое пространство $R^4_{1,3}$ со своим Прошлым и Будущим, то мир с пространственно-временной реальностью будет суперпозицией таких пространств.

Поскольку нам придется сравнивать результаты с положениями STR, удобнее в дальнейшем использовать в качеств временной координаты величину $x^0 = ct$. Поскольку c = const, это не повлияет на полученные результаты.

Положению любой частицы (события) в $R^4_{1,3}$ можно сопоставить 4-х радиус-вектор вида $r^\mu = (ct,\mathbf{r})$, позволяющий локализовать эту частицу (событие) в $R^4_{1,3}$. Здесь $\mathbf{r}$ – радиус-вектор, заданный на соответствующем собственно евклидовом подпространстве $R^3_{(3)}$. Оно представляет собой пространственноподобную изохронную гиперповерхность (гиперплоскость) G, ортогональную оси времени $x^0 = ct$.

Поскольку на положения частиц в $R^4_{1,3}$ не накладывается никаких ограничений, то они могут разделяться пространственно-временными интервалами. В общем случае в $R^4_{1,3}$ любому положению некоторой частицы ξ можно сопоставить положение некоторой частицы ξ' такое, что 4-интервал ΔS между ними может содержать ненулевую временную компоненту. Такую компоненту интервала ΔS будем именовать временной *дистанцией* $\Omega = c\Delta t$.

Отметим несколько полезных свойств линейных пространств. Пусть $e_0, e_1, e_2, \ldots, e_{n-1}$, - базис в линейном пространстве $R^n_{(1,n-1)}$, и произвольный вектор x^μ в линейном пространстве $R^n_{(1,n-1)}$ можно записать в виде $x^\mu = \sum_{i=0}^{n-1} \Delta x^i e_i$. В теории линейных пространств существует теорема о сумме векторов [22].

Теорема 5-1. *При сложении векторов в линейном пространстве R^n их координаты (относительно любого базиса) складываются.*

Другими словами, векторное уравнение $x^\mu = \sum_{i=1}^{k} x^\mu_i$ влечет за собой систему уравнений в координатах этих векторов:

$$\Delta x^i = \sum_{j=1}^{k} \Delta x^i_j,\ i = 0,1,\ldots,n\text{-}1. \tag{5-1}$$

Введем оператор проектирования P следующим образом.

Определение 5-1. *Оператор P выполняет проектирование вектора x^μ на подпространство R^p, порождаемое базисными векторами $e_0, e_1, e_2, \ldots, e_p$, $p < n$, если любому вектору $x^\mu = \sum_{i=0}^{n-1} \Delta x^i e_i$ в $R^n_{(1,n-1)}$ можно сопоставить вектор* $Px^\mu = \sum_{i=0}^{p-1} \Delta x^i e_i$, $p < n$. Соответственно, проектирование вектора x^μ на ось x^0 будет иметь вид: $Px^\mu = \Delta x^0 e_0$.

В собственно евклидовом пространстве величина проекции вектора $\mathbf{X}$ на ось x^i равна $|\mathbf{X}_{pr}| = P|\mathbf{X}| = |\mathbf{X}|\cos\theta$, в псевдоевклидовом: $|x^\mu_{pr}| = P|x^\mu| = |x^\mu|\cosh\varphi$. Здесь θ и φ – тригонометрический и гиперболический углы соответственно между направлениями векторов и базисного вектора e_i.

Если положение частицы ξ_j в $R^n_{(1,n-1)}$ задается радиус-вектором $r^\mu = (ct_j, \mathbf{r})$, то в этом случае $Pr^\mu = ct_j e_0$ при проектировании на координатную ось x^0. Будем говорить, что точка π является проекцией точечной частицы ξ_j на ось x^0, т. е. $Pr^\mu = r^\mu_\pi$, если радиус-вектор этой точки r^μ_π будет иметь вид $r^\mu_\pi = (ct_j, \mathbf{0})$.

Пространство $R^n_{(1,n-1)}$ включает подпространство $R^{n-1}_{(n-1)}$, при этом полагаем, что начало выбранной системы координат содержится в $R^{n-1}_{(n-1)}$. В $R^n_{(1,n-1)}$ можно определить гиперплоскость G, которая получается сдвигом подпространства $R^{n-1}_{(n-1)}$ на некоторый вектор сдвига $r^\mu = (ct, \mathbf{0})$ вдоль оси x^0.

Утверждение 5-1. *Если частицы $\xi_1, \xi_2, \ldots \xi_m$, погруженные в линейное пространство R^n, задаваемое базисными векторами $e_0, e_1, e_2, \ldots, e_{n-1}$, имеют одну и ту же проекцию π на ось x^0, задаваемую базисным вектором e_0, то все они принадлежат одной и той же гиперплоскости G, задаваемой базисными векторами $e_1, e_2, \ldots, e_{n-1}$.*

Действительно, положение частицы ξ_j, $j = 1,2,\ldots m$, в $R^n_{(1,n-1)}$ можно задать радиус-вектором $r^\mu = (ct_j, \mathbf{r})$. Этот вектор представим в виде суммы векторов, включающим радиус-вектор r^μ_π проекции частицы ξ_j на ось x^0:

$$r^\mu = r^\mu_\pi + \mathbf{r}. \tag{5-2}$$

Построим гиперплоскость G путем сдвига подпространства $R^{n-1}_{(n-1)}$ на вектор $r^\mu_\pi = (ct_j, \mathbf{0})$, причем такое построение относительно вектора r^μ_π является единственным. Положение любой частицы $\xi_j \in G$ может быть представлена радиус-вектором, задаваемом соотношением (5-2), причем в данном случае радиус-вектор проекции этой частицы r^μ_π на ось x^0 играет роль вектора сдвига в построении гиперплоскости G. В силу единственности построения G относительно вектора сдвига все частицы ξ_j, имеющие одну и ту же проекцию π на ось ось x^0, будут принадлежать одной и той же гиперплоскости G.

5.2. Кинематические свойства движения частиц во временном измерении. Законы кинематики внепространственного движения

Первым законом темпоральной (внепространственной) кинематики можно считать доказанное выше утверждение:

Во внутренней полости светового конуса невырожденного полномерного псевдоевклидова пространства в любой системе отсчета для любой частицы значение $\mathrm{d}t \neq 0$.

Рассмотрим другие закономерности темпоральной механики. Выделим важное свойство течения времени - однородность. Пусть в системе отсчета K некоторому процессу соответствует интервал времени Δt_0. Тогда *однородность времени* заключается в том, что величина этого интервала не зависит от его сдвига вдоль временной оси, т. е. от того, какой именно момент времени будет выбран для него качестве начального:

$$\Delta t_0 = \Delta t_j. \tag{5-3}$$

Здесь Δt_j – временной интервал, начальный момент которого отличается от начального момента интервала Δt_0.

Под текущим временем ct в системе отсчета K будем понимать собственное время частицы, которая за всю ее историю находилась в состоянии пространственного покоя в этой системе отсчета.

Отметим особенность кинематики частиц при их движении во временном измерении. Пусть частица ξ' движется по своей мировой линии в $\mathrm{R}^4_{1,3}$ от некоторой начальной точки A_0 к конечной A_f. Рассмотрим, как в лабораторной системе отсчета K будет двигаться ее проекция π («тень» частицы ξ') на временную ось x^0. Положение этой проекции на временной оси x^0 обозначим как ct_{pr}. Ее величина связана с собственным временем движущейся частицы соотношением $\mathrm{d}t_{pr} = \cosh\varphi(\tau)\,\mathrm{d}\tau$. Текущее значение времени в системе отсчета K введем через выражение ct. По сути, текущее время представляет собой собственное время наблюдателя, постоянно покоящегося в этой системе отсчета. Очевидно, что оно единственно и не зависист от движений каких либо других частиц. Учтем известное из STR соотношение $\cosh\varphi(\tau) = \gamma(\tau)$ и найдем зависимость положения проекции π движущейся частицы ξ' на временную ось от текущего времени в этой системе отсчета:

$$ct_{pr} = ct_0 + c\int_{A_0}^{A_f}\cosh\phi(\tau)d\tau = ct_0 + c\int_{\tau_0}^{\tau_f}\gamma(\tau)d\tau = ct_0 + c\int_{\tau_0}^{\tau_f}\frac{dt}{d\tau}d\tau = ct. \tag{5-4}$$

Здесь $\varphi(\tau)$ – гиперболический угол, связывающий касательный вектор к мировой линии частицы с осью x^0; τ – собственное время движущейся частицы, γ – ее Лоренцев фактор, t_0 – начальный момент движения. Из полученного соотношения видно, что положение проекции движущейся частицы на ось x^0 не зависит от ее движений в пространстве и всегда совпадает с текущим временем в этой системе отсчета. Следовательно, проекции всех движущихся частиц, включая наблюдателя, будут совпадать между собой (если они ранее хотя бы раз совпадали). В соответствии с утверждением 5-1 совпадение проекций покоящихся и движущихся частиц показывает, что сами эти частицы всегда будут принадлежать гиперплоскости G. Рассматриваемое движение проекции частицы ξ' по x^0 будет совпадать с движением по этой оси некоторой покоящейся частицы ξ^*. Это позволяет вместо исследования такого движения проекции ξ' рассматривать движение соответствующей покоящейся частицы ξ^*, что в ряде случаев более удобно.

Здесь требуются определенные комментарии, так как на первый взгляд возникает противоречие с STR, в соответствии с которой временные компоненты у ряда параметров исследуемой частицы зависят от ее пространственных движений.

Иллюстративный пример 5-1. Пусть с одного и того же аэродрома в один и тот же момент $t_0 = 0$ взлетают с постоянными, но разными скоростями v_1, v_2, v_3 три скоростных истребителя, оснащенными сверхточными хронометрами – см. рис.4. За ними с аэродрома непрерывно наблюдает диспетчер с таким же хронометром. В момент старта все хронометры синхронизированы. В некоторый текущий момент хронометр диспетчера показывает время t. В соответствии с STR в этот момент текущего времени хронометры движущихся летчиков покажут различное время: $\tau_1 = t(\gamma_1)^{-1}$, $\tau_2 = t(\gamma_2)^{-1}$, $\tau_3 = t(\gamma_3)^{-1}$ соответственно. Диспетчер по этим формулам может однозначно вычислить показания каждого движущегося хронометра. С другой стороны, для каждого из таких показаний движущихся хронометров у летчиков можно вычислить соответствующие показания покоящегося хронометра диспетчера по соотношениям $t_1 = \tau_1\gamma_1$, $t_2 = \tau_2\gamma_2$, $t_3 = \tau_3\gamma_3$. Из них видно, что все они дадут одно и то же значение хронометра диспетчера $t_1 = t_2 = t_3 = t$. Действительно, этот хронометр может показывать только одно время, ход которого никак не может зависеть от движений самолетов – иначе он должен был бы одновременно показывать три разных значений времени диспетчера. А это абсурд. Поэтому в системе отсчета аэродрома приращение временной координаты каждого самолета будет одно и то же, независимо от их пространственных движений, и будет совпадать с показаниями хронометра диспетчера. Инвариантность собственного времени каждого летчика здесь не нарушается, просто значения этого времени для каждого самолета различны.

Рассмотрим, как изменяется временная дистанция Ω между двумя движущимися в $R^4_{1,3}$ частицами с течением времени.

Теорема 5-2. *В* $R^4_{1,3}$ *в инерциальной системе отсчета для четырехмерного интервала ΔS между двумя любыми частицами всегда Ω ≠ Ω(t).*

Пусть в $R^4_{1,3}$ в лабораторной системе отсчета K находятся массивные покоящаяся частица-наблюдатель ξ и движущаяся частица ξ', ортогональная проекция которой на временную ось x^0 соответствует положению частицы ξ^*. Временные координаты частиц ξ и ξ^* связаны друг с другом соотношением:

$$ct = ct^* + \Omega. \qquad (5\text{-}5)$$

Допустим, что в этом положении частица ξ', двигаясь с мгновенной пространственной скоростью v, получила приращение собственного времени $d\tau$. Продифференцируем соотношение (5-5) по инварианту $d\tau$:

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{dt^*}{d\tau} + \frac{1}{c}\frac{d\Omega}{d\tau}. \qquad (5\text{-}6)$$

Но $\dfrac{dt}{d\tau} = \gamma_1$ и $\dfrac{dt^*}{d\tau} = \gamma_2$ – соответствующие Лоренцевы факторы. Поскольку покоящиеся частицы ξ и ξ^* испытывают движение во времени по одной и той же временной оси x^0, то относительно движения частицы ξ' с мгновенной скоростью v их Лоренцевы факторы будут совпадать, т. е. $\gamma_1 = \gamma_2$. С учетом полученных значений из (5-6) имеем:

$$\frac{d\Omega}{d\tau} = 0,\ \frac{d\Omega}{d\tau} = \frac{d\Omega}{dt\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = 0,\ \frac{d\Omega}{dt} = 0.$$

Следовательно, $\Omega \neq \Omega(t)$, причем в любой системе отсчета (движущаяся частица выбиралась произвольно).

Рассмотрим ситуацию, когда $v = c$. Т. е. вместо массивной частицы ξ' берем частицу ζ с нулевой массой (в частности, импульс света – фотон), и полагаем $\Omega = 0$. Пусть в результате излучения этот импульс света ζ в системе отсчета K проходит пространственное расстояние L за интервал времени Δt_0. По часам наблюдателя ξ этому процессу соответствует интервал времени Δt_i. Отсюда следует:

$$\Delta t_0 = \Delta t_i = \frac{1}{c} L. \qquad (5\text{-}7)$$

В силу однородности времени (5-3) величины интервалов Δt_0 и Δt_i не изменятся, если их начальные точки будут сдвинуты вдоль временной оси на величину $\Omega \neq 0$. Но если начальные точки одинаковых интервалов на одной и той же оси x^0 сдвинуты друг относительно друга на интервал Ω, то и их конечные точки будут сдвинуты друг относительно друга на этот же интервал. Следовательно, для частиц с $v = c$ также будет выполняться $\Omega \neq \Omega(t)$. Т. е. теорема 5-2 справедлива для частиц, движущихся с любой, в том числе световой скоростью.

Отметим, что поскольку дистанция Ω между любой движущейся частицей и покоящейся частицей сохраняется постоянной, то и дистанция между любыми двумя движущимися частицами также будет сохраняться постоянной.

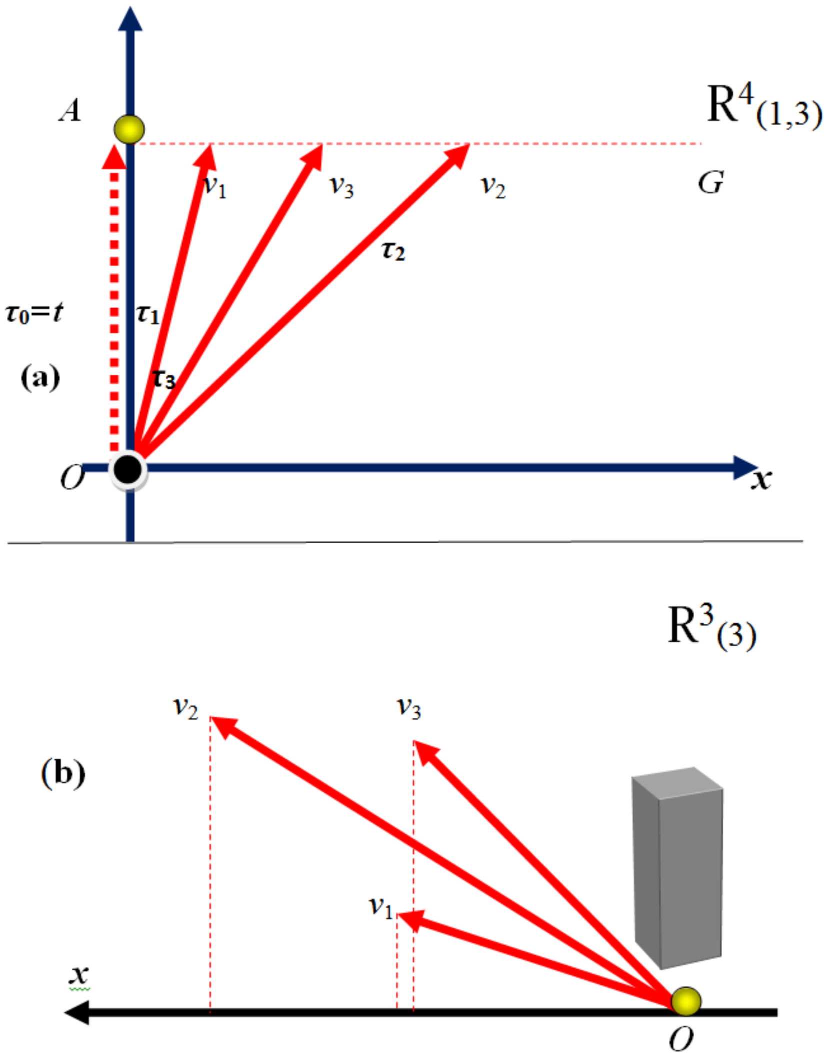

Рис.4. Аэродром и его диспетчер в разных пространственных представлениях.

Если для каждой пары из m движущихся частиц задать начальные условия $\Omega_{ij}(t_0) = 0$, $i,j = 1,2,\ldots m$, то от теоремы 5-2 можно прийти к соотношению (5-4).

Теорема 5-3. *Если в* $R^4_{1,3}$ *в лабораторной системе отсчета проекции n массивных частиц на временную ось* x^0 *совпали между собой, то они будут совпадать между собой и в любой иной системе отсчета*. И наоборот, если проекция не совпала, то они не будет совпадать и в любой иной системе отсчета.

Пусть две частицы ξ и ξ' разделены пространственно-временным интервалом ΔS. Пусть частица ξ' испускает вспомогательную частицу ζ - фотон, а ξ поглощает ее в точке A_c. Так как событие A_c – это событие «здесь и сейчас» и соответствует нахождению в одной и той же мировой точке частиц ξ и ζ, то оно инвариантно и его совершение не зависист от выбора системы отсчета. В этом случае между частицами ξ и ζ дистанция $\Omega = 0$. В силу теоремы 5-2 дистанция между частицами ξ и ζ будет соответствовать дистанции между частицами ξ и ξ'. Следовательно, для ξ и ξ' значение $\Omega = 0$ в любой системе отсчета. Допустим теперь, что в системе отсчета K дистанция Ω между частицами ξ и ξ' не равна нулю, а в некоторой иной системе отсчета K' она становится равной нулю. Но это значит, что в системе отсчета K' совершится событие A_c, а в системе отсчета K оно не совершится. Это невозможно в силу инвариантности события A_c. Следовательно, значение $\Omega = 0$ инвариантно, что и доказывает теорему 5-3.

Удобно ввести величину sign Ω:

$$\operatorname{sign}\Omega = \begin{cases} 1, & \text{if } \Omega > 0, \\ 0, & \text{if } \Omega = 0, \\ -1, & \text{if } \Omega < 0. \end{cases}$$

С учетом теорем 5-2 и 5-3 можно утверждать, что sign Ω = inv и не зависит от времени.

Отметим, что если две частицы, рожденные одновременно, испытывали относительное движение, а затем оказались в состоянии пространственного покоя друг относительно друга, то связанные с ними часы будут показывать разное время («парадокс близнецов»). Однако разность их хода не связана с дистанцией Ω. Поскольку обе частицы начали движение во времени одновременно, то можно указать по крайней мере один момент (начальный), когда обе частицы принадлежали G. Отсюда следует, что в $R^4_{1,3}$ для этих частиц всегда будет сохраняться нулевое значение Ω, несмотря на разность показаний связанных с ними часов.

Подчеркнем, что полученные результаты не противоречат принципу *относительности одновременности* STR. Действительно, этот принцип говорит об относительности одновременности *событий*, мы же рассматривали взаимное положение *частиц* в ходе их *движения во времени*. Пусть в системе отсчета K' в момент t' наблюдатель ξ' зарегистрировал 2 одновременных события: C_1 с частицей ξ_1 и C_2 с частицей ξ_2. Следовательно, с его точки зрения обе частицы имеют $\Omega' = 0$. В системе отсчета K эти события происходят в разные моменты времени t_1 и t_2 соответственно. Это регистрируется наблюдателем ξ. В момент t_1 регистрируется событие C_1 с частицей ξ_1, с частицей ξ_2 в этот момент ничего не происходит. В момент t_2 происходит событие C_2 с частицей ξ_2, но никаких событий с частицей ξ_1 в этот момент не регистрируется. В силу леммы 2 если в системе отсчета K' значение $\Omega' = 0$, то и в системе отсчета K будет выполняться $\Omega' = 0$. А это означает, что в системе отсчета K проекции частиц ξ_1 и ξ_2 на ось x^0 для одного и того же момента времени все равно будут совпадать. Следовательно, обе частицы будут принадлежать G в системе отсчета K, и для наблюдателя в этой системе все изложенные выше результаты сохраняются. Кроме того, раз наблюдатель видел частицу ξ' и наблюдал события C_1 и C_2 с частицами ξ_1 и ξ_2, то все эти частицы являются относительно него наблюдаемыми, т. е. для них Ω = 0.

Учитывая значение теоремы 5-2 и теоремы 5-3 можно сформулировать на их базе *второй и третий законы кинематики внепространственного движения*:

$$\Omega \neq \Omega(t),\ \operatorname{sign}\Omega = \text{inv}. \tag{5-8}$$

Основные следствия.

- Кинематика внепространственного (неуничтожимого) движения существенно отличается от кинематики движения частицы в пространстве (кинематики уничтожимого движения).
- Если проекции частиц ξ_j, $j = 1,2,\ldots m$, в $R^n_{(1,n-1)}$, в том числе движущихся, на ось $x^0 = ct$ системы отсчета совпали, то $\xi_j \in G$, т. е. все эти частицы будут находится в соответствующей гиперплоскости G, и будут удерживаться в ней в любой иной момент времени, причем независимо от движения (в пространстве) этих частиц. И обратно: если можно указать момент, когда частицы находятся вне G, то они будут находиться вне G и в любой иной момент времени, независимо от движения этих частиц. При этом G испытывает неуничтожимое движение вдоль оси x^0 совместно с движением частицы $\xi^* \in G$, находящейся в состоянии пространственного покоя в этой системе отсчета.
- G содержит только такие частицы ξ_j, $j = 1,2,\ldots m$, дистанция Ω между которыми равна нулю.
- Если частицы разделены ненулевой дистанцией Ω, то соответствующие им гиперплоскости G_i в одной и той же системе отсчета будут двигаться одинаковыми темпами, и расстояние между ними будет оставаться неизменным.
- Поскольку гиперплоскости G_i порождаются сдвигом одного и того же подпространства $R^{n-1}_{(n-1)}$ вдоль одной и той же оси, то они всегда остаются параллельными и между собой не пересекаются.

Полученные законы темпоральной кинематики задают основные закономерности внепространственного (временного) движения частиц в псевдоевклидовом пространстве $\mathrm{R}^n_{(1,n-1)}$.

5.3. Столкновения частиц в процессе их внепространственного движения

Важным разделом кинематика является исследование механических столкновений частиц. Во внепространственной кинематике ситуация имеет существенную особенность. Рассмотрим возможности столкновения частиц в их внепространственном движении.

Теорема 5-4. *Если частицы ξ' и ξ погружены в $\mathrm{R}^4_{1,3}$, и при этом разделяющий их интервал ΔS включает $\Omega \neq 0$, то столкновение таких частиц невозможно.*

Соответственно столкновение частиц возможно только при условии $\Omega = 0$, т. е. в рамках одной и той же гиперплоскости G.

Действительно, из второго закона кинематики следует, что условие $\Omega \neq 0$ порождает две непересекающиеся гиперплоскости G_1 ($\xi \in G_1$) и G_2 ($\xi' \in G_2$). Поскольку исследуемые частицы принадлежат разным гиперплоскостям, не имеющим общих частей, то эти частицы оказываются изолированными друг от друга, и их столкновения (и вообще любые контакты) невозможны.

По сути дистанция $\Omega \neq 0$ представляет собой непреодолимый барьер между движущимися частицами. При $\Omega = 0$ частицы оказываются в одной и той же гиперплоскости, барьер утрачивается, и частицы могут испытывать столкновения между собой.

5.4. Свойства параметра скорости неуничтожимого движения

Принцип относительности STR требует, чтобы законы физики выполнялись одинаково в любой инерциальной системе отсчета в пространстве Минковского. Для этого необходимо, чтобы величина w была одинакова в любой такой системе отсчета. Вследствие этого величины w и v вместе не образуют четырехвектора (постоянная величина не может быть компонентой какого-либо вектора). Рассмотрим, в каком случае можно совокупность величин, определяющих скорости движения частицы в неуничтожимом и уничтожимом движении, представить в виде четырехвектора.

Запишем метрическое уравнение с сопутствующей системой отсчета K''' в физической интерпретации в виде:

$$w^2 \mathrm{d}t^2 - \mathrm{d}x^2 = w^2 \mathrm{d}\tau^2. \qquad (5\text{-}9)$$

Здесь учтено, что $\tanh^2 \Phi = w^2$. Обе части метрического уравнения (5-9) разделим на инвариант $\mathrm{d}\tau^2$ и в полученном уравнении учтем соотношения $\mathrm{d}\tau^2 = \mathrm{d}t^2/\gamma^2$, $\mathrm{d}x/\mathrm{d}t = v$:

$$w^2\gamma^2 - v^2\gamma^2 = w^2. \qquad (5\text{-}10)$$

Это уравнение соответствует четырехвектору:

$$u = (w\gamma, \mathbf{v}\gamma). \qquad (5\text{-}11)$$

Нетрудно видеть, что с учетом $w = c$ этот четырехвектор совпадает с релятивистским четырехвектором скорости u^μ:

$$u^\mu = (c\gamma, \mathbf{v}\gamma). \qquad (5\text{-}12)$$

Как следует из STR, любая частица, независимо от ее индивидуальных особенностей, движется в пространстве-времени с четырехвектором скорости u^μ, квадрат которого постоянен и равен c^2. Эта скорость частицы неуничтожима (ее значение инвариантно, не зависит от времени и не может быть «обнулена» подбором системы отсчета).

Компоненты четырехвектора (5-11) имеют интересную особенность – они сами двухкомпонентны, т. е. состоят из величин соответствующих скоростей, умноженных на величину темпа течения времени (Лоренцева фактора) γ. Эту особенность можно проиллюстрировать следующим образом.

Иллюстративный пример 5-2. Допустим, что мы с помощью видеомагнитофона записали некоторый сюжет. Во время записи пленка движется со скоростью V_s. При воспроизведении этой пленки со скоростью V_f на экране мы можем наблюдать отснятые события. Если $V_f = V_s$, то на экране события развиваются так же, как они происходили во время съемки. Если мы снизим скорость воспроизведения, т. е. $V_f < V_s$, то ход событий на экране замедлится. Но замедление ходя событий на экране произойдет также и в том случае, если мы при сохранении исходной скорости воспроизведения $V_f = V_s$ «растянем» пленку. События на экране начнут происходить реже. В результате мы придем к выводу, что темп разворачивания событий на экране зависит от двух составляющих – скорости воспроизведения и фактора «растяжения» пленки.

При изложенном подходе к определению понятия параметра скорости w открывается интересная симметрия в выражении Лоренцева фактора γ. Принимая во внимание соотношение $c = w$, его можно записать в виде $\gamma = \dfrac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $\beta^2 = (\dfrac{v}{w})^2$, т. е. β представляет собой отношение скорости частицы в пространстве к ее скорости (точнее параметру скорости) движения во времени.

В силу принципа относительности законы природы выполняются одинаково при различных постоянных значениях γ, причем наблюдатель внутри своей системы отсчета никакими экспериментами не сможет определить конкретное значение γ. Другими словами, замена одного значения Лоренцева фактора на иное не скажется на выполнении законов природы в этих системах отсчета. По иному обстоит дело с параметром w. Поскольку $w = c$, его изменение может быть обнаружено наблюдателем, например, с помощью проведения экспериментов в своей системе отсчета по определению скорости света c. Такое изменение неизбежно скажется на ходе физических процессов в такой системе отсчета. Следовательно, в отличие от фактора γ, компонента w непосредственно связана с реализацией физических законов.

Двухкомпонентность временной составляющей четырехскорости в соответствие с принципом дуальности согласуется с существованием двух видов движения частицы: компонента γ отражает уничтожимое движение в пространстве, а компонента w отражает неуничтожимое движение.

Вместе с тем видна искусственность понятия 4-х вектора скорости. Действительно, компоненты этого вектора в выражении (5-12) могут принимать бесконечно большие значения, что не вяжется с их физическим смыслом.

Из соотношения (5-4) следует, что внепространственное движение частицы (т. е. движение во временном измерении), с точки зрения наблюдателя в лабораторной системе отсчета, не должно зависеть от движений этой частицы в пространстве. В то же время в STR временные компоненты четырехскорости содержат переменный Лоренцев фактор γ, зависящий от пространственной скорости частицы. Поэтому интересно преобразовать уравнение (5-10) в форму, соответствующую соотношению (5-4). Для этого примем во внимание, что для пары систем отсчета K^n и K'^n значение γ одинаково для каждой из них. Это дает возможность разделить обе части уравнения (5-10) на γ:

$$w^2 - v^2 = w^2\left(1-\frac{v^2}{w^2}\right). \qquad (5\text{-}9)$$

Поскольку обе части этого уравнения скоростей по прежнему соответствуют системам отсчета K^n и K'^n, то из него видно, что члены в левой части на этот раз представляют собой реальные скорости, которые может измерить наблюдатель в лабораторной системе отсчета, а в правой части, соответствующей сопутствующей системе отсчета, течение времени замедляется на величину $\sqrt{1-\dfrac{v^2}{w^2}}$. Что с учетом связи $w = c$ точно соответствует результатам специальной теории относительности.

6. Внепространственная динамика (динамика течения времени)

6.1. Внепространственный (темпоральный) импульс

Рассмотрим динамику течения времени, точнее динамику движения частицы во временном измерении. В данном разделе будем использовать физическую интерпретацию. В соответствии с ней инвариантная масса частицы m (или масса покоя) внутри светового конуса псевдоевклидова пространства не равна нулю. Она может быть равна нулю только для частицы, находящейся на поверхности (но не внутри) светового конуса.

Запишем метрическое уравнение с сопутствующей системой отсчета K'^n в виде:

$$w^2\mathrm{d}t^2 - \mathrm{d}x^2 = w^2\mathrm{d}\tau^2. \qquad (6\text{-}1)$$

Домножим обе части этого уравнения на инвариант, в качестве которого возьмем квадрат инвариантной массы частицы m^2, и разделим на инвариант $d\tau^2$:

$$m^2w^2\,dt^2/d\tau^2 - m^2dx^2/d\tau^2 = m^2w^2. \qquad (6\text{-}2)$$

Принимая во внимание, что $w = c$, темп течения времени $dt^2/d\tau^2 = \gamma = (1\text{-}v^2/c^2)^{-1/2}$, используя общепринятое выражение для релятивистского импульса $p = mv\gamma$, и энергии $E = m\gamma c^2$, приведем уравнение (6-2) к виду:

$$(E/c)^2 - p^2 = (mc)^2. \qquad (6\text{-}3)$$

Таким образом, мы от метрического уравнения (6-1) пришли к известному и хорошо проверенному экспериментально фундаментальному релятивистскому уравнению энергии-импульса (6-3). Анализ физического смысла этого уравнения с позиций традиционных представлений STR вызывает определенные затруднения следующего характера.

Во-первых. Ненулевой член в правой части уравнения mc по своей структуре, размерности соответствует выражению для некоторого импульса, определенного в сопутствующей системе отсчета. Однако частица в этой системе отсчета неподвижна, и поэтому импульс у нее должен отсутствовать. Кроме того, выражение mc объединяет между собой совершенно несоединимые части: массу покоящейся частицы со скоростью, которую эта частица никогда не может достигнуть, даже если она начнет двигаться.

Во-вторых. Член E/c в левой части уравнения также не совсем ясен. Нетрудно видеть, что этот член имеет вид импульса частицы, движущейся со скоростью света. Но, с другой стороны уравнение (6-3) описывает движение частицы, имеющей ненулевую массу покоя m, что не согласуется с движением ее со скоростью света.

Таким образом, уравнение (6-3) имеет два противоречивых члена, трактовка которых с позиций релятивистской динамики вызывает определенные трудности. Сопоставляя выражение (6-3) с метрическим уравнением (6-1) видим, что оба члена, вызывающие недоразумения, соответствуют временным компонентам движения в системах отсчета K^n и K'^n.

Все сразу становится на свои места, если учесть принцип дуальности перемещений в расширенной формулировке. В соответствии с ним оба вызывающих сомнения члена связаны с неуничтожимым движением (движением во временном измерении). Это движение частиц происходит внутри светового конуса (т. е. $m \neq 0$) с параметром скорости $w = c$. С учетом разделения движения частиц на уничтожимое и неуничтожимое уравнение (6-3) получает естественную запись в следующей форме:

$$p_t^2 - p^2 = P^2. \qquad (6\text{-}4)$$

Здесь:

- член $p_t = E/c$ представляет импульс неуничтожимого движения частицы с параметром скорости частицы $w = c$ в системе отсчета K^n;
- член $p = mv\gamma$ – релятивистский импульс частицы при ее уничтожимом движения в пространстве в системе отсчета K^n,
- член $P = mc$ - импульс неуничтожимого движения во временном измерении (темпоральный импульс) находящейся в пространственном покое частицы в сопутствующей системе отсчета K'^n, с параметром скорости частицы $w = c$.

Таким образом, экспериментально подтвержденная формула (6-3) в записи (6-4) подтверждает двойственность движения частицы в псевдоевклидовом пространстве, выражаемую принципом дуальности перемещения частиц, и дает хорошую физическую интерпретацию всех членов уравнения (6-3).

Соотношение (6-4) позволяет записать полный импульс частицы в форме соответствующего 4-х вектора:

$$P^\mu = (p_t, \mathrm{p}). \qquad (6\text{-}5)$$

Нетрудно видеть, что с учетом соотношения $p_t = E/c$ такой полный вектор импульса P^μ совпадает с релятивистским 4-импульсом [23]:

$$p^\mu = (E/c, \mathrm{p}). \qquad (6\text{-}6)$$

При этом квадрат полного импульса $(P^\mu)^2 = (mw)^2 = \mathrm{const}$, т. е. каждая частица в своем движении по мировой линии несет полный импульс постоянной величины, определяемой геометрией псевдоевклидова пространства.

Отметим следующий факт. *Любая частица внутри светового конуса псевдоевклидова пространства* $R^n_{(1,n-1)}$ *всегда имеет ненулевое значение темпорального импульса* $P = mc$.

Действительно, если частица находится во внутренней полости светового конуса, то $m \neq 0$. Поскольку пространство $R^n_{(1,n-1)}$ псевдоевклидово, то $\tanh^2 \Phi \neq 0$. Поскольку $m = \text{const}$, и $c = \text{const}$, то и $P = mc = \text{const}$. По сути данный результат представляет собой закон сохранения импульса неуничтожимого движения для частиц с инвариантной массой $m \neq 0$ в пространстве с $\tanh^2 \Phi = \text{const}$.

6.2. Энергия течения времени и работа, совершаемая при неуничтожимом движении

Анализ релятивистского выражения для энергии движущейся частицы показывает, что одна из составляющих полной энергии частицы – энергия покоя $E_0 = mc^2$, с точки зрения традиционного подхода, также обладает странной структурой, объединяя ненулевую массу покоя частицы с недостижимой для нее скоростью света. Как и в предыдущем случае, эта особенность становится совершенно естественной, если принять во внимание принцип дуальности перемещений в расширенной формулировке.

Опираясь на этот принцип, можно сделать вывод, что полная релятивистская энергия частицы E, будучи величиной скалярной, должна расщепляться на две составляющих: энергии уничтожимого движения в пространстве $E_r(v)$ (кинетическая энергия) и энергии неуничтожимого движения (во времени) $E_t(w)$, т. е.:

$$E = E_t(w) + E_r(v). \qquad (6\text{-}7)$$

Отсюда:

$$E_t(w) = E - E_r(v). \qquad (6\text{-}8)$$

Из выражения (6-8) следует, что энергия движения времени совпадает с релятивистской энергией покоя частицы E_0, т. е. $E_t(w) = E_0$. Таким образом, энергия покоя утрачивает самостоятельный физический смысл и оказывается одним из видов энергии движения частицы. Точнее, *энергия покоя представляет энергию неуничтожимого движения частицы*. Получается, что термин «энергия покоя» не соответствует его физическому содержанию, так как он определяет энергию движения (во временном измерении), а не покоя.

Следовательно, полная энергия тела представляет собой кинетическую энергию движения частицы в пространстве и во времени.

Из соотношения $E_t(w) = E_0 = mc^2$ видно, что $E_t(w) = \text{inv}$, т. е. одинакова в любой системе отсчета. Учитывая, что

$$E_t(w) = m \tanh^2 \Phi, \qquad (6\text{-}9)$$

можно сделать вывод, энергия $E_t(w)$ определяется геометрией пространства.

Подчеркнем следующий факт. *Любая частица внутри светового конуса псевдоевклидова пространства* $R^n_{(1,n-1)}$ *всегда имеет ненулевое значение энергии движения во времени* $E_t(w)$, *определяемое соотношением* (6-9).

Действительно, если частица находится во внутренней полости светового конуса, то $m \neq 0$. Поскольку пространство $R^n_{(1,n-1)}$ псевдоевклидово, то $\tanh^2 \Phi \neq 0$. Из соотношения (6-9) следует, что в любой момент времени при таких условиях $E_t(w)$ не может быть равно нулю.

По сути данное утверждение представляет собой закон сохранения энергии неуничтожимого движения для частиц с инвариантной массой $m \neq 0$ в пространстве с $\tanh^2 \Phi = \text{const}$.

Для частицы с $m \neq 0$ энергия движения частицы во времени $E_t(w) \neq 0$ только в том случае, если $\Phi \neq 0$, т. е. она не нулевая только для псевдоевклидова пространства. Если $\Phi \to 0$ световой конус «схлопывается», и при $\Phi = 0$ псевдоевклидово пространство переходит в собственно евклидово пространство, и в таком пространстве энергия движения времени утрачивается.

Можно ввести понятие энергонасыщенности σ:

$$\sigma = \frac{E}{M} = \frac{m\gamma c^2}{m\gamma} = \tanh^2 \Phi = \text{inv}.$$

Здесь $M = m\gamma$. Отсюда видно, что любая частица, погруженная псевдоевклидово пространство в его внутреннюю полость светового конуса с углом раскрытия Φ, получит энергию движения $E = M\sigma$. Определенная таким образом энергонасыщенность вакуума, т. е. количество энергии на любую единицу массы, не зависит от индивидуальных свойств частиц, является величиной инвариантной для данного псевдоевклидова пространства $R^n_{(1,n-1)}$ и определяется только его геометрией, т. е. углом раскрытия светового конуса Ф. Другими словами, энергонасыщенность вакуума определяется неуничтожимым движением в пространстве $R^n_{(1,n-1)}$. Обратим внимание также на то, что электрическая ε_0 и магнитная μ_0 постоянные, связанные со свойствами вакуума в псевдоевклидовом пространстве, также определяются его геометрией:

$$\varepsilon_0\mu_0 = \frac{1}{c^2} = \frac{1}{\tanh^2\Phi}.$$

Отсюда следует, что в двух пространствах вида $R^n_{(1,n-1)}$, имеющих разные углы раскрытия светового конуса Ф, физические свойства вакуума буду отличаться.

Как известно, релятивистская энергия связи описывается величиной $\Delta E = \Delta mc^2$. С учетом соотношения $c^2 = w^2 = \tanh^2\Phi$ она может быть записана в виде $\Delta E = \Delta mw^2 = \Delta m\tanh^2\Phi$. Здесь видна связь этой величины с геометрией пространства и течением времени. Можно сделать вывод, что отдельные частицы могут объединяться в структурированные связанные объекты только в областях, где возникает течение времени, т. е. во внутренних полостях световых конусов псевдоевклидова пространства.

Как известно [11], четырехвектор скорости u^μ и ускорения a^μ частицы при ее движении по мировой линии взаимно ортогональны:

$$u^\mu a^\mu = 0.$$

Домножая на инвариантную массу частицы m, получим:

$$u^\mu \frac{\mathrm{d}mu^\mu}{\mathrm{d}\tau} = 0. \qquad (6\text{-}10)$$

Выражение в левой части этого можно рассматривать как работу в единицу времени, совершаемую над частицей при ее неуничтожимом движении. Равенство ее нулю показывает, что при неуничтожимом движении работы не совершается. Таким образом, энергия при неуничтожимом движении частицы имеет только кинетический характер, потенциальная энергия отсутствует.

6.3. Инерция движения частицы во времени

Инерция частицы определяется его инертной массой. Релятивистская масса покоя m является величиной противоречивой по следующим соображениям. Она представляет собой свойство инерции тождественно неподвижной частицы. Однако свойство инерции проявляется только у движущейся частицы, и не может проявляться у неподвижной частицы.

Как и предшествующих случаях, естественным выходом из этой ситуации является учет принципа дуальности перемещения в расширенной формулировке. В соответствии с этим принципом частица может существовать только в постоянном (неуничтожимом) движении, что и определяет существование у нее инерции, и, следовательно, инертной массы.

Инвариантная масса покоя m определяет ее инерцию, связанную с непрерывным неуничтожимом движении во временном измерении внутри светового конуса с постоянным параметром скорости течения времени w. Этим и определяется ее инвариантность, делающую ее фундаментальной константой в невырожденном однородном пространстве $R^n_{(1,n-1)}$.

Отметим следующую особенность, позволяющую связать инерцию частицы с геометрией пространства. Пусть в пространстве $R_1{}^n_{(1,n-1)}$ с углом раскрытия светового конуса Φ_1 движется частица со скоростью $v_1 = \dfrac{\mathrm{d}x_1}{\mathrm{d}t_1}$. Другими словами, чтобы преодолеть расстояние $\mathrm{d}x_1$ частице потребуется время $\mathrm{d}t_1$, при этом $v_1 < \tanh^2\Phi_1$. Пусть теперь эта же частица движется со скоростью v_2 в пространстве $R_2{}^n_{(1,n-1)}$ с углом раскрытия светового конуса Φ_2. Положим, что $v_1 > \tanh^2\Phi_2$. Теперь, чтобы скорость v_2 не превышала $\tanh^2\Phi_2$, должно выполняться соотношение $v_2 < v_1$. Т. е. для того, чтобы преодолеть то же расстояние $\mathrm{d}x_1$ в пространстве $R_2{}^n_{(1,n-1)}$ частице уже потребуется больше времени, чем в пространстве $R_1{}^n_{(1,n-1)}$.

6.4.Законы сохранения

Ранее было показано сохранение темпорального импульса и энергии неуничтожимого движения.

Рассмотрим особенности проявления законов сохранения, учитывающие течение времени. Пусть имеется система частиц, которые могут взаимодействовать между собой, в том числе испытывать взаимные столкновения. Обозначим через p'^i – общий импульс такой системы по i-й пространственной координате в системе отсчета K', p^i - импульс такой системы по i-й пространственной координате в лабораторной системе отсчета K, $p_t'^0$ - импульс этой системы по временной (i = 0) координате в системе отсчета K', p_t^0- импульс этой системы по временной координате в лабораторной системе отсчета K. Этим параметрам будет соответствовать состояние системы *до* начала взаимодействия частиц, а p'^i*, p^i*, $p_t'^0*$, p_t^0* - соответствующие импульсы *после* такого взаимодействия. С учетом преобразований Лоренца эти величины будут связаны следующими соотношениями до взаимодействия:

$$p'^i = p^i\cosh\varphi - p_t^0\sinh\varphi. \qquad (6\text{-}11)$$

Соответственно после окончания взаимодействия:

$$p'^i* = p^i*\cosh\varphi - p_t^0*\sinh\varphi. \qquad (6\text{-}12)$$

В соответствии с релятивистским законом сохранения пространственного импульса $p'^i = p'^i*$, $p^i = p^i*$. Подставляя эти значения в (6-11) и (6-12), получаем: $p_t^0 = p_t^0*$. Это равенство приводит к *закону сохранения импульса неуничтожимого движения*. Отсюда следует также следующий вывод: *никакими взаимодействиями частиц в пространстве невозможно изменить импульс движения во временном измерении*.

6.5. О силовых взаимодействиях частиц

Введем понятие трансвременного взаимодействия следующим образом.

Определение 6-1. *Под трансвременным взаимодействием будем понимать взаимодействие частиц, разделенных пространственно-временным интервалом ΔS, который имеет ненулевую временную компоненту (дистанцию)* Ω.

Подчеркнем, что в данном случае ΔS является интервалом между *частицами*, а не событиями, и может иметь нулевое значение с ненулевой компонентой $c\Delta t$. Определяющее значение имеет именно временная компонента, а не величина самого интервала ΔS.

Ключевым вопросом динамики являются силовые взаимодействия частиц, влияющие на их движение. Вся современная экспериментальная физика подтверждает, что под релятивистской силой следует понимать трехмерный пространственный вектор **F**, являющийся производной от релятивистского импульса **p**:

$$\mathbf{F} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\mathbf{p}. \qquad (6\text{-}13)$$

Это равенство представляет основной релятивистский закон движения частицы в инерциальной пространственной системе отсчета при любых допустимых скоростях. Как известно [18], попытки представить вектор силы в форме 4-вектора привели к понятию силы Минковского M^μ:

$$M^\mu = \left(\frac{1}{c\sqrt{1-\frac{v^2}{w^2}}}\mathbf{Fv}, \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{w^2}}}\mathbf{F}\right). \qquad (6\text{-}14)$$

Однако этот вектор не может лечь в основу закона 4-х мерного движения частиц. Релятивистский вектор силы **F** не ведет себя как компонента какого-либо ненулевого 4-вектора, следовательно, пространственные компоненты силы Минковского не отражают реальный закон движения частицы в пространстве. При этом *временная* компонента имеет вид работы *пространственной* компоненты силы в единицу времени. Если мы попытаемся определить работу силы Минковского, производимой ее временной компонентой – нам придется работу силы определять через компоненту, которая и так уже является работой силы.

Временная компонента силы Минковского, вообще говоря, должна была бы отражать взаимодействия частиц во временном измерении, влияющие на их движение (конфигурацию их мировых линий). Поскольку она имеет ненулевое значение, то должно было бы иметь место силовое взаимодействие частиц, занимающих разное положение во временном измерении, т. е. должны иметь место трансвременные взаимодействия. А этого не наблюдается.

В результате можно сделать вывод – 4-х вектор силы Минковского не представляет собой 4-х вектор силы с реальными ненулевыми компонентами.

Учитывая этот факт, а также то, что вектор силы **F** не ведет себя как компонента какого-либо ненулевого 4-вектора силы F^{μ}, остается сделать вывод, что искомый 4-х вектор силы является нуль-вектором.

6.6. Особенности нуль-вектора в псевдоевклидовом пространстве

Под нуль-вектором понимается вектор, начало которого совпадает с его концом, в результате чего его длина равна нулю. В собственно евклидовом пространстве такие вектора обозначают как **0**, в псевдоевклидовом - 0^{μ}. Нуль-вектор должен удовлетворять следующим условиям.

Для любого вектора **U: U + 0 = U** (сложение любого вектора с нуль-вектором не влияет на исходный вектор).

Для любого числа *k: k***0 = 0**.

Для любого вектора **U: U + (-U) = 0**.

Аналогичные условия должны выполняться и для нуль-вектора 0^{μ} в псевдоевклидовом пространстве $R^{n}_{(1,n\text{-}1)}$.

Нуль-вектор **0** в собственно евклидовом пространстве характеризуется тем, что в любой аффинной системе координат его компоненты равны нулю. Для удобства будем именовать любой нуль-вектор с нулевыми компонентами как вектор сорта *A*, при необходимости отмечая сорт вектора нижним индексом в его обозначении.

Нуль-вектор в псевдоевклидовом пространстве может существенно отличаться от нуль-вектора в собственно-евклидовом пространстве: его компоненты не обязательно должны быть равны нулю. Допустим, что одна из его компонент **B** не равна нулю, и тогда можно записать:

$$0^{\mu} = (B^{0}, \mathbf{B});\ |\mathbf{B}| \neq 0.$$

Назовем компоненту **B** задающей компонентой (полагаем, что ее величина задается внешними причинами и не может быть изменена). В таком случае компоненты связаны соотношением:

$$(B^{0})^{2} - \mathbf{B}^{2} = 0. \quad (6\text{-}15)$$

Поскольку компонента **B** задающая, то можно определить компоненту B^{0}:

$$(B^{0})^{2} = \mathbf{B}^{2}. \quad (6\text{-}16)$$

Будем относить такие вектора к векторам сорта *B*. Однако эти вектора, хоть и в соответствии с (6-15) имеют нулевую длину, нуль-векторами не являются. Действительно, проверим выполнение условия 1 для вектора $U^{\mu} = (U^{0}, \mathbf{0})$, $U^{0} \neq 0$. Это условие в данном случае можно записать в виде:

$$U^{\mu} + 0^{\mu}_{B} = U^{\mu}.$$

Соответственно должно выполняться соотношение:

$$U^{\mu} + 0^{\mu}_{B} = ((U^{0} + B^{0}),(\mathbf{0} + \mathbf{B})) = U^{\mu}.$$

Отсюда с учетом (6-16) следует:

$$(U^{0} + B^{0})^{2} - \mathbf{B}^{2} \neq (U^{\mu})^{2}.$$

Таким образом, условие 1 в данном контрпримере не выполняется: сложение вектора U^{μ} с вектором 0^{μ}_{B} сорта *B* может приводить к изменению исходного вектора. Это лишает вектора сорта *B* с нулевой длиной статуса нуль-вектора.

Посмотрим, возможно ли построения вектора нулевой длины с задающей компонентой так, чтобы он сохранял свойства нуль-вектора. Для этого представим себе, как формируется нуль-вектор с задающей компонентой. Пусть задан некоторый ненулевой вектор $C^{\mu} = (C^{0}, \mathbf{C})$. Его можно представить как векторную сумму двух координатных векторов C^{0} и **C**, один из которых - вектор **C**, является задающим. Устремим теперь исходный вектор C^{μ} к нулю при неизменности вектора **C**, и посмотрим, что произойдет с таким векторным треугольником. В результате конец задающего вектора **C** совместится с началом другого слагаемого вектора, они окажутся совмещенными и противоположно направленными. В итоге мы получим векторное соотношение:

$$\mathbf{C}^0 = - \mathbf{C}. \qquad (6\text{-}17)$$

Следовательно, когда C^μ преобразуется в нуль-вектор 0^μ, то, во-первых, его компонента C^0 трансформируется в вектор, равный по модулю и противоположно направленный задающему вектору **C**. Кроме того, можно сказать, что в связи с утратой компоненты C^0 размерность нуль-вектора 0^μ фактически снижается до размерности его задающей компоненты **C**.

Таким образом, в случае задания фиксированной компоненты **C** нуль-вектор 0^μ может быть записан следующим образом:

$$0^\mu = (0, (-\mathbf{C},\mathbf{C})). \qquad (6\text{-}18)$$

Подтвердим этот вывод следующим рассуждением. Нуль-вектор 0^μ по условию должен удовлетворять уравнению вида:

$$U^\mu + 0^\mu = U^\mu,$$

где $U^\mu = (U^0,\mathbf{U})$ - произвольно взятый четырехвектор. Пусть **C** - задающий вектор для 0^μ. Запишем это уравнение в компонентах:

$$U^\mu + 0^\mu = ((U^0 + 0),(\mathbf{U} - \mathbf{C} + \mathbf{C})),$$

отсюда следует:

$$(U^0 + 0)^2 - (\mathbf{U} - \mathbf{C} + \mathbf{C})^2 = (U^0)^2 - (\mathbf{U})^2.$$

Таким образом, запись вектора 0^μ в виде (6-18) удовлетворяет условию 1 нуль-вектора. Нетрудно видеть, что остальные условия также выполняются. Такие нуль-вектора будем называть векторами сорта *C*.

Выделим характерные свойства нуль-вектора $0^\mu{}_C$ сорта *C*:

- задающая компонента всегда проявляется в паре с другим вектором;
- в пару всегда входят равные по величине и противоположно направленные вектора, один из которых – задающий;
- он имеет пониженную размерность в результате утраты одной из компонент.

Подчеркнем, что эти свойства должны проявляться в любой системе отсчета.

Заметим, что с учетом введенных обозначений однородному метрическому уравнению, описывающему движение фотонов, соответствует компактное векторное уравнение:

$$0^\mu{}_B = 0^\mu{}_A.$$

6.7. Трансвременные взаимодействия

Поскольку мы пришли к выводу о том, что четырехвектор силы является *нулевым*, т. е. *нуль-вектором* в псевдоевклидовом пространстве: $F^\mu = 0^\mu$, то возникает вопрос, какого сорта должен быть такой четырехвектор. Поскольку имеется задающая компонента **F**, выбирать нужно из векторов сорта *B* или *C*. Обратим внимание на то, что вектора сорта *C* имеет признаки, которые легко проверяются экспериментально: парность векторов с задающей компонентой **F**. Если мы имеем дело с нуль-вектором сорта *C,* тогда пространственные силы в инерциальных системах отсчета должны проявляться парами в соответствии с соотношением (6-18).

И мы действительно наблюдаем данный эффект, описываемый третьим законом Ньютона. Этот закон отражает принцип парного взаимодействия и утверждает, что все механические силы в природе рождаются парами. Причем силы действия и противодействия в такой паре всегда представлены равными по величине и противоположными по направлению векторами. Совпадение этих хорошо проверенных свойств взаимодействия частиц с признаками нуль-вектора $0^\mu{}_C$ дает возможность утверждать, что четырехвектор силы действительно является нуль-вектором сорта *C*.

В связи с этим можно говорить о природе сил противодействия в третьем законе Ньютона – они связаны с течением времени в псевдоевклидовом пространстве.

Так как установлено выполнение первых двух признаков нуль-вектора сорта *C*, то неизбежно должен проявляться и третий признак – утрата оставшейся (временной) компоненты четырехвектора силы F^μ. Таким образом, 4-х вектор силы может быть записан так: $F^\mu = (F_t, (-\mathbf{F},\mathbf{F})) = 0^\mu{}_C$, $F_t \equiv 0$. Выражение $F_t \equiv 0$ можно назвать *запретом на трансвременные взаимодействия.* При этом следует иметь в виду, что он действует в рамках принятых начальных условий, т. е. когда описание ситуации допускает использование плоского однородного пространства-времени Минковского.

6.8. Фундаментальные взаимодействия частиц в мире с пространственно-временной реальностью и их наблюдаемость

Вывод о запрете на трансвременные взаимодействия основываются также на кинематических соображениях. Нужно учесть следующее. Как следует из первого закона темпоральной кинематики (5-7), движение частиц во временном измерении не является свободным. Оно ограничивается гиперплоскостью, в которой эта частица содержится. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

В рамках Стандартной модели фундаментальные взаимодействия частиц (в числе которых будем выделять частицу-наблюдателя ξ, и движущуюся частицу ξ', которая является объектом наблюдения) можно представить как обмен частицами ζ – переносчиками взаимодействия. Для определенности будем полагать, что ξ' испускает частицу ζ, а ξ поглощает ее, чем завершается акт их взаимодействия (см. рис.5a). Данная схема описывает сильное, слабое и электромагнитное взаимодействия между частицами. Предметом исследования является поиск условий, при которых происходит разрыв диаграммы взаимодействия (см. рис.5*b*), в результате чего частица ξ' становится невидимой (невзаимодействующей) для частицы-наблюдателя ξ.

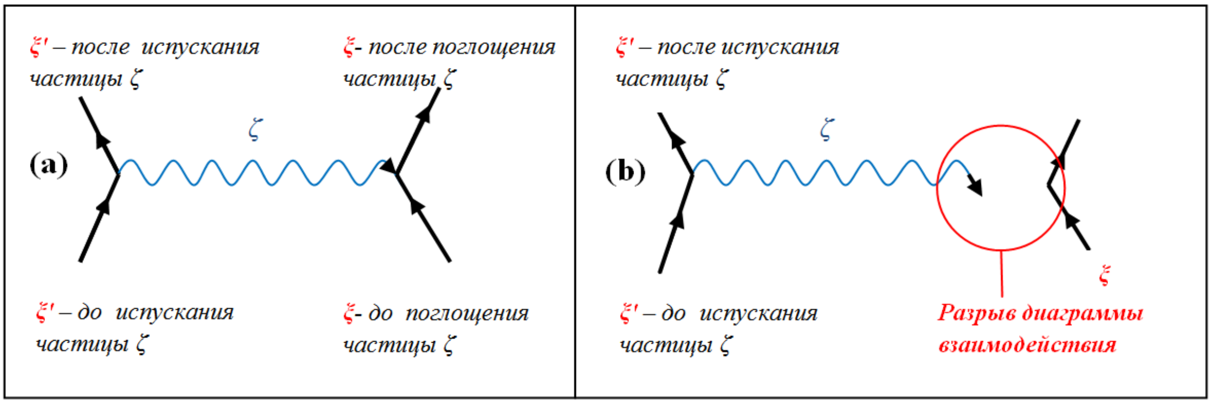

Рис. 5. Условное изображение взаимодействия частиц в общем случае. (a) Взаимодействие реализуется. **(b)** Взаимодействие не реализуется из-за разрыва диаграммы взаимодействия. Частица ξ' становится невидимой.

Акт взаимодействия двух частиц ξ' и ξ (событие A_c) реализуется путем поглощения частицы-переносчика взаимодействия ζ частицей-наблюдателем ξ. Следовательно, необходимым условием для этого является пересечение в некоторой мировой точке мировых линий частицы ζ и частицы-наблюдателя ξ. Однако этого недостаточно. Требуется, чтобы обе частицы появились в этой точке одновременно, т. е. выполнилось условие «здесь и сейчас». Тогда можно говорить, что эта точка соответствует событию $A_c \in \mathrm{R}^4_{1,3}$.

Теорема 6-1. *Если частицы ξ' и ξ погружены в $\mathrm{R}^4_{1,3}$, и при этом разделяющий их интервал ΔS включает $\Omega \neq 0$, то $A_c \notin \mathrm{R}^4_{1,3}$.*

Доказательство. Зададим положение частицы ξ 4-х радиус-вектором x^{μ}_{ξ}, частицы ζ – 4-х радиус-вектором x^{μ}_{ζ}. Интервал между частицами ζ и ξ зададим с помощью 4-х вектора ΔS^{μ} (см. рис. 6). В этом случае имеет место векторное уравнение:

$$x^{\mu}_{\zeta} + \Delta S^{\mu} = x^{\mu}_{\xi}. \tag{6-19}$$

Очевидно, что событие A_c произойдет тогда и только тогда, когда будет выполняться условие:

$$\Delta S^{\mu} = 0^{\mu}. \tag{6-20}$$

Здесь 0^{μ} - 4-х нуль-вектор. Положение частицы ξ' в момент испускания частицы ζ определим 4-х радиус-вектором $x^{\mu}_{0\xi'}$, а соответствующее этому событию положение частицы-наблюдателя ξ - 4-х радиус-вектором $x^{\mu}_{0\xi}$. Дальнейшее движение частицы-наблюдателя ξ зададим с помощью

4-х вектора перемещения Δx^{μ}_{ξ}, а частицы ζ - с помощью 4-х вектора перемещения $\Delta x^{\mu}_{\varsigma}$. Теперь вектора x^{μ}_{ξ} и x^{μ}_{ς} можно представить как векторные суммы:

$$x^{\mu}_{\xi} = x^{\mu}_{0\xi} + \Delta x^{\mu}_{\xi}, \quad x^{\mu}_{\varsigma} = x^{\mu}_{0\xi'} + \Delta x^{\mu}_{\varsigma}. \qquad (6\text{-}21)$$

Подставляя (6-21) в уравнение (6-19), получим:

$$x^{\mu}_{0\xi'} + \Delta x^{\mu}_{\varsigma} + \Delta S^{\mu} = x^{\mu}_{0\xi} + \Delta x^{\mu}_{\xi}. \qquad (6\text{-}22)$$

Запишем уравнение (6-22) в координатном выражении в лабораторной системе отсчета *K*:

$$(ct_0{*},\mathrm{r}') + (c\Delta t_{\zeta},\Delta \mathrm{r}_{\zeta}) + (\Omega,\Delta \mathrm{r}) = (ct_0,\mathrm{r}_0) + (c\Delta t_{\xi},\Delta \mathrm{r}_{\xi}). \qquad (6\text{-}23)$$

Здесь учтены записи векторов: $x^{\mu}_{0\xi'} = (ct_0{*},\mathrm{r}')$, $\Delta x^{\mu}_{\varsigma} = (c\Delta t_{\zeta},\Delta \mathrm{r}_{\zeta})$, $\Delta S^{\mu} = (\Omega,\Delta \mathrm{r})$, $x^{\mu}_{0\xi} = (ct_0,\mathrm{r}_0)$, $\Delta x^{\mu}_{\xi} = (c\Delta t_{\xi},\Delta \mathrm{r}_{\xi})$. Запишем выражение (6-23) во временных координатах лабораторной системы отсчета:

$$ct_0{*} + c\Delta t_{\zeta} + \Omega = ct_0 + c\Delta t_{\xi}. \qquad (6\text{-}24)$$

Примем во внимание, что интервалы Δt_{ζ} и Δt_{ξ} можно поставить в соответствие одному и тому же процессу – движению частицы ζ в направлении к частице ξ. Поэтому в силу однородности времени в $\mathrm{R}^4_{1,3}$ в соответствии с (5-3) можно записать: $\Delta t_{\zeta} = \Delta t_{\xi}$. Свяжем моменты $t_0{*}$ и t_0 соотношением $ct_0 = ct_0{*} + \Omega'$. Теперь соотношение (6-24) можно переписать следующим образом:

$$ct_0{*} + \Omega = ct_0{*} + \Omega',$$

откуда следует: Ω = Ω′. Другими словами, временная дистанция Ω между частицами ζ и ξ всегда равна разности Ω′ временных координат (временной дистанции) между частицами ξ и ξ′ на временной оси x^0 в одной и той же системе отсчета. Следовательно, условие ваимодействия (6-20) будет выполняться в том случае, если временная дистанция Ω между взаимодействующими частицами ξ и ξ′ будет равна нулю. Если же это условие нарушается, то частицы ζ и ξ никогда не смогут находиться в одной и той же мировой точке одновременно (т. к. между ними всегда будет сохраняться ненулевая дистанция Ω), и $\mathrm{R}^4_{1,3}$ не будет включать в себя событие A_c.

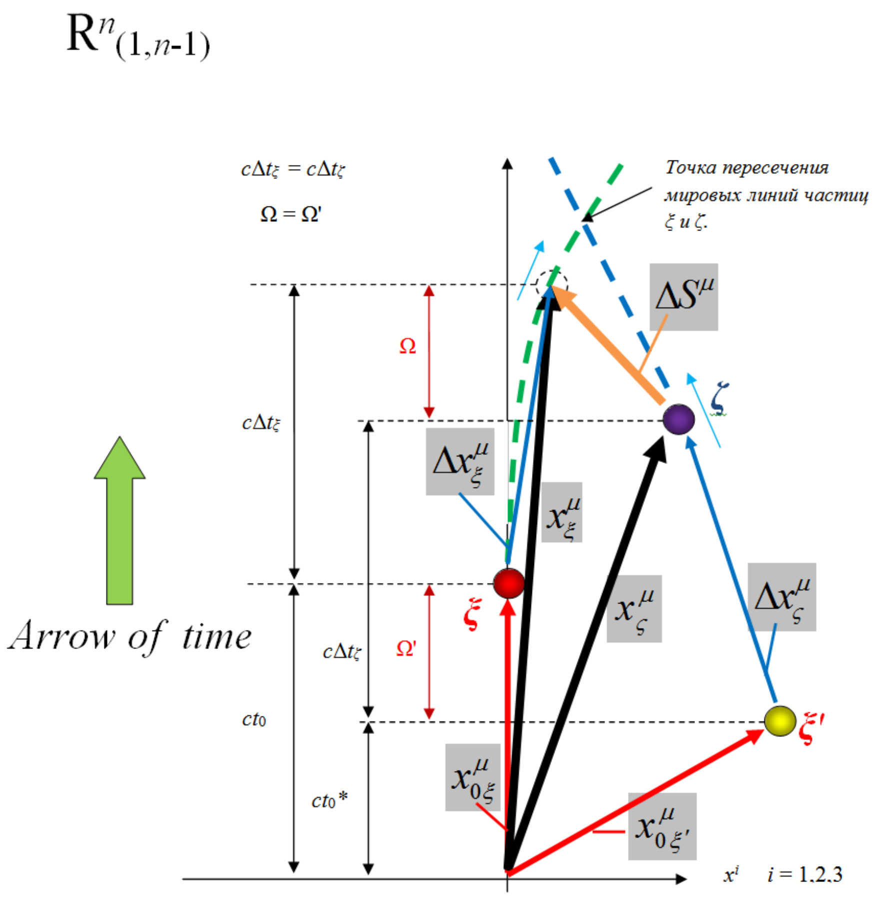

Рис. 6. К доказательству теоремы 6-1.

В результате разделенные дистанцией Ω частицы будут проходить точку пересечения их мировых линий поочередно, а не вместе, что исключает возможность поглощения частицы ζ частицей ξ. Следовательно, взаимодействие не реализуется.

Поскольку отсутствие события A_c в некоторой точке пересечения мировых линий частиц обусловлено ненулевым значением Ω для этих частиц, и это значение не может быть сведено к нулю ни подбором системы отсчета, ни сдвигом во временном измерении, то ни в какой иной точке $R^4{}_{1,3}$ это событие совершиться не может, т. е. $A_c \notin R^4{}_{1,3}$.

Поскольку событие A_c не совершается, то ни одно из взаимодействий, представленных в Станадартной модели, реализоваться не может. Следовательно, теорема 6-1 может быть интерпретирована как запрет на трансвременные взаимодействия. Причем в данном случае этот запрет получен на основе кинематического подхода.

Полученный результат показывает, что ключевое значение для решения вопроса о возможности взаимодействия двух частиц в некоторый момент t приобретают начальные условия: если существует хотя бы один момент t_0, такой, что $\Omega_0(t_0) = 0$, то частицы могут взаимодействовать; если же существует момент хотя бы один момент t_0, такой, что $\Omega_0(t_0) \neq 0$, то взаимодействие частиц невозможно.

Отметим, что при $\Omega(t) \equiv 0$ для любой пары частиц, мы получим мир с пространственной реальностью, в противном случае – мир с пространственно-временной реальностью.

7. Возникновение горизонтов и невидимая материя

Поскольку запрет на трансвременные взаимодействия распространяется и на электромагнитные взаимодействия (что ограничивает видимость объектов для наблюдателя), то он неизбежно влечет за собой возникновение горизонтов. Пусть t_i – момент времени, соответствующий текущему положению наблюдателя ξ_i на временной оси x^0 системы отсчета K. В этом случае в $R^4{}_{1,3}$ формируется связанная с этим наблюдателем гиперплоскость G_i, которая будет описываться уравнением $t = t_i$. Отсюда для любой частицы, принадлежащей этой гиперплоскости, $\Omega = t - t_i = 0$, и инвариант sign $\Omega = 0$. Следовательно, потенциально наблюдатель может видеть эти частицы, так в этом случае событие A_c допустимо для $R^4{}_{1,3}$. Гиперплоскость G_i рассекает $R^4{}_{1,3}$ на две области: одна описывается соотношением $t > t_i$ (область Будущего Z_i^F), вторая – соотношением $t < t_i$ (область Прошлого Z_i^P). Для областей Z_i^F и Z_i^P дистанция $\Omega = t - t_i \neq 0$, и инвариант sign $\Omega \neq 0$. Следовательно, в соответствии с теоремой 6-1 все частицы, принадлежащие областям Z_i^F и Z_i^P, оказываются ненаблюдаемыми. Рассматривая области в $R^4{}_{1,3}$ как соответствующие множества, можно записать $R^4{}_{1,3} = Z_i^F \cup G_i \cup Z_i^P$, и $Z_i^F \cap G_i = G_i \cap Z_i^P = \varnothing$. Отсюда хорошо видно возникновение двух горизонтов, разделяющих области Z_i^F, G_i, Z_i^P. Эти горизонты описываются тем же уравнением, что и G_i: $t = t_i$. Однако они противоположно ориентированы: один горизонт отделяет G_i от Z_i^F, а другой отделяет G_i от Z_i^P.

Настоящее (гиперплоскость G_i) оказывается как бы «упакованным» в эти горизонты. При этом G_i, охватываемая такими горизонтами, движется вместе с наблюдателем и видимой материей вдоль оси времени в направлении Будущего (в соответствии с направлением «стрелы времени»).

Горизонты, формируемые запретом на трансвременные взаимодействия, значительно уменьшают поле зрения для наблюдателя, полностью вырезая из него целое измерение в $R^4{}_{1,3}$. В результате, с точки зрения наблюдателя, $R^4{}_{1,3}$ трансформируется в пространство R^3, порождая для него иллюзорное ощущение трехмерности физического мира. Возникновение горизонтов приводит к иллюзиям, что вся материя Вселенной сосредоточена именно между этими двумя горизонтами в гиперплоскости этого наблюдателя G_i (оставляя иные области $R^4{}_{1,3}$ пустыми), и что события в областях Z_i^F и Z_i^P, отделенных от наблюдателя горизонтами, совершаться не могут. Получается, что если мы хотим погрузить некоторые частицы в $R^4{}_{1,3}$, то мы должны попасть точно в движущуюся гиперплоскость G_i, иначе наблюдатель их не обнаружит.

В общем случае данные горизонты дополняются другими горизонтами, в частности горизонтом Риндлера и др. [3], которые образуют систему горизонтов для наблюдателя и формируют его общее поле зрения.

В связи с разделением $R^4{}_{1,3}$ на видимую (G_i) и невидимые (Z_i^F и Z_i^P) области, естественно говорить и о соответствующем разделении материи, содержащейся в $R^4{}_{1,3}$, на видимую и невидимую. И, соответственно, можно говорить о существовании особой группы частиц, составляющих невидимую материю. Частицы этой группы определяются признаком sign $\Omega \neq 0$.

Поскольку такое разделение частиц на видимые и невидимые зависит только от их положения относительно наблюдателя, и не связано с их физическими свойствами, то частицы с sign $\Omega \neq 0$ могут образовывать невидимую материю барионной природы. В этом случае такие частицы, образующие невидимую материю, вряд ли можно будет идентифицировать как особые частицы группы WIMP.

8. Влияние геометрии пространства на способность размещенной в нем материи образовывать связные структуры

Отметим некоторые свойства геометрии пространства, влияющие на способность материи в таком пространстве формировать сложные структурные объекты. Наиболее распространенным механизмом образования стабильных структур в известной нам Вселенной является формирование орбит одних объектов в поле центральных сил, создаваемых другими объектами. К таким структурами можно отнести атомы, которые с определенной степенью точности можно рассматривать как сформировавшиеся в результате движения орбитальных электронов вокруг атомного ядра, астрономические объекты, в том числе звезды и планеты, планетарные системы, галактики и т. д. , т. е. все гравитационно связанные структуры.

Все эти структуры скреплены в результате орбитального движения ее элементов и объектов. Таким образом, понятие орбиты является ключевым для их образования и стабильности.

Определение 8-1. *Под орбитой будем понимать непрерывную траекторию (мировую линию) некоторого объекта, по крайней мере в течение определенного периода стабильно охватывающую иной объект, являющийся источником поля центральных сил.*

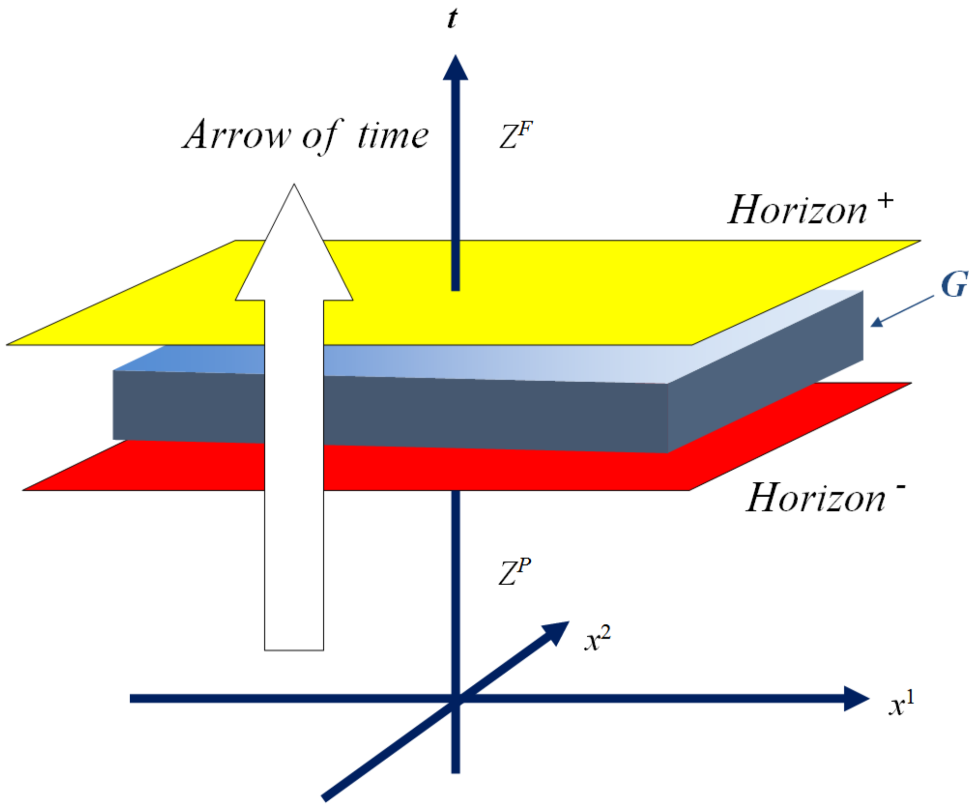

Рис. 7. «Сэндвич» - временной слой Настоящего G, отделенный от области Прошлого Z^P и Будущего Z^F горизонтами**.**

Полагая образование такого рода орбит ключевым элементом образования сложных структур, проанализируем, как сказывается геометрия пространств на возможность их образования.

Отметим, что определенную таким образом орбиту всегда можно вписать в замкнутую сферу, не имеющую разрывов поверхности, т. е. орбитальное движение всегда является финитным. Другими словами, если для некоторой кривой, представляющей траекторию объекта, можно указать замкнутую сферу, такую, что эта траектория после входа в нее в течение заданного (достаточно долгого) времени не пересекает ее поверхность, и при этом охватывает центральное тело, то можно говорить о существовании орбиты.

В собственно евклидовых пространствах орбиты формироваться могут, и при этом они имеют форму эллипсов (если не учитывать возникающую в некоторых случаях прецессию). В некоторой плоскости $x^i x^j,\ i \neq j$ такие орбиты можно описать следующим каноническим уравнением эллипса:

$$\frac{(x^i)^2}{a^2} + \frac{(x^j)^2}{b^2} = 1. \tag{8-1}$$

Здесь a и $в$ – постоянные параметры фигуры. Эта формула описывает непрерывную замкнутую кривую (эллипс), охватывающие центр вращения (один из фокусов эллипса) в собственно евклидовом пространстве.

Однако совершенно иная ситуация складывается в псевдоевклидовом пространстве. Аналогичная формула в псевдоевклидовой плоскости $x^0 x^i,\ i \neq 0$, имеет вид:

$$\frac{(x^0)^2}{c^2} - \frac{(x^i)^2}{d} = 1\ . \tag{8-2}$$

Здесь c и d – постоянные параметры фигуры. Принципиальное отличие фигуры – гиперболы (8-2) от фигуры – эллипса (8-1) заключается в том, что фигура (8-2) имеет разрывы, т. е. не является непрерывной. Вписать ее в фигуру с замкнутой поверхностью уже невозможно. Следовательно, она уже не соответствует требованиям, определяющим существование орбиты.

Поскольку непрерывную орбиту построить в псевдоевклидовом пространстве (псевдоевклидовой плоскости) не удается, то и стабильные связные объекты (построенные на основе орбитальных взаимодействий) в таких пространствах формироваться не могут. Однако полученный результат не может служить основанием для утверждения о невозможности объектов влиять друг на друга в псевдоевклидовых плоскостях иным образом, без образования орбит.

9. Некоторые следствия из основного закона внепространственной динамики

Основные следствия из теоремы о запрете на трансвременные взаимодействия:

1. *Запрет на трансвременные взаимодействия неизбежно порождает горизонты* для наблюдателя, в результате чего часть материи в $R^4_{1,3}$ становится невидимой, а любая временная протяженность – ненаблюдаемой.

2. Такие *горизонты выделяют для наблюдателя его Настоящее*, и изолируют это Настоящее (и, соответственно, наблюдателя) от областей Прошлого и Будущего. В результате возникает возможность формирования и упорядочивания причинно-следственных связей между событиями.

3. *Запрет на трансвременные взаимодействия снимает противоречие между 4-х мерностью преобразований Лоренца и фактической 3-х мерностью данного нам в ощущениях мира* (т. к. временное измерение оказывается ненаблюдаемым).

4. *Условие* sign $\Omega \neq 0$ *определяет особую группу частиц, составляющих невидимую для наблюдателя материю*.

5. *Любые объекты, состоящие из взаимодействующих элементарных частиц, являются трехмерными*. Частицы соединяются в сложные структурированные объекты только в той размерности, в которой их взаимодействие возможно. В результате запрета на трансвременные взаимодействия частицы в $R^4_{1,3}$ объединяются в сложные объекты в трех оставшихся измерениях, и в результате образуют *трехмерные* объединения - трехмерные структурированные объекты. Такие объекты не имеют временной протяженности. В то же время допускается возникновение скоплений невзаимодействующих объектов, а также объединений объектов на основе взаимодействий, которые проявляются при нарушении исходных условий теоремы о запрете на трансвременные взаимодействия. Подобного рода скопления и объекты могут иметь временную протяженность.

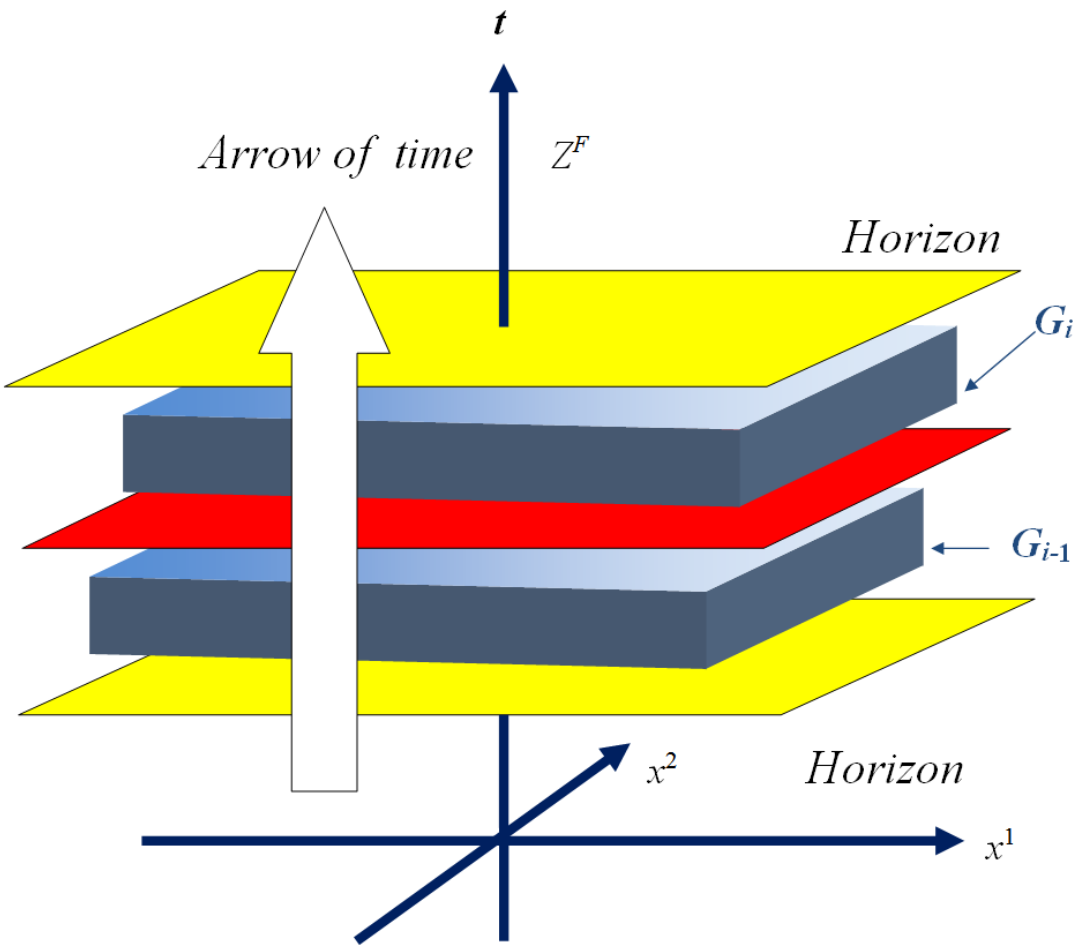

Рис. 8. Материя во временном слое G_{i-1} невидима для наблюдателя в слое G_i из-за горизонта (обозначен красным цветом).

6. *Запрет на трансвременные взаимодействия неизбежно порождает расслоение (сепарацию) любых массивных объектов (их объединений), имеющих временную протяженность*, на трехмерные параллельные временные слои G_i, ортогональные временному измерению, и изолированные друга от друга соответствующими горизонтами. В связи с этим наблюдатель, находящийся в одном слое, не может видеть объекты, находящиеся в иных слоях (см. рис. 8).

7. С точки зрения наблюдателей в $R^4_{1,3}$ все *события и процессы разворачиваются в одном и том же евклидовом подпространстве* R^3, независимо от положения этих наблюдателей во времени. Если запишем уравнение куба в пространственных координатах, то эта запись будет одинакова для всех слоев, т. е. это пространство оказывается общим для них. Следовательно, внутри этого куба могут оказаться объекты как видимые, так и невидимые. Подобно слоям в фотошопе, образующим в итоге целостную картину. Т. е. в нашем пространстве присутствует как видимая, так и невидимая материя и объекты.

10. Основные законы темпоральной (внепространственной) механики

Теперь можно дать перечень основных закономерностей *темпоральной механики*.

Темпоральная кинематика.

Закон о неуничтожимом движении.

Закон неизменности временной дистанции Ω.

Закон об инвариантности величины sign Ω.

– Вывод о невозможности столкновений частиц, разделенных ненулевой дистанцией Ω.

Темпоральная динамика

Закон о запрете на трансвременные взаимодействия.

– Вывод о расслоении трансвременных объектов на временные слои.
– Вывод о формировании горизонтов при расслоении трансвременных объектов.
– Вывод о возможности формирования трехмерных связанных объектв внутри таких временных слоев.
– Вывод о том, что скорость (света), энергия, инерция, импульс покоя – идентифицируются как параметры неуничтожимого движения (их взаимосвязь дана релятивистскими соотношениями). Постоянство этих параметров характеризует неуничтожимое движение как инерциальное, мерой инерции тела в неуничтожимом движении является его масса покоя.
– Вывод о том, что никакими силами, действующими в пространстве, невозможно изменить дистанцию Ω между частицами или повлиять на параметр скорости течения времени w.
– Вывод о том, что любой процесс, определяемый в некоторой системе отсчета, не может развиваться быстрее течения времени в этой системе т. е. $v < w = c$.

Данные результаты получены для плоских псевдоевклидовых пространств (не имеющих кривизны) и фундаментальных взаимодействий, представленных в Стандартной модели физики элементарных частиц.

На базе построенной темпоральной (внепространственной) механики мы можем дать обоснованные ответы на вопросы, поставленные в разделе 1.3.

1. Почему в современных физических теориях нет явного проявления динамических и кинематических свойства внепространственного движения. *Потому что внепространственное движение определяется геометрией пространства и не зависит от взаимодействий объектов, размещенных в этом пространстве. В результате параметры такого движения имеют вид фундаментальных констант, входящих в известные уравнения движения.*
2. Почему временная протяженность ненаблюдаема, подобно тому, как мы можем наблюдать пространственно удаленные объекты. *Ненаблюдаемость временной протяженности связана с возникновением горизонтов, «вырезающих» момент Настоящего для наблюдателя и делающих невидимыми все объекты и временные протяженности, находящиеся за этими горизонтами.*
3. Почему мы не можем свободно перемещаться во временном измерении подобно тому, как мы можем перемещаться в пространстве. *В отличие от движений в пространстве, перемещение во временном измерении жестко ограничено неуничтожимым движением (течением времени), которое не зависит от взаимодействий пространственных объектов (в том числе желаний наблюдателя), а определяется только геометрией пространства.*
4. Почему нас окружают только трехмерные объекты, не имеющие временной протяженности. *Элементарные частицы объединяются в макрообъекты только в тех измерениях, в которых возможно распространение взаимодействий. Запрет на трансвременные взаимодействия (основной закон внепространственной динамики) исключает временное измерение из области распространения взаимодействий. Это приводит к трехмерности таких объектов.*
5. Почему при столкновениях частиц отсутствует временные компоненты движения. *Основной закон внепространственной кинематики исключает столкновения объектов, разделенных временной дистанцией.*
6. Если пространство-время четырехмерно, то почему взаимодействия не распространяются во временном измерении (в частности дистанционные силовые взаимодействия удаленных объектов осуществляются в ряде случаев по закону обратных квадратов расстояний между ними, что соответствует трехмерному пространству). *Запрет на трансвременные взаимодействия позволяет взаимодействиям распространяться только в трехмерном пространстве.*

Следовательно, все основные возражения против концепции мира с пространственно-временной реальностью оказываются снятыми.

Темпоральная механика порождает целый ряд следствий, позволяющих сделать определенные предсказания, допускающие проверку с помощью экспериментальных и наблюдательных данных.

(продолжение следует)

Литература:

1. *Zeh H. D*. The Physical Basis of the Direction of Time. — Berlin: Springer, 2007.
2. *Тейлор Э. Ф., Уилер Дж. А*. Физика пространства-времени. — М.: Мир, 1971 [*Taylor E. F., Wheeler J. A.* Spacetime Physics. — San Francisco; London: W. H. Freeman, 1966)].
3. *Уитроу Дж*. Естественная философия времени. — М.: Едиториал УРСС, 2003 [*Whitrow G. J.* The Natural Philosophy of Time. — London; Edinburgh: Tomas Nelson and sons Ltd, 1961].
4. *Fraser J. T*. Of Time, Passion and Knowledge. — Prinston: Prinston University Press, 1990.
5. *Davies P. C. W*. About Time: Einstein's Unfinished Revolution. — London: Viking, 1995.
6. *Рейхенбах Г*. Философия пространства и времени. — М.: Едиториал УРСС, 2003.
7. *Хокинг С., Млодинов Л*. Кратчайшая история времени. — СПб.: Амфора, 2006.
8. *Левич А. П. //* В сб.: На пути к пониманию феномена времени: конструкции времени в естествознании. Ч. 3 / Под ред. А. П. Левича. — М.: Прогресс-традиция, 2009.
9. *Аксенов Г. П*. Причина времени. — М.: Эдиториал УРСС, 2000.
10. *Эйнштейн А*. Работы по теории относительности. — СПб.: ТИД Амфора, 2008.
11. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М*. Теория поля. — М.: Наука, 1988.
12. *Лошак Ж*. Геометризация физики. — Ижевск: R&C Dynamics, 2005.
13. *Уэллс Г*. Избранные произведения. — Т.: Узбекистан, 1985.
14. *Киттель Ч., Найт У, Рудерман М*. Механика. — М.: Наука, 1971.
15. Замечательные ученые / Под ред. С. П. Капицы. — М.: Наука, 1980.
16. *Козырев Н. А*. Неизведанный мир // Октябрь. — 1964. № 7. С. 183-192.
17. *Николенко А. Д.* // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика **1** 51 (2005).

Статья поступила в редакцию 17.01.2014 г.

Nikolenko O.D.

On the reasons and features of the current of time in pseudoeuclidean spaces

Institute for Time Nature Explorations
e-mail: alniko@ukr.net

Theoretical bases of the Temporology, connected with a substantiation of the reasons of occurrence of a phenomenon of a current of time are considered. Features of a current of time in flat pseudoeuclidean spaces are investigated. Connection of the offered approach with a problem baryon asymmetry of the Universe is shown. Possibility of existence within the limits of the offered model invisible objects which can be interpreted as clots of «a dark matter» is proved.

Keywords: temporology; time current; baryon asymmetry of the Universe; a dark matter.